

© А.А. КИСЛИЦЫН, А.А. ФЕДОРЕЦ

Тюменский государственный университет
akislicyn@utmn.ru, fedorets_alex@mail.ru

УДК 536.25

ОБ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ КАПЕЛЬНОГО КЛАСТЕРА AN AERODYNAMIC MODEL OF THE DROP CLUSTER

АННОТАЦИЯ. Изложены результаты новых экспериментальных и теоретических исследований капельного кластера, позволивших внести существенные изменения и уточнения в опубликованную нами ранее аэродинамическую модель капельного кластера. Экспериментально установлено, что перепад температур между крайними нижней и верхней точками на поверхности капли достигает 4 К, а число Марангони — значения 360, что означает существование интенсивных термокапиллярных течений в капле. Для вихревого течения внутри капли найдено приближенное аналитическое решение, линии тока и компоненты скорости. Характерная скорость течения жидкости внутри капли по порядку величины равна $v \sim 0.1$ м/с. Получена оценка угловой скорости вращения всей капли $\omega \sim 10^2$ с⁻¹. Скорость движения трассерных микрочастиц по поверхности жидкости вблизи капли подтверждает эту оценку. Однако вращение капель не объясняет подъемной силы, т.к. угловая скорость вращения на 2 порядка меньше необходимой величины. Показано, что причиной возникновения подъемной силы является действие паровоздушного потока. Теоретические оценки находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

SUMMARY. The results of new theoretical and experimental investigations of the drop cluster are expounded. Due to these results we introduced important changes and specifications into the aerodynamic model of the drop cluster, which we had published earlier. It is experimentally determined, that the temperature difference between the bottom and the top of the droplet reached 4 K, and the Marangoni number is 360. It stands for the existence of intensive thermo capillary flow in the droplet. The approximated analytic solution for the vortex flow into the droplet, circular streamlines and velocity components were found. Typical velocity of flow into the droplet is approximately $v \sim 0.1$ m/sec. The estimation of rotational velocity of the droplet is approximately $\omega \sim 10^2$ sec⁻¹. The velocity of trace micro particles, moving on the liquid surface by nearly of droplet, confirmed this value. However, the rotation of the droplet does not explain the lifting force, because the rotational velocity is by two orders less, then it is necessary. It is shown that the cause of the lifting force is the steam-air flow. The performed theoretical estimations agree with the experimental data.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА. Капельный кластер, микроаэродинамика, микрофлюидика, термокапиллярные течения, конвективные потоки.

KEY WORDS. Drop cluster, micro aerodynamics, micro fluid-dynamic, thermo capillary flow, convective stream.

Введение. В статье [1] была рассмотрена приближенная аэродинамическая модель капельного кластера [2]. Было высказано предположение, что под действием термокапиллярных сил происходит быстрое вращение капель вокруг горизонтальной оси, что является причиной устойчивости кластера к коалесценции со слоем жидкости. Дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования, частично подтвердив эту модель, позволили внести в нее существенные изменения и уточнения.

Экспериментальные исследования. Геометрические размеры кюветы, применяемой для генерации капельного кластера, показаны на рис. 1. Общая схема экспериментальной установки и описание методик измерения температурных полей и скорости испарения воды в области локального нагрева слоя приведены в [3].

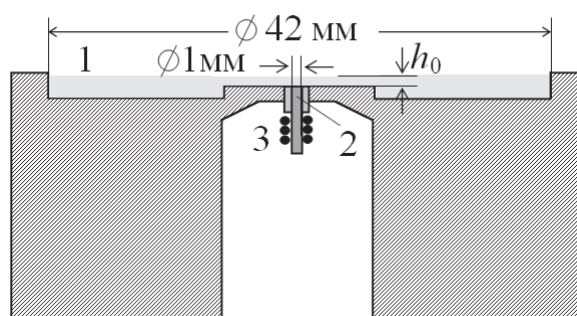


Рис. 1. Конструкция дюралевой кюветы, используемой для генерации капельного кластера: слой воды (1); медный стержень (2), на который навита нихромовая проволока (3), нагреваемая электротоком

Поле температур. Измерения температурного поля [3], выполненные с помощью тепловизора Titanium 570M со специализированным объективом, обеспечивающим разрешающую способность 15 мкм, подтвердили сделанные в [1] оценки градиента температуры. Эти измерения показали, что градиент температуры T'_z вблизи поверхности жидкости (z — координата, направленная вертикально вверх) составляет $T'_z = -(35 \pm 5)$ К/мм, а разность температур на поверхности капли ΔT достигает значения 4 К и более (рис. 2).

