

01;07;12

Градиентное взаимодействие протяженных металлических микрообъектов с мелкодисперсным проводящим покрытием с гауссовым полем лазерного излучения

© И.А. Карташов, Е.М. Лейбов, А.В. Шишаев

Институт физики полупроводников СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: anavis@isp.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 20 августа 2008 г.)

Представлены результаты теоретического анализа и непосредственных измерений силы светового воздействия на протяженные металлические микрообъекты с гладкой и шероховатой поверхностью, а также с мелкодисперсным проводящим покрытием (аморфный углерод). Эксперименты проводились с объектами цилиндрической формы (молибденовая проволока), что позволило применить метод дифференциальных рычажных весов для абсолютных измерений сил светового воздействия. Зарегистрировано ослабление вклада силы светового давления на объекты с шероховатой поверхностью, что позволило определить силу градиентного взаимодействия гауссова поля лазерного излучения. Рассмотрена возможность усиления градиентного взаимодействия шероховатых металлических микрообъектов за счет возбуждения в них поверхностных плазмонов. Проанализированы особенности разработанной методики применительно к измерению оптических параметров малых весовых количеств мелкодисперсных проводящих веществ и нанообъектов.

PACS: 87.80.Cc, 78.67.-n

Введение

Оптический захват и пространственное манипулирование нейтральными частицами широко используются в настоящее время в различных областях науки, техники и технологии [1]. В этих процессах участвуют две силы, возникающие при взаимодействии излучения с веществом. Это сила рассеяния, вызывающая эффект светового давления, и градиентная сила, обусловленная потенциальной энергией взаимодействия пространственно неоднородного светового поля с наведенными им в среде диполями [2].

Вещества с высокой концентрацией свободных носителей заряда, а также диэлектрики в области аномальной дисперсии хорошо отражают свет и реже рассматриваются в качестве кандидатов на захват в градиентной ловушке, хотя было показано, что, например, для малых рэлеевских металлических частиц такой захват возможен [3]. Действительно, в масштабе таких размеров ($a \ll \lambda$, где a — радиус частицы) картина рассеяния для металлов и диэлектриков одинакова, а большая (по сравнению с диэлектриками) поляризуемость металлов и полупроводников определяет большую силу захвата.

Между тем оптический захват и манипулирование металлическими субмикронными частицами и наночастицами представляют несомненный научный и практический интерес не только как метод измерения оптических констант проводящих поверхностей. В среде, образованной такими частицами или содержащей их, под действием внешнего светового поля возможно возбуждение поверхностных электромагнитных волн (поверхностных поляритонов) и продольных по отношению

к поверхности среды коллективных колебаний свободных электронов проводимости или слабосвязанных валентных электронов — так называемых локализованных поверхностных плазмонов [4,5]. Происходящее при этом у поверхности существенное перераспределение напряженности светового поля и его заметное усиление по сравнению с полем падающей волны [6] должно приводить к изменению потенциальной энергии взаимодействия пространственно неоднородного светового поля с такой средой и соответственно к изменению силы градиентного взаимодействия.

В настоящей работе, насколько нам известно, впервые приводятся результаты исследований и непосредственных измерений силы градиентного взаимодействия лазерного излучения с металлическими микрообъектами с мелкодисперсным шероховатым проводящим покрытием. Эксперименты проводились как в воздушной среде, так и в вакууме с тонкой молибденовой проволокой с гладкой и шероховатой поверхностями, а также с покрытием поверхности мелкодисперсным аморфным углеродом (сажей).

Теоретический анализ

В постановке экспериментальных исследований представляет интерес силовое взаимодействие лазерного пучка с протяженной микрочастицей в направлении оси y , перпендикулярной направлению распространения света (ось z). Пусть частица представляет собой стержень круглого сечения, ось которого расположена параллельно оси x (рис. 1). Также полагается, что

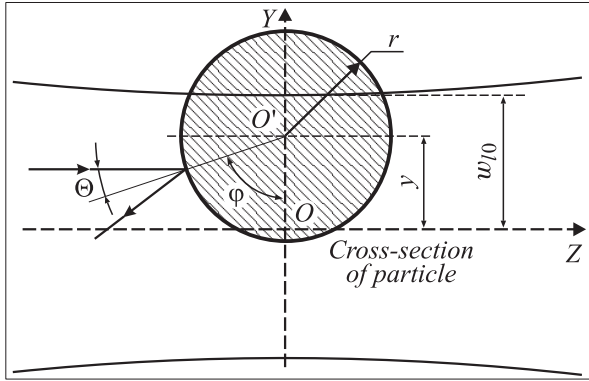


Рис. 1. Геометрия взаимодействия излучения с частицей.

в процессе силового воздействия частица не может вращаться вокруг своей оси.

При анализе сил, возникающих при взаимодействии оптического излучения с электропроводящими микрообъектами, и их сравнении необходимо принимать во внимание, что размеры рассматриваемых частиц достаточно велики по сравнению с межатомным расстоянием. Поэтому рассмотрение процессов можно проводить в рамках уравнений Максвелла в формализме диэлектрических проницаемостей.

1. Световое давление

Известно, что давление излучения на поверхность металлической или хорошо поглощающей частицы направлено коллинеарно вектору плотности потока электромагнитной энергии (вектору Пойнтинга \mathbf{S}). При наличии отражения сила светового давления $\Delta \mathbf{F}_\Sigma$, действующая на площадку $\Delta \sigma$ поверхности частицы, может быть вычислена по формуле [7,8]

$$\Delta \mathbf{F}_\Sigma = [W_i \mathbf{n}_i (\mathbf{n}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}) + W_r \mathbf{n}_r (\mathbf{n}_r \cdot \boldsymbol{\sigma})] \Delta \sigma. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{n}_i, \mathbf{n}_r$ — единичные векторы падающей и отраженной волн, $\boldsymbol{\sigma}$ — единичный вектор нормали к поверхности $\Delta \sigma$ (рис. 1), W_i, W_r — плотность энергии в падающей и отраженной волнах.

