

МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ДВИЖЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ ЛЕЖАЩЕЙ КАПЛИ В ПРОЦЕССЕ ЕЕ ИСПАРЕНИЯ¹

В.Л. Ушаков², Г.П. Пызин³, В.П. Бескачко⁴

Интерференционные методы позволяют получить информацию о величине нормальных перемещений фазовой поверхности с высоким разрешением и в реальном времени. Эта возможность реализована для наблюдения изменения во времени высоты испаряющейся капли с точностью до доли длины волны оптического излучения. Рассматривается возможность изучения на поверхности капли процессов, сопутствующих ее испарению и имеющих малый временной и пространственный масштаб.

Ключевые слова межфазные явления, испарение, форма капли, метод лежащей капли, интерферометрические методы

Введение. Ранее нами была предложена методика [1, 2] наблюдения параметров формы капли в процессе ее испарения, обладающая высокой разрешающей способностью и безинерционностью. Она позволяет регистрировать изменение высоты капли с точностью до десятых долей длины волны света оптического диапазона ($\lambda \sim 0,7$ мкм) и определять радиус кривизны капли в ее вершине с точностью до долей процента. Разрешающая способность по времени этой методики ограничивается только быстродействием электроники и в наших экспериментах достигает величины порядка 10^{-4} с. Все это даст возможность наблюдать гораздо более тонкие процессы, сопровождающие испарение капли, чем это возможно в традиционных экспериментах. К их числу относятся, например, следующие.

Во-первых, возникающее при испарении жидкости охлаждение ее поверхностных слоев приводит к развитию массообменных процессов как внутри лежащей капли (за счет естественной конвекции), так и на ее поверхности (за счет градиента поверхностного натяжения). Следствием является нарушение состояния механического равновесия и изменение формы капли. Капля, выведенная из состояния механического равновесия небольшим возмущением ее формы, стремится вернуться в него в процессе затухающих колебаний, параметры которых зависят от природы жидкости (вязкости, плотности, поверхностного натяжения) и условий опыта (свободная, висющая или лежащая капли) [3]. Во-вторых, несмотря на обычные в интерферометрии меры предосторожности, экспериментальная установка испытывает вибрации, вызванные многочисленными источниками механического шума, расположенными как внутри, так и за пределами лаборатории. Поэтому в процессе измерений нельзя исключить возможности возбуждения колебаний капли теми из этих источников, что имеют спектральные составляющие вблизи ее собственных частот. Тогда можно предположить, что капля, испаряющаяся или нет, всегда находится в состоянии колебаний, индуцированных этим шумом.

В настоящей работе делается попытка наблюдения процессов формоизменения капли, имеющих малую амплитуду и малый (по сравнению со временем испарения) временной масштаб, методами лазерной интерферометрии.

Эксперимент. Лежащая капля жидкости является оптическим объектом с фазовой отражающей поверхностью. Для нее необходимо определить изменение $\Delta h(t) = h(0) - h(t)$ высоты ее вершины как функции времени t в процессе испарения с точностью, достаточной для наблюдения малых колебаний, обусловленных причинами, рассмотренными выше или какими-либо другими. Ожидается, что частоты этих колебаний находятся в окрестности низших собственных частот колебаний лежащей капли, имеющих в наших экспериментах порядок 10^2 Гц.

¹ Работа выполнена при поддержке РФФИ гранты 10-03-00719-а, 13-03-00918

² Ушаков Владимир Леонидович – ассистент кафедры общей и теоретической физики Южно-Уральский государственный университет

³ Пызин Георгий Петрович – кандидат технических наук, доцент кафедры общей и теоретической физики Южно-Уральский государственный университет

E-mail: hologrph@mail.ru

⁴ Бескачко Валерий Петрович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей и теоретической физики Южно-Уральский государственный университет

Предлагаемый способ измерений состоит в следующем. Неразведенный вертикальный луч лазера после отражения от вершины осесимметричной лежащей (или висящей) капли имеет сферические волновые поверхности, поскольку в малой окрестности вершины поверхность капли можно считать сферической. Если это волновое поле наложить на когерентное ему опорное плоское волновое поле, возникнет интерференционная картина, изменение которой во времени обусловлено изменением Δl оптической разности хода l между опорными и отраженными от капли лучами. Для центра интерференционной картины $\Delta l = 2\Delta h$ и поэтому связь наблюдаемой здесь интенсивности света с величиной Δh имеет вид

$$I(t) = I(\Delta h(t)) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta h(t) + \delta_0\right),$$

