

## ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦАХ

© 2004 г. А. М. Бонч-Бруевич, чл.-корр. РАН; Т. А. Вартамян, канд. физ.-мат. наук; С. Д. Николаев; С. Г. Пржибельский, канд. физ.-мат. наук; И. О. Старобогатов, канд. физ.-мат. наук; В. В. Хромов, доктор физ.-мат. наук

ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург  
E-mail: tigran@jamnet.spb.su

Дано теоретическое обоснование нового метода определения релаксационных характеристик коллективных электронных возбуждений в малых металлических частицах, основанного на изменении спектра флуоресценции локализованных плазмонов. Метод применен к островковой пленке, состоящей из частиц натрия размером порядка 10 нм. Пленка была создана путем термического напыления в вакууме на подложку из плавленного кварца. Ширина спектра линейного поглощения пленки достигала 0,5 эВ из-за разброса частиц по формам и размерам. При возбуждении пленки пикосекундными импульсами излучения неодимового лазера удалось выделить некогерентную часть рассеяния на частотах, близких к частоте второй гармоники возбуждающего излучения. Впервые зарегистрирован спектр этого излучения, которое интерпретировано как флуоресценция плазмонов, возбужденных в резонансных частицах. По ширине спектра флуоресценции определено время релаксации плазмонов.

Коды OCIS: 290.0290, 310.0310.

Поступила в редакцию 23.12.2003.

### Введение

Коллективные электронные возбуждения в металлических частицах, имеющих нанометровые размеры, существенно отличаются от объемных коллективных возбуждений. Дело не только в том, что частота поверхностного плазмона, локализованного в такой частице, заметно отличается от частоты объемного плазмона. Влияние границ между металлом и инородной средой сказывается также и на динамике коллективных возбуждений, приводя к зависимости времен дефазировки коллективных колебаний электронов от формы и размеров частиц, а также от химического состава окружающей частицы среды. Кроме того, именно в малых частицах становится возможным непосредственное взаимодействие коллективной моды со свободными электромагнитными полями. С одной стороны, это позволяет использовать оптические методы для изучения коллективных возбуждений в малых металлических частицах, а с другой – открывает обширные возможности для приложений.

Основы теоретического описания коллективных возбуждений пространственно однородного электронного газа были созданы в середине прошлого века [1]. Коллективные колебания электронов в малых металлических частицах активно исследовались в восьмидесятые годы как теоретически [2], так и экспериментально [3]. Основные результаты этих исследований суммированы в монографии [4]. В девяностые годы в рамках метода функционала плотности были выполнены многочисленные расчеты коллективной динамики электронов в металлических частицах, содержащих

до сотни атомов [5]. Несмотря на достигнутые успехи в теоретическом описании плазмонных резонансов, наиболее интересная, с точки зрения приложений, область размеров металлических частиц, лежащая в пределах от единиц до десятков нанометров, описывается недостаточно полно. Дело в том, что даже современные вычислительные возможности не позволяют проводить расчеты из первых принципов для систем, состоящих из миллионов частиц. С другой стороны, роль поверхностных эффектов в таких системах еще очень велика, что делает учет пространственной неоднородности принципиальным и затрудняет использование объемных характеристик материалов для описания свойств наночастиц. В этих условиях представляется естественным попытаться получать необходимые характеристики коллективных возбуждений в металлических наночастицах из эксперимента.

### Современное состояние экспериментальных исследований

Вначале применение находили в основном те особенности оптического отклика металлических частиц, которые могут быть хорошо описаны в рамках линейного приближения по интенсивности воздействующего излучения. Так, громадный объем информации о структуре и динамике свободных, взвешенных и осажденных на поверхность металлических частиц был получен путем измерения спектров экстинкции. Вскоре выяснилось, однако, что линейная спектроскопия не может быть использована для однозначного определения такого важного параметра,



как время дефазировки плазмонного резонанса. Дело в том, что неоднородное уширение вносит неконтролируемый вклад в спектральную ширину резонанса. Вследствие этого по ширине спектров поглощения можно определить лишь нижнюю границу времени жизни плазмона, которая при значительном неоднородном уширении, характерном для большинства методов приготовления металлических кластеров, оказывается по сути бесполезной.