Если учесть, что $W_r = RW_i$, где R — коэффициент отражения поверхности частицы для интенсивности света, то для y -компоненты силы светового давления $\Delta \mathbf{F}_{\Sigma y}$ имеем

$$\Delta \mathbf{F}_{\Sigma y} = \mathbf{n}_y (\mathbf{n}_y \cdot \Delta \mathbf{F}_\Sigma) = \mathbf{n}_y (\mathbf{n}_y \cdot \mathbf{n}_r) (\mathbf{n}_r \cdot \boldsymbol{\sigma}) RW_i \Delta \sigma, \quad (2)$$

где \mathbf{n}_y — единичный вектор в направлении оси y .

Поскольку рассматриваемая частица имеет пространственную форму, то сила светового давления будет определяться при интегрировании $\Delta \mathbf{F}_{\Sigma y}$ по ее поверхности, а потому имеет следующий вид:

$$\mathbf{F}_{\Sigma y} = \mathbf{n}_y \iint_{\sigma} (\Delta \mathbf{F}_{\Sigma y}) d\sigma. \quad (3)$$

При вычислении силы давления лазерного излучения на гладкую частицу необходимо учесть реальные условия эксперимента, заключающиеся в том, что интенсивность лазерного излучения заметно изменяется в пределах частицы вследствие гауссова распределения по сечению пучка:

$$I = I_0 \exp\{-(x^2 + y^2)/w_0^2\}, \quad (4)$$

где I_0 — интенсивность света в центре пучка, w_0 — минимальный радиус лазерного пучка для интенсивности.

Кроме того, коэффициент отражения $R(\theta)$ представляет собой сложную функцию, зависящую как от угла падения θ , так и от характеристик вещества (показателей преломления n и поглощения κ) [9]. В общем случае при вычислении $R(\theta)$ необходимо учитывать целый ряд явлений, обуславливающих процесс отражения от металлов, а именно поляризацию атомных остатков, внутренний фотоэффект, внутризонную проводимость, межзонные переходы и, наконец, коллективные электронные процессы. Однако предсказываемые формулами Френеля угловые зависимости $R(\theta)$ в целом сохраняются. Отметим, что для p -поляризации света $R(\theta)$ имеет минимум, но, в отличие от случая непоглощающих сред, не обращающийся в нуль.

Упрощая задачу вычисления силы давления света в направлении оси y , можно предположить, что коэффициент отражения света от поверхности сильно поглощающей частицы не зависит от угла падения. Частично правомерность такого предположения обуславливается тем, что $R(\theta)$ имеет минимум при углах падения лучей $\theta \geq 70^\circ$, при которых вклад их в y -компоненту F_Σ оказывается сравнительно небольшим.

Расположим начало координат в центре цилиндрического сечения частицы. Считаем, что частица находится в области перетяжки лазерного пучка, а ее диаметр меньше конфокального параметра. В полярных координатах элемент поверхности имеет вид $d\sigma = r dx d\varphi$, а потому в рамках выбранного приближения, согласно (3), и с учетом (4), получаем следующее выражение для модуля $\mathbf{F}_{\Sigma y}$:

$$F_{\Sigma y} = \frac{2\sqrt{\pi}(1+R)I_0}{c} w_0 r \times \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \sin 2\theta \exp\left[-\frac{(r \sin \theta - y)^2}{w_0^2}\right] d\theta. \quad (5)$$

Здесь c — скорость света, r — радиус частицы, y — расстояние между осями частицы и лазерного пучка. Пределы интегрирования по углу соответствуют освещенной части сильно поглощающей частицы. Величина $\sqrt{\pi} w_0$ соответствует эффективной длине воздействия гауссова пучка на протяженный цилиндрический микрообъект.

2. Градиентное взаимодействие

Потенциальная энергия дипольного взаимодействия $U(r)$ электрической составляющей света \mathbf{E} и наведенного им в частице дипольного момента \mathbf{P} обуславливает возникновение градиентной силы взаимодействия излучения и частицы:

$$F_{\text{grad}}(r) = \partial U / \partial r. \quad (6)$$

Значение U находится из соотношения

$$U = (\mathbf{P}\mathbf{E}). \quad (7)$$

Дипольный момент частицы определяется поляризуемостью вещества α , ее объемом V и величиной поляризующего электрического поля E . В случае, когда величина электрического поля остается неизменной в пределах размеров частицы, а α — величина постоянная, дипольный момент P имеет простое выражение

$$\mathbf{P} = \alpha V \mathbf{E}. \quad (8)$$

Если величина электрического поля заметно изменяется в пределах размеров частицы, то дипольный момент частицы зависит от ее формы и размера, а потому энергия дипольного взаимодействия вычисляется в процессе интегрирования по объему конкретной формы частицы [10]:

$$U = \int_V \alpha(\mathbf{r}) E^2(\mathbf{r}) dV. \quad (9)$$

Как видно из выражений (7) и (9), направление градиентной силы зависит от знака α , и при $\alpha > 0$ F_{grad} направлена к положению максимума интенсивности светового луча.

В рассматриваемом случае материалы микрочастицы (металл) однородны и изотропны, а потому $\alpha(x, y, z)$ можно считать величиной постоянной (α), определяемой следующим соотношением:

$$\alpha = \text{Re} [3(m^2 - 1)/(m^2 + 2)], \quad (10)$$

где $m^2 = \varepsilon_p / \varepsilon_m$. Здесь ε_p и ε_m — диэлектрические постоянные материала частицы и окружающей среды соответственно, а потому для воздушной среды ($\varepsilon_m \approx 1$) $m = \tilde{n} = n + i\kappa$ есть комплексный показатель преломления материала частицы (n и κ — показатели преломления и затухания соответственно).