где I_1, I_2 – интенсивности света в накладываются лучах света, δ_0 – разность фаз этих лучей в начальный момент времени, когда $\Delta h = 0$. Контрастная интерференционная картина получается, когда $I_1 = I_2 = I_0$. Тогда можно написать

$$I(t) = I(\Delta h(t)) = 2I_0 \left\{ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta h(t) + \delta_0\right) \right\} = 4I_0 \cos^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta h(t) + \delta_0/2\right). \quad (1)$$

За счет выбора начала отсчета времени можно положить $\delta_0 = 0$. Удобно считать, что при $t = 0$ $\Delta h(0) = 0$. Тогда $I(0) = 4I_0$, то есть время отсчитывается с момента, когда интенсивность света в центре картины достигнет своего максимума. Разрешая последнее уравнение относительно $\Delta h(t)$, при выбранных начальных условиях можно написать

$$\Delta h(t) = \frac{\lambda}{2\pi} \arccos\left\{\frac{I(t)}{4I_0}\right\}. \quad (2)$$

По этой формуле удобно оценивать Δh на масштабах длины порядка λ или долей λ . На больших масштабах справедлива более простая оценка

$$\Delta h(t_n) = n \frac{\lambda}{2}, \quad (3)$$

где t_n – время появления в центре интерференционной картины n -го максимума интенсивности света.

Схема натурального эксперимента, позволяющего реализовать обсуждаемый метод, подробно рассмотрена в работе [1] и воспроизведена на рис. 1. Здесь H – расстояние от подложки, на которой лежит капля, до фокальной плоскости объектива, B – расстояние от фокальной плоскости объектива до места расположения фотоэлемента, который регистрирует интенсивность света в центре интерферограммы, h – высота капли, f – длина фокусного расстояния объектива. Отметим, что линза, отражением от поверхности которой создается опорное поле, позиционирована по отношению к объективу таким образом, что формирует в плоскости регистрации интерферограммы плоский волновой фронт.

Отличия настоящего эксперимента от описанного в [1] состоят в следующем. Для увеличения скорости регистрации опытных данных в центре интерференционной картины вместо ПЗС-матрицы установлен фотодиод ФД256 с полосой светочувствительности 500–1200 нм. Входная диафрагма, установленная перед фотодиодом, имеет диаметр 1,2 мм, что при выбранных нами геометрических параметрах оптической схемы позволяет фиксировать данные с участка поверхности капли диаметром около 10 мкм. Фотодиод подключен на вход операционного усилителя по схеме, снижающей синфазные помехи. В дальнейшем полученный сигнал усиливался вторым операционным усилителем с регулируемым коэффициентом усиления. На выход этого усилителя подключен АЦП Е14-140 фирмы L-Card, позволяющий регистрировать на компьютере данные об интенсивности в центре интерференционной картины с частотой

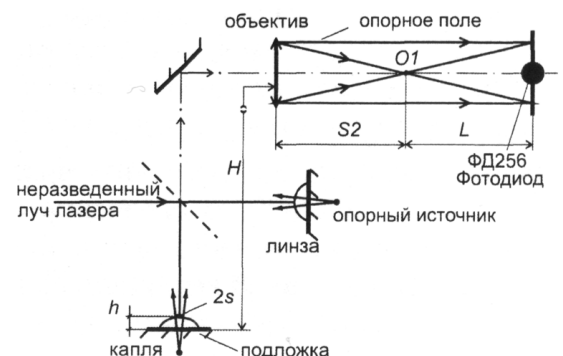


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента по наблюдению картин интерференции от вершины испаряющейся капли

той 100 кГц в динамическом диапазоне 14 бит. В экспериментах использовался He-Ne лазер ЛГН-215 с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм. Представленная схема позволяет уверенно регистрировать колебания поверхности капли с амплитудой, начиная от 20–40 нм, и частотами до 5 кГц.