Для преодоления указанной трудности было предложено и реализовано несколько подходов, среди которых необходимо назвать работы по исследованию изолированных металлических частиц [6], измерению оптических свойств упорядоченных массивов идентичных частиц, созданных с помощью электронной литографии [7], и применению различных вариантов автокорреляционной методики, основанной на генерации второй и третьей гармоник падающего излучения на поверхности металлических частиц [8].

Ограничения первых двух подходов очевидны. В первом случае при работе с одной единственной частицей отношение сигнал/шум оказывается довольно низким, что не позволяет исследовать малые частицы. Кроме того, измерения такого рода в условиях высокого вакуума до сих пор не реализованы, так что состояние поверхности металлической частицы в точности не известно. Второй метод, несомненно, имеет большие перспективы, но в настоящее время размер частиц также ограничен снизу величиной порядка 50 нм, так как разброс параметров более мелких частиц оказывается недопустимо большим. Следует также отметить исключительную дороговизну образцов, полученных с помощью электронной литографии.

Применение автокорреляционной методики было связано с надеждой на создание относительно простого метода, позволяющего определять время жизни плазмонов в ансамблях металлических частиц, выращенных на подложках в условиях естественной самоорганизации островковой металлической пленки. Эксперименты проводились с интерференционной точностью при использовании фемтосекундных лазерных импульсов. Измерялось увеличение ширины автокорреляционной функции второй гармоники, полученной от кластеров, по сравнению с длительностью импульса, определенной из подобного же эксперимента с нелинейным кристаллом, отклик которого можно считать мгновенным [8, 9]. При этом считалось, что уширение автокорреляционной функции определяется только временем жизни плазмона. Однако непосредственный расчет автокорреляционной функции показал [10], что неоднородное уширение существенно сказывается и на этом методе измерения времени жизни плазмона. Более того, было показано

[11], что между линейными спектрами поглощения и автокорреляционными функциями второй и третьей гармоник при произвольном неоднородном распределении резонансных частот имеется интегральное соотношение, в принципе позволяющее рассчитать одну характеристику через другую.

Наиболее успешной к настоящему времени можно считать методику прожигания постоянных спектральных провалов, примененную к неоднородно уширенным ансамблям металлических наночастиц [12–15]. Однако этот метод по самой своей сути предполагает существенную модификацию и даже уничтожение резонансных частиц. В настоящей работе мы даем теоретическое обоснование и приводим первые результаты применения неразрушающего нелинейно-оптического метода измерения дефазировки коллективных электронных возбуждений в малых металлических частицах.

### Описание и теоретическое обоснование метода

Суть метода заключается в следующем. Образец, состоящий из металлических частиц различных размеров и форм, расположенных на прозрачной подложке, освещается интенсивным лазерным излучением. Частота излучения подбирается таким образом, чтобы удвоенная энергия фотона совпадала с квантом коллективного возбуждения, релаксационные характеристики которого должны быть изучены. Так как металлические частицы не обладают центральной симметрией, одновременно разрешены как процессы двухфотонного поглощения с возбуждением локализованного плазмона; так и его последующее однофотонное высвечивание. При этом в зависимости от характера релаксационных процессов спектр вторичного излучения оказывается различным. Если релаксационные процессы сводятся исключительно к тушению возбуждения, то спектр вторичного свечения вблизи частоты второй гармоники определяется только спектром возбуждающего излучения. Именно этот когерентный узкополосный сигнал обычно и имеется в виду, когда говорят о генерации второй гармоники. Если же наряду с тушением происходит достаточно интенсивная модуляция собственной частоты резонансного возбуждения, то в спектре рассеянного излучения появляется дополнительный флуоресцентный вклад. Если пренебречь асимметрией между стоксовым и антистоксовым крыльями, то спектр флуоресценции оказывается лоренцевым контуром, а его центральная частота совпадает с собственной частотой резонансного возбуждения. Отношение интегральной по спектру интенсивности флуоресценции к интенсивности когерентной части рассеяния рав-



