

07;12

Измерения силовых параметров градиентной оптической ловушки для диэлектрических микрообъектов

© И.А. Карташов,¹ Е.М. Лейбов,² Д.С. Макарова,¹ А.В. Шишаев¹

¹ Институт физики полупроводников СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: anavis@isp.nsc.ru

² Новосибирский государственный технический университет,
630092 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 5 июня 2007 г.)

Представлены результаты теоретического анализа и непосредственных измерений градиентной силы светового воздействия на протяженные диэлектрические микрообъекты в воздухе. Эксперименты проводились с объектами нитевидной формы (ворсинка хлопка), что позволило увязать результаты измерений градиентной силы с упругими характеристиками исследуемого материала и определить оптические параметры изучаемых микрообъектов и физические характеристики оптической ловушки. Проанализированы возможности измерения оптических параметров малых весовых количеств высокомолекулярных веществ и нанобъектов.

PACS: 87.80.Cc, 78.67.-n

Введение

Явление градиентного взаимодействия сфокусированного лазерного излучения с веществом, впервые рассмотренное в работах [1,2], послужило основой для развития эффективного и широко используемого в настоящее время в фундаментальных и прикладных исследованиях метода пространственного захвата и манипуляции микрочастицами. Существенным шагом в развитии этого метода стала разработка способов оптического вращения частиц путем передачи им углового момента (спинового и орбитального) от света [3,4]. Отсутствие разрушающего механического контакта с микрообъектами фактически определило основные области применения „оптического пинцета“, а именно биологию, биотехнологию и медицину [5,6].

При проведении исследований необходимо знать величину радиационных сил, возникающих при взаимодействии лазерного излучения и микрочастицы. Именно посредством их измерений становится возможным определить как оптические параметры изучаемых микрообъектов (атомная и молекулярная поляризуемости, показатель преломления и др.), так и физические характеристики оптической ловушки. Однако в условиях упомянутых экспериментов значения радиационных сил определялись, как правило, опосредованно путем анализа перемещения захваченных частиц, преодолевающих вязкое сопротивление жидкости, в окружении которой осуществлялись эксперименты [7–9].

Обращает на себя факт, что в большинстве случаев исследования проводились на объектах сферической или эллипсоидальной формы в растворах. В этой связи из рассмотрения выпадет большой класс объектов, и особенно природных и синтетических высокомолекулярных соединений, физико-химические свойства которых могут существенно изменяться при помещении их в раствор. В жидкой фазе влияние молекул растворителя приводит

к заметному изменению распределения электронов в молекулах изучаемых объектов и соответственно изменению поляризуемости и, возможно, даже симметрии молекулы [10].

В предлагаемой работе, насколько нам известно, впервые представляются результаты непосредственных измерений градиентной силы светового воздействия на диэлектрический микрообъект. Эксперименты проводились с находящимся в воздушной среде объектом нитевидной формы (ворсинка хлопка), что позволило увязать результаты измерений градиентной силы с упругими характеристиками исследуемого материала. Выбор объекта в большой степени определялся растущим интересом к таким материалам (в том числе в нанотехнологиях).

Теоретический анализ

Как известно, при помещении диэлектрической частицы в поле лазерного излучения возникает действующая на частицу градиентная сила $F_{\text{grad}}(r)$, обусловленная потенциальной энергией дипольного взаимодействия $U(r)$ электрической составляющей света \mathbf{E} и наведенного дипольного момента частицы \mathbf{P} [7,11]:

$$F_{\text{grad}}(r) = \partial U / \partial r. \quad (1)$$

Значение U находится из соотношения

$$U = (\mathbf{P} \mathbf{E}). \quad (2)$$

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 $\alpha = \text{const}$, дипольный момент P имеет простое выражение

$$\mathbf{P} = \alpha V \mathbf{E}. \quad (3)$$

Если величина электрического поля заметно изменится в пределах размеров частицы, то дипольный момент частицы зависит от ее формы и размера, поэтому энергия дипольного взаимодействия вычисляется в процессе интегрирования по объему конкретной формы диэлектрической частицы

$$U = \int_V \alpha(\mathbf{r}) E^2(\mathbf{r}) dV. \quad (4)$$

Рассмотрим взаимодействие лазерного излучения с гауссовым распределением интенсивности по сечению луча, распространяющегося в направлении оси z , с диэлектрическим объектом, имеющим форму длинного тонкого жесткого стержня, расположенного параллельно оси x . Запишем амплитуду электрического поля для гауссова пучка

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} \right]. \quad (5)$$

Здесь E_0 — средняя амплитуда электрического поля, $w(z)$ — радиус пучка на расстоянии z от точки $z = 0$, где размер пучка минимален $w(z) = w_0$:

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right], \quad (6)$$

λ — длина волны лазерного излучения.