В экспериментах изучались капли дистиллированной воды с массами 0,05–0,10 г, помещенные на подложку из стекла. Испарение происходило в объеме лаборатории, где поддерживалась температура около 20 °С и относительная влажность 50 %. В ходе эксперимента регистрировалась интенсивность $I(t)$ в центре интерферограммы с частотой 100 кГц на временных интервалах до 10 мин. На рис. 2 приведен пример зависимости $I(t)$ в эксперименте с испаряющейся каплей воды. На выносах в увеличенном виде показаны фрагменты этой зависимости, дающие представление о статистическом характере данных в области минимумов и максимумов интенсивности. Частота следования полос интерференции, $f_{исп}$, зависит от скорости испарения капли и в условиях описываемых опытов составляла величину $f_{исп} \sim 1$ Гц. На рис. 3 приведен пример зависимости $\Delta h(t)$, полученной с помощью (3). Сравнение этой зависимости с линейной аппроксимацией ее начального участка показывает, что поведение $\Delta h(t)$ может заметно изменяться на временных интервалах порядка десятков секунд.

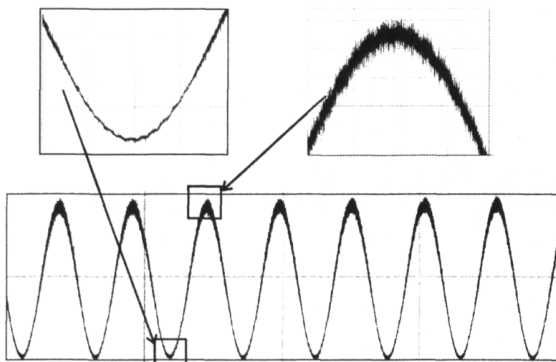


Рис. 2. Интенсивность света в центре интерференционной картины как функция времени, полученная в эксперименте с испаряющейся каплей воды

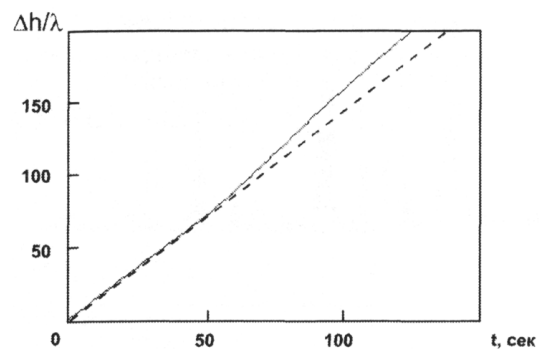


Рис. 3. Зависимость уменьшения $\Delta h/\lambda$ высоты вершины испаряющейся капли воды от времени. Пунктир – линейная аппроксимация начальной части зависимости

Наблюдаемую зависимость $\Delta h(t)$ можно связать с зависимостью от времени объема $V(t)$ (или массы $M(t)$) капли и со скоростью испарения $v(t) = dM/dt$. Используя методы, изложенные в работе [2], можно предварительно определить величину поверхностного натяжения σ жидкости подгонкой решения уравнения Лапласа под наблюдаемые геометрические параметры капли: радиус кривизны в вершине капли $R(0)$, ее высоту $h(0)$ и радиус пятна смачивания $r(0)$. Попутно становится известным профиль капли и ее объем $V(0)$ в начальный момент времени. Заметим, что в экспериментах [2] обеспечивается условие $r(t) = r(0) = const$. Если теперь считать, что величина σ не изменяется по мере испарения капли, то для определения формы и объема капли в следующие моменты времени нет необходимости находить радиус кривизны $R(t)$ капли в вершине, и эксперименты можно продолжить по схеме, описанной выше, определяя только высоту капли $h(t) = h(0) - \Delta h(t)$. Тогда $V(t)$ можно найти, вновь решая уравнение Лапласа для каждого набора $\{\sigma, r(0), h(t)\}$. На рис. 4 приведен пример зависимости $V(t)$, найденной таким образом. Видно практически линейное уменьшение объема капли в течении примерно часового интервала наблюдения.