но отношению скорости модуляции частоты пере-  
хода, которую называют обычно скоростью чисто  
фазовой релаксации, к скорости тушения возбуж-  
дения. Несмотря на то что флуоресцентный вклад  
обусловлен только чисто фазовой релаксацией, его  
спектральная ширина равна сумме ширин, обуслов-  
ленных обоими процессами: и фазовой релаксацией,  
и тушением. В случае однофотонного возбуждения  
ситуация аналогична, но, с экспериментальной  
точки зрения, двухфотонное возбуждение предпоч-  
тительно, так как позволяет спектрально отделить  
флуоресценцию от возбуждающего излучения.  
Существование, а иногда и преобладание флуорес-  
центного вклада при однофотонном резонансе было  
отмечено еще в [16] для случая классического гар-  
монического осциллятора, подверженного столкно-  
вениям. Детальное теоретическое рассмотрение при  
однофотонном резонансе в двухуровневой системе  
проведено в [17]. Адаптируя результаты [17] к рас-  
считываемому нами случаю, спектр свечения мож-  
но представить следующим образом:

$$S(\omega_1, \omega_2, \omega_0) = \frac{2\{1 + \exp[\hbar(\omega_2 - 2\omega_1)/kT]\}^{-1}}{(2\omega_1 - \omega_0)^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)^2} \times \left[ \delta(\omega_2 - 2\omega_1) + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)/\pi}{(\omega_2 - \omega_0)^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)^2} \right]. \quad (1)$$

$$S(\omega_1, \omega_2) = \frac{\pi}{\gamma_1 + \gamma_2} \left[ \delta(\omega_2 - 2\omega_1) + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \frac{4(\gamma_1 + \gamma_2)/\pi}{[(\omega_2 - 2\omega_1)^2 + 4(\gamma_1 + \gamma_2)^2] \{1 + \exp[\hbar(\omega_2 - 2\omega_1)/kT]\}} \right]. \quad (3)$$

Таким образом, спектр рассеянного излучения вбли-  
зи частоты второй гармоники состоит из двух час-  
тей – узкой, почти монохроматической, когерентной  
второй гармоники и уширенной флуоресцентной  
полосы. Ширина флуоресцентной полосы несет  
информацию о суммарной скорости затухания и  
дефазировки плазмона, а ее амплитуда определя-  
ется отношением скоростей дефазировки и затухания.  
Неоднородное уширение не препятствует измере-  
нию однородных ширин затухания и дефазировки,  
так как при монохроматическом возбуждении воз-  
буждаются только те частицы, собственная частота  
которых близка к удвоенной частоте падающего  
излучения.

Для оптимизации условий наблюдения необхо-  
димо учесть различия в угловом распределении ко-  
герентной и флуоресцентной частей рассеянного

Здесь  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и  $\omega_0$  – частоты падающего излуче-  
ния, рассеянного излучения и собственная частота  
локализованного плазмона, а  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  – ширины, со-  
ответствующие процессам тушения и фазовой ре-  
лаксации;  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – темпера-  
тура,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $\delta$  – дельта-функция  
Дирака. Радиационная ширина также может быть  
учтена в  $\gamma_1$ , хотя для рассматриваемой нами обла-  
сти размеров вклад радиационной релаксации мал  
по сравнению с другими механизмами релаксации  
в малых металлических частицах. Отметим, что  
скорости продольной  $\gamma_{||}$  и поперечной  $\gamma_{\perp}$  релакса-  
ции, которые обычно вводятся при описании опти-  
ческих процессов с помощью матрицы плотности,  
следующим образом связаны с  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ :

$$\gamma_{||} = 2\gamma_1, \gamma_{\perp} = \gamma_1 + \gamma_2. \quad (2)$$

Для получения спектра рассеяния от образца, со-  
стоящего из большого числа частиц различных  
форм, спектр, обусловленный частицами с одной  
собственной частотой  $\omega_0$ , необходимо усреднить по  
распределению частиц по резонансным частотам.  
Если ширина неоднородного распределения по ча-  
стотам заметно превышает ширину отдельного ре-  
зонанса, результат усреднения не зависит от конк-  
ретного вида распределения и получается в резуль-  
тате интегрирования (1) по  $\omega_0$ :

