

УДК 53.023/535.36

В. А. Орлов^{1,2}, С. В. Панов¹, Ю. Н. Фомин¹, С. Б. Аксенов²

¹ Институт лазерной физики СО РАН
пр. Академика Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: lss@laser.nsc.ru

БРОУНОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ И ТЕПЛОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В ЖИДКОСТИ*

Обоснована роль тепловых неоднородностей в физической природе броуновского движения. С помощью фазочувствительной лазерной установки проведены эксперименты по наблюдению флуктуаций показателя преломления в различных жидкостях. Такие флуктуации были обнаружены путем регистрации частотно-фазовых флуктуаций лазерного излучения.

Ключевые слова: фазочувствительные лазерные измерения, броуновское движение, тепловые неоднородности, флуктуации показателя преломления.

Введение

Явление броуновского движения микро-частиц в жидкости имеет богатую историю. В 1828 г. английский ботаник Роберт Броун (1773–1858), используя микроскоп, обнаружил, что взвешенные в воде мельчайшие частицы находятся в непрерывном, очень быстром, беспорядочном незатухающем движении. Он считал, что это вечное движение свойственно частицам. В 1863 г. Отто Винер, подведя итог всем накопленным в первой половине XIX в. наблюдениям, пришел к выводу, что источником этого движения являются не сами взвешенные частицы и не какие-либо внешние по отношению к жидкости причины. Его следует объяснять внутренними движениями, присущими жидкости.

В конце XIX – начале XX в. в связи с развитием молекулярной теории исследование броуновского движения приобрело огромное теоретическое значение и привлекло внимание многих физиков-теоретиков, и в частности А. Эйнштейна (1905 г.). Эйнштейн, предполагая броуновское движение нерегулярным и используя идею диффузионного механизма, пришел к выводу, что в суспензии мельчайших частиц на-

блюдается диффузия с определенным коэффициентом, зависящим от температуры эмульсии, числа Авогадро, размера частиц и вязкости жидкости. Непрерывное беспорядочное движение малых частиц, взвешенных в жидкости или газе, происходит под действием ударов молекул окружающей среды. Скорость частицы быстро меняется по величине и направлению из-за некомпенсированных ударов молекул. За достаточно большой промежуток времени наблюдения τ результирующая сила, действующая на частицу со стороны молекул среды, много раз меняет свое направление. В таком рассмотрении средний квадрат проекции перемещений частицы на произвольную ось координат, при отсутствии других внешних сил, пропорционален времени τ (закон Эйнштейна – Смолуховского)

$$\overline{\Delta z^2} = 2D\tau, \quad (1)$$

где $D = \frac{kT}{6\pi\eta r}$ – коэффициент поступательной диффузии, определяемый размером частицы r и вязкостью жидкости η . Перрен своими классическими опытами подтвердил теоретическую гипотезу Эйнштейна о совершенной нерегулярности движения, из которой следовал линейный от времени на-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 06-02-16897-а).

блюдения закон движения броуновской частицы. В работе [1], посвященной броуновскому движению, А. Эйнштейн сделал оценку границы применимости соотношения (1). Для частицы размером ~ 1 мкм в воде при комнатной температуре нижний временной предел применимости этого соотношения им был оценен величиной 10^{-7} с. Однако экспериментальные исследования броуновского движения на малых временах наблюдения, способные подтвердить оценку А. Эйнштейна, вплоть до недавнего времени не проводились.

Броуновское движение на малых временных и пространственных масштабах

До создания оптических квантовых генераторов микроскоп по существу являлся единственным инструментом, используемым для изучения броуновского движения. С изобретением лазеров широко распространенным методом получения информации о подвижности и динамических характеристиках различных микрообъектов в физике, химии, биологии и медицине стала спектроскопия квазиупругого светового рассеяния, или спектроскопия оптического смещения [2; 3]. Указанный метод позволяет наблюдать уширение спектра фотоэлектрического сигнала при регистрации светового излучения, рассеянного подвижными микрообъектами различного происхождения. В случае броуновского движения в соответствии с линейным законом (1), спектральная полуширина линии рассеяния Γ содержит информацию о коэффициенте поступательной диффузии микрочастицы D , следуя выражению

$$\Gamma = Dq^2, \quad (2)$$

где q – разностный волновой вектор рассеяния. Во многих экспериментах в режиме многочастичного рассеяния этот метод использовался для определения размеров биологических макромолекул.

