

Научная статья

УДК 620.22

DOI: 10.18384/2949-5067-2024-4-6-25

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ ПРИДАНИЯ ЕЙ СУПЕРГИДРОФОБНЫХ СВОЙСТВ

Амелюшкин И. А., Кудров М. А., Кулешов П. С.*

Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, Российская Федерация

**Корреспондирующий автор, e-mail: Amelyushkin_Ivan@mail.ru*

Поступила в редакцию 28.08.2024

После доработки 12.09.2024

Принята к публикации 16.09.2024

Аннотация

Цель. Моделирование свойств гидрофобных и льдофобных покрытий.

Процедура и методы. Применявшиеся методы основаны на использовании известных общепринятых законов механики, электродинамики и термодинамики. Уравнения решались численно с помощью собственных программ ЭВМ, графики построены с помощью известных программ построения графиков.

Результаты. Сформулированы условия супергидрофобности. Проведены аналитические исследования особенностей нанесения рельефа на поверхность металла с помощью лазерной абляции. Предложен способ управления пространственным периодом рельефа путём изменения параметров лазерной системы. На основе опубликованных экспериментальных данных по лазерной абляции показана возможность удовлетворения условиям супергидрофобности модифицированных поверхностей из алюминия, титана и стали.

Теоретическая и практическая значимость заключается в развитии методов моделирования гидрофобных и льдофобных свойств, а также в моделировании и оптимизации процессов их создания. Использование таких покрытий позволяет существенно снизить интенсивность обледенения летательных аппаратов, снизить сопротивление тел в жидкости, а также сопротивление летательных аппаратов в условиях обильных осадков.

Ключевые слова: лазерная абляция, пространственный период, рельеф, супергидрофобность

Для цитирования:

Амелюшкин И. А., Кудров М. А., Кулешов П. С. Оптимизация рельефа поверхности для придания ей супергидрофобных свойств // Вестник Государственного университета просвещения. Серия: Физика-математика. 2024. № 4. С. 6-25. <https://doi.org/10.18384/2949-5067-2024-4-6-25>

Original research article

OPTIMIZATION OF THE SURFACE RELIEF TO GIVE IT SUPERHYDROPHOBIC PROPERTIES

I. Amelyushkin, M. Kudrov, P. Kuleshov*

Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy pereulok 9, Dolgoprudny 141701, Moscow region, Russian Federation

**Corresponding author, e-mail: Amelyushkin_Ivan@mail.ru,*

Received by the editorial office 28.08.2024

Revised by the author 12.09.2024

Accepted for publication 16.09.2024

Abstract

Aim. Modeling the properties of hydrophobic and ice-repellent coatings.

Methodology. The methods used are based on the use of known generally accepted laws of mechanics, electrodynamics and thermodynamics. The equations were solved numerically using proprietary computer programs, and the graphs were constructed using known graph plotting programs.

Results. The conditions for superhydrophobicity were formulated. Analytical studies of the features of applying relief to a metal surface using laser ablation were conducted. A method for controlling the spatial period of relief by changing the parameters of the laser system was proposed. Based on published experimental data on laser ablation, the possibility of satisfying the conditions of superhydrophobicity of modified aluminum, titanium and steel surfaces was shown.

Research implications lies in development of methods for modeling hydrophobic and ice-phobic properties, as well as in modeling and optimizing the processes of their creation. The use of such coatings allows for a significant reduction in the intensity of icing of aircraft, the drag of bodies in liquid, and the drag of aircraft in conditions of heavy precipitation.

Keywords. laser ablation, spatial period, relief, superhydrophobicity.

For citation.

Amelyushkin, I. A., Kudrov, M. A. & Kuleshov, P. S. (2024). Optimization of the surface relief to give it superhydrophobic properties. In: *Bulletin of the Federal State University of Education. Series: Physics and Mathematics*, 4, pp. 6-25. <https://doi.org/10.18384/2949-5067-2024-4-6-25>

Введение

Проблеме обледенения и борьбы с ним (особенно в авиации) посвящено множество научных статей [1–6] и обзоров [7], как с теоретической [1; 2; 3; 7],

так и практической [4–6] точек зрения². В данной работе рассматривается пассивный метод борьбы с обледенением путём нанесения на защищаемую поверхность субмикронного рельефа для придания ей свойств супергидрофобности и льдофобности [1–3; 6; 7]. Несмотря на привлекательность данного метода, в нём существуют свои сложности. Гидрофобные покрытия эффективно работают в условиях приблизительного баланса между силами инерции и силами поверхностного натяжения жидкости на масштабах пространственного рельефа обтекаемого тела [2]. Однако при превышении критического значения поверхностной плотности кинетической энергии переохлаждённой капли возникает отрицательный эффект, связанный с проникновением и застыванием переохлаждённой жидкости в углубления рельефа. Другими словами, при контактном взаимодействии переохлаждённой капли с рельефной поверхностью, если превышена критическая скорость удара, возможна деформация капли и затекание отдельных её элементов в углубления рельефа с последующим их замерзанием. Поэтому, в общем случае, для выявления условий возникновения данного отрицательного эффекта необходимо исследовать трёхмерную трёхфазную нестационарную динамику деформируемой дробящейся и отвердевающей капли, взаимодействующей с рельефной поверхностью твёрдого тела [1].

