

Наблюдение эффекта многократного рассеяния лазерного излучения на светоиндуцированной струе микрочастиц в суспензии

А.В.Кондратьев

Наблюдалось изменение корреляционной функции многократно рассеянного случайно-неоднородной средой света с увеличением мощности падающего пучка. Светоиндуцированное движение в суспензии микрочастиц, вызванное мощным лазерным излучением, служит дополнительным фактором декорреляции рассеянного света. Экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическим анализом.

Ключевые слова: диффузионно-волновая спектроскопия, многократное рассеяние света, светоиндуцированное движение.

Изучение свойств случайно-неоднородных сред (суспензии микрочастиц, пены и пр.) в последнее десятилетие получило новый толчок в связи с развитием диффузионно-волновой спектроскопии (diffusing wave spectroscopy) [1]. Измерение временной корреляционной функции (КФ) $C_1(t) = \langle E(0)E^*(t) \rangle$ света, рассеянного случайно-неоднородной средой, позволяет получить информацию о таких параметрах среды, как размер рассеивающих частиц, характерная скорость их движения, локализация потоков рассеивателей в однородной среде [2] и т. д.

Корреляционная функция света, рассеянного на суспензии сферических броуновских частиц, для геометрии обратного рассеяния в диффузионном приближении дается выражением [1]

$$C_1(t) = \exp\left(-\gamma \frac{t}{\tau_0}\right), \quad (1)$$

где $\tau_0 = (4k_0^2 D)^{-1}$; $k_0 = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны света в среде; $D = kT/(6\pi\eta r_0)$ – коэффициент диффузии частиц радиусом r_0 в жидкости с вязкостью η при температуре T ; γ – коэффициент порядка единицы, значение которого определяется размером частиц и состоянием поляризации детектируемого света. Настоящий эксперимент инициирован работой [3], авторы которой предсказали и теоретически рассмотрели эффект многократного рассеяния света на светоиндуцированной струе микрочастиц в суспензии. При достаточно высокой интенсивности света, падающего на суспензию, импульс, переданный излучением среде, должен приводить к вынужденному движению рассеивателей, которое ускоряет затухание КФ рассеянного света. Причина, по которой данный эффект до сих пор не наблюдался, состоит, по-видимому, в том, что в диффузионно-волновой спектроскопии обычно используются широкие лазерные пучки сравнительно малой мощности.

A.V.Kondrat'ev. Laboratoire de Physique des Matériaux Divisés et des Interfaces, UMR8108 du CNRS, Université de Marne-La-Vallée, F-77454 Marne-la-Vallée Cédex 2, France; e-mail: ollandr@yandex.ru

Поступила в редакцию 28 января 2004 г., после доработки – 19 апреля 2004 г.

Измерения проводились в стандартной геометрии обратного рассеяния [1]. Линейно поляризованный лазерный пучок (длина волны $\lambda_0 = 532$ нм, радиус пучка $a \approx 1$ мм) фокусировался с помощью линзы (фокусное расстояние $f = 15$ см) на поверхность водной суспензии (объемная плотность (отношение объема частиц к объему жидкости) $\Phi = 0.0183$) латексных частиц сферической формы. Таким образом, размер пятна был порядка $\lambda_0 f/(2a) \approx 40$ мкм. Выходная мощность лазера изменялась в пределах 0.07–2 Вт. Суспензия находилась в стеклянном контейнере размером $8 \times 20 \times 5$ мм. Характеристики частиц таковы: радиус $r_0 = 90$ нм, массовая плотность и показатель преломления латекса $\rho = 1.05$ г/см³ и $n = 1.51$ соответственно.

Характерное время затухания КФ, обусловленного броуновским движением, $\tau_0 = 0.372 \pm 0.005$ мс. Теория рассеяния Ми дает для транспортной длины свободного пробега фотонов l^* значение ~ 0.16 мм, которое было подтверждено в эксперименте по измерению функции $C_1(t)$ прошедшего сквозь образец излучения (толщина рассеивающего слоя 5 мм) при мощности падающего пучка $P = 0.01$ Вт без фокусировки.

