

УДК 532.6 + 531.715.1

## **НЕМОНОТОННЫЙ ХАРАКТЕР ИСПАРЕНИЯ ЛЕЖАЩЕЙ КАПЛИ**

*В.Л. Ушаков, Г.П. Пызин*

По результатам проведенных экспериментов с испаряющейся каплей воды установлено, что скорость ее испарения носит немонотонный характер. Степень немонотонности зависит от температуры окружающей среды. Сделана попытка обосновать немонотонность скорости испарения присутствием градиента давления пара над поверхностью капли, вызванного различной кривизной фазовой границы капли.

Ключевые слова: испарение лежащей капли; скорость испарения; давление пара; интерференционный метод.

### **Введение**

Испарение – эндотермический процесс, при котором поглощается теплота фазового перехода – теплота испарения, затрачиваемая на преодоление сил молекулярного сцепления в жидкой фазе и на работу расширения при превращении жидкости в пар. Скорость испарения определяется поверхностной плотностью потока пара, проникающего за единицу времени в газовую фазу с единицы поверхности жидкости. При наличии над жидкостью относительно плотной газовой среды испарение замедляется вследствие того, что скорость удаления молекул пара от поверхности жидкости в газовую среду становится малой по сравнению со скоростью испускания их жидкостью. При этом у поверхности раздела фаз образуется слой парогазовой смеси с практически насыщенным паром. Парциальное давление и концентрация пара в данном слое выше, чем в основной массе парогазовой смеси. Нарушение термодинамического равновесия между жидкостью и паром, содержащимся в парогазовой смеси, объясняется скачком температуры на границе раздела фаз. Однако обычно этим скачком пренебрегают и считают, что парциальное давление и концентрация пара у поверхности раздела фаз соответствуют их значениям для насыщенного пара, имеющего температуру поверхности жидкости.

Если жидкость и парогазовая смесь неподвижны и влияние свободной конвекции в них незначительно, удаление образовавшегося при испарении пара от поверхности жидкости в газовую среду происходит в основном в результате молекулярной диффузии и появления потока парогазовой смеси, направленного от поверхности жидкости в газовую среду.

При исследовании испарения лежащей капли и оценке зависимости давления насыщенного пара над лежащей каплей считают, что плотность пара над всей поверхностью капли постоянна [1], тогда изменение скорости испарения капли будет монотонным и при всех равных прочих условиях, будет зависеть от радиуса капли.

Данные рассуждения верны только для сферических капель и достаточно близко соответствует очень маленьким лежащим каплям воды ( $r \ll 1$  мм), которые по форме действительно близки к сфере.

Совершенно другую форму приобретает лежащая капля больших размеров. Она существенно отличается от сферы. На рис. 1 приведена форма лежащей капли воды с радиусом кривизны в вершине  $r = 7,54$  мм и объёмом  $V = 84,7$  мм<sup>3</sup>.



Рис. 1. Форма лежащей капли воды капли с высотой  $h = 2,27$  мм и радиусом основания  $R = 4,37$  мм (фото)

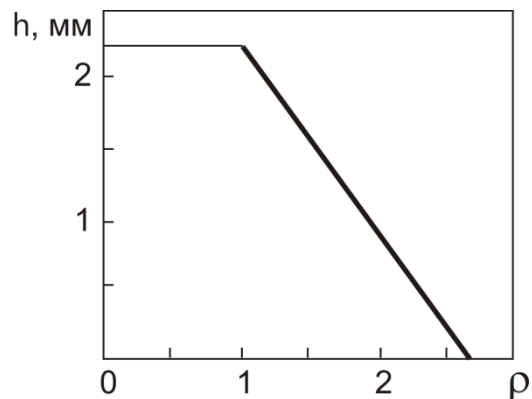


Рис. 2. Зависимость приведенной кривизны  $\rho$  поверхности капли от высоты капли

Ранее нами была предложена методика [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 десятых долей миллиметра [3].