В этом случае выражение (4) можно записать в виде

$$U = E_0^2 \iiint_V \alpha(x, y, z) \frac{w_0^2}{w^2(z)} \times \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right] dx dy dz. \quad (7)$$

Аналитическое решение уравнения (7) возможно, но весьма громоздко. Поэтому упростим задачу, предположив, что ворсинка находится в захваченном состоянии в области $\pm w_0$ от положения $y \approx 0$. В этом случае рассмотрение взаимодействия со светом длинного тонкого цилиндрического объекта при условии, что $2r \ll 2w_0$, означает, что в пределах диаметра стержня $2r$ величина электрического поля остается практически постоянной как по оси y , так и по оси z . Поэтому в (7) подынтегральное выражение может быть вынесено из под знака интегрирования по y и z , а также принято значение $w(z) \approx w_0$. Кроме того, будем считать, что материал микрообъекта однороден и изотропен в области взаимодействия с полем, а потому $\alpha(x, y, z)$ будет величиной постоянной (α). В результате получим

$$U = E_0^2 \alpha \pi r^2 \left[\int_{-x}^{+x} \exp \left(-\frac{2x^2}{w_0^2} \right) dx \right] \exp \left(-\frac{2y^2}{w_0^2} \right). \quad (8)$$

Интегрирование (7) по y и z приводит к вычислению площади сечения стержня, равной $S = \pi r^2$. Интеграл

в квадратных скобках определяет эффективную длину стержня, взаимодействующую с полем лазерного излучения. Как видно из выражения (8), симметричное расположение взаимодействующей с излучением части стержня относительно центра лазерного луча ($x = 0$) приводит к устранению зависимости потенциальной энергии взаимодействия от x , поэтому градиентная сила $F_{\text{grad}}(r)$ зависит только от y . Зависимость U от z также отсутствует вследствие симметричности расположения частицы относительно $z = 0$.

Обратим внимание на тот факт, что область интегрирования в выражении (8) находится из соотношения $x^2 = w^2 - y^2$, где w — радиус лазерного пучка, при котором начинается заметное градиентное взаимодействие света с частицей. Если допустить, что реальное значение w составляет несколько w_0 , то эффективная длина взаимодействия будет определяться из соотношения

$$l = 2 \int_0^{\sqrt{w^2 - y^2}} \exp \left(-\frac{2x^2}{w_0^2} \right) dx = w_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2} \sqrt{w^2 - y^2}}{w_0} \right), \quad (9)$$

где $\operatorname{erf}(y)$ — интеграл вероятностей.

В рассматриваемых условиях при $y = 0$ $\operatorname{erf}(\sqrt{2}w/w_0) \approx 1$ [3], а потому $l = w_0 \sqrt{\pi/2}$, и это значение остается фактически неизменным даже при $y \geq w_0$. С учетом этого градиентная сила, действующая на тонкий диэлектрический стержень, захваченный оптической ловушкой, принимает следующий вид:

$$F_{\text{grad}} = \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{32\pi y}{c w_0^2} I_0 \left[\alpha \pi r^2 w_0 \sqrt{\pi/2} \right] \exp \left[-\frac{2y^2}{w_0^2} \right], \quad (10)$$

где I_0 — интенсивность света в центре пучка, c — скорость света.

Как видно из полученного выражения, направление градиентной силы зависит от знака α , и при $\alpha > 0$ F_{grad} направлена к положению максимума интенсивности светового луча. Для непоглощающих сред это условие означает, что показатель преломления материала частицы превосходит показатель преломления окружающей среды. Зависимость величины градиентной силы от координат представляет собой знакопеременную функцию с максимумами, расположенными на расстоянии $y = \pm w_{10}/\sqrt{2}$ от центра лазерного пучка. Здесь введено значение $w_{10} = w_0/\sqrt{2}$, соответствующее минимальному размеру лазерного пучка для интенсивности. В случае захвата частица удерживается в области центра пучка градиентной силой оптической ловушки с радиальной жесткостью k :

$$F_{\text{grad}} = -k y, \quad (11)$$

где $k = 16\pi\alpha V I_0 / c w_{10}^2$, $V = \pi r^2 w_{10} \sqrt{\pi}$ — эффективный взаимодействующий со светом объем частицы.

