

03

Механизм стабилизации положения капельного кластера над межфазной поверхностью жидкость—газ

© А.А. Федорец

Тюменский государственный университет
E-mail: fedorets_alex@mail.ru

Поступило в Редакцию 29 июня 2012 г.

Изучено влияние размера капель, образующих диссипативную структуру „капельный кластер“, на высоту их левитации в паровоздушном потоке, возникающем при локальном нагреве свободной поверхности горизонтального слоя воды. Установлено, что на расстоянии от поверхности, сопоставимом с диаметром капли, происходит резкое замедление паровоздушного потока и, учитывая аэродинамический механизм левитации капель, эта особенность потока определяет высокую стабильность положения капельного кластера над межфазной поверхностью. Описан эффект существования аномально тяжелых с точки зрения стоковского механизма левитации капель.

Капельный кластер — гексагональная структура из микрокапель, левитирующих над горизонтальной межфазной поверхностью (МФП) жидкость—газ на расстоянии, сопоставимом с диаметром капель [1]. Данная диссипативная структура формируется над участком МФП, локально нагретым до температуры, при которой происходит активное испарение жидкости. В кластер капли попадают из газовой среды, в которой они зарождаются и проходят стадию первичного конденсационного роста. Физические условия вблизи МФП способствуют дальнейшему конденсационному росту капель, диаметр которых в кластере может достигать 100 и более μm [2].

В [3] было установлено, что скорость паровоздушного потока, воздействующего на капли кластера, достаточна для того, чтобы вес капли компенсировался силой сопротивления набегающему потоку (стоксовский механизм левитации). В работе приводятся экспериментальные зависимости, характеризующие вертикальное распределение скорости паровоздушного потока в непосредственной близости от поверхности

испаряющейся жидкости (на расстояниях от МФП порядка нескольких десятков μm) в области локализации капельного кластера.

На рис. 1, *a* показан пример визуализации структуры паровоздушного потока, воздействующего на капли кластера. Поток подсвечен лазер-

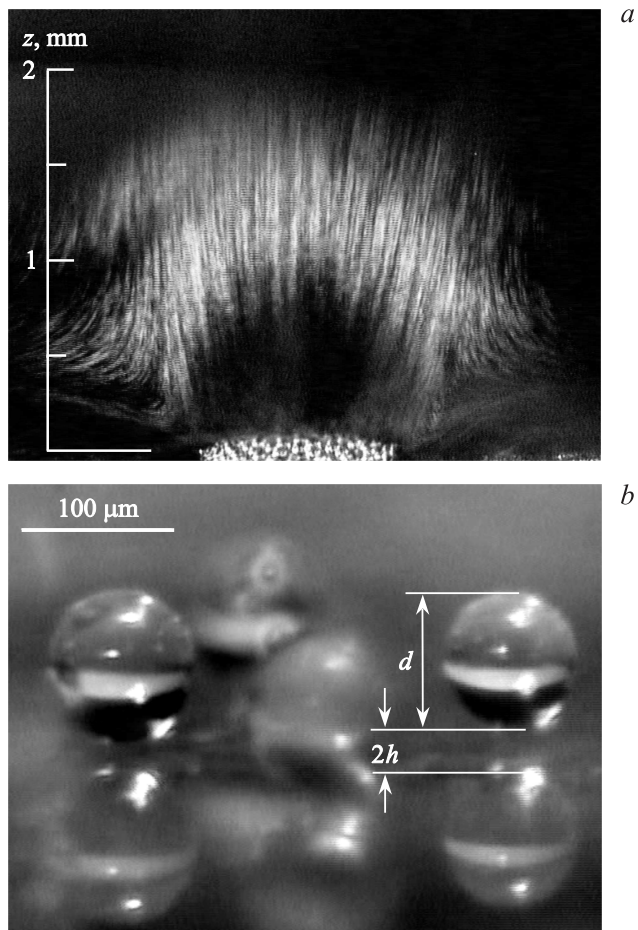


Рис. 1. *a* — структура паровоздушного потока в вертикальной плоскости, проходящей через центр нагревателя; *b* — положение капель кластера над МФП жидкость–газ (под каждой каплей просматривается ее зеркальное отражение).