Вследствие сильного поглощения видимого излучения в металлах (коэффициент поглощения для плотности энергии $\gamma = 2(\omega/c)\kappa$) глубина проникновения составляет для различных металлов $L \approx 20-50$ nm [7,11]. Учитывая геометрию взаимодействия излучения с цилиндрической частицей, приведенную на рис. 1, а также полагая, что эффективная толщина взаимодействующего с излучением слоя $\Delta r \ll r$ и не превышает глубины

проникновения ($\Delta r \approx L$), энергия взаимодействия $U(r)$ будет определяться из соотношения

$$U(y) = \alpha \frac{16\pi\sqrt{\pi}}{c} (1-R) I_0 w_{10} r \Delta r \times \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \exp\left\{-\frac{(r \sin \theta - y)^2}{w_{10}^2}\right\} d\theta. \quad (11)$$

Здесь, как и в случае светового давления, пределы интегрирования по углу соответствуют освещенной части частицы (явлением дифракции пренебрегаем), а y — это расстояние между осями частицы и лазерного пучка. В вычислении $U(y)$ учтено наличие отражения от поверхности частицы, причем предполагается, что коэффициент отражения света от поверхности частицы (R) не зависит от угла падения.

Таким образом, учитывая, что подынтегральное выражение в (11) есть непрерывная и конечная функция, сила градиентного взаимодействия (6) записывается в виде:

$$F_{\text{grad}} = \alpha(1-R) I_0 \frac{32\pi\sqrt{\pi}}{c} r \Delta r \times \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \frac{(r \sin \theta - y)}{w_{10}} \exp\left\{-\frac{(r \sin \theta - y)^2}{w_{10}^2}\right\} d\theta. \quad (12)$$

Результаты численного расчета интегральных выражений в $F_{\Sigma y}(y)$ и $F_{\text{grad}}(y)$ в зависимости от y/w_{10} для нескольких значений параметра r/w_{10} приведены на рис. 2, a и b соответственно.

Как видно, y -компонента F_{Σ} силы светового давления имеет вид дисперсионного контура в зависимости от параметра y/w_{10} , причем максимум $F_{\Sigma y}$ расположен при $y \approx w_{10}$. Естественно, что с увеличением параметра r/w_{10} $F_{\Sigma y}$ по достижении своего максимального значения начинает уменьшаться. Что же касается $F_{\text{grad}}(y)$, то при увеличении значений параметра r/w_{10} дисперсионный контур градиентной силы трансформируется в более сложную зависимость, имеющую три точки градиентного захвата. Положение максимума F_{grad} имеет более сильную, чем у $F_{\Sigma y}$, зависимость от значений параметра r/w_{10} .

Исходя из выражений (5) и (12) сравним величины F_{grad} и y -компоненту F_{Σ} для $r/w_{10} \approx 1$, установив центр оси частицы на расстоянии $y \approx w_{10}$ от оси луча. Считая, что подынтегральные выражения в (5) и (12) одинаковы по величине (рис. 2), получаем

$$\frac{F_{\Sigma y}}{F_{\text{grad}}} \approx \frac{1}{\alpha} \frac{1+R}{1-R} \frac{\sqrt{\pi} w_{10}}{16\pi\sqrt{\pi} \Delta r}. \quad (13)$$

Диэлектрическая постоянная вещества является комплексной величиной (действительная и мнимая части составляют $\varepsilon' = n^2 - \kappa^2$ и $\varepsilon'' = 2n\kappa$ соответственно),

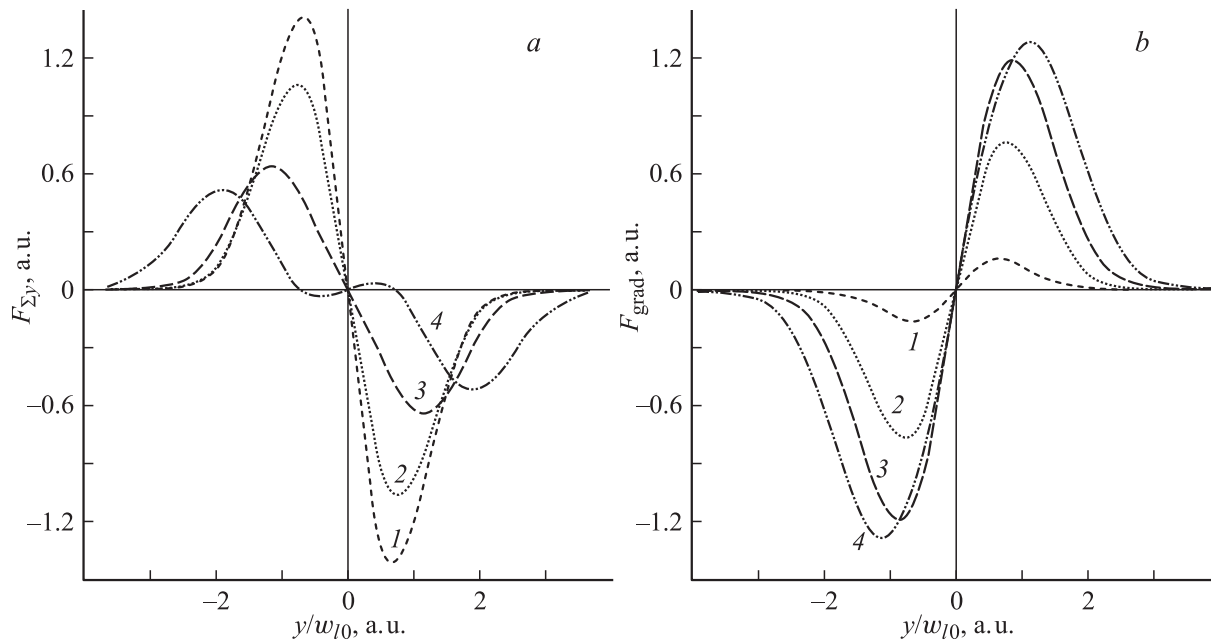


Рис. 2. Зависимость $F_{\Sigma_y}(y)$ и $F_{\text{grad}}(y)$ от y/w_{10} для нескольких значений параметра r/w_{10} (1 — 0.1, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — 1.5).

а потому поляризуемость вещества (10) записывается в виде

$$\alpha = 3 \frac{(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2 + \varepsilon' - 2}{(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2 + 4\varepsilon' + 4}. \quad (14)$$

Величины оптических постоянных и соответствующие им вычисленные значения поляризуемости вещества α , коэффициентов отражения R , глубины проникновения Δr и отношений $F_{\Sigma_y}/F_{\text{grad}}$ для использованных в наших экспериментах материалов (Mo, C) и для сравнения для Au и Si приведены в таблице. В расчетах принято $\Delta r \approx L = c/2\omega k$, $w_{10} \approx 13 \mu\text{m}$ и $\lambda \approx 600 \text{ nm}$.