Используя уравнение Лапласа, преобразуем это уравнение к виду:

$$\frac{r}{r_1} + \frac{r}{r_2} = 2 + \beta \cdot \frac{z}{r}, \quad (1)$$

где  $\beta = \frac{g \cdot \delta \cdot r^2}{\sigma}$  – безразмерный коэффициент,

$g$  – гравитационная постоянная,

$\delta$  – плотность жидкости,

$z$  – координата точки на поверхности капли (начало координат расположено в вершине капли, ось  $Z$  направлена вниз, ось  $X$  направлена вправо),

$r$  – радиус кривизны в вершине капли,

$r_1$  – меридиональный радиус кривизны поверхности капли в т.  $(x, z)$ ,

$r_2$  – окружной радиус кривизны поверхности капли в т.  $(x, z)$ .

Оценим геометрию капли.

Левая часть уравнения (1) – суть, удвоенная кривизна поверхности капли в точке  $(x, z)$  умноженная на  $r$ . В точке с координатами  $(0,0)$  она равна  $2 \cdot \rho = 2 \cdot r$ . Преобразуем (1) к виду:

$$\rho = 1 + \frac{\beta}{2} \cdot \bar{z}, \quad (2)$$

где  $\rho = \frac{r}{2 \cdot r_1} + \frac{r}{2 \cdot r_2}$  (назовем приведенной к  $r$  кривизной в точке с координатой  $z$ ),

$$\bar{z} = \frac{z}{r} \text{ (приведенная к } r \text{ координата } z \text{)}.$$

Из (2) видно, что кривизна линейно увеличивается от вершины к основанию капли. Для определения численных значений  $\rho$  необходимо найти  $\beta$ .

Как было указано выше, с использованием методов голографической интерферометрии, мы можем определить радиус кривизны  $r$  в вершине капли. Тогда, используя численный метод Адамса-Башфорта-Мултона, можно построить поверхность лежащей капли в зависимости от  $\beta$ . Подобрать наилучшее совпадение расчетного профиля капли с реальным профилем (рис. 1) можно определить значение  $\beta$  и  $\sigma$ . Была разработана программа для расчета  $\beta$ , использующая параметры профиля капли.

Для капли на рис. 1 значение  $\beta = 11,1$  при относительной высоте  $z = h/r = 2,27/7,54 = 0,301$ . Таким образом, перепад кривизны по высоте капли составляет (с учетом, что в вершине капли  $z = 0$ , у основания  $z = 0,301$ ):

$$\rho = 1 + \frac{\beta}{2} \cdot z = 2,67. \quad (3)$$

Согласно формуле Лапласа, выражающей избыток давления пара над искривленной поверхностью жидкости (например, поверхностью лежащей капли):

$$\Delta P = \sigma \cdot \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \quad (4)$$

Преобразуем это выражение к виду (см. (2)):

$$\Delta P = \frac{2 \cdot \sigma \cdot \rho}{r}. \quad (5)$$

С учетом (3) можно говорить что  $\Delta P$  пропорционально  $\rho$  и давление пара над фазовой границей капли (рис. 1) в вершине меньше, чем у ее основания, см. рис. 2.

В абсолютном выражении градиент давления составит лишь 2 % от общего давления, но при меньших размерах капли этот градиент будет расти. Наличие градиента давления вдоль поверхности капли приведет к

миграции молекул пара от краев капли к ее центру и увеличению давления пара в области вершины капли и ее окрестностей. Качественный анализ такой ситуации дает возможность предположить, что это приведет к замедлению скорости испарения капли. В дальнейшем, поскольку испарение в области окрестности вершины капли замедлилось, а диффузия паров воды во внешнее пространство продолжается, давление пара в означенной области упадет, что приведет к повышению скорости испарения капли.

Возникает механизм, который может привести к немонотонному характеру скорости испарения лежащей капли, т.е. скорость испарения капли будет то увеличиваться, то уменьшаться.

#### Эксперимент

Методика эксперимента, изложенная в [4], позволяет регистрировать изменение высоты вершины лежащей капли в процессе ее испарения.

Будем считать, что скорость испарения капли есть отношение текущего объема  $V_s$  капли высотой  $h$  к времени  $t$  ее испарения.

Экспериментально получена зависимость изменения высоты вершины лежащей капли от времени (рис. 3). Очевиден линейный характер этой зависимости (капля в течение всего эксперимента сохраняла радиус основания постоянным).

