

## Механизм рассеяния энергии капельным кластером

Э. А. Аринштейн, А. А. Федорец<sup>1)</sup>

Тюменский государственный университет, 625003 Тюмень, Россия

Поступила в редакцию 31 мая 2010 г.

После переработки 22 сентября 2010 г.

Показано, что термокапиллярные процессы на поверхности капель капельного кластера, возникающего над локально нагретой жидкостью, обеспечивают дополнительный перенос энергии. Таким образом, капельный кластер является типичной диссипативной структурой. Получена оценка энергии, рассеиваемой отдельной каплей кластера.

Тепломассоперенос на свободной поверхности испаряющейся жидкости может существенно влиять на процессы в системе, в которой присутствует такая поверхность. Связанные с этим явления могут быть использованы также для анализа свойств жидкости. По этим причинам они достаточно давно стали объектом серьезных исследований.

Примечательно, что многие люди часто воспроизводят некоторые интересные и весьма сложные для математического моделирования физические явления, наливая, например, чашку чая или кофе. Если температура напитка достаточно высока, над жидкой поверхностью возникает характерный узор из непрерывно изменяющихся светлых многоугольников неправильной формы, ограниченных узкими темными линиями [1]. Такой узор сформирован из выпавших на жидкую поверхность микрокапель конденсата, рис. 1а, устойчивость к коалесценции которых объясняется действием потоков Стефана [1].

Незначительная, на первый взгляд, трансформация условий эксперимента – переход от однородно нагретой протяженной поверхности к локализованному источнику тепла – качественно изменяет режим теплообмена на межфазной границе, обеспечивая базовые условия для формирования диссипативной структуры капельного кластера [2], рис.1б. Даже при визуальном наблюдении у проиллюстрированных на рис.1 эффектов выявляются ярко выраженные отличия:

*При равномерном нагреве жидкости капли размером 10–15 мкм располагаются в непосредственной близости от поверхности и образуют хаотически меняющийся узор [1].*

*Кластер имеет четко выраженную стабильную гексагональную структуру, образованную каплями размером от 20 до 100 мкм и более, и располагается*

*над поверхностью на расстоянии, сравнимом с размером капли [3].*

Причины этих различий могут прояснить описываемые ниже опыты по визуализации температурных полей в газовой среде над нагретой жидкой поверхностью.

Ключевые элементы использованной при визуализации температурных полей экспериментальной установки показаны на рис.2. Вода наливается в металлическую кювету с внутренними каналами, сообщающимися с внешним контуром жидкостного термостата. На дне кюветы закреплен алюминиевый цилиндр со встроенным нагревателем, предназначенным для локального нагрева жидкой поверхности (во время опытов верхний торец цилиндра должен быть скрыт слоем воды толщиной 0.5 ... 1 мм). Изображение температурного поля в газовой среде визуализируется термохромной пленкой, а записывается с помощью оборудованного видеокамерой стереомикроскопа.

Температурные поля, визуализированные термохромной пленкой, показаны на рис.3: слева – над однородным по температуре слоем (кювета и вода в ней прогреты за счет прокачки теплоносителя, нагреватель выключен); справа – при локальном нагреве (кювета и основной объем жидкости при комнатной температуре, нагреватель включен). Реальное положение границы раздела фаз (по ней проведена ось  $r$ ) соответствует середине зазора между нижним краем термохромной пленки и его отражением в воде.

На рис.4 приведен график зависимостей температуры газовой среды от расстояния до жидкой поверхности, построенный по данным рис.3. Из него следует, что  $\text{grad } T_z$  над однородно нагретой жидкой поверхностью (обозначим ее температуру  $T_s$ ) в несколько раз меньше, чем аналогичный градиент над локально нагретой поверхностью, у которой максимальная температура равна  $T_s$ .