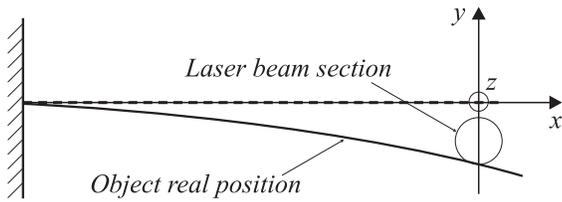


Рис. 1. Крепление исследуемого объекта.

Таким образом, ряд важных характеристик, а именно продольная и поперечная поляризуемости материала частицы и коэффициент радиальной жесткости ловушки, может быть определен при измерении абсолютного значения F_{grad} . Главной трудностью проведения таких измерений для микрочастиц, находящихся в свободном состоянии, оказывается сложность их пространственной фиксации и привязки результатов этих измерений к конкретной силовой характеристике, например к силе тяжести.

С целью преодоления указанных трудностей эксперименты могут быть поставлены с протяженными высокополимерными диэлектрическими микрообъектами, один конец которых можно жестко закрепить (консольное крепление) (рис. 1). В этом случае становится возможным привязать измерения F_{grad} к конкретным значениям упругих констант исследуемого материала. Поясним сказанное. Форма прогиба или уравнение упругой линии для горизонтально расположенного и консольно закрепленного стержня с распределенной нагрузкой (вес единицы длины стержня q) при наличии сосредоточенной силы F , приложенной к свободному концу стержня и направленной против силы тяжести описывается уравнением [12]:

$$E_{\text{spr}} I_{\text{sec}} y = - \left(\frac{ql^2}{2} - Fl \right) \frac{x^2}{2} + (ql - F) \frac{x^3}{6} - q \frac{x^4}{24}, \quad (12)$$

где E_{spr} — модуль продольной упругости (модуль Юнга), I_{sec} — момент инерции площади поперечного сечения стержня, l — длина стержня. Координаты x и y расположены горизонтально и вертикально соответственно.

Пусть свободный конец исследуемого цилиндрического микрообъекта находится в невозмущенном положении, т.е. только под действием собственной силы тяжести. Если совместить центр поля оптической ловушки со свободным концом микрообъекта и осуществить перемещение его по оси y до момента срыва оптического захвата, становится возможным измерить это перемещение (Δy) и соответственно вычислить исходя из уравнений (3) и (5) величину F_{grad} в точках его максимального значения:

$$F_{\text{grad}}(y = \pm w_{10}/\sqrt{2}) = - \frac{4.165\pi}{c w_{10}} \alpha V I_0 = \frac{3 E_{\text{spr}} I_{\text{sec}}}{l^3} \Delta y. \quad (13)$$

Выражение (13) показывает также, что, в принципе, рассматриваемый экспериментальный подход позволяет

определить и поляризуемость единицы объема исследуемого вещества.

Обратим внимание на тот факт, что проведение исследований с природными микрообъектами привносит весьма заметные сложности в проведение вычислений F_{grad} , вызванные наличием у микрообъектов надмолекулярной структуры. Это выражается в том, что поперечное сечение таких микрообъектов может иметь эллипсоподобный вид, винтообразно закрученный по длине. Вследствие произвольности установки объекта в точке жесткого крепления это может приводить к неоднозначности интерпретации экспериментальных результатов по формуле (13), так как моменты инерции поперечного сечения эллипса различаются в направлениях большой и малой осей: $I_a = \pi a b^3/4$ и $I_b = \pi a^3 b/4$.

Поскольку наши исследования направлены не на измерения упругих констант вещества, имеется возможность произведения прямых измерений произведения $E_{\text{spr}} I_{\text{sec}}$, а именно путем определения частоты собственных колебаний консольно закрепленного стержня [13]:

$$\omega_{\text{min}} = \frac{3.52}{l^2} \sqrt{\frac{E_{\text{spr}} I_y}{\rho S}}. \quad (14)$$

Здесь ρ — плотность материала стержня, S — площадь поперечного сечения стержня (для эллипса $S = \pi a b$).