Обратим внимание на приведенные в таблице оптические постоянные углерода, рассчитанные для его аллотропной формы — графита. Графит в отличие от остальных рассмотренных в таблице материалов является поликристаллическим оптически неоднородным веществом. Это тем более относится к использовавшемуся в наших экспериментах осажденному на поверхность металла аморфному углероду (саже), представляющему собой мелкодисперсный углеродный продукт, состоящий из сферических частиц со средним размером 10–350 nm [14,15]. И хотя строгое рассмотрение взаимодействия света с дисперсной системой частиц можно провести в рамках теории рассеяния Ми [16], наиболее надежным средством измерения оптических

постоянных таких сред оказывается эксперимент. В этой связи показатель преломления углерода был взят из работы [12], а показатель затухания рассчитан исходя из значений коэффициента отражения, находящегося при комнатной температуре в области $R = 0.1-0.3$ и зависящего как от сорта графита, так и условий проведения измерений [13]. Точность таких вычислений невысока, однако они позволяют оценить порядок величин сил воздействия света.

Таким образом, выражение (13) показывает, что эффект светового давления на протяженные макрообъекты, изготовленные из материалов с большой электропроводностью, превосходят силу их градиентного взаимодействия со светом. И единственной возможностью, позволяющей выделить F_{grad} , как видно из выражения (5), оказывается уменьшение F_{Σ_y} за счет уменьшения параметра r/w_{10} , т.е. использование объектов с шероховатой поверхностью, для которой $\Delta r_S \sim \lambda$ (Δr_S — изменение радиуса кривизны частицы r при переходе вдоль поверхности на расстояние порядка λ), или частиц с мелкодисперсным покрытием. Действительно, при $r/w_{10} \ll 1$ экспоненту в подынтегральном выражении в (5) можно вынести из-под знака интегрирования, а потому получаем

$$F_{\Sigma_y} = \frac{2\sqrt{\pi}(1+R)I_0}{c} w_{10} r \exp\left(-\frac{y^2}{w_{10}^2}\right) \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \sin 2\theta d\theta = 0. \quad (15)$$

Полученный результат относится к одиночной сферической частице, но может быть распространен и на дисперсную систему. Экспериментальные исследования показывают, что аддитивный характер взаимодействия

Вещество	n	κ	α	R	$\Delta r, \text{ nm}$	$F_{\Sigma_y}/F_{\text{grad}}$	Данные
Золото	0.43	2.83	4.28	0.94	17	56	[7,11]
Молибден	3.65	3.5	2.57	0.57	13.5	10	[12]
Углерод	1.92	1.04	1.88	0.20	46	0.75	[12,13]
Кремний	4.24	0.48	2.56	0.39	100	0.65	[7,12]

падающей электромагнитной волны с системой подобных частиц, когда интерференцией излучения между ними можно пренебречь, обеспечивается при такой концентрации частиц, когда расстояние между их центрами не превосходит трех диаметров [13,16]. В этом случае среда может рассматриваться как квазисплошная и характеризоваться коэффициентами объемного поглощения и рассеяния. Процесс взаимодействия света со сплошной дисперсной средой, состоящей из частиц разного размера, приводит к пространственно симметричному диффузному отражению (закон Ламберта) и отличается лишь в ходе и результате сложения первичной волны и вторичных волн от элементарных источников и особенностях распространения первичной волны.

Постановка эксперимента

В качестве объекта исследований была взята молибденовая проволока диаметром $2r = 20 \mu\text{m}$. Высокая температура плавления молибдена позволяет использовать его в качестве материала подложки для нанесения исследуемых веществ как методом электронно-лучевого напыления, так и осаждением продуктов сгорания или термического разложения. Так пленка аморфного углерода получалась в процессе осаждения на подложку углерода как продукта неполного сгорания бензола в диффузионном пламени [14,15]. Толщина осажденного слоя аморфного углерода контролировалась измерительным микроскопом с увеличением $\times 100$ и составляла $1-2 \mu\text{m}$.

Исходя из формулы (5) и (12), а также данных, приведенных в таблице, оценим значения $F_{\Sigma y}$ и F_{grad} для наших экспериментальных условий: $w_{10} \approx 13 \mu\text{m}$, $I_0 = 10^3 \text{ W/cm}^2$, радиус частицы $r = 10 \mu\text{m}$, $y \approx w_{10}$. В этом случае для молибдена $F_{\Sigma y} \approx 6.6 \text{ pN}$ и $F_{\text{grad}} \approx 0.7 \text{ pN}$, а для графита $F_{\Sigma y} \approx 2.3 \text{ pN}$ и $F_{\text{grad}} \approx 3.1 \text{ pN}$. Как видим, абсолютные измерения таких сил представляют собой непростую задачу.

В современной методологии предельных измерений одним из наиболее чувствительных и отработанных приборов для измерения разностей сил являются рычажные дифференциальные весы, позволяющие достичь относительной чувствительности измерений $\Delta F/F \sim 10^{-10}$, а при использовании резонансных методов измерений даже $\Delta F/F \sim 10^{-14}$ [17]. Здесь F и ΔF — вес сравниваемых образцов и предельно регистрируемая разность этих весов соответственно. Таким образом, если в качестве коромысла весов взять исследуемый протяженный микрообъект и установить его в положение равновесия на неподвижной опоре, то относительно точки опоры становится возможным проанализировать движение объекта под действием сил его взаимодействия со светом.

Будем рассматривать протяженный микрообъект как абсолютно жесткий тонкий стержень длиной l , установленный на круговую опору радиуса от R_0 в центре тяжести стержня ($l/2$). При выводе стержня из положения

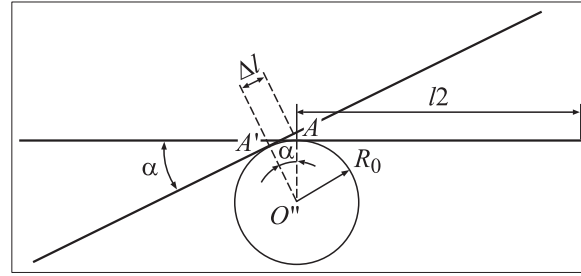


Рис. 3. Схема рычажных дифференциальных весов.