<sup>1)</sup> e-mail: fedorets\_alex@mail.ru

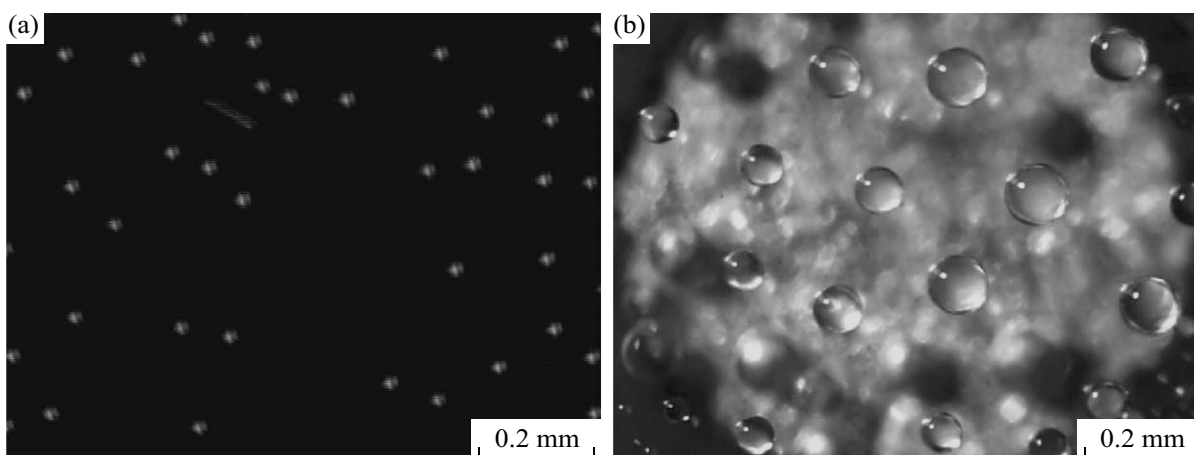


Рис.1. (а) Микрокапли конденсата, выпадающие на свободную поверхность при температуре воды порядка 90 °С. (б) Капельный кластер, индуцируемый тепловым источником диаметром 1 мм. Температура воды на периферии слоя 25 °С, в центре нагретой области – порядка 90 °С

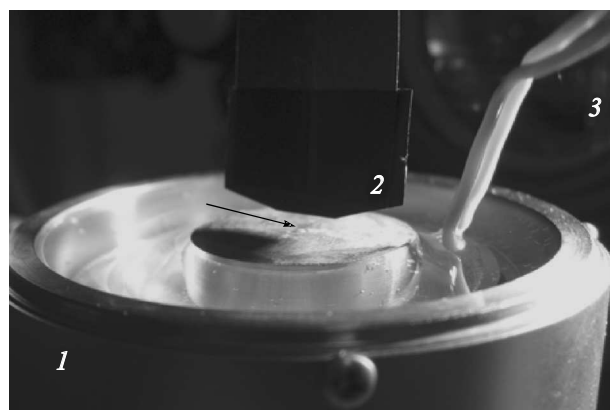


Рис.2. Взаимное расположение кюветы 1, термохромной пленки 2 и объектива 3 микроскопа МБС-10 в опытах по визуализации поля температур в газовой среде над поверхностью жидкости. Стрелкой показан нагревательный элемент, генерирующий капельный кластер (медный стерженек диаметром 1 и длиной 10 мм, на который навита нихромовая проволока, нагреваемая электротоком)

Капельный кластер формируется при условии, что градиент температуры над неоднородно нагретой поверхностью жидкости превышает некоторый пороговый уровень. Кластер обеспечивает дополнительный механизм рассеяния энергии, то есть является типичной диссипативной структурой. Этот механизм состоит в поглощении тепловой энергии нижней частью капли и переносе ее в верхнюю часть термокапиллярными силами. Квазистационарное распределение температуры обеспечивается тороидальным движением жидкости внутри капли, рис.5, кото-

рое дает также дополнительный механизм рассеяния энергии.

Рассмотрим движение жидкости в отдельной капле, вызванное термокапиллярными силами.

Термокапиллярное напряжение, действующее на единицу площади поверхности капли, равно  $\nabla\sigma$ , работа поверхностных сил (в единицу времени) равна  $A = \oint (v\nabla\sigma)dS$ , где  $v$  – скорость жидкости на поверхности капли. При этом поток тепла  $q$ , переносимый с нижней поверхности капли термокапиллярным потоком, связан с работой  $A$ , согласно второму началу термодинамики:  $A \leq q\delta T/T$ .