Впервые существование некоторого несоответствия между экспериментом и теоретическим представлением о явлении броуновского движения было отмечено в работе [4]. В опытах с водной суспензией латексных частиц одинакового размера $r = 0,06$ мкм, наряду с узкой линией рассея-

ния, подчиняющейся зависимости (2), наблюдался широкий спектральный пьедестал с полушириной Γ_p , пропорциональный разностному волновому вектору q в первой степени. С одной стороны, наличие в спектре рассеяния такого пьедестала указывало на доплеровское его происхождение $\Gamma_p \sim qV$. Однако, с другой стороны, регистрируемая в эксперименте соответствующая величина скорости V была по крайней мере на три порядка меньше тепловой $\bar{V}_T = \sqrt{kT/m}$. Поскольку в существующей теории броуновского движения единственным рассматриваемым параметром скорости является тепловая скорость, вопрос о физической природе наблюдаемого пьедестала оставался открытым. Вновь с необычными экспериментально наблюдаемыми особенностями броуновского движения в лаборатории прикладной лазерной интерферометрии Института лазерной физики СО РАН столкнулись, когда существенно усовершенствовали методику спектроскопии светового рассеяния, получив возможность детально исследовать подвижность единичного микрообъекта.

Достигнутая в экспериментах по рассеянию фазовая чувствительность [5] позволила обнаружить, что на временах наблюдения $\tau \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ с движение броуновской частицы в воде описывается соотношением [6]

$$\overline{\Delta z^2} = 2D\alpha\tau^2. \quad (3)$$

Оказалось, что для воды в выражении (3) параметр α не зависит от размера сферической тестовой частицы, а значит и от ее массы, и равен ~ 180 Гц. Анализ новых экспериментальных фактов указывал на существование неизвестного ранее свойства жидкости или физического процесса, который обеспечивает хаотическое движение частицы со средним временем свободного пробега $\bar{t} = \frac{1}{\alpha}$, значительно превышающим время релаксации скорости

$$\tau_{\text{рел}} = m/6\pi\eta r = 10^{-6} \div 10^{-7} \text{ с,}$$

определяемого известным уравнением движения сферической частицы в вязкой среде:

$$m\dot{V}_z + 6\pi\eta r V_z = 0.$$

Дальнейшие эксперименты показали, что наблюдаемый квадратичный закон (3) носит универсальный характер, т. е. справедлив не только для воды, но и для других жидкостей.

В экспериментах с использованием алгоритма обработки сигнала рассеяния, предложенного в [7], были получены записи перемещений единичной броуновской частицы заданного размера в различных жидкостях. Примеры таких записей представлены на рис. 1. Видно, что зарегистрированное хаотическое движение частицы сильно зависит от ее вязкости. Полученные временные развертки перемещений позволили исследовать структурные функции трансляционных смещений объекта

$$\overline{\Delta z^2} = \overline{[z(t + \tau) - z(t)]^2}$$

на различных временах наблюдения τ (черта сверху обозначает усреднение по текущему времени t). Для всех трех жидкостей примеры графиков структурной функции приведены на рис. 2. Как следует из графиков (рис. 2, а), на временах наблюдения $\tau \sim 1$ с имеет место линейная зависимость в соответствии с законом (1). Хорошее согласование эксперимента с известной (классической) теорией является также залогом высокой достоверности информации, получаемой по новой методике. Квадратичная зависимость структурной функции от τ в соответствии с (3) наблюдается на временах порядка нескольких миллисекунд (рис. 2, б).

Дополнительную, очень важную, информацию о физической природе наблюдаемого квадратичного закона броуновского движения микрочастиц в жидкости позволял получить анализ флуктуаций скорости во временной и спектральной областях. Используемая методика детектирования перемещений предоставляет такую возможность. Представление о том, как флуктуирует скорость микрообъекта в жидкости, можно получить, обратившись к рис. 3, где пульсации скорости имеют квазиосциллирующий характер со средним значением самой скорости, равным нулю. Как было показано опытами, число смены знака скорости за одну секунду для каждой из исследовавшихся жидкостей составляет практически одну и ту же величину (порядка ~ 200) и не зависит от размера частиц.

То, что характерная частота пульсаций скорости в пределах десятипроцентной точности оказалась одинаковой (~ 90 Гц) для воды и глицерина, подтверждалось идентичностью спектров наблюдаемых вариаций. Обнаруженные экспериментальные факты явно противоречили классическому теоретическому представлению о броуновском движении микрочастиц в жидкости, основу описания которого составляют такие физические параметры, как средняя тепловая скорость $\overline{V}_T = \sqrt{kT/m}$, длина свободного пробега $\Lambda = D/\overline{V}_T$ и время свободного пробега $T = \Lambda/\overline{V}_T = D/\overline{V}_T^2 = m/6\pi\eta r$.

В работе [7] сделана попытка экспериментального наблюдения перемещений единичной микрочастицы на временах 10^{-6} – 10^{-3} с для проверки теоретических выводов, учитывающих эффект гидродинамической памяти в уравнении Ланжевена. Авторы утверждают, что использование в опытах высокого временного разрешения и прецизионной оптической ловушки, постоянно удерживающей частицу в малой пространственной области микронного масштаба, позволило наблюдать переходный режим между диффузионным движением единичного микрообъекта и баллистическим, предсказываемым современными теориями. Однако, уделяя пристальное внимание наблюдению малых отклонений (на уровне одного процента) от выводов классической теории, авторы не исследовали свободное хаотическое движение частицы на временах 10^{-3} – 10^{-1} с. Именно на этих временах, как показано выше, закон броуновского движения существенно отличается от предсказываемого теоретически.