Для сбора света, рассеянного в обратном направлении, использовался одномодовый волоконный световод (диаметр 3 мкм). Чтобы уменьшить вклад рассеяния низких порядков, при помощи поляризатора из рассеянного света выделялась только часть, имеющая поляризацию, перпендикулярную поляризации исходного пучка (VH-конфигурация). Свет, прошедший по световоду, попадал в фотоумножитель, работающий в режиме счета фотонов, и затем сигнал обрабатывался многоканальным коррелятором. Измеряемой величиной являлась нормированная автокорреляционная функция $g_2(t) = \langle I(0)I(t) \rangle / \langle I \rangle^2$ интенсивности рассеянного света, связанная с $C_1(t)$ соотношением $g_2(t) = 1 + \beta |C_1(t)|^2$, где $0 < \beta \leq 1$ – коэффициент, обратно пропорциональный числу спеклов, попадающих в окно детектора. Детектор располагался на расстоянии 15 см от поверхности образца, поэтому в световод попадал свет только из одного пятна спекл-картины рассеянного света. Коэффициент β был равен единице.

На рис.1 представлены результаты измерений КФ $C_1(t)$. При малых мощностях падающего пучка КФ опи-

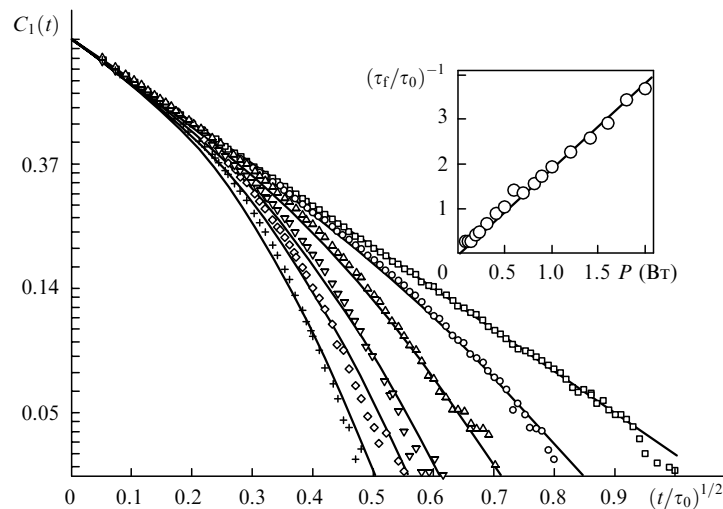


Рис. 1. Нормированные КФ $C_1(t)$ (точки – эксперимент, сплошные линии – расчет по формуле (3) при мощности падающего пучка $P = 0.07$ (□), 0.1 (○), 0.4 (△), 0.8 (▽), 1.2 (◇) и 1.6 Вт (+). На вставке – нормированное время τ_f , характеризующее светоиндуцированное движение частиц, в зависимости от мощности падающего пучка.

сывается стандартной формулой (1). Движение частиц в этом случае является броуновским. При $P \geq 0.1$ Вт вид КФ претерпевает заметные изменения. Помимо броуновского, становится существенным упорядоченное движение частиц, возникающее под действием мощного лазерного излучения. С увеличением мощности падающего пучка КФ затухает все более быстро.