С учетом (14) уравнение (13) может быть переписано в виде

$$F_{\text{grad}}(y = \pm w_{10}/\sqrt{2}) = 0.24 \rho l S \omega_{\text{min}}^2 \Delta y, \quad (15)$$

откуда видно, что прямые измерения ω_{min} и Δy позволяют определить абсолютное значение F_{grad} .

Экспериментальная часть

В качестве объекта исследований была выбрана целлюлоза в виде природного волокна хлопка (содержание целлюлозы 97–98%). Выбор обуславливался не только необходимыми для проведения экспериментов свойствами ворсинок хлопка (большая длина, упругость и возможность получения линейной геометрии ворсинки), но и характерными качествами самой целлюлозы, обуславливающими оптические свойства природного волокна. В частности, это может касаться возможности измерения относительной величины продольной и поперечной поляризуемостей. Отметим некоторые из этих свойств [14,15].

1. Максимальная средняя степень полимеризации макромолекул целлюлозы хлопкового волокна, составляющая 10–14 тысяч остатков глюкозы.

2. Наличие у целлюлозы сложной надмолекулярной структуры, одним из элементов которой являются ориентированные в пределах клеточной стенки участки линейных ассоциатов макромолекул целлюлозы — фибрилл, „цементированных“ матриком.

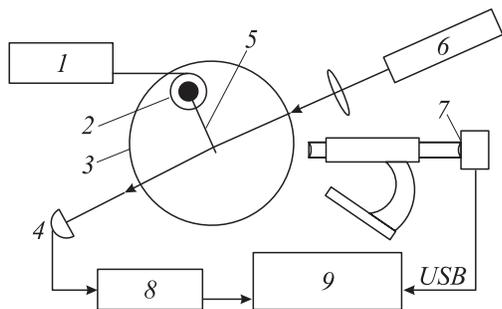


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 — задающий генератор, 2 — пьезокерамика, 3 — камера, 4 — фотоприемник, 5 — объект, 6 — He–Ne-лазер, 7 — ПЗС-матрица, 8 — усилитель, 9 — аналого-цифровой преобразователь.

3. Принадлежность целлюлозы к кристаллическим полимерам, для которых характерно явление полиморфизма, т.е. наличие ряда структурных (кристаллических) модификаций, различающихся параметрами кристаллической решетки и некоторыми физическими свойствами. Полимерные цепи целлюлозы упакованы в длинные пучки, в которых наряду с упорядоченными, кристаллическими (процент кристалличности $\sim 70\%$), имеются и менее упорядоченные, аморфные, участки.

Надмолекулярная структура целлюлозы заключается в том, что эллипсоподобное поперечное сечение ворсинки хлопка (размеры большой и малой осей составляли в наших экспериментах $2a \approx 13$ и $2b \approx 5 \mu\text{m}$ соответственно) винтообразно закрученной по оси волокна. Поскольку в природном виде волокна хлопка хаотически закручены по длине, придание им линейной геометрии осуществлялось путем первоначального увлажнения в дистиллированной воде с последующей сушкой в натянутом положении. Таким методом возможно получение линейных волокон длиной до $l \approx 15\text{--}20 \text{ mm}$.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Излучение He–Ne-лазера ЛГ-52 с максимальной выходной мощностью $P_l \approx 10 \text{ mV}$ направлялось в герметичную камеру, где располагался установленный на пьезокерамике зажим для консольного крепления исследуемых микрообъектов. В наших экспериментах это были прямолинейные образцы хлопкового волокна длиной $l \approx 10 \text{ mm}$. Камера в данном случае была предназначена для устранения неконтролируемых потоков воздуха, приводивших к возмущению свободного конца консоли. Излучение фокусировалось на микрообъект линзой с фокусным расстоянием $f = 5 \text{ cm}$. Диаметр лазерного пучка в области каустики составлял $2w_{10} \approx 25 \mu\text{m}$. Микрометрические подвижки зеркала позволяли плавно осуществлять перемещение центра области захвата по вертикали и горизонтали с точностью до $1 \mu\text{m}$. В режиме захвата центр лазерного пучка располагался на расстоянии $x \approx 100 \mu\text{m}$ от свободного конца консоли. Поляризация излучения лазера была перпендикулярна оси микрообъекта. Мощность излучения лазера варьировалась током разрядной трубки и измерялась калиб-

рованным с помощью измерителя мощности ИМО-2 фотодетектором.