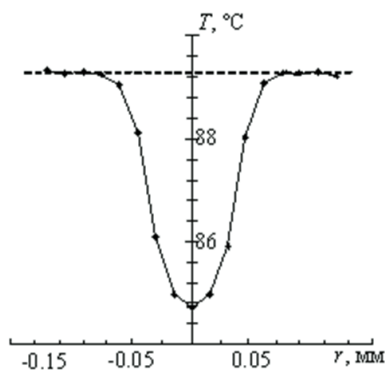


Рис. 2. Перепад температуры между верхним участком поверхности капли кластера и слоем жидкости под каплей.

При этом значение числа Марангони:

$$Ma = \frac{2R\Delta\sigma}{\mu a} = \frac{2R\sigma'_T\Delta T}{\mu a} \approx 360 \quad (1)$$

Здесь $\Delta\sigma = \sigma'_T\Delta T$ — разность значений поверхностного натяжения в нижней и верхней частях капли, $\sigma'_T = 0.145$ мН/Км — температурный градиент коэффициента поверхностного натяжения воды, $\mu = 10^{-3}$ Па·с — вязкость воды, $a = 1.6 \cdot 10^{-7}$ м²/с, температуропроводность воды). Численное значение дано для характерного радиуса капли $R = 50$ мкм и разности температур на поверхности капли $\Delta T = 4$ К. При отсутствии твердых границ и других препятствий это означает неизбежность возникновения в капле интенсивного термокапиллярного течения. Оценки скорости этого течения, выполненные в работе [4] с помощью термодинамических соотношений, дали значение ~ 0.5 м/с, по порядку величины, совпадающее с полученным в статье [1] в рамках аэродинамической модели.

Циркуляция воды в капле. Оценим скорость течения воды в капле, решая гидродинамическую задачу. Если поле температур симметрично относительно вертикальной оси капли, то течение также должно быть симметричным. Линии тока вблизи поверхности должны быть направлены по “меридианам” от “южного полюса” к более холодному “северному полюсу” и замыкаться в обратном направлении вблизи “полярной оси” (рис. 3).

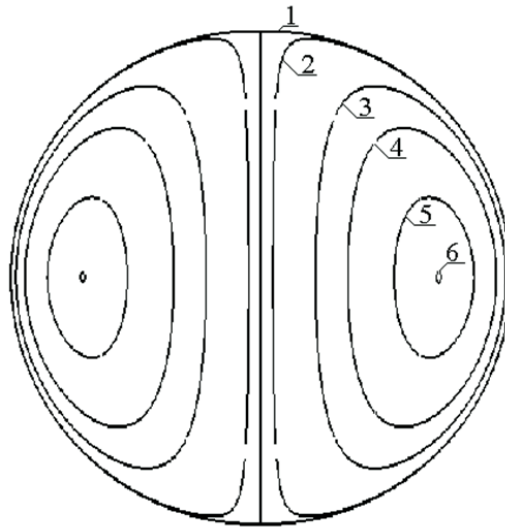


Рис. 3. Линии тока в капле, построенные по формуле (4). В правом “полушарии” жидкость движется по линиям тока против часовой стрелки, в левом — по часовой стрелке. 1 (поверхность и полярная ось) — $\psi = 0$; 2 — $\psi = 0.001$; 3 — $\psi = 0.04$; 4 — $\psi = 0.1$; 5 — $\psi = 0.2$; 6 (центр вихря) — $\psi = 0.25$.