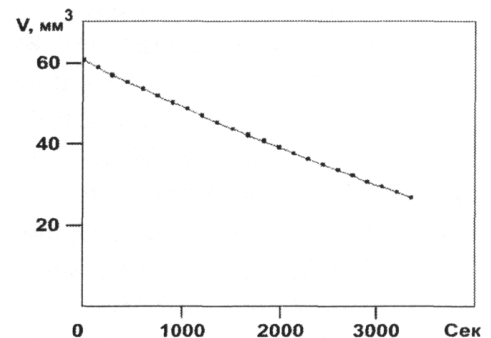


Рис. 4. График зависимости изменения объема испаряющейся капли от времени

Присутствие в эксперименте колебательных процессов проще всего выявить с помощью анализа Фурье наблюдаемой функции интенсивности $I(t)$. На рис. 5, а приведен пример Фурье-спектра, полученного для испаряющейся капли объемом 60 мм³. Богатая структура спектра означает присутствие многих источников колебаний: механических колебаний элементов оптической схемы (подложек, зеркал, объектива, детектора и т.п.), интенсивности излучения лазера, фоновой подсветки и

пр. Чтобы определить, какие элементы спектра связаны с колебаниями поверхности капли, а какие имеют аппаратное происхождение, были выполнены эксперименты с «пустой» установкой, в которых капля отсутствовала. Результаты представлены на рис. 5, б. Сравнение рис. 5, а и б свидетельствует о том, что богатство спектральной структуры в опытах с каплей связано, в основном, с аппаратными причинами. Последующие эксперименты по измерению интенсивности падающего лазерного пучка от двух лазеров разных типов (гелий-неонового и полупроводникового) в интересующей нас частотной области выявили, в основном, колебания с частотой 50 Гц и кратными ей, обусловленные, очевидно, колебаниями напряжения в питающей лазеры сети (см. рис. 5, в). Это означает, что главными источниками аппаратного шума являются колебания использованных в опыте элементов оптической схемы, представленной на рис. 1. В связи с этим было решено упростить оптическую схему, оставив в ней минимум элементов.