излучения. Флуоресцентное излучение имеет раз-  
личные частоты и складывается некогерентно, так  
что его угловые зависимости могут быть связаны  
только с диаграммой направленности излучения  
отдельных диполей. В действительности и эти за-  
висимости должны быть значительно сглажены из-  
за различной ориентации индуцированных диполей  
на удвоенной частоте в разных частицах. В то же  
время излучение с частотой, строго равной удвоен-  
ной частоте падающего излучения, когерентно и  
конструктивно интерферирует как в направлении  
вперед, так и в зеркальном направлении, при усло-  
вии, что частицы расположены на оптически глад-  
кой подложке. Поэтому при наблюдении флуорес-  
центного излучения представляется целесообраз-  
ным не допускать попадания зеркально отраженного  
луча в канал регистрации.



## Экспериментальная установка и результаты измерений

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Для создания островковой пленки из наночастиц металлического натрия использовалась стеклянная кювета с окнами из плавленого кварца. После криогенной откачки при температуре жидкого гелия кювета заполнялась насыщенными парами натрия и отпайвалась. Островковая металлическая пленка осаждалась на одном из кварцевых окон кюветы при его охлаждении на 5–10 градусов по сравнению с оставшимся при комнатной температуре слоем металлического натрия в другой части кюветы. Охлаждение осуществлялось батареей элементов Пельтье. Время осаждения составляло несколько десятков минут. Относительный размер частиц, образующих островковую пленку при разных длительностях осаждения, контролировался по спектрам экстинкции, характерной чертой которых был широкий, порядка 0,5 эВ, максимум поглощения в области 500–600 нм. Средний абсолютный размер частиц был оценен по методу флукуационной микроскопии [18, 19] и составил 10–20 нм.

Пленка легко удалялась при нагревании кварцевого окна несколько выше комнатной температуры