Известно классическое решение похожей задачи об обтекании капли (W Ruyczynski), изложенное в [5]. Следуя схеме этого решения, будем искать угловой компонент скорости v_θ в виде:

$$v_{\theta} = (a + br^2) \sin \theta \quad (2)$$

где a и b — неизвестные пока константы. Для нахождения радиального компонента скорости v_r используем уравнение непрерывности:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta v_{\theta})}{\partial \theta} = 0 \quad (3)$$

Интегрируя, находим:

$$v_r = -\left(a + \frac{1}{2}br^2\right) \cos \theta \quad (4)$$

Из очевидного граничного условия $v_r = 0$ при $r = R$, находим:

$$b = -\frac{2a}{R^2} \quad (5)$$

Таким образом,

$$v_r = a\left(\frac{r^2}{R^2} - 1\right) \cos \theta \quad (6)$$

$$v_{\theta} = a\left(1 + 2\frac{r^2}{R^2}\right) \sin \theta \quad (7)$$

В частности, при $r = R/\sqrt{2}$ угловой компонент скорости v_{θ} обращается в нуль, т.е. точки на окружности радиуса $r = R/\sqrt{2}$ в «экваториальной» плоскости $\theta = \pi/2$ являются центром вихря. Константа a равна скорости жидкости внутри капли вдоль полярной оси, а также на поверхности вблизи «экватора», т.е. имеет смысл характерной скорости жидкости внутри капли; для ее определения используем граничное условие для сдвигового компонента $\sigma_{r\theta}$ тензора напряжения на поверхности капли:

$$\sigma_{r\theta} = \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{\partial v_{\theta}}{\partial r} - \frac{v_{\theta}}{r} \right) \Big|_{r=R} = -3a\mu \frac{\sin \theta}{R} \quad (8)$$

Компонент $\sigma_{r\theta}$ обусловлен температурным градиентом поверхностного натяжения:

$$\sigma_{r\theta} = \sigma'_T \frac{\Delta T}{2R} \sin \theta \quad (9)$$

отсюда

$$a = -\frac{\sigma'_T \Delta T}{6\mu} \quad (10)$$

Для разности температур на поверхности капли $\Delta T = 4$ К характерная скорость a равна примерно 0,1 м/с, что на порядок меньше оценки, полученной нами в статье [1].

Для функции тока в сферической системе координат имеем:

$$v_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad v_\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (11)$$

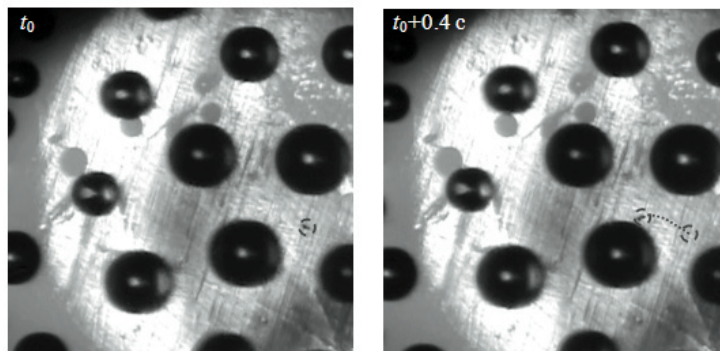
Подставляя сюда формулы (6) и (7) и интегрируя, находим:

$$\psi = \frac{1}{2} ar^2 \left(\frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \sin^2 \theta \quad (12)$$

Вид линий тока изображен на рис. 3. Очевидно, что при полной симметрии вращение всей капли отсутствует. При нарушении симметрии из-за взаимодействия с окружающей средой баланс моментов сил трения между окружающим газом и поверхностью правого и левого “полушарий” капли нарушится. Это приведет к тому, что капля как целое приобретет момент импульса, вектор которого лежит в горизонтальной плоскости, что можно интерпретировать как вращение всей капли с некоторой угловой скоростью ω . Поскольку полной симметрии в реальном эксперименте никогда не бывает, то все капли кластера должны вращаться, что и предполагает аэродинамическая модель, предложенная нами в статье [1]. Угловая скорость вращения капли зависит от несимметричности нагрева капли ε , которая имеет порядок отношения радиусов капли и нагревателя: $\varepsilon \sim R_{\text{капли}}/R_{\text{нагревателя}} \approx 0.05\text{мм}/1\text{мм} = 1/20$. Отсюда угловая скорость вращения $\omega \sim \varepsilon a/R \approx 10^2 \text{ 1/с}$. По закону сохранения момента воздух, окружающий каплю, получит такой же момент импульса, направленный противоположно, т.е. вокруг капли возникнет циркуляционный поток воздуха, скорость которого вблизи капли имеет порядок