равновесия под действием как $F_{\Sigma y}$, так и F_{grad} он отклонится на угол α относительно горизонтали, что приведет к изменению длины плеча весов на $\Delta l \approx R_0 \sin \alpha$ и соответственно к возникновению не скомпенсированного относительно точки опоры A момента сил (рис. 3).

При фокусировке излучения лазера на один из концов стержня при возникновении как захвата, так и выталкивания объекта из поля лазерного излучения уравнение движения стержня записывается в виде [18]:

$$I \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -\frac{m}{2} g \cdot 2R_0 \sin \alpha \pm F \frac{l}{2}, \quad (16)$$

где $I = ml^2/48$ — момент инерции стержня относительно оси, проходящей через точку опоры, m — масса стержня, g — ускорение свободного падения и F — сила взаимодействия лазерного излучения с материалом стержня. Знак (\pm) выбирается из условий взаимной направленности сил света и силы тяжести.

Условием стационарности положения частицы в поле лазерного излучения является

$$F \frac{l}{2} = \frac{m}{2} g \cdot 2R_0 \sin \alpha. \quad (17)$$

Для $F = F_{\text{max}} = F_{\text{grad}} - F_{\Sigma y}$ знак равенства означает прекращение силового воздействия лазерного поля на частицу и ее освобождение.

Сила, необходимая для вывода стержня из положения равновесия на $\Delta y = 2r$ (т.е. $\sin \alpha \approx \alpha = 4r/l$), будет равна $F = 8mg \cdot R_0 r / l^2 = 2\pi \rho r^3 g (4R_0/l)$, где ρ — плотность материала стержня. Из полученного выражения видно, что точность измерений может быть увеличена при уменьшении R_0 , что будет приводить к уменьшению устойчивости системы вследствие уменьшения силы трения между частицей и опорой. Для молибденового стержня длиной $l = 2 \text{ cm}$ и диаметром $2r = 20 \mu\text{m}$ (плотность $\rho = 10.2 \text{ g/cm}^3$ [19]) и опоры радиусом $R_0 = 100 \mu\text{m}$ получаем $F = 25.1 \text{ pN}$. Таким образом, в наших условиях ожидаемые силы взаимодействия ($F_{\Sigma y}$ и F_{grad}) частицы со светом могут быть уверенно зарегистрированы дифференциальными весами, если будет обеспечена возможность регистрации смещения конца коромысла с точностью порядка 10^{-2} g .

Принципиально такая точность измерений может быть обеспечена резонансными методами, когда весы

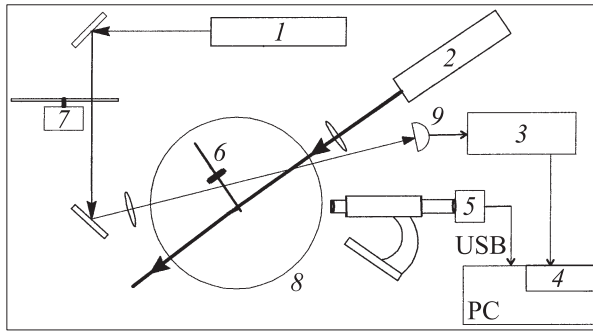


Рис. 4. Схема экспериментальной установки (1, 2 — He-Ne-лазер; 3 — селективный усилитель; 4 — АЦП; 5 — CCD-камера; 6 — микрообъект; 7 — модулятор; 8 — камера; 9 — фотоприемник).

раскачиваются на собственной частоте, а смещение регистрируется, например, дифференциальным емкостным датчиком [17]. На данном этапе работы была использована методика селективного детектирования промодулированного по интенсивности излучения пробного лазера, частично перекрываемого коромыслом весов. Выбранная методика обеспечила устойчивую регистрацию смещения центра коромысла лишь на $\Delta y_{\min} \approx 0.1 \text{ r}$ при диаметре пробного пучка $2w_{\text{проб}} \approx 26 \mu\text{m}$, что соответствовало предельно регистрируемой силе $F_{\text{lim}} \approx 2.5 \text{ pN}$.

Основной причиной, ограничивавшей достижение требуемой чувствительности, оказались неконтролируемые возмущения, приводившие к возбуждению собственных колебаний весов.

Схема экспериментальной установки, оптическая часть которой аналогична описанной в работе [10], приведена на рис. 4. Излучение He-Ne-лазера ЛГ-52 с максимальной выходной мощностью $P_l \approx 10 \text{ mW}$ направлялось с помощью зеркала в герметичную камеру, в которой располагалась установочная опора для исследуемых протяженных микрообъектов. В наших экспериментах это были прямолинейные куски молибденовой проволоки длиной $l \approx 20 \text{ mm}$ и диаметром $2r = 20 \mu\text{m}$. Камера предназначалась как для устранения неконтролируемых потоков воздуха, так и для проведения экспериментов в широком диапазоне значений давления атмосферы ($\Delta P_{\text{атм}} = 1 - 10^5 \text{ Pa}$).

Излучение фокусировалось на микрообъект линзой с фокусным расстоянием $f = 5 \text{ cm}$. Диаметр лазерного пучка в области каустики составлял $2w_{l0} \approx 25 \mu\text{m}$. Микрометрические подвижки зеркала позволяли плавно осуществлять перемещение центра лазерного пучка по вертикали и горизонтали с точностью до $1 \mu\text{m}$. Центр лазерного пучка располагался на расстоянии $x \approx 100 \mu\text{m}$ от свободного конца коромысла и снизу от объекта. Поляризация излучения лазера была перпендикулярна оси микрообъекта. Мощность излучения лазера варьировалась током разрядной трубки и измерялась калиброванным с помощью измерителя мощности ИМО-2 фотодетектором.