Наблюдение за процессом оптического захвата проводилось посредством измерительного микроскопа МБС-9 (увеличение $\times 50$) как визуально, так и СD-камерой, а также могло непосредственно осуществляться в прошедшем свете на экране.

Динамика захвата микрообъекта и собственная частота его колебаний исследовались путем регистрации зависимости от времени интенсивности возникающих при оптическом захвате объекта дифракционных максимумов в прошедшем свете. Сигнал непосредственно наблюдался на осциллографе и оцифровывался на компьютере. В этом случае он усиливался в широкой полосе услителем У2-8 и выводился на АЦП Advantech PCI-1711. Калибровка по частоте и модуляции керамики при определении собственной частоты колебаний консольно закрепленного микрообъекта проводилась с помощью генератора Г6-15.

Результаты и их обсуждение

Процесс оптического захвата объекта лазерным излучением устойчиво наблюдался начиная с расстояний $y \approx 30 \mu\text{m}$ и ближе от его оси до центра лазерного пучка в области каустики. Наблюдение за процессом оптического захвата осуществлялось посредством регистрации изменения пространственного распределения интенсивности прошедшего света в процессе перекрытия захватываемой ворсинкой лазерного луча в области его фокусировки (рис. 3). Начало процесса соответствует слабому перекрытию луча ворсинкой в нижней его части

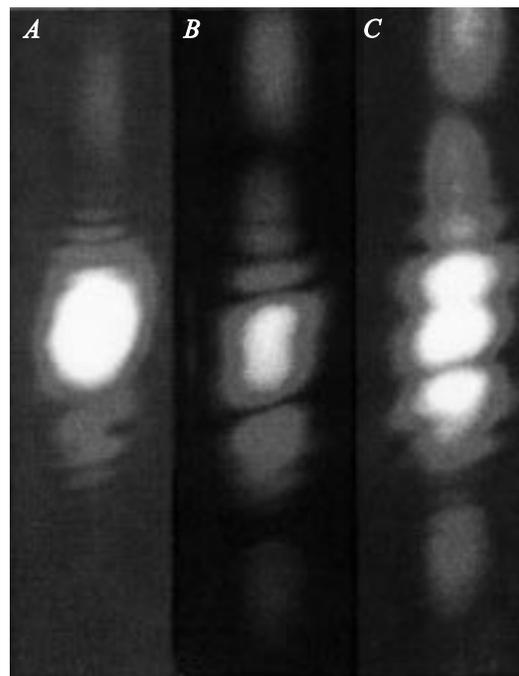


Рис. 3. Снимки последовательных фаз захвата микрообъекта в прошедшем свете. (Направление захвата снизу вверх).

(рис. 3, А). Факт расположения объекта в поле действия лазерного луча отражается в появлении дифракционных максимумов в области, расположенной выше луча лазера. В процессе оптического захвата в центральную область луча наблюдается не только искажение распределения интенсивности основного луча в нижней его части, но и появление дифракционных максимумов в области, расположенной ниже лазерного луча (рис. 3, В). Наконец, симметричная форма дифракционной картины соответствует полному захвату частицы в центральной части сфокусированного лазерного пучка (рис. 3, С). Мощность лазерного излучения для устойчивого захвата микрообъекта составляла $P_l \geq 2 \text{ mW}$. В захваченном состоянии пространственное положение свободного конца ворсинки могло с помощью зеркала перемещаться в вертикальном направлении как вверх, так и вниз от равновесного положения. Скорость перемещения объекта при таких пространственных манипуляциях составляла не менее $100 \mu\text{m/s}$.

Для непосредственного определения по формуле (15) градиентной силы F_{grad} был измерен период собственных колебаний ворсинки $T_{\text{exp}} = 35 \text{ ms}$, что соответствует угловой частоте $\omega_{\text{exp}} \approx 179.4 \text{ s}^{-1}$. При $P_l \approx 10 \text{ mW}$ ($I_0 = 2 \cdot 10^3 \text{ W/cm}^2$) максимальное отклонение Δy свободного конца консоли от равновесного положения до момента срыва оптического захвата составило $\Delta y \approx 40 \mu\text{m}$, что для поперечных размеров ворсинки в максимальном и минимальном сечениях $2a \approx 13$ и $2b \approx 5 \mu\text{m}$ (площадь поперечного сечения $S = \pi ab \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$), $l = 1 \text{ cm}$ и плотности хлопка $\rho = 1.52 \text{ g/cm}^3$ [15] соответствует величине F_{grad} :