Анализ совокупности новых собственных результатов [8] позволил предложить простую теоретическую модель, которая феноменологически описывает как известный линейный закон движения броуновской частицы, так и обнаруженный квадратичный закон. Суть этой модели на примере одномерного броуновского движения единичной сферической частицы с радиусом r состоит в следующем. Допустим, что вдоль координаты Z малая частица, находясь в жидкой среде, в среднем испытывает со стороны последней α толчков в единицу времени. Тогда среднее время между импульсными

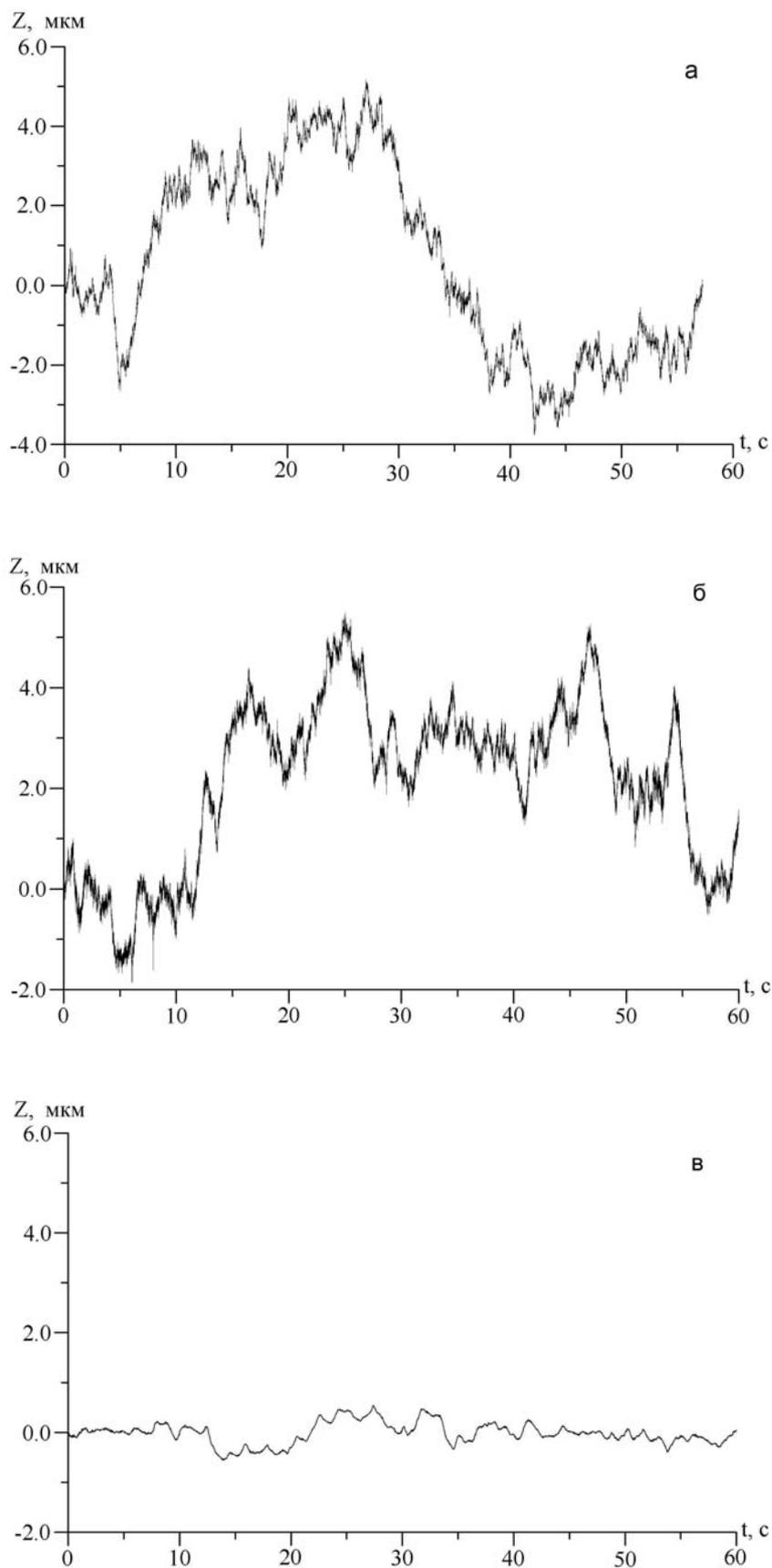


Рис. 1. Развертки перемещений частицы латекса диаметром $d = 2,5$ мкм:
а – вода; б – спирт; в – глицерин