Наблюдение за процессом оптического захвата или выталкивания проводилось посредством измерительного микроскопа МБС-9 (увеличение $\times 50$) как визуально, так и CCD-камерой, а также могло непосредственно регистрироваться по изменению интенсивности пробного излучения, перекрываемого или, наоборот, открываемого микрочастицей.

Процесс захвата микрообъекта и измерения сил, возникающих при взаимодействии оптического излучения с электропроводящими микрообъектами, исследовался путем регистрации зависимости от времени интенсивности перекрываемого в процессе захвата излучения пробного лазера (ЛГ-52, $P_l \approx 0.5 \text{ mW}$). Сигнал мог наблюдаться как на осциллографе, так и с помощью ЭВМ. В этом случае он усиливался на селективном усилителе У2-8 и выводился на АЦП Advantech PCI-1711. Модуляция интенсивности излучения пробного лазера осуществлялась на частоте $f = 900 \text{ Hz}$.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

При проведении исследований силового взаимодействия лазерного пучка с поглощающим объектом в условиях наличия окружающей атмосферы возникают две побочные силы, однонаправленные с силой давления света и существенно превышающие ее по абсолютной величине. Это силы, обусловленные конвективными потоками (F_{conv}), возникающими в результате нагрева прилегающих к микрообъекту слоев газа, и радиометрическим эффектом (F_{rad}), вызванным передачей дополнительного импульса атомам и молекулам окружающей атмосферы при их отражении от нагретой поверхности объекта [20]. В условиях описываемых экспериментов они приводят к выталкиванию объекта вверх из области лазерного пучка.

Прямое измерение этих сил при атмосферном давлении было осуществлено посредством измерения величины смещения конца коромысла, изготовленного из молибденовой проволоки, при перемещении лазерным лучом конца коромысла вверх по направлению этих сил до момента срыва образца и его освобождения. Для $I_0 = 10^3 \text{ W/cm}^2$ предельное перемещение вверх конца коромысла составило $\Delta y_{\max} \approx 3r$, что соответствовало силе $F_{\Sigma} = F_{\Sigma y} + F_{\text{атм}} - F_{\text{град}} \approx 37.7 \text{ pN}$, где $F_{\text{атм}} = F_{\text{conv}} + F_{\text{rad}}$. Наблюдалась практически линейная зависимость F_{Σ} от интенсивности лазерного излучения, хотя детальных исследований $F_{\text{атм}}$, имеющих самостоятельный интерес, не проводилось. При уменьшении давления окружающей атмосферы до $P \approx 10 \text{ Pa}$ эти силы уменьшались до значения $F_{\min} \approx 8 \pm 2.5 \text{ pN}$, что удовлетворительно совпадает с оценкой величины силы и направления $F_{\Sigma y} - F_{\text{град}}$ для молибдена. Зависимость $F_{\Sigma y} - F_{\text{град}}$ для молибдена от интенсивности лазерного излучения приведена на рис. 5.

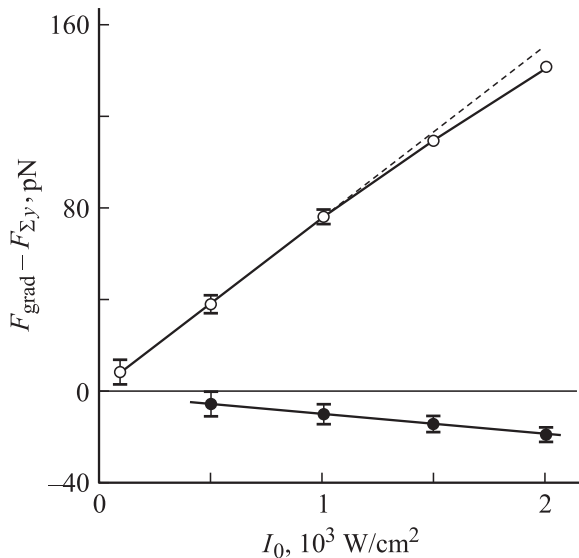


Рис. 5. Зависимость $F_{\Sigma y} - F_{\text{grad}}$ для микрообъекта из молибдена (●) и для молибдена с углеродным покрытием (○) от интенсивности лазерного излучения.

Для проверки влияния шероховатости поверхности объекта на величину $F_{\Sigma y}$ поверхность проволоки были механически обработана с помощью абразивного порошка карбида кремния М-7. В этом случае был зарегистрирован факт уменьшения $F_{\Sigma y}$, что при данной точности эксперимента приводило к фактическому отсутствию регистрации влияния интенсивности лазерного излучения на металлический микрообъект даже при увеличении интенсивности излучения до $I_0 = 2 \cdot 10^3 \text{ W/cm}^2$ ($P_l \approx 10 \text{ mW}$).

Модельные исследования особенностей градиентного взаимодействия гауссова поля лазерного излучения с протяженными металлическими микрообъектами с мелкодисперсным проводящим покрытием, приводящим, как следует из выражения (15) и результатов предыдущих экспериментов с молибденом, к устранению y -компоненты силы светового давления, было проведено с аморфным углеродом, представляющим большой интерес для многих областей науки и технологий [21]. Как объект исследования углерод привлекателен вследствие сравнительной простоты нанесения мелкодисперсного шероховатого напыления, состоящего из сферических частиц со средним размером 10–350 нм [14,15], на металлическую поверхность. В описываемых экспериментах качество и толщина покрытия контролировались микроскопом с увеличением $\times 100$. В нашем случае толщина покрытия составляла $\approx 2 \mu\text{m}$, а само покрытие состояло из хаотически ориентированных субмикронных частиц.

Углерод — хороший проводник. Его удельное сопротивление при комнатной температуре составляет $\rho = 4.2 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$, что на три порядка меньше, чем у кремния, хотя и значительно больше, чем у молибдена ($\rho_{\text{Mo}} = 5.2 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$) [19]. Известно, что

при увеличении температуры у графита наблюдается рост проводимости, причем при температуре около 600°C запрещенная зона исчезает за счет делокализации π -электронов [22]. Таким образом, ожидаемое поведение градиентной силы взаимодействия такого объекта с лазерным излучением весьма неоднозначно вписывается в рамки проведенного рассмотрения.