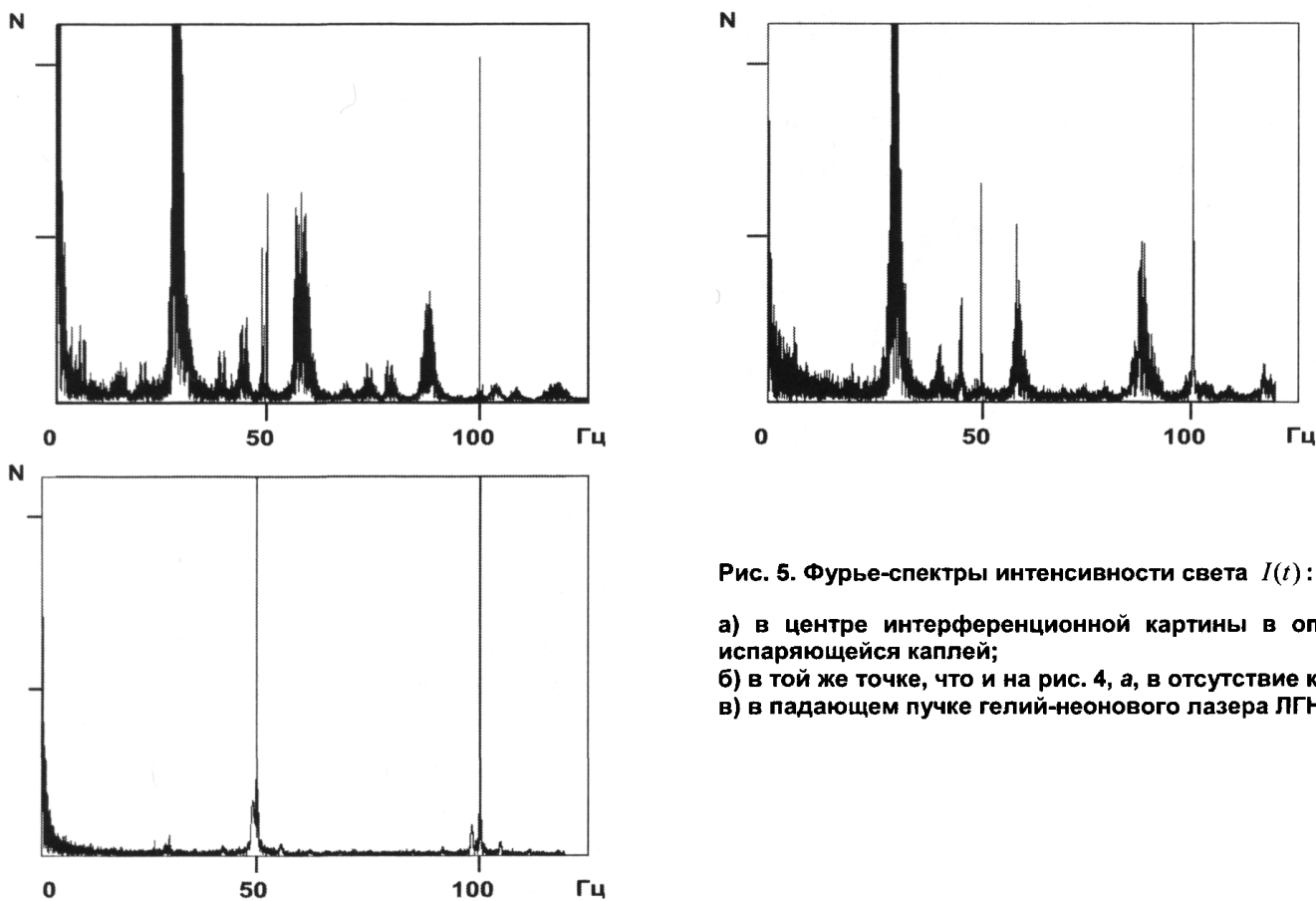


Рис. 5. Фурье-спектры интенсивности света $I(t)$:

- а) в центре интерференционной картины в опыте с испаряющейся каплей;
- б) в той же точке, что и на рис. 4, а, в отсутствие капли;
- в) в падающем пучке гелий-неонового лазера ЛГН-215

Новая оптическая схема представлена на рис. 6 и включает два зеркала. После отражения в первом из них неразведенный луч лазера направляется вертикально на вершину лежащей капли, располагающейся на плоскопараллельной стеклянной пластинке (подложке). Затем формируются два сферических волновых поля: первое возникает после отражения луча лазера непосредственно от поверхности капли (предметное), второе (опорное) – после прохождения луча лазера сквозь каплю и его отражения от поверхности стеклянной подложки (нижняя часть подложки сделана матовой для предотвращения отражения от нее света). Длины когерентности используемого лазера оказались достаточно для наблюдения устойчивой интерференционной картины в виде концентрических колец, в центре которой располагается фотодиод.

В новой оптической схеме нельзя получить информацию для расчета радиуса кривизны в вершине капли так же просто, как и в старой, поскольку здесь фаза не только предметного, но и опорного пучка зависит как от радиуса, так и от высоты испаряющейся капли. Это, однако, не является препятствием для наблюдения колебаний малой амплитуды (до 20–40 нм) с периодами, много меньшими чем характерное время существенного изменения формы капли, например, время ее жизни. На рис. 7 приведен спектр частот колебаний поверхности испаряющейся капли вблизи ее вершины, полученный с использованием газового лазера ЛГН-215. Видно, что изменения в оптической схеме эксперимента позволили избавиться от большинства паразитных колебаний. В диапазоне 10–100 Гц присутствуют только колебания с частотами, кратными частоте электрической сети, и два парных пика малой мощности на частотах 29 и 48 Гц, отсутствующие в спектре излучения этого лазера (см. рис. 5, в). Эксперименты с полупроводниковым лазером в

том же и в более широком частотном диапазоне (до 10^3 Гц) также не выявили каких-либо заметных колебаний, которые можно было бы связать с каплей. Таким образом, при указанных условиях опытов не удастся обнаружить колебательных процессов на поверхности капли с частотами в интервале 10–1000 Гц.