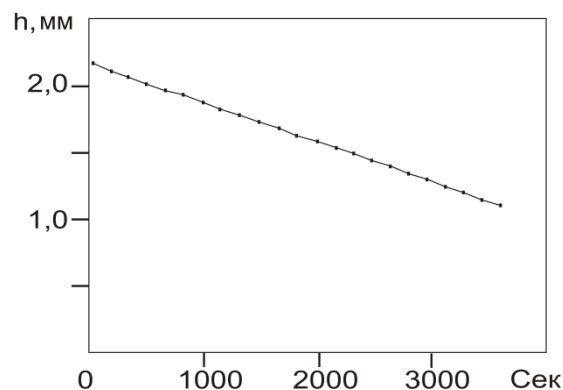


Рис. 3. Экспериментальный график зависимости высоты капли от времени испарения

Аналогичные результаты были получены и в работе [5].

Используя программу для расчета  $\beta$  и данные эксперимента (рис. 3) мы произвели расчет изменения объема капли от времени. Результаты приведены на рис. 4.

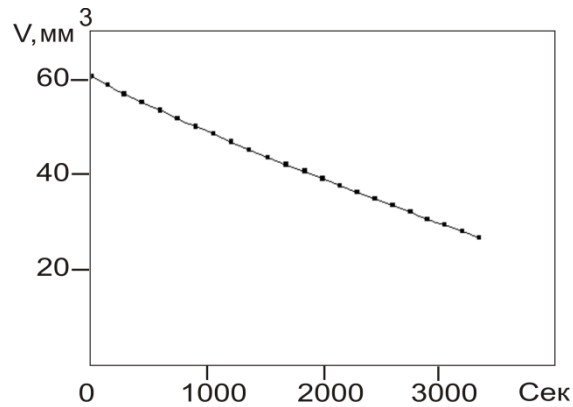


Рис. 4. Расчетный график зависимости объема капли от времени испарения

Как видно из рис. 4, изменение объема капли также можно считать линейно изменяющимся во времени.

Полученные результаты были сведены в один график (рис. 5) зависимости изменения объема капли от ее высоты. С некоторыми допущениями можно сказать, что эта зависимость линейна.

Следовательно, отношение  $V_s / t$  пропорционально  $h / t$  и, определяя изменение высоты капли, мы определяем изменение ее объема.

Таким образом, мы получили инструмент измерения скорости испарения капли в зависимости от времени ее испарения.

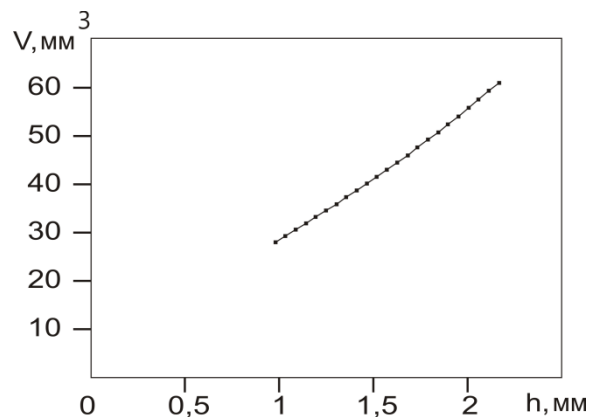


Рис. 5. Расчетный график зависимости объема капли от высоты в вершине капли

На рис. 6 приведена схема эксперимента, позволяющего на основе известных соотношений интерферометрии выразить изменение высоты капли  $\Delta h$  только через изменение интенсивности  $I(t)$  в центре интерферограммы (рис. 7).