$$V \sim \omega R \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}. \quad (13)$$

Измерить непосредственно скорость этого потока сложно. Однако движущийся воздух создает течение на поверхности жидкости. На рис. 4 представлены фотографии трассерной микрочастицы на поверхности жидкости вблизи капли кластера. Анализируя эти снимки, можно оценить скорость течения (рис. 4). Как видно из графика, скорость имеет порядок 1 мм/с и достигает максимального значения под каплей кластера.



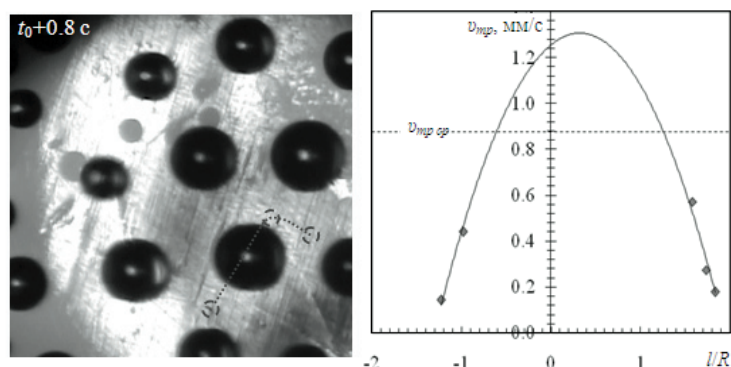


Рис. 4. Траектория движения микрочастицы на межфазной поверхности жидкость-газ вблизи капли кластера (видеозапись с частотой 25 кадров в секунду). Дополнительно приведен график зависимости скорости трассерной частицы для прямолинейного участка траектории. Отсчет ведется от центра капли, под которой проплывает частица, $v_{mp\ ср}$ — средняя скорость на закрытом каплей участке траектории

С помощью этих данных оценим скорость воздушного потока вокруг вращающейся капли. На межфазной поверхности воздух-вода должно соблюдаться равенство касательных напряжений:

$$\left| \mu_1 \frac{\partial v_1}{\partial z} \right| = \left| \mu_2 \frac{\partial v_2}{\partial z} \right|, \quad (14)$$

где индекс 1 относится к воздуху, 2 — к воде, z — вертикальная координата. Градиент скорости жидкости имеет порядок

$$\frac{\partial v_2}{\partial z} \sim \frac{v_2}{\delta}, \quad (15)$$

где δ — толщина пограничного слоя на поверхности жидкости. Характерный размер области, в которой воздушным потоком создано течение, как видно на рис. 4, примерно равен $3R$. Отсюда число Рейнольдса $Re = 3Rv_z/\nu \approx 0.2$, а толщина пограничного слоя $\delta \approx 3R/\sqrt{0.2} = 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$. Таким образом, из равенства (14) находим:

$$\frac{\partial v_1}{\partial z} \approx \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{v_1}{\delta}, \quad V \sim \frac{\partial v_1}{\partial z} h, \quad (16)$$

где h — высота капли над поверхностью жидкости. При характерном значении $h \sim 20\text{-}25 \text{ мкм}$ величина $V \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$, что хорошо согласуется с оценкой (13).

Факт вращения капель подтверждается и другими экспериментами [6-8], и сомнений не вызывает. Однако приведенные выше оценки угловой скорости этого вращения дают значение, на 2 порядка меньшее, чем было получено в работе [1]. Поэтому вращение капли не может создать подъемную силу, достаточную для ее удержания над горизонтальной поверхностью.