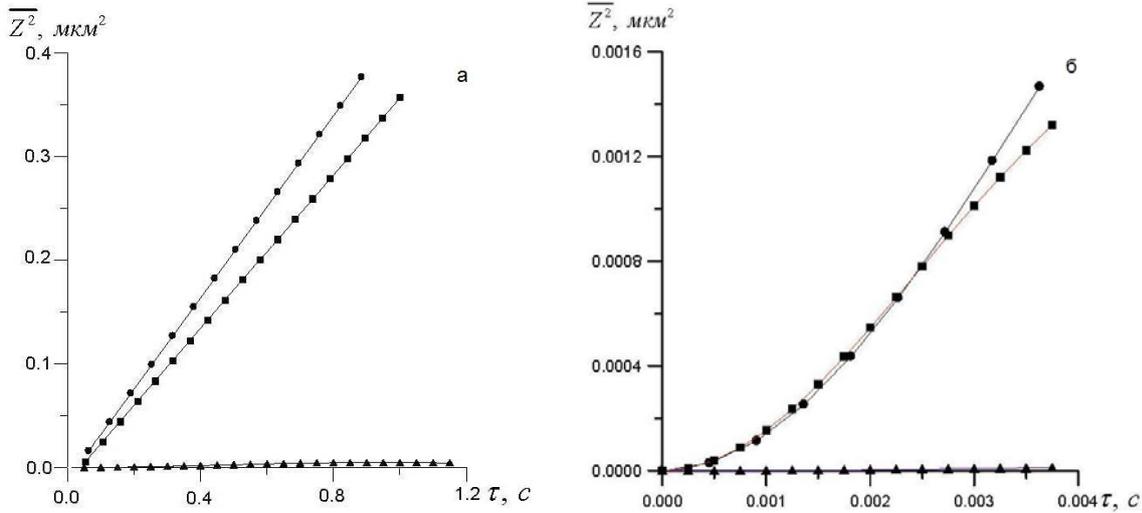


Рис. 2. Закон броуновского движения: а – линейная зависимость; б – квадратичная зависимость (● – вода, ■ – спирт, ▲ – глицерин)

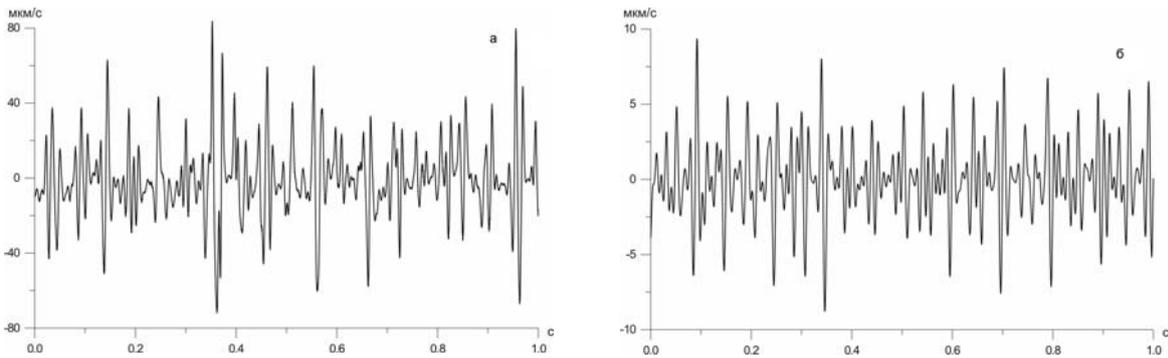


Рис. 3. Вариации мгновенной скорости частицы диаметром $d = 2,5$ мкм: а – в воде; б – в глицерине

воздействиями, при которых знак скорости частицы меняется на противоположный, есть $\bar{t} = 1/\alpha$. Рассмотрим, что происходит между двумя соседними толчками. Получив от среды некоторый импульс, частица вследствие вязкости среды, в которой она находится, начинает терять полученную скорость в соответствии с работой, совершаемой силой трения. Известные в механике выражения для силы трения и соответственно для ее работы на отрезке Δz между соседними импульсными событиями, изменяющими величину и направление скорости рассматриваемой частицы, можно записать следующим образом:

$$F = 6\pi\eta r \frac{dz}{dt}; \quad (4)$$

$$\bar{A} = 6\pi\eta r \frac{1}{4} \frac{\overline{\Delta z^2}}{\bar{t}} = 6\pi\eta r \frac{1}{4} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \bar{t}. \quad (5)$$

Поскольку источником хаотического движения частицы являются тепловые флуктуации в жидкости, то, полагая $\bar{A} = \frac{kT}{2}$, получим из (4) и (5) следующие важные соотношения:

$$\overline{\Delta z^2} = 2D\bar{t}, \quad (6)$$

$$\left(\frac{dz}{dt} \right) = \sqrt{\frac{2D}{\bar{t}}}, \quad (7)$$

в которых $D = \frac{kT}{6\pi\eta r}$ – известный коэффициент поступательной диффузии.