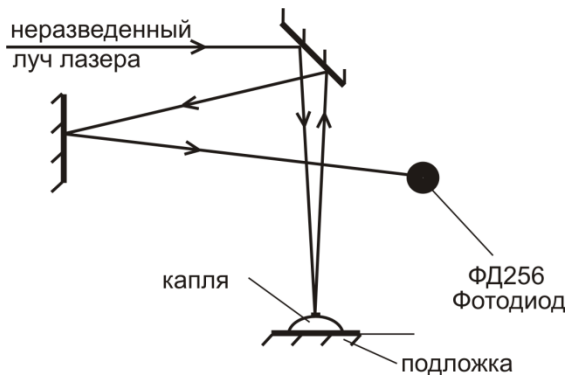


Рис. 6. Новая схема эксперимента

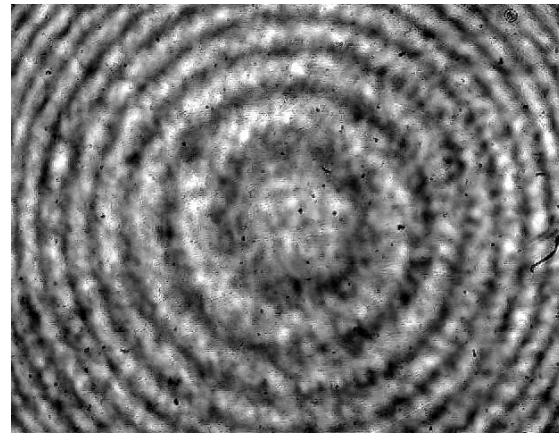


Рис. 7. Интерферограмма капли

Анализ расчетной схемы приводит к следующему выражению для  $\Delta h$ :

$$\Delta h = n \cdot \lambda, \quad (6)$$

где  $\Delta h$  – изменение высоты капли в ее вершине,

$n$  – число максимумов (или минимумов) интерференционной картины, прошедших через фотодиод,

$\lambda$  – длина волны излучения лазера (для He-Ne лазера ЛГН-215  $\lambda = 632,8$  нм).

Поскольку при такой схеме эксперимента регистрируется интенсивность света только в небольшой области в центре интерферограммы (нет необходимости регистрировать и обрабатывать всю интерферограмму), регистрацию данных можно производить на высокой скорости.

Например, для гелий-неонового лазера, можно уверенно регистрировать изменение высоты капли с шагом 20–40 нм и скоростью выборки до 5 кГц.

Измерения скорости испарения капли от времени проводились при различной температуре окружающей среды. Были приняты меры для устранения конвективных потоков воздуха в зоне испаряющейся капли. Эксперимент проводился с использованием зеленого полупроводникового лазера мощностью  $\sim 2$  мВт.

В ходе эксперимента регистрировалось изменение интенсивности в середине интерферограммы, что позволило получить информацию об изменении высоты лежащей испаряющейся капли согласно (6). На рис. 8 приведены фрагменты регистрируемой в процессе эксперимента интенсивности света в центре интерферограммы.

Можно визуально заметить, что скорость испарения (расстояние между максимумами) носит циклический характер. Частота волн повышается до третьей строки рис. 8, затем снова начинает уменьшаться.

Математическая обработка результатов эксперимента также показывает цикличность скорости изменения высоты капли, что с учетом рис. 5 позволяет говорить о немонотонном характере скорости испарения капли.

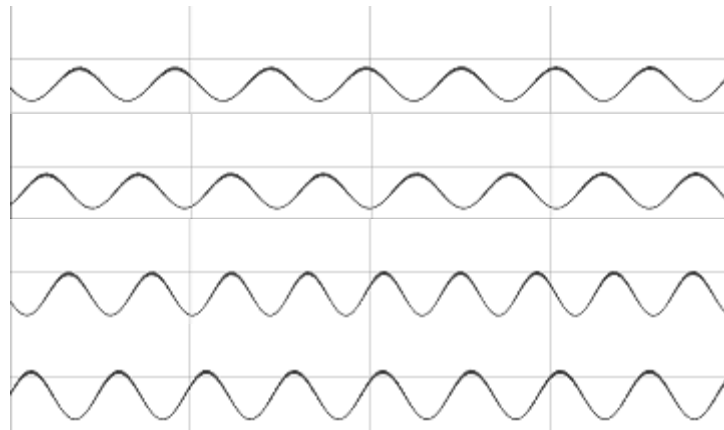


Рис. 8. Изменение интенсивности света центра интерферограммы при уменьшении высоты капли в процессе ее испарения

Вид спектра в низкочастотной области, вблизи частоты  $f_{исп} \sim 1$  Гц, показан на рис. 9. Это результат обработки изменения частоты следования полос интерферограммы от времени (рис. 10).