В [1; 2], исходя из баланса сил поверхностного натяжения и сил инерции, сформулировано необходимое условие отсутствия проникновения капли в углубления рельефа. В настоящей работе выводится аналогичное необходимое условие из механизма фрагментации капли, изложенного в [8; 9]. Кроме того, описывается технология нанесения нанорельефа с помощью лазерной абляции [10; 11] и кратко излагается механизм его формирования [12], аналогичный механизму фрагментации.

В механизмах фрагментации капель и формирования нанорельефа используются аналитические формулы для частот колебаний сферических упругих и жидких объектов из [13; 14], а необходимые для описания фрагментации капель значения их скоростей вблизи поверхности обтекаемого тела рассчитывались численно в авторской программе, изложенной в [15; 16].

В процессе оптимизации метода нанесения гидрофобного нанорельефа на поверхность обтекаемого тела при лазерной абляции использовались типичные параметры лазерного излучения из работ [10–12; 17–19].

Механизмы фрагментации капель и образования нанорельефа тестировались на результатах соответствующих экспериментов [10; 11; 17; 20; 21].

Вывод необходимого критерия супергидрофобности

Пусть радиус исходной круглой переохлаждённой капли гораздо крупнее пространственного периода рельефа: $R \gg \lambda$. Рассмотрим касательное

² Также см.: Патент № 2605401 С2 Российская Федерация, МПК В23К 26/364, В82В 3/00, Н01L 21/268. Способ придания супергидрофобных свойств поверхности металла: № 2014146427/02 : заявл. 19.11.2014 : опубл. 20.12.2016 / Л. Б. Бойнович, А. М. Емельяненко; заявитель ИФХЭ РАН. 9 с.

движение капли со скоростью v_r поперёк гребней рельефа. Рельефное тело будет взаимодействовать с каплей периодической силой электромагнитной природы (силы поверхностного натяжения и т. д.) с временным периодом $T = \lambda / v_r$. Эта вынуждающая сила будет вызывать волны деформации, распространяющиеся в капле со скоростью звука c , максимальное усиление которых происходит при совпадении их частоты (частоты вынуждающей силы $1/T$) с частотой первой гармоники ($k=1$) собственных акустических колебаний капли. Для капли как для одномерного резонатора оценим частоту акустических колебаний:

$$\sim kc / 2R \quad (1).$$

Более точно для изотропного упругого шара в [14] аналитически найден период основной гармоники звуковых колебаний $T = 0.816 \cdot (2R / c)$. Итак, условие резонанса:

$$v_r / \lambda \approx kc / 2R \quad (2).$$

В результате такого взаимодействия с рельефной поверхностью капля может начать разваливаться на отдельные фрагменты радиуса r .

С другой стороны, в случае резонансного процесса (в чём убеждают узкие распределения фрагментов по размерам [18]) эта же частота будет и у капиллярных колебаний формы жидких сферических фрагментов радиуса r , которая известна для основного тона колебаний из [13]: $[2\sigma / (\rho\pi^2 r^3)]^{1/2}$, где σ, ρ – коэффициент поверхностного натяжения и плотность жидкости. При этом, согласно [8; 9], через равенство акустической и капиллярной частот можно связать радиус фрагмента и радиус исходной капли:

$$r \approx \left[(R / kc)^2 (\sigma / \rho) \right]^{1/3}. \quad (3)$$

Ранее формула (3) была протестирована в [8] на результатах экспериментов [20] по диспергации оксидированных наночастиц алюминия быстрым нагревом, когда наночастицы переходили в жидкое состояние. По фотографиям, выполненным на электронном микроскопе, были определены размеры исходных наночастиц и их фрагментов ($2R = 60-96$ нм и $2r = 3-20$ нм). Подстановка теплофизических данных расплава алюминия (см. табл. 1) и радиуса исходной частицы в формулу (3) при $k=1$ дало значение радиуса фрагмента, близкое к экспериментальному ($R = 50$ нм и $r = 4$ нм). Кроме того, по формуле (3) при $k=1$ можно сделать оценки размеров фрагментов дробления водяного микровыступа с диаметром основания $2R=10$ мкм из [21], формируемого при конденсации пара на срезе капилляра в присутствии высокопотенциального электрода. Оценки дают микронный размер аэрозоля, что подтверждается косвенными измерениями [21].