Если за частицей наблюдать достаточно большое время $\tau \gg \bar{t}$, то выяснится, что

последняя испытывает $N = \tau/\bar{t}$ число толчков. В этом случае ее среднеквадратичное перемещение под действием независимых (случайных) толчков в соответствии с (6) будет следующим:

$$\overline{z^2} = \overline{\Delta z^2} N = 2D\bar{t} \frac{\tau}{\bar{t}} = 2D\tau.$$

В противоположном случае $\tau \ll \bar{t}$, используя (7), получим:

$$\overline{z^2} = \left(\sqrt{\frac{2D}{\bar{t}}} \cdot \tau \right)^2 = \frac{2D\tau^2}{\bar{t}} = 2D\alpha\tau^2,$$

где величина $\sqrt{2D\alpha}$ имеет смысл некоторой характерной средней скорости, с которой частица движется между двумя соседними толчками. Для ответа на вопрос, почему частица так долго ($\bar{t} = 1/\alpha \gg 10^{-6}$ с) движется, не меняя величины и направления скорости, было высказано предположение, что источником этого движения являются постоянно существующие тепловые неоднородности внутри жидкости. Определив на основе известных в научной литературе данных величину коэффициента температуропроводности θ для воды, спирта и глицерина, оценили средний линейный пространственный масштаб температурных неоднородностей, затухание или время жизни которых равнялось бы $1/\alpha \sim 5 \cdot 10^{-3}$ с. Согласно известному простому соотношению $\tau = a^2/\theta$ размер неоднородности a для рассматриваемых жидкостей, несмотря на

большое различие их вязкостей, попадает в область значений ~ 25 мкм. Температурные неоднородности с указанным пространственным масштабом, релаксируя по законам теплопроводности, должны, в соответствии с их локальным градиентом, приводить к кооперативному молекулярному движению, увлекая за собой тестовую частицу малого размера.

Наблюдение тепловых неоднородностей в жидкостях

Для подтверждения высказанной выше идеи дополнительно к имеющемуся высоко разрешающему спектрометру светового рассеяния была создана специальная лазерная установка, позволяющая детектировать мелкомасштабные тепловые неоднородности в жидкости. В этом новом методе отсутствие в исследуемой среде различного рода рассеивающих центров только повышает чистоту эксперимента. Принцип действия новой установки несложно понять, обратившись к рис. 4. Ее основу составляют два непрерывных He-Ne лазера ($\lambda = 0,63$ мкм, $W = 2-3$ мВт), синхронизованных между собой по фазе с частотным сдвигом их излучений в области 1 МГц. Оптическую геометрию эксперимента формируют два параллельных лазерных пучка, расположенных в горизонтальной плоскости и имеющих соответственно различные частоты ν_1 и ν_2 ($\nu_2 - \nu_1 = 1$ МГц).

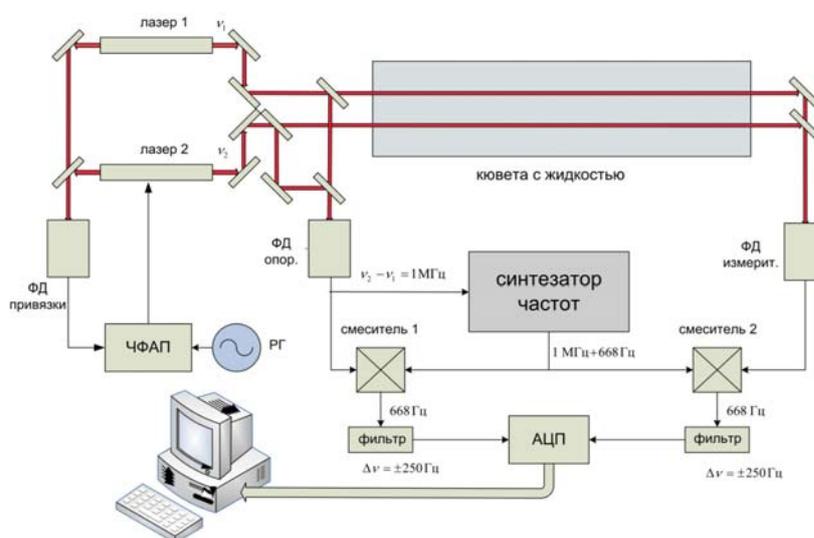


Рис. 4. Схема фазочувствительной лазерной установки

Перед тем как оба лазерных пучка попадают в кювету с исследуемой жидкостью, меньшая часть их световых потоков направляется на опорный фотоприемник, где при оптическом смещении формируется опорный электрический сигнал биений на разностной частоте 1 МГц. Последующее прохождение когерентных пучков в кювете с жидкостью, пространственно разнесенных на величину ~ 2 см, обеспечивает наряду с большой постоянной составляющей фазового набега переменную малую величину, обусловленную некоррелированными мелкомасштабными флуктуациями показателя преломления, вызванными соответственно независимыми в пространстве и во времени тепловыми неоднородностями исследуемой среды. В итоге переменный во времени разностный фазовый сигнал, полученный в результате прохождения среды двумя лазерными пучками, определяет фазовые вариации синусоидального сигнала биений, регистрируемого измерительным фотоприемником. Для детектирования искомого вариаций электронная часть установки содержит схему переноса мегагерцовых сигналов в область 668 Гц. С этой целью сигнал с опорного фотоприемника на частоте 1 МГц поступает на вход синтезатора частот, на выходе которого генерируется частота $\nu = 1 \text{ МГц} + 668 \text{ Гц}$. Сигнал на этой частоте подается на первый и второй электронные смесители, куда поступает фотоэлектрический сигнал от опорного и измерительного фотоприемников. Далее синхронно выделенные после смесителей два электрических сигнала с частотой 668 Гц направляются на АЦП, а затем с частотой дискретизации 200 КГц заносятся в память компьютера.