Действительно, в случае объекта (коромысла рычажных весов) с нанесенным мелкодисперсным шероховатым покрытием наблюдалось его сильное градиентное взаимодействие с лазерным пучком, приводившее при $y \approx w_{l0}$ и $I_0 = 10^3 \text{ W/cm}^2$ к втягиванию конца коромысла в область каустики лазерного пучка. Отметим, что направление градиентной силы было противоположно как y -компоненте силы светового давления, так и \mathbf{F}_{com} и \mathbf{F}_{rad} . Непосредственное измерение F_{grad} , соответствовавшей перемещению конца коромысла вниз до момента его срыва, составило $\Delta y \approx 6r$ ($F_{\text{grad}} \approx 75.3 \text{ pN}$). Напомним, что оценки для графита составляли для этих условий эксперимента $F_{\text{grad}} \approx 3.1 \text{ pN}$, что практически в 25 раз меньше, чем наблюдавшиеся в эксперименте.

Результаты измерений зависимости F_{grad} от интенсивности излучения лазера приведены на рис. 5. Обращают на себя внимание две особенности полученной зависимости. Во-первых, большое значение силы градиентного взаимодействия и, во-вторых, ослабление линейной зависимости F_{grad} от интенсивности лазерного излучения при $I_0 \geq 1.5 \cdot 10^3 \text{ W/cm}^2$ ($P_l \approx 7.5 \text{ mW}$). И хотя наблюдаемые особенности являются темой самостоятельного исследования, можно дать их качественное объяснение.

1. Оптические константы и основанные на них оценки F_{grad} , приведенные в таблице, относились к графиту. Результаты наших измерений показывают, что для аморфного углерода показатель затухания κ оказывается значительно меньшим (в 25 раз), чем у графита. Поэтому коэффициент отражения для аморфного углерода составит $R \approx 0.1$, а поляризуемость его — $\alpha \approx 1.42$. Исходя из полученных значений становится возможным определить из формулы (12) глубину проникновения для аморфного углерода: $\Delta r \approx 1353 \text{ nm}$. Полученные значения оказались близкими к результату работ [12,24].

2. Анализ дисперсии мнимой части диэлектрической проницаемости аморфного углерода с различной технологической предисторией и содержанием водорода, проведенный в работах [22,23], показывает, что вклад в нее вносят как электронные переходы из основного состояния в возбужденное, так и поглощение свободными носителями заряда.

В области значений температуры 400–600°С оптическая ширина запрещенной зоны аморфного углерода и энергии делокализации π -электронов совпадает, и с повышением температуры наблюдается сильное увеличение проводимости за счет делокализации π -электронов. Ширина запрещенной зоны при этом уменьшается и при 600°С становится равной нулю.

Поскольку в условиях сильной фокусировки лазерного излучения происходит достаточно интенсивный

локальный нагрев объекта, можно предположить, что при возрастании интенсивности лазерного излучения происходит увеличение показателя затухания κ и соответственно уменьшение глубины проникновения, что и обуславливает уменьшение F_{grad} при $I_0 \geq 10^3 \text{ W/cm}^2$ ($P_l \approx 5 \text{ mW}$).

В завершение хотелось бы обратить внимание еще на одну причину возможного увеличения F_{grad} при силовом воздействии лазерного излучения на шероховатую поверхность микрочастицы. Как известно [4–6], падающий на поверхность твердого тела свет может возбуждать продольные поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ), приводящие к возникновению в проводниках коллективных колебаний свободных электронов проводимости или слабосвязанных валентных электронов — так называемых поверхностных плазмонов. ПЭВ возбуждаются в широком диапазоне частот, ограниченном сверху частотой поверхностного плазмона. Условием возбуждения ПЭВ является $\text{Re } \varepsilon = \varepsilon' < 0$, причем $|\varepsilon| > \varepsilon_0 = n_0^2 \approx 1$. Здесь ε и ε_0 — диэлектрические постоянные материала твердого тела и окружающей атмосферы соответственно.

При наличии у поверхности шероховатости или мелкодисперсного проводящего покрытия под действием световой волны в субмикроскопических частицах покрытия возбуждаются продольные по отношению к поверхности коллективные электронные колебания, обуславливающие возникновение осциллирующих дипольных моментов, которые посредством кулоновского поля взаимодействуют друг с другом, образуя коллективные моды. Благодаря этому такие поверхности должны обладать резонансным поглощением, соответствующим возбуждению продольных по отношению к поверхности плазмонных мод. Заметим, что в этой области значений частоты обычная диэлектрическая проницаемость не имеет резонансов, а возникновение полос поглощения связано с появлением резонансов локального поля световой волны внутри проводящих частиц. Вследствие значительной локализации поля ПЭВ вблизи границы раздела даже при слабом преобразовании в нее падающего излучения это приводит к существенному перераспределению напряженности светового поля у поверхности и его заметному усилению по сравнению с полем падающей волны.

Воспользуемся рассмотрением явления усиления локального поля для широковатой среды, проведенным в работе [5], в представлении этой среды как совокупности субмикроскопических проводящих сфероподобных частиц (эллипсоидов) с размерами, меньшими λ и Δr , хаотически распределенных по поверхности металла и находящихся в диэлектрическом окружении. Пусть вектор напряженности поля падающий на такую систему световой волны \mathbf{E}_i^t параллелен поверхности пленки. Тогда локальное поле внутри эллипсоида \mathbf{E}_{loc} будет состоять из поля падающей волны, поля деполяризации этого эллипсоида и поля, обусловленного коллективным вкладом от дипольных моментов окружающих эллипсо-

идов (поля Лоренца):

$$\mathbf{E}_{\text{loc}}(\omega_i) = \mathbf{E}_i^t - N \cdot 4\pi \mathbf{P}_{\text{el}} + \beta 4\pi \mathbf{P}, \quad (18)$$

где N — определяемый геометрией частицы деполяризующий фактор [16], \mathbf{P}_{el} — дипольный момент единицы объема эллипсоида, β — константа поля Лоренца, $\mathbf{P} = n_{\text{el}} \mathbf{p}_{\text{el}}$. Здесь n_{el} — число эллипсоидов в единице объема, $\mathbf{p}_{\text{el}} = \mathbf{P}_{\text{el}} \nu_{\text{el}}$ — дипольный момент эллипсоида, ν_{el} — объем эллипсоида.