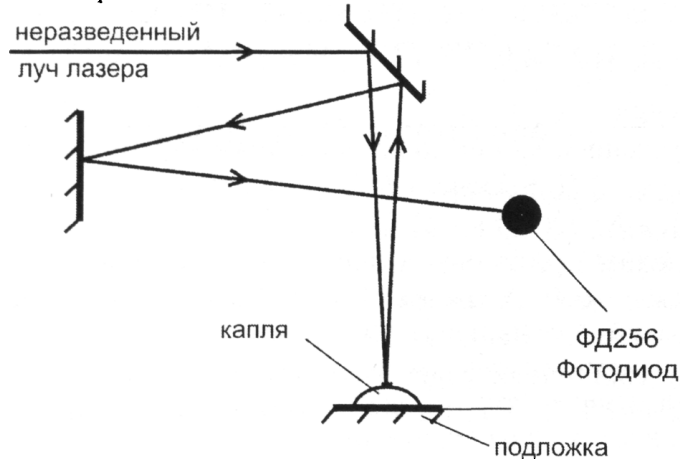


Рис. 6. Новая схема эксперимента

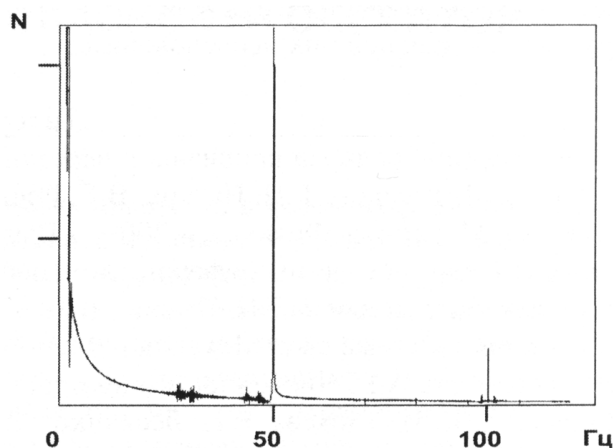


Рис. 7. Фурье-спектр $I(t)$ в эксперименте с испаряющейся каплей при использовании газового лазера ЛГН-215

Типичный вид спектра в низкочастотной области, вблизи частоты $f_{исп}$ (~ 2 Гц), показан на рис. 8.

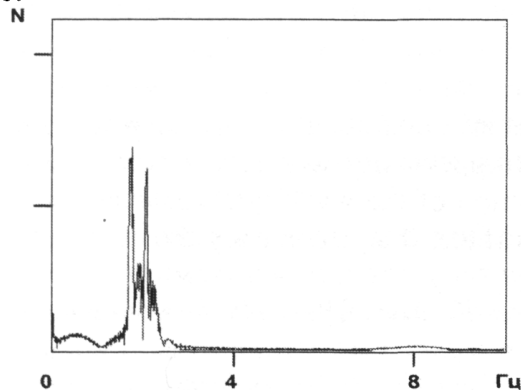


Рис. 8. Фурье-спектр $I(t)$ в области низких частот вблизи $f_{исп}$.

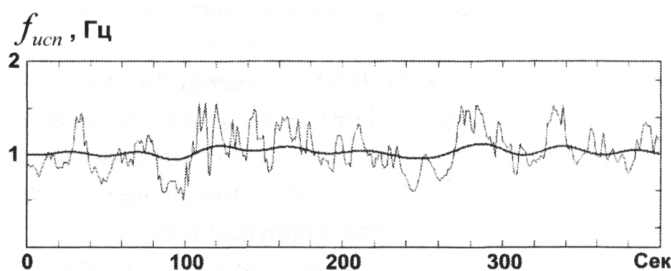


Рис. 9. Зависимость частоты следования полос интерференции, $f_{исп}$, от времени.

Гладкая кривая – результат Фурье-фильтрации.

Видно, что пик, отвечающий этой частоте, имеет сложную структуру и занимает целый диапазон шириной $\Delta f_{исп} \sim 1$ Гц, определяемый диапазоном скоростей, с которыми движется вершина капли в процессе испарения на отрезке времени, в котором за ней велось наблюдение. Пример того, как изменяется $f_{исп}$ с течением времени, приведен на рис. 9. Видно, что эта функция ведет себя довольно нерегулярным образом, а ее вариация имеет порядок ее среднего значения. Гладкая кривая на этом рисунке представляет собой попытку выделить в $f_{исп}(t)$ регулярную составляющую с помощью процедуры Фурье-сглаживания. Происхождение случайной и гладкой периодических составляющих нуждается в дальнейшем исследовании.