Для повышения отношения сигнал / шум лазерной измерительной системы была обеспечена не только жесткая связь всех оптических элементов с единой голографической плитой, но и их компактное расположение на ней. Это исключало лишний оптический путь лазерного излучения в воздушных промежутках между элементами и существенно снижало действие вибрационных эффектов. Кроме того, сам оптический стол функционировал в режиме пружинной подвески, а эксперименты проводились в позднее вечернее или ночное время. Существенное снижение вредного влияния конвективных воздушных и акустических помех на оптическую измери-

тельную систему достигалось за счет использования специального укрытия, при этом важнейшее звено эксперимента – кювета, дополнительно помещалась с теплоизоляционный порононовый чехол.

Поскольку в экспериментах требовалось регистрировать частотные и фазовые флуктуации очень малой амплитуды, был сделан выбор оптимальной промежуточной частоты, на которой сигнал записывался в память компьютера. Выбранная частотная подставка $\nu_0 = 668 \text{ Гц}$ обеспечивала перенос спектра исследуемого сигнала в область, в которой электронный аппаратный шум имел минимальное амплитудное значение. В экспериментах частотная полоса исследуемого сигнала составляла величину $\Delta\nu = 250 \text{ Гц}$.

Алгоритм необходимых вычислений, использующий «математическое гетеродинирование» реального сигнала

$$S = S_0(t) \cos[\Omega_0 t + \varphi(t)],$$

где $\Omega_0 = 2\pi\nu_0$ содержал следующие операции:

1) цифровая фильтрация сигнала S в заданной полосе частот;

2) вычисление произведений

$$S \sin \Omega t = S_0(t) \cos[\Omega_0 t + \varphi(t)] \sin \Omega t,$$

$$S \cos \Omega t = S_0(t) \cos[\Omega_0 t + \varphi(t)] \cos \Omega t;$$

3) цифровая фильтрация полученных произведений и нахождение функций

$$A(t) = \frac{1}{2} S_0(t) \cos[(\Omega_0 + \Omega)t + \varphi(t)],$$

$$B(t) = \frac{1}{2} S_0(t) \sin[(\Omega_0 + \Omega)t + \varphi(t)];$$

4) вычисление суммы квадратов

$$A^2(t) + B^2(t) = \frac{1}{4} S_0^2(t);$$

5) снятие вариаций амплитуды в сигнале S ;

6) дифференцирование сигнала

$$S/S_0(t) = \cos[\Omega_0 t + \varphi(t)]$$

и вычисление $\Omega_1 = \Omega_0 + \frac{d\varphi_{\text{изм}}}{dt}$ путем использования операций 2–4;

7) аналогичные вычисления переменной

величины $\Omega_2 = \Omega_0 + \frac{d\varphi_{\text{опор}}}{dt}$ для опорного

канала;

8) вычисление разности частот

$$\delta\omega = \frac{d\varphi_{\text{изм}}}{dt} - \frac{d\varphi_{\text{опор}}}{dt};$$

9) определение искомой вариации фазы

$$\varphi(t) = \int_0^t \delta\omega \cdot dt.$$

Выполненные вычисления позволяют анализировать как частотные вариации

$$\delta\omega(t) = \frac{d\varphi_{\text{изм}}}{dt} - \frac{d\varphi_{\text{опор}}}{dt},$$

так и фазовые

$$\delta\varphi(t) = \varphi_{\text{изм}}(t) - \varphi_{\text{опор}}(t).$$

Прежде чем проводить опыты на протяженной оптической трассе в жидкости, были сделаны расчетные оценки ожидаемой амплитуды фазовых флуктуаций с использованием следующего выражения:

$$\Delta\varphi \approx \sqrt{\frac{L}{a}} \cdot \frac{2\pi a}{\lambda} \cdot \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right) \cdot \delta T,$$

где a – линейный масштаб неоднородности; L – длина измерительной трассы; λ – длина волны зондирующего излучения; n – показатель преломления; δT – средняя амплитуда флуктуаций температуры тепловых неоднородностей. Оказалось, что в случае использования воды как объекта исследования с

оптической характеристикой $\frac{dn}{dT} \approx 10^{-4}$

1/град и трассы длиной 1 м, уровень фазовых флуктуаций соответствует величине $\Delta\varphi \sim 10^{-4}$ рад.