Расчет КФ $C_1(t)$ с учетом светоиндуцированного движения рассеивателей требует решения гидродинамической задачи о возникающем в среде поле скоростей [3]. Аналитическое решение этой задачи с учетом граничных условий для рассматриваемой экспериментальной геометрии представляется довольно сложной проблемой. Приближенное выражение для $C_1(t)$ можно получить следующим образом. Случайный процесс движения частиц в среде есть результат суперпозиции броуновского и упорядоченного светоиндуцированного движений. Предположим, что среднеквадратичное смещение рассеивателей $\langle \Delta r^2(t) \rangle$ может быть выражено через некоторую эффективную скорость $v_f(P)$, характеризующую светоиндуцированное движение в среднем по всему образцу:

$$\langle \Delta r^2(t) \rangle = 6Dt + v_f^2(P)t^2. \quad (2)$$

Скорость v_f определяет характерное время $\tau_f = \lambda/v_f$ смещения рассеивателей на расстояние порядка длины волны света, обусловленное вынужденным движением. Рассчитывая затем КФ $C_1(t)$ с помощью стандартной техники [1], для сигнала обратного рассеяния получим выражение

$$C_1(t, P) \approx \exp \left\{ -\gamma \left[\frac{t}{\tau_0} + \left(\frac{t}{\tau_f(P)} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (3)$$

Такой путь расчета подразумевает, что мал вклад в корреляционную функцию от низших порядков рассеяния, где существенна неоднородность возникающего в среде поля скоростей. Экспериментально это условие удовлетворяется в случае использования VH-конфигурации при детектировании. Характерное время τ_f , как показано в [3] из соображений размерности, с точностью до числового множителя определяется соотношением $\tau_f \sim \eta \lambda l^* c / P$ независимо от геометрии задачи. На рис. 1 сплошными линиями представлены результаты аппроксима-

ции экспериментально измеренных КФ (3). Коэффициент $\gamma = 3.28 \pm 0.07$ был найден из (1) для КФ, измеренной при мощности пучка $P = 0.07$ Вт, и затем полагался неизменным. Значения τ_f , найденные из формулы (3) для различных мощностей пучка, соответствуют предсказанной зависимости $\tau_f \sim P^{-1}$. Этот факт указывает на то, что изменение КФ вызвано светоиндуцированным движением рассеивающих частиц. Отношение τ_f/τ_0 – времен, определяющих вклад броуновского и светоиндуцированного движений, становится равным единице при мощности падающего пучка $P = 0.5$ Вт. Средняя интенсивность в лазерном пятне при этом составляет $\sim 10^4$ Вт/см². Оценка ускорения частиц, обусловленного давлением света, дает $\sim 10^5$ см/с² (для единичного коэффициента отражения). Вероятно, что давление света является одной из основных причин возникающего движения частиц, хотя возможны и другие механизмы [4, 5].

Существование эффекта многократного рассеяния на светоиндуцированной струе микрочастиц и простота его наблюдения позволяют надеяться на развитие «силовой» диффузионно-волновой спектроскопии, предложенной автором работы [6]. Измерение зависимости $\tau_f(P)$ дает возможность получить дополнительную информацию о рассеивающей среде без смены образца. Например, помимо коэффициента диффузии частиц (как в стандартном варианте диффузионно-волновой спектроскопии), определить вязкость среды или транспортную длину свободного пробега фотонов. Разумеется, для этого необходимо иметь хорошо обоснованную зависимость КФ $C_1(t, P)$ от мощности падающего пучка с учетом геометрии эксперимента.

Автор искренне благодарен С.Е.Скипетрову за полезные обсуждения и интерес к работе.

1. Pine D.J., Weit D.A., Zhu J.X., Herbolzheimer E. *J. Physique France*, **51**, 2101 (1990).
2. Скипетров С.Е., Меглинский И.В. *ЖЭТФ*, **113**, 1213 (1998).
3. Скипетров С.Е., Чесноков С.С., Захаров С.Д., Казарян М.А., Коротков Н.П., Щеглов В.А. *Квантовая электроника*, **25**, 447 (1998).
4. Ashkin A. *Sci. Am.*, **226** (2), 63 (1972).
5. Tatarkova S., Sibbert W., Dholakia K. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 38101 (2003).
6. Skipetrov S.E. *Opt. Commun.*, **152**, 229 (1998).