Движение несжимаемой ( $\nabla v = 0$ ) ньютоновской жидкости внутри капли подчиняется уравнению Навье-Стокса

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\nabla p + \mu \Delta v, \quad (1)$$

где  $\mu$  – коэффициент вязкости. Для кинетической энергии всей жидкости внутри капли получим уравнение баланса

$$\frac{d}{dt} \int \frac{\rho v^2}{2} d^3x = - \oint v_n p dS + \mu \int (v \Delta v) d^3x. \quad (2)$$

Справедливо тождество

$$\begin{aligned} (v \Delta v) &= \sum_x (\nabla(v_x \nabla v_x)) - \sum_x (\nabla v_x)^2 = \\ &= \frac{1}{2} \Delta(v)^2 - \sum_x (\nabla v_x)^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Тогда

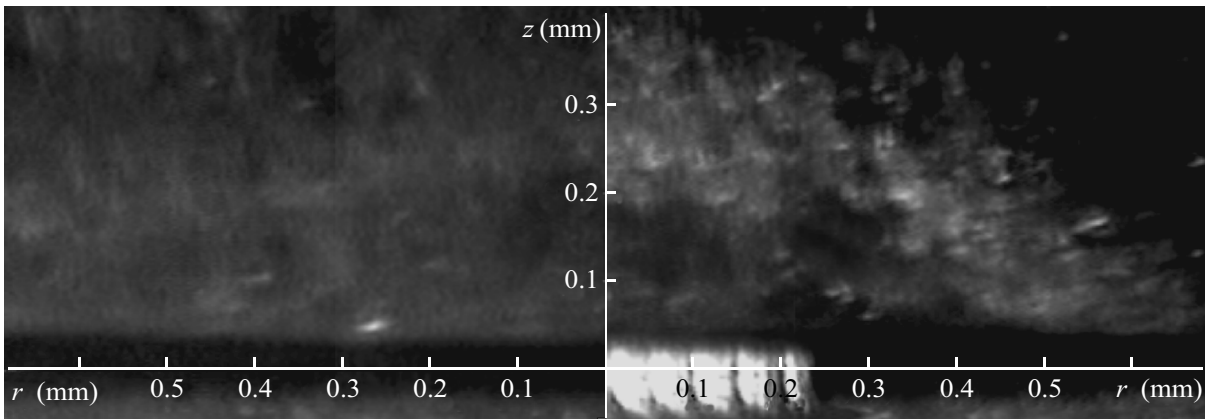


Рис.3. Распределение температуры в газовой среде над поверхностью воды: слева – термостатированный при 60 °С слой; справа – тепловое поле при включенном нагревательном элементе: температура на периферии 25 °С, на максимально нагретом участке - порядка 60 °С. Яркий объект над центром нагревателя – капельный кластер

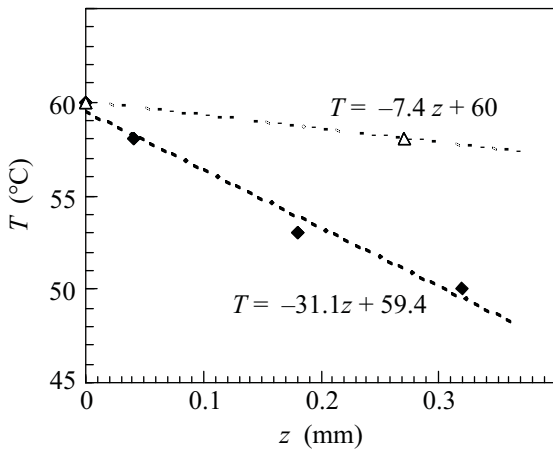


Рис.4. Зависимость температуры воздуха от расстояния до жидкой поверхности, см. рис.3: светлые точки – протяженная однородно нагретая поверхность; темные – локализованный тепловой источник (положение оси  $z$  показано на рис.3)

$$\int (v \Delta v) d^3x = \frac{1}{2} \oint \frac{\partial(v)^2}{\partial n} dS - \int \sum_x (\nabla v_x)^2 d^3x, \quad (4)$$

первый член определяет перенос, второй – поглощение кинетической энергии, причем поток энергии, поступающий с поверхности, равен работе термокапиллярных сил, и стационарное или квазистационарное распределение температуры обеспечивается, как уже указывалось, тороидальным движением жидкости внутри капли, которое дает также дополнительный механизм рассеяния энергии.