Механизм создания подъемной силы. Основной причиной, создающей подъемную силу, является действие паровоздушного потока, возникающего вследствие интенсивного испарения жидкости, которое происходит с нагретого

участка ее поверхности [3], [8]. Скорость паровоздушного потока оценивалась по скорости уменьшения массы жидкости \dot{m} при нескольких значениях мощности нагревателя (рис. 5); одновременно измерялась температура нагретого участка T_0 .

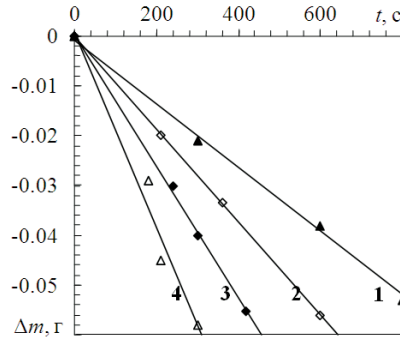


Рис. 5. Скорость уменьшения массы жидкости при различных значениях мощности нагревателя. 1 — 0 мВт; 2 — 0.165 мВт; 3 — 0.394 мВт; 4 — 0.722 мВт

Зная площадь S нагретого участка поверхности и скорость испарения \dot{m}_0 при выключенном нагревателе, можно оценить плотность потока пара над нагревателем:

$$j_{\text{эксн}} = (\dot{m} - \dot{m}_0)/S \quad (17)$$

Экспериментально измеренный поток пара $j_{\text{эксн}}$, уходящий вверх от поверхности жидкости, складывается из диффузионного j_D и конвективного $j_{\text{кон}}$ потоков. Подъемную силу создает только конвективный поток:

$$j_{\text{кон}} = j_{\text{эксн}} - j_D \quad (18)$$

Чтобы его оценить, сделаем оценку вклада диффузионного потока. Диффузионный поток возникает из-за градиента концентрации молекул водяного пара n'_z , который, в свою очередь, обусловлен конденсацией части пара при удалении от поверхности вследствие понижения температуры:

$$j_D = -mD n'_z, \quad (19)$$

где m — масса молекулы воды, D — коэффициент диффузии, который можно оценить по полуэмпирической формуле [9]:

$$D = D_0 \left(\frac{T_0}{273} \right)^{1.8}, \quad (20)$$

где $D_0 \approx 2.16 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$. Применим для оценок формулу для идеального газа $p = nkT$, где p — парциальное давление водяного пара, k — постоянная Больцмана, и скорость конвективного потока U равна:

$$U = \frac{kTj_{\text{кон}}}{mp}, \quad (21)$$

Для градиента давления имеем:

$$p'_z = kTn'_z + knT'_z, \quad (22)$$

отсюда:

$$n'_z = \frac{1}{kT} p'_z - \frac{n}{T} T'_z = \frac{1}{kT} \left(p'_z - \frac{p}{T} T'_z \right). \quad (23)$$

Будем считать, что зависимость парциального давления насыщенного пара от температуры определяется уравнением Клапейрона-Клаузиуса:

$$p(T) = p_0 \exp \left[\frac{Lm}{k} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] = p_0 \exp \left[\frac{Lm(T - T_0)}{kT_0 T} \right], \quad (24)$$

где L — удельная теплота испарения, p_0 — давление при температуре T_0 .

Вблизи поверхности (при малых z) температура:

$$T(z) = T_0 + T'_z \cdot z, \quad (25)$$

парциальное давление насыщенного водяного пара:

$$p(z) = p_0 \exp \left(\frac{LmT'_z z}{kT_0^2} \right), \quad (26)$$

градиент парциального давления насыщенного водяного пара:

$$p'_z = p_0 \frac{LmT'_z}{kT_0^2}, \quad (27)$$

градиент концентрации молекул водяного пара:

$$n'_z = \frac{1}{kT_0} \left(p_0 \frac{Lm}{kT_0^2} T'_z - \frac{p_0}{T_0} T'_z \right) = \frac{p_0}{kT_0^2} \left(\frac{Lm}{kT_0} - 1 \right) T'_z. \quad (28)$$