В качестве объектов исследования было выбрано несколько оптически прозрачных – не поглощающих на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм – жидкостей. Основным критерием подбора являлась величина показателя

$\frac{dn}{dT}$, поскольку при прочих равных условиях

чем выше количественное значение указанной характеристики, тем значительнее должны проявлять себя оптические неоднородности жидкости в ожидаемых флуктуациях набега фазы и частоты зондирующего излучения. опыты проводились на четырех жидкостях:

вода $\frac{dn}{dT} = -0,8 \cdot 10^{-4}$

этиленгликоль $\frac{dn}{dT} = -2,6 \cdot 10^{-4}$

этиловый спирт $\frac{dn}{dT} = -4,0 \cdot 10^{-4}$

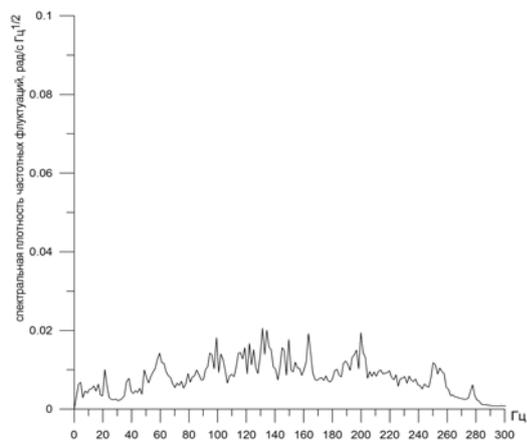
толуол $\frac{dn}{dT} = -5,67 \cdot 10^{-4}$

Приведенные данные справедливы в интервале температур 20 ± 10 °С. Следует обратить внимание на то, что температурный коэффициент показателя преломления у воды оказался по абсолютной величине минимальным среди табличных данных для 50-ти жидкостей, приведенных в [9]. В результате сравнительных опытов получены убедительные доказательства того, что регистрируемые эффекты, связанные с тепловыми неоднородностями, несмотря на их ничтожно малую величину, действительно существуют и проявляются в условиях прецизионного лазерного эксперимента. Необходимым условием экспериментов являлось проведение контрольных опытов, в которых рабочая кювета заменялась на точно такую же, заполненную воздухом. В качестве иллюстрации наблюдаемого явления и его универсального характера служит рис. 5. На нем представлены графики спектральной плотности частотных флуктуаций лазерного излучения, прошедшего рабочую кювету с различными жидкостями. В целом, как и ожидалось, максимум спектра частотных вариаций для каждой жидкости в полосе $0 < \nu < 250$ Гц тем выше, чем больше ее температурный коэффициент рефракции

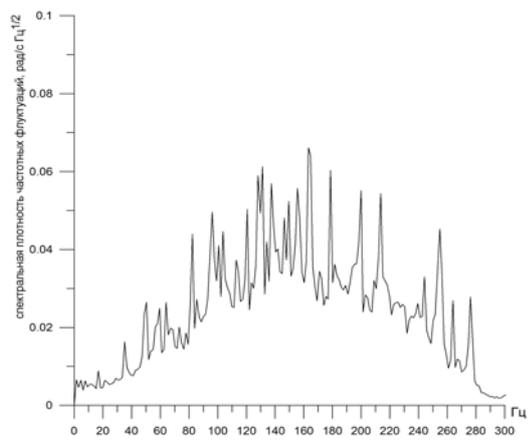
$$\left| \frac{dn}{dT} \right|.$$

На рис. 5, а для сравнения приведен результат опыта в отсутствие жидкости, фактически отражающий аппаратную функцию всей регистрирующей системы. Он также указывает на то, что для более детального изучения явления, которое, насколько известно авторам, наблюдается впервые, желательно достичь в последующих экспериментальных исследованиях еще большей чувствительности. Для толуола, в котором регистрируемый эффект наибольший (рис. 5, д), приведены частотные (рис. 6) и фазовые (рис. 7) флуктуации лазерного излучения, уровень которых соответственно составляет 1 рад/с и 10^{-3} рад.

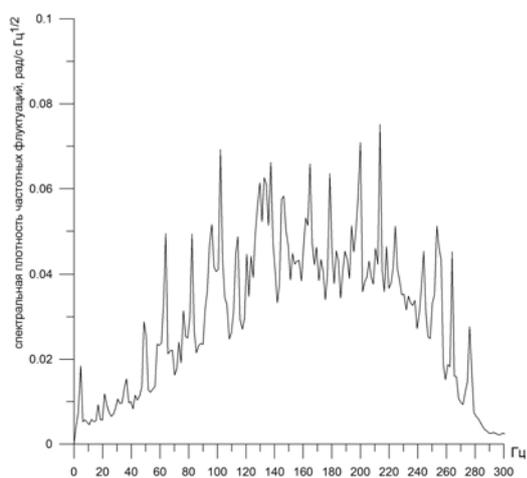
Заметим, что значительное увеличение длины кюветы не может рассматриваться как решение проблемы повышения чувствительности экспериментальной установки, поскольку величина полезного сигнала ввиду его стохастичности пропорциональна не базовому расстоянию, а корню квадратному из него.