ным ножом, направленным вдоль жидкой поверхности. Темный участок над нагревателем, распространяющийся на высоту порядка 0.5 mm, — область, в которой практически отсутствуют аэрозольные частицы, достаточно крупные, чтобы эффективно рассеивать свет. Эта особенность паровоздушного потока существенно осложняет его исследование хорошо развитыми методами цифровой трассерной визуализации [4] и требует поиска альтернативных решений.

Подробное описание экспериментальной установки, используемой в работе, приведено в [3]. Основное отличие состояло в ориентации микроскопа, который располагался не вертикально, как в [3], а был развернут почти на 90°. Такое положение микроскопа позволяло регистрировать зеркальное отражение кластера и измерять расстояние h от капли до МФП (рис. 1, *b*). В дальнейшем также будут использоваться следующие геометрические параметры кластера: диаметр d , радиус $r = d/2$ капли и расстояние h_C от МФП до центра капли, которое по определению равно сумме h и r .

Для генерации капельного кластера в работе применялся резистивный нагреватель диаметром 1 mm. Его электрическая мощность в разных сериях экспериментов контролировалась таким образом, чтобы установившаяся температура МФП над центром нагревателя принимала одно из следующих значений: $T_S = 73.4, 82.6, 86.6, 92.8 \pm 0.2^\circ\text{C}$.

ИК-изображение, характеризующее распределение температуры МФП над нагревателем, приведено в [3]. В области локализации кластера перепад температуры МФП между центром и периферией составляет порядка 5% от T_S . Температура жидкости на удалении от нагревателя определялась температурой воздуха в лаборатории и составляла $22 \pm 0.5^\circ\text{C}$.

Капли кластера подвержены непрерывному конденсационному росту и, поскольку момент их проникновения в кластер случаен, диаметры одновременно левитирующих капель могут отличаться в несколько раз. Видеозаписи кластера в боковой проекции позволяют одновременно измерять как диаметр, так и положение капли над МФП начиная от момента проникновения капли в кластер (минимальный размер) до момента коалесценции кластера (максимально достигаемый размер). При этом абсолютная погрешность измерения диаметра капель и высоты их левитации лимитируется эффектом размытия границы изображения капли (из-за ее сферичности) и составляет порядка $2 \mu\text{m}$.

На рис. 2, *a* приведены экспериментальные данные, показывающие влияние размера капли на высоту ее левитации над МФП. При посто-