Подставляя в формулу (19), находим плотность диффузионного потока:

$$j_D = mD_0 \left(\frac{T_0}{273} \right)^{1.8} \cdot \frac{p_0}{kT_0^2} \left(\frac{Lm}{kT_0} - 1 \right) T'_z, \quad (29)$$

далее по формуле (18) найдем плотность конвективного потока, а по формуле (21) — скорость конвективного потока, которая по формуле Стокса определяет подъемную силу F , действующую на каплю. Приравнявая F силе тяжести, действующей на каплю:

$$F = 6\pi R\mu U = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho g, \quad (30)$$

где $\mu = [10]$ — динамическая вязкость влажного воздуха, можно найти расчетное значение максимального радиуса капли, при котором капля еще может удерживаться над поверхностью:

$$R_{\max} = 3 \sqrt{\frac{\mu U}{2\rho g}}. \quad (31)$$

Результаты оценок приведены в таблице. Таким образом, во всем изученном диапазоне температур межфазной поверхности расчетная скорость паровоздушного потока достаточна для Стоксовской левитации капель кластера.

Таблица

$T_0, ^\circ\text{C}$	$p_0, 10^4\text{Па}$	$T_z', 10^4\text{К/м}$	$p_z', \text{Па/м}$	$n_z', \text{м}^{-4}$	$j_{\text{эксп}}', \text{кг/с}\cdot\text{м}^2$	$j_D', \text{кг/с}\cdot\text{м}^2$	$j_{\text{кон}}', \text{кг/с}\cdot\text{м}^2$	$U, \text{м/с}$	$R_{\text{max}}', \text{МКМ}$ (расчет)	$R_{\text{max}}', \text{МКМ}$ (эксп)
69	2.99	3.1	$3.9\cdot 10^7$	$7.3\cdot 10^{27}$	$3.7\cdot 10^{-2}$	$7.0\cdot 10^{-3}$	$3.0\cdot 10^{-2}$	0.16	38	10
83	5.35	3.2	$6.6\cdot 10^7$	$1.3\cdot 10^{28}$	$8.7\cdot 10^{-2}$	$1.4\cdot 10^{-2}$	$7.3\cdot 10^{-2}$	0.22	46	25
93	7.85	3.3	$9.5\cdot 10^7$	$2.0\cdot 10^{28}$	$1.7\cdot 10^{-1}$	$2.2\cdot 10^{-2}$	$1.5\cdot 10^{-1}$	0.32	56	50

Выводы. Экспериментальные и теоретические исследования, частично подтвердив аэродинамическую модель капельного кластера, предложенную в статье [1], позволили внести в нее существенные изменения и уточнения. Перепад температур между крайними нижней и верхней точками на поверхности капли достигает нескольких Кельвинов, а число Марангони — значения 360, что означает существование интенсивных термокапиллярных течений в капле. Найдено приближенное аналитическое решение гидродинамической задачи и показано, что в капле возникают вихревые течения, для которых найдены линии тока и компоненты скорости. Характерная скорость течения жидкости внутри капли по порядку величины равна 0.1 м/с. Получена оценка угловой скорости вращения всей капли $\omega \sim 10^2 \text{ с}^{-1}$; скорость движения трассерных микро-частиц по поверхности жидкости подтверждает эту оценку. Однако вращение капель не объясняет подъемной силы, т.к. угловая скорость вращения на 2 порядка меньше необходимой величины. Причиной, создающей подъемную силу, является действие паровоздушного потока вследствие интенсивного испарения жидкости с нагретого участка ее поверхности. Теоретические оценки находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кислицын А.А., Пак В.С., Федорец А.А. Аэродинамическая модель устойчивости капельного кластера // Вестник Тюменского государственного университета. 2009. № 6. С. 102-107.
2. Федорец А.А. Капельный кластер // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. 2004. Т. 79. № 8. С. 757-759.
3. Федорец А.А., Марчук И.В., Кабов О.А. О роли потока пара в механизме левитации диссипативной структуры капельный кластер // Письма в журнал технической физики. 2011. Т. 37. № 3. С. 45-50.
4. Аринштейн Э.А., Федорец А.А. Механизм рассеяния энергии капельным кластером // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. 2010. Т. 92. № 10. С. 726-729.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
6. Федорец А.А. О механизме некоалесценции в капельном кластере // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. 2005. Т. 81. № 9. С. 551-555.
7. Федорец А.А. О применении капельного кластера для визуализации микромасштабных течений жидкости и газа // Механика жидкости и газа. 2008. № 6. С. 97-100.
8. Федорец А.А. Механизм стабилизации положения капельного кластера над межфазной поверхностью жидкость-газ // Письма в журнал технической физики. 2012. Т. 38. № 21. С. 63-69.

9. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 634 с.
10. Ревкин С.Л., Александров А.А. Теплофизические свойства воды и водяного пара. М.: Энергия, 1980. 425 с.

REFERENCES

1. Kislitsyn, A.A., Pak, V.S., Fedorets, A.A. The aerodynamic model of the drop cluster stability. *Vestnik Tyumenskogo gosudarstvennogo universiteta — Tyumen State University Herald*. 2009. № 6. Pp. 102-107. (in Russian).
2. Fedorets, A.A. Drop cluster. *Pis'ma v zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki — Journal Experimental and Theoretical Physics Letters*. 2004. V. 79. № 8. Pp. 372-374. (in Russian).
3. Fedorets, A.A., Marchuk, I.V., Kabov, O.A. The role of vapor flow in the mechanism of levitation of a drop cluster dissipative structure. *Pis'ma v zhurnal tekhnicheskoi fiziki — Technical Physics Letters*. 2011. V. 37. № 3. Pp. 116-118. (in Russian).
4. Arinshtein, E.A., Fedorets, A.A. Mechanism of energy dissipation in a drop cluster. *Pis'ma v zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. 2010. V. 92. № 10. Pp. 658-661. (in Russian).
5. Landau, L.D., Lifshits, E.M. *Teoreticheskaya fizika. T. VI. Gidrodinamika* [Theoretical Physics. Vol. VI. The Hydrodynamics]. Moscow: Nauka, 1988. 736 p. (in Russian).
6. Fedorets, A.A. On the mechanism of non-coalescence in a drop cluster. *Pis'ma v zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. 2005. V. 81. № 9. Pp. 437-441. (in Russian).
7. Fedorets, A.A. Usage of a drop cluster to visualize microscale gas and liquid flows. *Mekhanika zhidkosti i gaza — Fluid and Gas Dynamics*. 2008. № 6. Pp. 923-926. (in Russian).
8. Fedorets, A.A. Mechanism of stabilization of location of a drop cluster above the liquid-gas interface. *Pis'ma v zhurnal tekhnicheskoi fiziki — Technical Physics Letters*. 2012. V. 38. № 21. Pp. 988-990. (in Russian).
9. Vargaftik, N.B. *Spravochnik po teplofizicheskim svoistvam gazov i zhidkosti* [Reference book of gas and liquid thermal properties]. Moscow: Nauka, 1972. 634 p. (in Russian).
10. Revkin, S.L., Aleksandrov, A.A. *Teplofizicheskie svoistva vody i vodianogo para* [Thermal properties of water and water vapor]. Moscow, 1980. 425 p. (in Russian).

Авторы публикации

Кислицын Анатолий Александрович — заведующий кафедрой микро- и нанотехнологий Института физики и химии Тюменского государственного университета, доктор физико-математических наук, профессор

Федорец Александр Анатольевич — доцент кафедры микро- и нанотехнологий Тюменского государственного университета, доктор технических наук

Authors of the publication

Anatoliy A. Kislitsyn — Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Head of Department of Micro- and Nanotechnology, Institute of Physics and Chemistry, Tyumen State University

Alexander A. Fedorets — Dr. Sci. (Techn.), Associate Professor, Department of Micro- and Nanotechnology, Institute of Physics and Chemistry, Tyumen State University