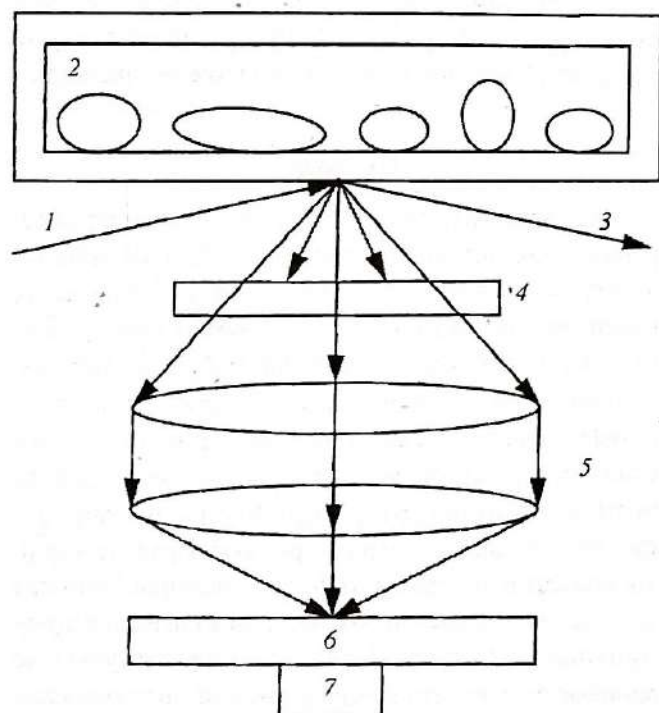


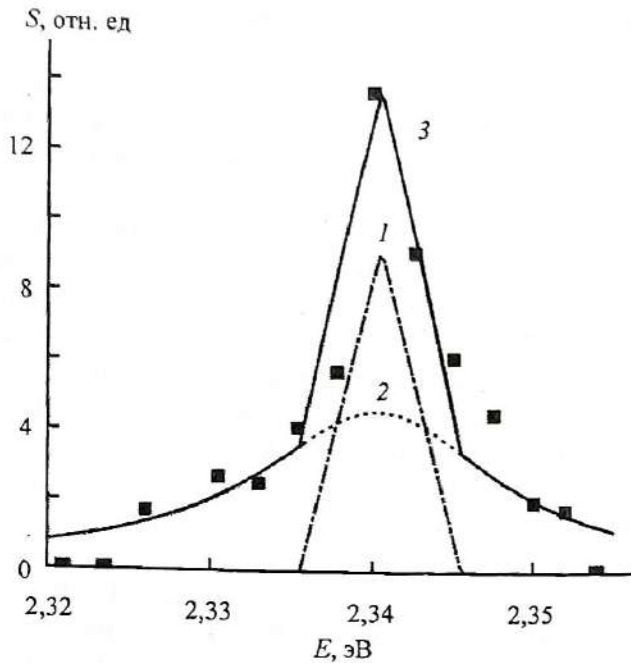
Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – направление падения пикосекундных лазерных импульсов на длине волны 1,06 мкм, 2 – кварцевое окно отпаянной кюветы с напыленными частицами металлического натрия, 3 – направление распространения зеркально отраженного излучения, 4 – фильтр, 5 – конденсор, 6 – монохроматор, 7 – фотоумножитель.

и могла быть осаждена вновь неоднократно, причем спектры экстинкции при контролируемых параметрах осаждения хорошо воспроизводились.

Для возбуждения коллективных электронных колебаний в частицах металлического натрия использовался лазер на иттрий-алюминиевом гранате с самосинхронизацией мод, генерировавший на длине волны 1,06 мкм. Из цуга пикосекундных импульсов с помощью разрядника выделялся и усиливался одиночный импульс. Импульсы излучения длительностью 20 пс и средней энергией в импульсе 2 мДж фокусировались на поверхность образца в пятно размером 4×8 мм. Угол падения луча составлял порядка 60°. Часть лазерного излучения отводилась в схему удвоения частоты на нелинейном кристалле. Энергия импульсов второй гармоники, полученных от нелинейного кристалла, измерялась и использовалась для нормировки спектра рассеянного излучения. Рассеянное излучение через фильтр, блокирующий лазерное излучение, собиралось коллиматором в широком телесном угле, центрированном в направлении нормали к поверхности образца, и направлялось на входную щель монохроматора МДР-2. Угол сбора коллиматора выбирался таким образом, чтобы, с одной стороны, собрать максимальное количество некогерентного рассеянного излучения, а с другой стороны, не допустить попадания в канал регистрации интенсивного луча когерентной составляющей второй гармоники, который распространяется в зеркальном направлении. Спектр рассеянного излучения регистрировался фотоумножителем с выходом на осциллограф.

Центральный пик спектра рассеянного излучения, приведенного на рис. 2, обусловлен когерентной составляющей рассеяния, так что по его ширине можно судить только о ширине аппаратной функции спектрального прибора. Широкие крылья обусловлены флуоресцентной частью рассеяния и, в соответствии с приведенным выше теоретическим анализом, несут информацию о скорости релаксации коллективных электронных возбуждений в металлических наночастицах. Было проверено, что как интенсивность центрального пика, так и сигнал в крыльях квадратично зависят от интенсивности падающего излучения, что согласуется с двухфотонным механизмом возбуждения обоих сигналов. Несколько большая высота длинноволнового крыла по сравнению с коротковолновым крылом соответствует тенденции, определяемой бальмановским фактором, входящим в (3). Подгонка теоретической зависимости к экспериментальным данным позволяет оценить эффективное время релаксации локализованного плазмона величиной 140 фс. Скорость чисто фазовой релаксации превышает скорость тушения примерно в три раза. Температура частиц во





**Рис. 2.** Спектр рассеяния ансамблем наночастиц натрия на кварцевой подложке в окрестности частоты второй гармоники возбуждающего излучения. Экспериментальные данные обозначены черными квадратами. 1 – аппаратная функция спектрального прибора, совпадающая по ширине с измеренным спектром когерентной составляющей рассеянного излучения; 2 – спектр двухфотонно возбуждаемой флуоресценции плазмонов; 3 – сумма двух указанных вкладов;  $E$  – энергия фотонов.