Заключение

Предложенная ранее [1] оптическая схема для регистрации параметров лежащей капли методами лазерной интерферометрии исследована с целью обнаружения малых движений на поверхности раздела жидкость – газ в процессе испарения, вызванных как самим процессом испарения, так и сейсмическими шумами различного происхождения. Спектральный анализ временных зависимостей интенсивности света в центре интерференционной картины, выполненный с помощью различных способов ее наблюдения, показал, что большая часть спектральных деталей связана с вибрацией элементов оптической схемы, а также с модуляцией интенсивности излучения лазеров промышленной частотой, на которой работают их источники питания. Предложена схема экспериментов, позволяющая свести к минимуму влияние элементов оптической схемы за счет уменьшения их числа до минимально возможного. С ее помощью проведены исследования испаряющихся капель воды с массами 0,05–0,10 г и показано, что в частотном диапазоне от 5 до 10^3

Гц волновые процессы на их поверхности отсутствуют. В области более низких частот имеется широкий пик со сложной структурой, расположенный вблизи частоты $f \sim 2$ Гц и отвечающий движению поверхности капли вследствие ее испарения, а также пик вблизи $f \sim 0$, указывающий на медленные движения поверхности с периодом в десятки секунд. Интерпретация этих деталей спектра требует дальнейших исследований.

Литература

1. Определение радиуса кривизны в вершине лежащей капли по наблюдениям картин интерференции / В.Л. Ушаков, Г.П. Пызин, В.Г. Речкалов, В.П. Бескачко // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика. Физика». – 2009. – Вып. 1. – № 22(155). – С. 91–96.
2. Оценка параметров интерферограмм, необходимых для определения радиуса кривизны в вершине лежащей капли / Г.П. Пызин, В.Л. Ушаков, В.Г. Речкалов, В.П. Бескачко // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика. Физика». – 2010. – Вып. 3. – № 30(206). – С. 95–100.
3. Коренченко, А.Е. Численное моделирование свободных колебаний лежащей капли / А.Е. Коренченко, А.Ж. Илимбасва, В.П. Бескачко // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика. Физика». – 2011. – Вып. 4. – № 10(227). – С. 72–76.

A METHOD FOR MONITORING SMALL SURFACE MOVEMENTS OF A SESSILE DROP DURING EVAPORATION

V.L. Ushakov¹, G.P. Pyzin², V.P. Beskachko³

Interference methods allow researchers to obtain the information about normal displacements of a phase surface with high resolution and in real time. This opportunity was realized to observe time changes of the height of evaporating drop accurate to a fraction of the wavelength of visible light. We consider the possibilities of studying processes on a drop surface, that accompany the evaporation and are small-scale in terms of space and time.

Keywords: interfacial phenomena, evaporation, drop shape, sessile drop method, interferometric methods.

References

1. Ushacov V.L., Pyzin G.P., Rechkalov V.G., Beskachko V.P. Opredelenie radiusa krivizny v vershine lezhashchey kapli po nablyudeniym kartin interferentsii (The determination of the curvature radius at the top of a sessile drop based on observations of interference patterns). *Vestnik YuUrGU. Seriya «Matematika. Mekhanika. Fizika»*. 2009. Issue 1. no. 22(155). pp. 91–96. (in Russ.).
2. Pyzin G.P., Ushacov V.L., Rechkalov V.G., Beskachko V.P. Otsenka parametrov interferogram, neobkhodimyykh dlya opredeleniya radiusa krivizny v vershine lezhashchey kapli (The estimation of parameters of the interference patterns needed to determine the radius of curvature at the top of a sessile drop). *Vestnik YuUrGU. Seriya «Matematika. Mekhanika. Fizika»*. 2010. Issue 3. no. 30(206). pp. 95–100. (in Russ.).
3. Korenchenko A.E., Ilimbaeva A.G., Beskachko V.P. Chislennoe modelirovanie svobodnykh kolebaniy lezhashchey kapli. (The numerical simulation of sessile drop free oscillations). *Vestnik YuUrGU. Seriya «Matematika. Mekhanika. Fizika»*. 2011. Issue 4. no. 10(227). pp. 72–76. (in Russ.).

Поступила в редакцию 1 октября 2013 г.

¹ Ushakov Vladimir Leonidovich is Assistant, General and Theoretical Physics Department, South Ural State University

² Pyzin Georgii Petrovich is Cand. Sci. (Engineering), Associate Professor, General and Theoretical Physics Department, South Ural State University

E-mail: hologrph@mail.ru

³ Beskachko Valeriy Petrovich is Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, General and Theoretical Physics Department, South Ural State University