$$F_{\text{grad}} \approx 235 \text{ pN}. \quad (16)$$

Для проверки результатов вычисления F_{grad} была проведена калибровка величины отклонения свободного конца ворсинки в зависимости от величины приложенной к ней сосредоточенной силы. В качестве калиброванной силы использовался вес хлопковой ворсинки длиной $l \approx 9 \text{ mm}$. Для поперечных размеров ворсинки в максимальном и минимальном сечениях $2a \approx 13$ и $2b \approx 5 \mu\text{m}$ (площадь поперечного сечения $S = \pi ab \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$) и плотности хлопка $\rho = 1.52 \text{ g/cm}^3$ [15] масса калибровочной ворсинки составляла $6.84 \cdot 10^{-7} \text{ g}$, что соответствовало весу $P = 6.75 \cdot 10^{-4} \text{ dyn} = 6.75 \cdot 10^{-9} \text{ N}$.

Калибровка производилась путем измерения отклонения свободного конца исследуемой ворсинки длиной $l = 1 \text{ cm}$ при сосредоточенной нагрузке на него конца горизонтально лежащей калибровочной ворсинки, т. е. $P_{\text{load}} = P/2 = 3.37 \cdot 10^{-9} \text{ N}$. Отклонение составило $\Delta y = 450 \mu\text{m}$. Таким образом, отклонение на $\Delta y \approx 40 \mu\text{m}$ должно соответствовать силе $P_{\text{load}} \approx 292 \text{ pN}$. Как видим, полученное в (16) значение F_{grad} совпадает с калибровочными измерениями с точностью до 20%, что на данном этапе работы можно считать вполне удовлетворительным.

Наряду с абсолютными измерениями F_{grad} была исследована зависимость величины отклонения Δy и соответственно F_{grad} от интенсивности лазерного излучения.

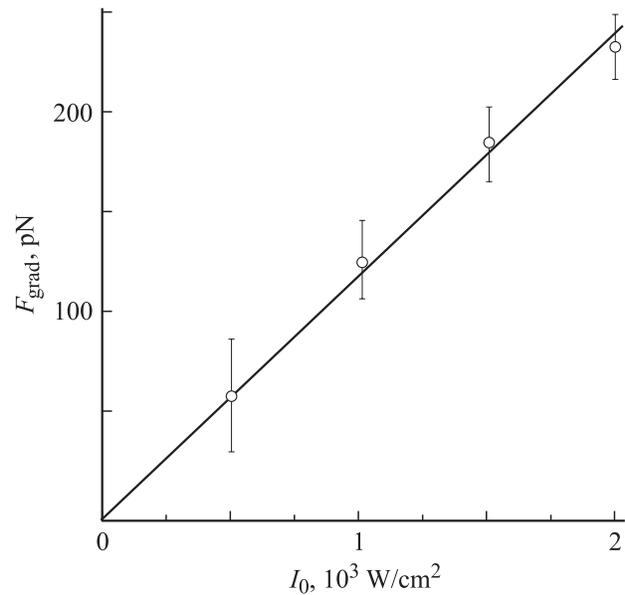


Рис. 4. Зависимость градиентной силы от интенсивности лазерного излучения.

Как и предполагалось (13), градиентная сила линейно зависит от I_0 (рис. 4). Однако точность этих измерений существенно падает при низких значениях F_{grad} , что обусловливается открывшимися в процессе исследований факторами.

1) Статическое электричество. Вследствие полярности молекул целлюлозы статическое электричество оказывает сильное влияние на положение свободного конца консольно закрепленного диэлектрического волокна. Устранение этого влияния осуществлялось с помощью медного экрана, располагавшегося с внутренней стороны камеры.

2) Тепловые эффекты. Помещение исследуемого объекта внутри герметичной камеры помогало устранить влияние неконтролируемых конвективных потоков воздуха в лаборатории на невозмущенное положение объекта. В то же время (несмотря на слабое поглощение лазерного излучения в материале хлопкового волокна) поглощение и соответственно нагрев волокна все-таки имели место, что приводило к возникновению конвективных микропотоков воздуха.