время действия лазерного импульса, оцененная по асимметрии спектра флуоресценции, составляет примерно 1000 К.

Необходимо отметить, что крылья флуоресцентного сигнала за пределами ширины лоренцева контура спадают до нуля гораздо быстрее, чем это следует из теоретической зависимости. Это связано с тем, что формула (3) справедлива только при отстройках, меньших обратного времени корреляции возмущений. При больших отстройках, когда возмущения следует рассматривать как квазистатические, рассеяние становится полностью когерентным.

### Обсуждение результатов

Хорошо известно, что генерация второй гармоники в объеме центрально-симметричного материала в дипольном приближении запрещена, но становится возможной на поверхности, где центральная симметрия естественным образом нарушена. В свободных частицах, размеры которых меньше длины волны генерации, генерация второй гармоники в дипольном приближении разрешена, если только форма частицы не имеет центра симметрии. Для металлических частиц, расположенных на диэлектрической поверхности, которые рассматрива-

ются в настоящей работе, окружение всегда несимметрично, по крайней мере в направлении нормали к поверхности подложки, так что дипольного запрета на генерацию второй гармоники в таких частицах нет и она неоднократно наблюдалась [8, 9]. Угловое распределение излучения второй гармоники, отраженной в незеркальных направлениях, изучалось в [20] и было связано с флуктуациями поверхностной плотности металлических частиц. Однако во всех известных нам работах измерялась только интегральная по спектру интенсивность второй гармоники, а спектральный состав излучения не анализировался. Обнаруженная нами экспериментально двухфотонно возбуждаемая флуоресценция является первым наблюдением спектрального перераспределения при возбуждении коллективных электронных колебаний в малых металлических частицах. Хотя спектральное перераспределение излучения хорошо изучено во многих системах [21], таких как резонансные атомы, подверженные столкновениям в газовой фазе, молекулы в растворах, взаимодействующие с растворителем, или примесные ионы в твердом теле, подверженные действию фононов, в случае коллективных возбуждений оно, насколько нам известно, не наблюдалось, а его теория не разработана. В то же время из нашего эксперимента следует, что скорость чисто фазовой релаксации локализованных плазмонов превышает скорость их затухания, что делает спектральное перераспределение важным каналом релаксации.

### Выводы

Предложенный в настоящей работе метод измерения релаксационных характеристик коллективных электронных возбуждений в малых металлических частицах представляется достаточно универсальным. При перестройке частоты возбуждающего излучения этим методом можно измерять релаксационные характеристики плазмонов с разными собственными частотами и тем самым исследовать частицы, имеющие различные формы, так как в обсуждаемом диапазоне размеров собственные частоты зависят в основном от формы частицы. Хотя для получения достаточного отношения сигнала к шуму приходится использовать большие импульсные мощности излучения, что вызывает значительный нагрев частиц во время действия импульса, метод в принципе не связан с разрушением образца и при усовершенствовании системы регистрации мощность воздействия может быть снижена. Метод может быть применен как к системам, находящимся в обычных условиях, так и к системам, находящимся в условиях высокого вакуума. Кроме того, как подробно обсуждалось выше, он позволяет получать