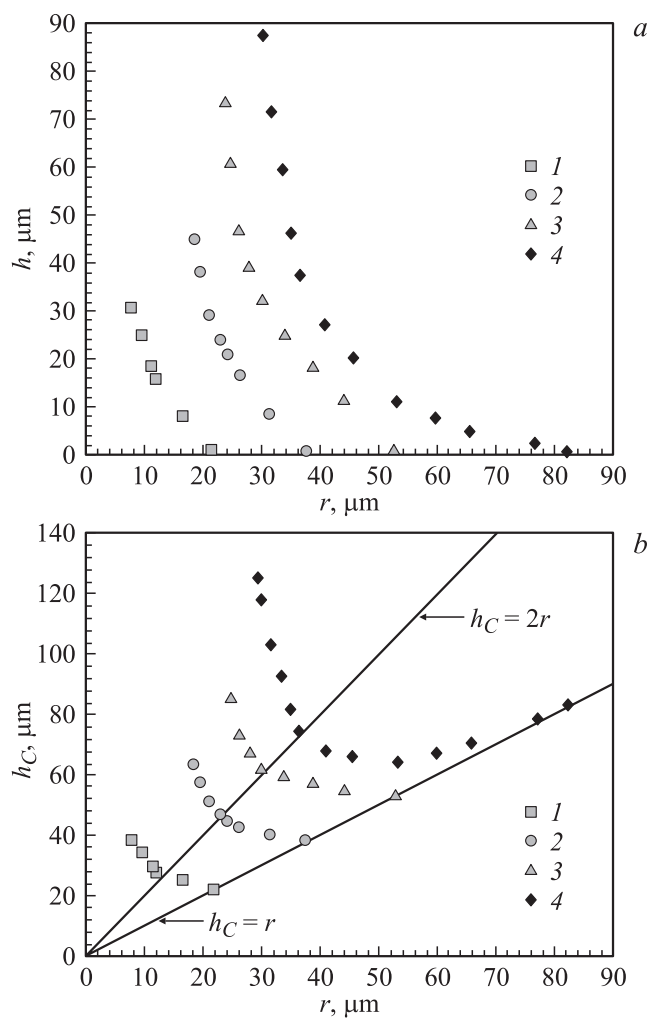


Рис. 2. Влияние размера капли на высоту ее левитации над МФП: a — толщина газовой прослойки между каплями и МФП; b — расстояние от МФП до центра капли. Зависимости 1, 2, 3 и 4 получены при температуре $T_s = 73.4, 82.6, 86.6$ и 92.8°C соответственно.

янной скорости испарения слоя ($T_S = \text{const}$) по мере конденсационного роста высота левитации капли плавно снижается и она неизбежно коалесцирует со слоем. При повышении T_S , за счет интенсификации испарения слоя, высота левитации капли заданного размера может измениться в несколько раз: например, рост температуры МФП с 82.6 до 92.8°C приводит к тому, что расстояние h для капель радиусом 30 μm увеличивается с 10 до 70 μm , (рис. 2, *a*).

Для процесса обтекания каплей паровоздушным потоком характерны значения числа Рейнольдса порядка единицы, плотность каплей известна ($\rho \approx 1000 \text{ kg/m}^3$), а значит, вертикальная компонента скорости потока U может быть найдена из условия равенства веса капли и силы Стокса:

$$mg = 6\pi\mu rU, \quad (1)$$

где $m = \frac{4}{3}\pi r^3\rho$ — масса капли, g — ускорение свободного падения, $\mu \approx 20 \cdot 10^{-6} \text{ P} \cdot \text{s}$ [5] — динамическая вязкость влажного воздуха. Центр масс и максимальная площадь сечения капли находятся на расстоянии h_C от МФП слоя и, в первом приближении, можно считать, что именно на этом расстоянии выполняется условие (1). Отсюда

$$U(h_C) = 2r^2\rho g/9\mu. \quad (2)$$

Экспериментальные зависимости расстояния h_C от радиуса капли при варьируемой температуре T_S , приведены на рис. 2, *b*. На их основе, применив выражение (2), несложно построить зависимости вида $U(h_C)$ (рис. 3). Впрочем, следует подчеркнуть, что выражение (2) не учитывает влияние на структуру паровоздушного потока горизонтальной поверхности слоя и термокапиллярных (ТК) течений в каплях, скорость которых, по теоретическим оценкам [2], может быть сопоставимой со скоростью потока. Эти аэродинамические особенности существенно усложняют точный расчет результирующей силы, компенсирующей вес капли, а их роль возрастает по мере увеличения размера капли и ее сближения с МФП.

Влиянием поверхности слоя на процесс обтекания каплей паровоздушным потоком может быть объяснен характерный изгиб экспериментальных кривых $h_C(r)$ (рис. 2, *b*), который независимо от интенсивности испарения приходится на значения $h_C \approx 2r$ (т.е. $h \approx r$, рис. 1, *b*). На участке $h_C \leq 2r$ аэродинамическая сила, компенсирующая вес капли, растет обратно пропорционально h , соответственно скорость потока, вычисляемая из (2), оказывается заведомо завышенной