Если принять, что диэлектрическая проницаемость диэлектрика, заполняющего объем между эллипсоидами, равна единице, то как собственная поляризация эллипсоида, так и поляризация, обусловленная его окружением, связаны с локальным полем соотношениями

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{\text{el}} &= \frac{\varepsilon(\omega_i) - 1}{4\pi} \mathbf{E}_{\text{loc}}, \\ \mathbf{P} &= \frac{\varepsilon(\omega_i) - 1}{4\pi} q \mathbf{E}_{\text{loc}}, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\varepsilon(\omega_i)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость материала эллипсоида, q — доля объема, занимаемого поглощающим веществом в единице объема пленки.

Таким образом, для локального поля из соотношений (18) и (19) получаем

$$\mathbf{E}_{\text{loc}}(\omega_i) = \frac{\mathbf{E}_i}{1 + [\varepsilon(\omega_i) - 1](N - \beta q)} \equiv L(\omega_i) \mathbf{E}_i^t, \quad (20)$$

где $L(\omega_i)$ — фактор усиления локального поля, и для разных металлов усиление для амплитуды локального поля может составлять $10^2 - 10^4$ [5,6].

Энергия градиентного взаимодействия падающего света с эллипсоидом, определяемая выражением (9), в таком случае может быть записана в виде

$$U = \int_V \alpha(\mathbf{r}) \mathbf{E}_i(\mathbf{r}) \mathbf{E}_i^t(\mathbf{r}) L(\omega_i) dV, \quad (21)$$

т. е. сила градиентного взаимодействия оказывается пропорциональной фактору усиления локального поля.

Применительно к использованным в наших экспериментах молибдену и мелкодисперсному аморфному углероду с учетом измеренных значений оптических постоянных условия возникновения в них ПЭВ не выполняются. Однако в случае применения благородных металлов (Au, Ag, Pt) наблюдение усиления силы градиентного взаимодействия видится возможным.

Заключение

Проведенные исследования показали возможность непосредственных измерений сил взаимодействия света с металлическими и сильно поглощающими микробъектами, причем методика измерения этих сил позволяет достичь весьма высокой чувствительности ($\approx 1 \text{ pN}$).

Поскольку сила светового давления для таких объектов превосходит силу градиентного взаимодействия, для ее ослабления были использованы микрообъекты как с шероховатой поверхностью, так и с мелкодисперсным напылением аморфным углеродом. Как объект исследования углерод, и в особенности его двумерно упорядоченные (например, графен) аллотропные формы, привлекателен как один из перспективных материалов микро- и наноэлектроники. Важным результатом работы стало обнаружение нелинейного характера зависимости силы градиентного взаимодействия от интенсивности лазерного поля, что было объяснено увеличением проводимости углерода при его нагреве.

Отметим, что применение металлических протяженных микрообъектов как подложки для напыления других материалов делает возможным использование результатов наших исследований в изучении оптических свойств субмикронных и нанообъектов.

Список литературы

- [1] *Сойфер В.А., Котляр В.В., Хонина С.Н.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2004. Т. 35. Вып. 6. С. 1367–1432.
- [2] *Harada Y., Asakura T.* // Opt. Commun. 1996. Vol. 124. P. 529–541.
- [3] *Svoboda K., Block S.M.* // Opt. Lett. 1994. Vol. 19. N 13. P. 930–932.
- [4] *Бродский А.Ж., Урбах М.И.* // УФН. 1982. Т. 138. Вып. 3. С. 413–453.
- [5] *Емельянов В.И., Коротеев Н.И.* // УФН. 1981. Т. 135. Вып. 2. С. 345–361.
- [6] *Либенсон М.Н.* Лазерно-индуцированные оптические и термические процессы в конденсированных средах и их взаимное влияние. СПб.: Наука, 2007. Гл. 4. С. 219.
- [7] *Коротеев Н.И., Шумай И.Л.* Физика мощного лазерного излучения. М.: Наука, 1991. Гл. 2. С. 93.
- [8] *Калитеевский Н.И.* Волновая оптика. М.: Высш. шк., 1995. Гл. 2. С. 107.
- [9] *Кизель В.А.* Отражение света. М.: Наука. 1973. Гл. 1. С. 43.
- [10] *Карташов И.А., Лайбов Е.М., Макарова Д.С., Шишаев А.В.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 4. С. 115–120.
- [11] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. Гл. 13. С. 670.
- [12] <<http://www.ioffe.ru/index.php?row-12&subrow-0#>>
- [13] *Рубцов Н.А., Аверков Е.И., Емельянов А.А.* Свойства теплового излучения материалов в конденсированном состоянии. Новосибирск: Изд-во Института теплофизики СО АН СССР, 1988. Гл. 3. С. 111.
- [14] *Теснер П.А.* Образование углерода из углеводородов газовой фазы. М.: Химия, 1972. Гл. 1. С. 35.
- [15] *Дерягин Б.В., Федосеев Д.В.* Рост алмаза и графита из газовой фазы. М.: Наука, 1977. Гл. 4. С. 101.
- [16] *Ван де Хюльст Г.* Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961. С. 137.
- [17] *Слабкий Л.И.* Методы и приборы предельных измерений в экспериментальной физике. М.: Наука, 1973. С. 152.
- [18] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1965. Гл. VI. С. 123.

- [19] *Таблицы физических величин.* Справочник / Под ред. акад. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. Гл. 31. С. 640.
- [20] *Фабрикант В.А.* // УФН. 1950. Т. 42. Вып. 2. С. 280–310.
- [21] *Еленин Г.Г.* // Новое в синергетике: Взгляд в третье тысячелетие. М.: Наука, 2002. С. 123.
- [22] *Fink J., Muller-Heinzerling Th., Pfluger J., Scheerer B.* // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 30. N 8. P. 4713–4718.
- [23] *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* // УФН. 1991. Т. 161. Вып. 7. С. 173–192.
- [24] *Ястребов С.Г., Иванов-Омский В.И.* // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 8. С. 965–971.