В случае стационарного (или квазистационарного) режима

$$\frac{d}{dt} \int \frac{\rho v^2}{2} d^3x = 0, \quad \oint v_n p dS = 0, \quad (5)$$

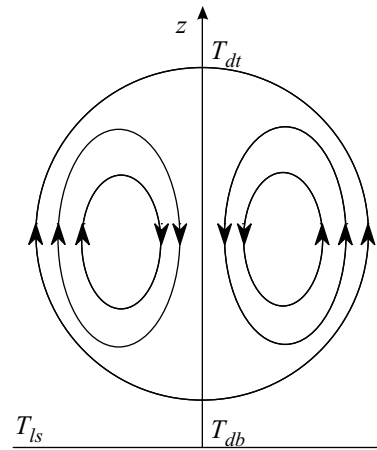


Рис.5. Вертикальное сечение капли кластера:  $T_{ls}$  – температура поверхности слоя жидкости,  $T_{dt}$  и  $T_{db}$  – температура в верхней (наиболее холодной) и нижней (наиболее горячей) точках поверхности капли, соответственно. Перепад температуры между этими точками зависит от мощности нагревателя и может достигать нескольких К. Структура течений показана схематично

и компенсация потерь кинетической энергии жидкости работой термокапиллярных сил выражается соотношением

$$\begin{aligned} \mu \int \sum_x (\nabla v_x)^2 d^3x &= \frac{\mu}{2} \oint \frac{\partial(v)^2}{\partial n} dS = \\ &= A = \oint (v \nabla \sigma) dS. \end{aligned} \quad (6)$$

Как уже было отмечено, за счет вязкого трения кинетическая энергия жидкости преобразуется в тепловую и рассеивается вместе с переносимым тепловым потоком.

Соотношение (6) позволяет оценить порядок величины скорости жидкости и переносимого потока энергии. Размер капли определяется ее радиусом  $r$ . Градиент коэффициента поверхностного натяжения имеет порядок  $\delta\sigma/r$ , градиент скорости имеет порядок  $v/r$ , поверхность капли  $\sim r^2$ . В итоге получим

$$v \approx \delta\sigma/\mu, \quad A \approx (\delta\sigma)^2 r/\mu, \quad (7)$$

переносимый тепловой поток равен

$$q \approx T(\delta\sigma)^2 r/\mu \delta T = \frac{rT}{\mu} \left( \frac{d\sigma}{dT} \right)^2 \delta T. \quad (8)$$

Неоднородность теплового поля может привести к деформации кольцевого тороидального потока внутри капли, что можно наблюдать в виде довольно тонкого эффекта деформации капли, вносящего очень малые изменения в рассматриваемый механизм.

Используя соотношения (7) и (8), оценим скорость течений на поверхности капли, работу поверхностных сил (в единицу времени) и переносимый ими тепловой поток. В работе [4] показано, что коэффициент теплообмена между каплями кластера и окружающим воздухом составляет  $\sim 2 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>·К. Это позволяет пренебречь разностью между температурой воздуха и температурой поверхности капли и воспользоваться данными по температурному градиенту в газовой среде. Полагая  $\delta T = 2rdT/dz$ , получим

$$v \simeq \delta\sigma/\mu = \frac{2\sigma_T r}{\mu} \frac{dT}{dz}, \quad (9)$$

$$A \simeq \delta\sigma^2 r/\mu = (2\sigma_T \frac{dT}{dz} r)^2 \frac{r}{\mu}, \quad (10)$$

$$q \simeq \delta\sigma^2 r/\mu \delta T = \frac{2T_0 \sigma_T^2 r^2}{\mu} \frac{dT}{dz}. \quad (11)$$