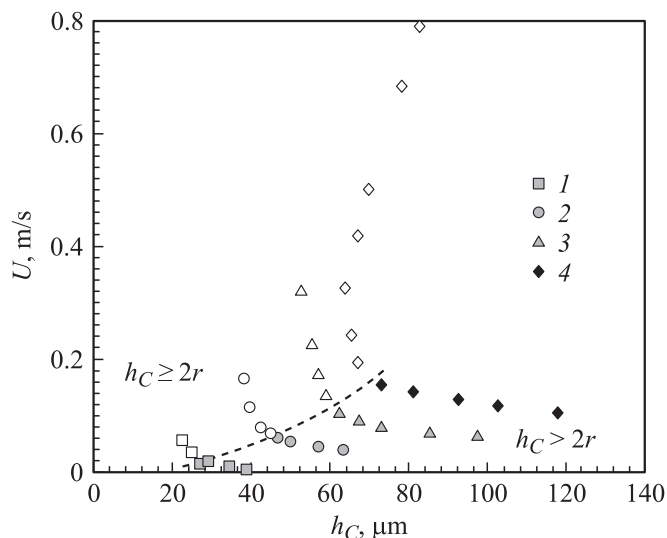


Рис. 3. Расчетная скорость паровоздушного потока в приближении Стокса. Зависимости 1, 2, 3 и 4 соответствуют температуре $T_S = 73.4, 82.6, 86.6$ и 92.8°C .

(на рис. 3 соответствующий участок показан контурными маркерами; корректные количественные данные могут быть получены лишь на основе численного моделирования процессов, что выходит за рамки работы). В меньшей степени это относится к участкам зависимостей, на которых выполняется условие $h_C > 2r$ (рис. 3, окрашенные маркеры). На их основе можно сделать достаточно реалистичные оценки: вблизи слоя паровоздушный поток имеет выраженный отрицательный градиент скорости, величина которого составляет порядка $1.0 \pm 0.2 \text{ (m/s)/mm}$ и не зависит, в пределах точности эксперимента, от температуры МФП.

Зависимость $h_C(r)$, соответствующая максимальной в изученном диапазоне температуре $T_S = 92.8^\circ\text{C}$ (рис. 2, *b*), имеет „аномальный“ участок, на котором рост капли сопровождается увеличением расстояния h_C , по сути, вместе с массой капли увеличивается и высота ее левитации. Подобные „аномальные“ участки нехарактерны для более низких значений T_S (рис. 2, *b*), что вполне объяснимо на качественном уровне. Интенсификация испарения с ростом T_S обеспечивает устойчивость к

коалесценции все более крупных капель. В свою очередь, чем крупнее капля, тем больше перепад температуры на ее поверхности и меньше силы вязкого трения, соответственно выше скорость ТК-течений в капле. Логично предположить, что усиливающиеся ТК-течения в каплях могут активно влиять на поле скоростей паровоздушного потока, индуцируя устойчивые замкнутые вихри, как следствие, — области повышенного давления под каплями и устойчивость к коалесценции со слоем капель, аномально тяжелых с точки зрения стоковского механизма левитации.

Отрицательный вертикальный градиент скорости паровоздушного потока сам по себе обеспечивает механизм стабилизации положения капельного кластера вблизи поверхности слоя, но при обтекании капель также возникают и дополнительные силы аэродинамической природы, проявляющиеся на расстояниях порядка радиуса капли. Такие близкодйствующие силы „отталкивания“ делают положение кластера сверхустойчивым и позволяют каплям достигать размеров, при которых нарушается условие баланса веса капли и силы сопротивления потоку в стоковском приближении. Детальные экспериментальные исследования аэродинамических процессов, характерных для диссипативной структуры капельный кластер, сопряжены с преодолением ряда серьезных технических проблем, и наиболее существенные результаты в данном направлении, по-видимому, могут быть получены с применением методов математического моделирования.

Работа выполнена при поддержке грантов Министерства образования РФ: государственные контракты № 14.740.11.0299 и 14.740.11.0641.

Список литературы

- [1] Федорец А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79 (8). С. 457–459.
- [2] Аринштейн Э.А., Федорец А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 92 (10). С. 726–729.
- [3] Федорец А.А., Марчук И.В., Кабов О.А. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37 (3). С. 45–50.
- [4] Токарев М.П., Маркович Д.М., Бильский А.В. // Вычислительные технологии. 2007. Т. 12 (3). С. 109–131.
- [5] Ревкин С.Л., Александров А.А. Теплофизические свойства воды и водяного пара. М.: Энергия, 1980.