новые релаксационные характеристики коллективных электронных возбуждений в малых металлических частицах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 03-02-16168) и гранта ведущих научных школ НШ-270.2003.2.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Pines D. A Collective Description of Electron Interactions. IV. Electron Interactions in Metals // *Phys. Rev.* 1953. V. 92. P. 626–636.
2. Ekardt W. Size-dependent photoabsorption and photoemission of small metal particles // *Phys. Rev. B.* 1985. V. 31. P. 6360–6370.
3. Selby K., Vollmer M., Masni J., Kresin V., de Heer W.A., Knight W.D. Surface plasma resonances in free metal clusters // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 40. P. 5417.
4. Kreibig U., Vollmer M. *Optical Properties of Metal Clusters.* Berlin: Springer, 1995.
5. Ullrich C.A., Reinhard P.-G., Suraud E. Electron emission from strongly excited metal clusters // *Phys. Rev. A.* 1998. V. 57. P. 1938–1943.
6. Klar T., Perner M., Grosse L., von Plessen G., Spirkl W., Feldmann J. Surface-plasmon resonances in single metallic nanoparticles // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80. P. 4249.
7. Lamprecht B., Krenn J.R., Leitner A., Aussenegg F.R. Resonant and off-resonant light-driven plasmons in metal nanoparticles studied by femtosecond-resolution third harmonic generation // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 4421–4424.
8. Simon M., Traeger F., Assion A., Lang B., Voll S., Gerber G. Femtosecond time-resolved second harmonic generation at the surface of alkali metal clusters // *Chem. Phys. Lett.* 1998. V. 296. P. 579.
9. Lamprecht B., Leitner A., Aussenegg F.R. Femtosecond decay-time measurement of electron-plasma oscillation in nanolithographically designed silver particles // *Appl. Phys. B.* 1997. V. 64. P. 269–272.
10. Vartanyan T., Simon M., Träger F. Femtosecond second harmonic generation of metal clusters: The influence of inhomogeneous line broadening on the dephasing time of surface plasmon excitation // *Appl. Phys. B.* 1999. V. 68. P. 425–431.
11. Вартанян Т.А., Трезер Ф. Универсальная связь между линейными и нелинейными оптическими свойствами неоднородного уширенного плазмонного резонанса // *Изв. РАН. Сер. физич.* 2001. Т. 65. С. 581–585.
12. Stietz F., Bosbach J., Wenzel T., Vartanyan T., Goldmann A., Träger F. Decay Times of Surface Plasmon Excitation in Metal Nanoparticles Determined by Persistent Spectral Hole Burning // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 5644–5647.
13. Vartanyan T., Bosbach J., Stietz F., Träger F. Theory of spectral hole burning for the study of ultrafast electron dynamics in metal nanoparticles // *Appl. Phys. B.* 2001. V. 73. P. 391–399.
14. Bosbach J., Hendrich C., Stietz F., Vartanyan T., Träger F. Ultrafast dephasing of surface plasmon excitation in silver nanoparticles: Influence of particle size, shape, and chemical surrounding // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 257404-1–257404-4.
15. Hendrich C., Bosbach J., Stietz F., Hubenthal F., Vartanyan T., Träger F. Chemical interface damping of surface plasmon excitation in metal nanoparticles: a study by persistent spectral hole burning // *Appl. Phys. B.* 2003. V. 76. P. 869–875.
16. Holstein T. Imprisonment of resonance radiation in gases // *Phys. Rev.* 1947. V. 72. P. 1212–1233.
17. Huber D.L. Stochastic theory of the resonant scattering of photons // *Phys. Rev.* 1968. V. 170. P. 418–426.
18. Бонч-Бруевич А.М., Вартанян Т.А., Леонов Н.Б., Пржибельский С.Г., Хромов В.В. Оптический метод измерения структурных параметров островковых металлических пленок // *Опт. и спектр.* 2000. Т. 89. С. 438–443.
19. Бонч-Бруевич А.М., Вартанян Т.А., Леонов Н.Б., Пржибельский С.Г., Хромов В.В. Сравнительное исследование действия тепла и оптического излучения на структуру островковых металлических пленок методом оптической флукуационной микроскопии // *Опт. и спектр.* 2001. Т. 91. С. 830–836.
20. Didenko N.V., Kim E.M., Muzychenko D.A., Nikulin A.A., Aktisipetrov O.A. Structural studies of silver films probed by hyper-Rayleigh scattering and atomic force microscopy // *Surface Science.* 2002. V. 507–510. P. 649–654.
21. Mukamel S. *Principles of nonlinear optical spectroscopy.* New York: Oxford University Press, 1995.