В экспериментах этот эффект проявлялся в том, что при $P_l \approx 10 \text{ mW}$ ($I_0 = 2 \cdot 10^3 \text{ W/cm}^2$) градиентная сила позволяла перемещать свободный конец консоли вверх на пять диаметров ворсинки ($\Delta y \approx 65 \mu\text{m}$) от невозмущенного состояния, а вниз только на один ($\Delta y \approx 13 \mu\text{m}$). Это означает, что при соприкосновении однородно нагретой ворсинки в окружающем газе возникают конвективные потоки, приводящие к появлению дополнительной сосредоточенной нагрузки, направленной в одну сторону с градиентной силой при подъеме ворсинки и, противоположно — при опускании [16]. Таким образом, реальное перемещение свободного конца консоли под действием градиентной силы составляло только три

диаметра, т.е. $\Delta u \approx 40 \mu\text{m}$, что и соответствовало величине градиентной силы $F_{\text{grad}} \approx 235 \text{ pN}$, полученной в наших расчетах (16). Следует отметить, что детальное изучение влияния тепловых эффектов представляет тему самостоятельных исследований, которые предполагается провести с применением вакуумной камеры, предусматривающей возможность изменения не только газового состава атмосферы, но и ее давления.

3) Характеристики окружающей атмосферы. Наличие у целлюлозы ОН-групп, а также каналов и микропор в волокнах природной целлюлозы обуславливает не только истинную сорбцию, но и капиллярное поглощение воды [14,15]. В результате этого происходит не только изменение упругих параметров ворсинки и ее массы, но и поляризуемости. На данном этапе работы детальные исследования влияния влажности атмосферы на результаты наших исследований не проводились.

4) Механические возмущения. Проведение исследований весьма затруднялось неконтролируемыми механическими возмущениями положения свободного конца закрепленной ворсинки. Это проявлялось в трудности измерений градиентной силы при умеренно низких интенсивностях излучения $I_0 \leq 400 \text{ W/cm}^2$. В этой связи экспериментальная установка была собрана на массивной инструментальной плите, установленной на упругих подставках.

Заключение

Проведенные исследования показали возможность непосредственного измерения градиентной силы взаимодействия протяженных высокополимерных соединений с гауссовым полем лазерного излучения. Как объект исследований природное целлюлозное волокно (ворсинка хлопка) является кристаллическим полимером со сложной надмолекулярной структурой и представляет собой композитный материал, созданный на основе наноструктур (микрофибрилл). Поэтому рассмотренная методика исследований может найти свое место в поисках новых идей и решений в изучении физических свойств сложных армированных нанообъектами структур с заданными конечными параметрами.

Отметим также возможность использования нитевидного объекта в качестве пробника для проведения исследований физико-химических свойств не только малых количеств синтезируемых соединений, но и нанообъектов.

Список литературы

- [1] *Ashkin A.* // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 24. N 4. P. 156–159.
- [2] *Ashkin A., Dziedzic J.M.* // Appl. Phys. Lett. 1971. Vol. 19. P. 283–285.
- [3] *Bretenaker F., Le Floch A.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. N 18. P. 2316.
- [4] *Simpson N.B., Allen L., Padgett M.J.* // J. Mod. Opt. 1996. Vol. 43. N 12. P. 2485–2491.
- [5] *Sato S., Inaba H.* // Opt. Quant. Electron. 1996. Vol. 28. P. 1–16.
- [6] *Ashkin A., Dziedzic J.M., Yamane T.* // Nature. 1987. Vol. 330. P. 769–771.
- [7] *Nieminen T.A., Rubinsztein-Dunlop H., Heckenberg N.R.* // J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2001. Vol. 70. P. 627–637.
- [8] *Buosciolo A., Pesce G., Sasso A.* // Opt. Commun. 2004. Vol. 230. P. 357–368.
- [9] *Jaising H.Y., Helleso O.G.* // Opt. Commun. 2005. Vol. 246. P. 373–383.
- [10] *Эскин В.Е.* Рассеяние света растворами полимеров. М.: Наука, 1973.
- [11] *Ren K.F., Grehan G., Gouesbert J.* // Appl. Opt. 1996. Vol. 35. P. 2702–2710.
- [12] *Улитин Н.С.* Сопrotивление материалов. М.: Высш. шк. 1975.
- [13] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965.
- [14] *Роговин З.А.* Химия целлюлозы. М.: Наука, 1972.
- [15] *Гальбрайт Л.С.* // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 11. С. 47–53.
- [16] *Фабрикант В.А.* // УФН. 1950. Т. 42. Вып. 2. С. 280–310.