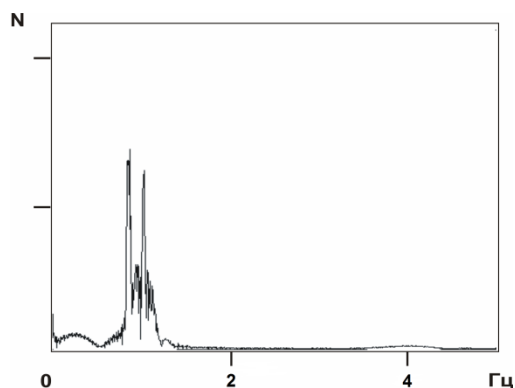


Рис. 9. Фурье-спектр  $I(t)$  в области низких частот вблизи  $f_{исп}$

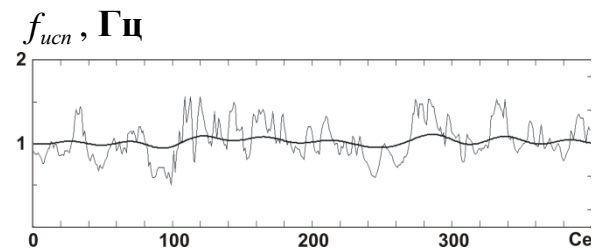


Рис. 10. Зависимость частоты следования полос интерференции,  $f_{исп}$ , от времени. Гладкая кривая – результат Фурье-фильтрации

Частота  $f_{исп}$  определялась как величина обратная временному промежутку следования максимумов интенсивности (см. рис. 8) на интерферограмме. Для более точного позиционирования максимумов, экспериментальные данные (рис. 8) заменялись рядом Фурье с отбрасыванием членов высокого порядка для сглаживания кривой в области максимумов.

Фурье анализ (рис. 9) позволил увидеть, что испарение капли происходит то с одной скоростью (первый пик), то с другой скоростью (второй пик). Следует отметить, что эксперимент показал сближение этих пиков при понижении температуры окружающей среды с  $24\text{ }^{\circ}\text{C}$  до  $18\text{ }^{\circ}\text{C}$  вплоть

до полного их слияния (скорость испарения перестала носить немонотонный характер). На рис. 10 также видна цикличность частоты следования полос интерференции. Полученные результаты позволяют говорить о немонотонном характере испарения капли.

#### Заключение

Сделана попытка интерпретировать немонотонный характер испарения капли как следствие неоднородности параметров газовой среды на фазовой границе жидкость-газ.

В области низких частот  $f_{исп}$  на диаграмме Фурье-спектра распределения скоростей испарения капли имеется широкий пик со сложной структурой. Структура этого пика может говорить о немонотонном характере скорости испарения лежащей капли.

Необходимо провести дальнейшие исследования скорости испарения капли в большем диапазоне температуры и влажности окружающей среды.

#### Библиографический список

1. Коренченко, А.Е. Численное моделирование свободных колебаний лежащей капли / А.Е. Коренченко, А.Ж. Илимбаева, В.П. Бескачко // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика. Физика». – 2011. – Вып. 4. – № 10(227). – С. 72–76.
2. Пызин, Г.П. Определение радиуса кривизны в вершине лежащей капли по наблюдениям картин интерференции / Г.П. Пызин, В.Л. Ушаков, В.Г. Речкалов, В.П. Бескачко // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика, механика, физика». – 2009. – Вып. 1. – № 22(155) – С. 91–96.
3. Пызин, Г.П. 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.
4. Ушаков, В.Л. Методика наблюдения малых движений поверхности лежащей капли в процессе ее испарения / В.Л. Ушаков, Г.П. Пызин, В.П. Бескачко // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика, механика, физика». – 2013. – Т. 5. – № 2. – С. 117–122.
5. Пызин, Г.П. Измерение радиусов кривизны лежащих капель воды в процессе их испарения методом интерферометрии / Г.П. Пызин, В.Л. Ушаков, В.Г. Речкалов // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика, механика, физика». – 2009. – Вып. 1. – № 22(155). – С. 87–90.

[К содержанию](#)