где  $\sigma_T = d\sigma/dT$  – температурный коэффициент поверхностного натяжения воды. Подстановка численных значений:  $\sigma_T = 0.145$  мН/мК [5],  $T_0 = 330$  К,  $\mu \simeq 0.5$  мН·с/м<sup>2</sup> (при температуре капли порядка 60 °С) [5],  $r = 30$  мкм (радиус типичной капли кластера) [3],  $dT/dz = 30$  К/мм (см. рис.3), дает  $v = 0.5$  м/с,  $A = 4 \cdot 10^{-9}$  Вт,  $q = 0.8 \cdot 10^{-6}$  Вт.

Полученные теоретические оценки дают значения скорости термокапиллярных течений на поверхности капли кластера, на порядок выше по сравнению с данными о термокапиллярной конвекции при локальном нагреве горизонтального слоя жидкости [4]. В то же время необходимо считаться с такими особенностями капельного кластера, как: а) геометрия термокапиллярного вихря в капле, рис.5, минимизирующая вязкое трение (фактически, в капле нет твердых

границ и встречных потоков жидкости), б) аномально высокий температурный градиент на поверхности капли, а также отношение поверхностных и массовых сил.

Сравним условия в капле кластера и в локально нагретом горизонтальном слое [6, 7], используя в качестве характерных размеров систем диаметр  $D$  нагревателя и диаметр  $d$  капли кластера. Площадь  $S_{TC}$  жидкой поверхности, на которой действуют термокапиллярные силы: в слое – порядка площади нагревателя  $S_{TC} \sim \pi D^2/4$ ; в кластере – вся поверхность капли,  $S_{TC} \sim \pi d^2$ . Объем жидкости,  $V_{TC}$ , вовлеченный в конвективное течение, в слое – диаметр тороидального вихря в 3...4 раза превышает диаметр нагревателя, а глубина его проникновения ограничивается толщиной  $h$  слоя:  $V_{TC} \sim h4\pi D^2/4$ , учитывая, что  $h \sim D$ , имеем  $V_{TC} \sim \pi D^3$ , в кластере – объем капли  $V_{TC} \sim \pi d^3/6$ . В итоге: в слое –  $S_{TC}/V_{TC} \sim 1/4D$ , в капле кластера –  $S_{TC}/V_{TC} \sim 6/d$ , то есть удельная мощность термокапиллярного механизма в капле кластера более чем в 20 раз выше в сравнении с системой “локально нагретый горизонтальный слой жидкости”. Сопоставление данных по скорости течений, 2 см/с [7] и 50 см/с, дает примерно такую же разницу. Впрочем, нельзя забывать, что приведенные в статье теоретические выкладки являются не более чем оценкой по порядку величины.

На сегодняшний день прямое измерение скорости течений на поверхности капель (например, за счет внедрения в них трассерных частиц), а тем более, измерение оцененных энергетических параметров являются сложной и, возможно, технически нереализуемой задачей. Впрочем, косвенная информация о течениях может быть получена по нарушениям сферичности капель кластера. Учитывая размер капель, используемое для этих целей оборудование должно достоверно обнаруживать нарушения на уровне долей процента диаметра капли.

1. В. Шефер, Успехи физических наук **108**, 577 (1972).
2. А. А. Федорец, Письма в ЖЭТФ **79**, 457 (2004).
3. А. А. Федорец, Письма в ЖЭТФ **81**, 551 (2005).
4. А. А. Кислицын, В. С. Пак, А. А. Федорец, Вестник ТюмГУ **6**, 102 (2009).
5. С. Л. Ривкин, А. А. Александров, *Термодинамические свойства воды и водяного пара*, 2-е изд., перераб. и доп., М: Энергия, 1984.
6. В. А. Альварес-Суарес, Ю.С. Рязанцев, Известия АН СССР, Механика жидкости и газа № 6, 165 (1986).
7. А. И. Мизёв, Прикладная механика и техническая физика **45**(4), 36 (2004).