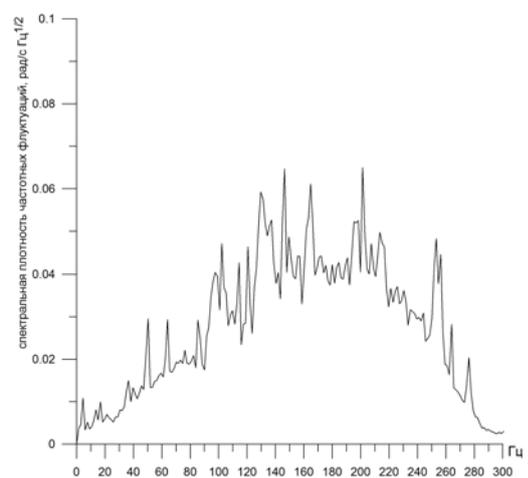
а



б



в



г



д

Рис. 5. Спектр частотных флуктуаций зондирующего излучения в различных средах:
 а – воздух; б – вода; в – этиленгликоль; г – спирт; д – толуол



Рис. 6. Частотные флуктуации лазерного излучения в толуоле



Рис. 7. Фрагмент фазовых вариаций лазерного излучения в толуоле

Выводы и заключение

Апробирована в эксперименте высокочувствительная лазерная установка, позволяющая в гетеродинной дифференциальной схеме измерений на базах ~ 1 м детектировать малые частотные и фазовые флуктуации когерентного излучения при прохождении его в жидкой среде.

В полосе нескольких сот герц зарегистрированы частотно-фазовые вариации лазерного излучения, связанные с мелкомасштабными тепловыми флуктуациями показателя преломления в ряде жидкостей (вода, этанол, этиленгликоль и толуол).

Получены новые экспериментальные данные, подтверждающие впервые высказанную авторами гипотезу о том, что источником броуновского движения микрочастиц в жидкости могут являться локальные, хаотически распределенные в пространстве и во времени, флуктуации температуры. Динамическое проявление их на размерах порядка нескольких миллиметров и более воспринимается как случайный процесс, тогда как на масштабах в несколько десятков микрон существующие градиенты внутренней энергии приводят к кооперативному молекулярному движению среды, способному увлекать в это движение броуновские микрочастицы. Этим объясняется существование дрейфовой скорости частиц на временах 10^{-3} – 10^{-2} с, обуславливающей квадра-

тичный закон. Дальнейшее повышение чувствительности созданной фазочувствительной лазерной установки позволит перейти от качественных наблюдений к детальному исследованию физической природы образования наблюдаемых тепловых неоднородностей в жидкости.

Список литературы

1. *Эйнштейн А.* Собр. науч. тр. 1966. Т. 3. P. 155–164.
2. *Cummins H. Z., Knable N., Yeh Y.* Observation of Diffusion Broadening of Rayleigh Scattered Light // *Phys. Rev. Lett.* 1964. Vol. 12. P. 150–153.
3. *Dubin S. B., Lunacek J. H., Benedek G. B.* Observation of the spectrum of light scattered by solutions of biological macromolecules // *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S.* 1967. Vol. 57. P. 1164–1171.
4. *Багаев С. Н., Орлов В. А., Чеботаев В. П.* Форма линии рассеяния света броуновскими частицами // *Оптика и спектроскопия.* 1991. Т. 71, вып. 1. С. 144–150.
5. *Bagaev S. N., Orlov V. A., Panov S. V.* The Study of Motility of Individual Microparticles by Phase Sensitive Laser Spectroscopy // *Laser Physics.* 2000. Vol. 10. No. 2. P. 501–506.
6. *Bagayev S. N., Orlov V. A., Panov S. V.* The Law of Motion of Brownian Particles at Short Observation Times // *Laser Physics.* 2001. Vol. 11. No. 11. P. 1232–1234.

7. Lucic B., Jeney S., Tischer C. *et al.* Direct observation of nondiffusive motion of a Brownian particle // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Vol. 95. P. 160601-1–160601-4.

8. Багаев С. Н., Орлов В. А., Панов С. В. Наблюдение броуновского движения единичных микрообъектов в жидкостях на малых временных и пространственных мас-

штабах // Докл. Акад. наук. 2007. Т. 416, № 2. С. 182–186.

9. Краткий справочник физико-химических величин / Под ред. А. А. Равделя, А. М. Пономаревой. Л.: Химия, 1983.

Материал поступил в редколлегию 16.10.2008

V. A. Orlov, S. V. Panov, Yu. N. Fomin, S. B. Aksenov

BROWNIAN MOTION AND THERMAL FLUCTUATIONS IN FLUID

The role of thermal inhomogeneities in the physical nature of Brownian motion is proved. By means of phase-sensitive laser setup experiments for observation of refractive index fluctuations in various fluids are made. These fluctuations have been detected by registration of frequency-phase variations of laser radiation.

Keywords: phase-sensitive laser measurements, Brownian motion, thermal inhomogeneity, refractive index fluctuations.