Проникновение жидкости в углубления рельефа затрудняется при условии, что размеры фрагментов капли после её дробления оказываются меньше пространственного периода рельефа:

$$2r > \lambda \quad (4).$$

Тут предполагалось, что фрагменты дробления являются недеформируемыми твёрдыми шарами. В самом деле, внутреннее лапласово давление жидкости во фрагментах по сравнению с каплей значительно возрастает из-за сильного уменьшения их радиуса – $r \ll R$. Кроме того, если капля была переохлаждённая, то при её распаде во фрагментах дробления могла начать распространяться волна кристаллизации, и они могли успеть застыть ещё до взаимодействия с рельефом (при этом r меняется слабо).

При типичных условиях обледенения (при радиусе капель 20 мкм и скорости потока 100 м/с) значение числа Вебера капли равно $We=55$. Для фрагментов оно оказывается меньше во столько же раз, во сколько раз меньше размеры самих фрагментов по отношению к размерам исходной капли, т. е. на порядки. Другими словами, если поверхность капли при ударе была неустойчива, то её фрагменты становились устойчивыми и сохраняли свою форму. Также известно, что при ударе о твёрдую поверхность капли начинают дробиться при больших значениях чисел Вебера нежели в потоке газа (где критическое значение $We \sim 10$). Причём это справедливо во всём диапазоне чисел Рейнольдса и капиллярности, соответствующих широкому кругу практических задач.

Из (3, 4) с учётом (2) получаем:

$$\lambda < \frac{2\sigma}{\rho v_r^2} \quad (5).$$

Данное выражение хорошо согласуется с формулой из [1; 2], но в отличие от неё в (5) учитывается касательная составляющая скорости капли, а не нормальная.

Численная оценка периода гидрофобного нанорельефа для капель воды, летящих со скоростью $v_r = 100$ м/с, из (5) оказывается нереалистично малой – $\lambda < 15$ нм.

В (5) пространственный период не зависит в явном виде от радиуса исходной капли. В [1; 2] для учёта влияния R вводится число Стокса (Stk), позволяющее отличить скорость капли вблизи обтекаемой поверхности от скорости потока. Тем не менее для типичных в авиационных приложениях значений радиусов капли воды ~ 20 мкм и затупления носка обтекаемой поверхности ~ 0.1 м оценки [1; 2] дают $Stk \gg 1$, т. е. различия между скоростью невозмущённого потока $v_\infty \sim 100$ м/с и скоростью удара капли v (а также касательной скоростью v_r) несущественны, и влияние радиуса капли на период мало, с чем нельзя согласиться.

В [1; 2] для критерия проникновения вещества капли внутрь нанорельефа использовалось сравнение скоростного напора воды и лапласова давления фрагментов капли, диаметр которых равен периоду рельефа. Однако давление скоростного напора необходимо пересчитывать с учётом коэффициента заполнения выступами рельефа площади сечения взаимодействия капли с поверхностью, тогда скоростной напор будет зависеть от формы и скважности рельефа, что не учитывается [1; 2]. Кроме того, поверхность рельефа считалась полностью несмачиваемой, т. е. предполагалось, что фрагменты жидкости формируются в виде полусфер (краевой угол – 180°), не контактирующих с

углублениями рельефа нигде, кроме как по их диаметру. Это может быть обеспечено нанесением, например, гидрофобизатора по технологии, описанной в Патенте № 2605401³.

При трансформации капли радиуса 20 мкм на фрагменты диаметром 15 нм её свободная поверхность возрастает настолько сильно, что увеличение поверхностной энергии оказывается больше кинетической энергии капли, а это невозможно.

Скорее всего, капля при первом же взаимодействии с рельефом распадётся на фрагменты, но такое однократное воздействие не может задать частоту капиллярных колебаний по формуле (2). Поэтому выведем критерий гидрофобности из (1, 3) без учёта (2):

$$\lambda < 2 \left[(R/kc)^2 (\sigma/\rho) \right]^{1/3} \quad (6).$$

По формуле (1) при больших скоростях капли в ней может возбуждаться не первая гармоника акустических колебаний, а k -ая. При этом фрагменты уменьшатся в размерах согласно (3). Выбор номера возбуждаемой гармоники возможен при использовании другой формулы для радиуса фрагмента дробления, полученного в [8; 9; 12] из закона сохранения энергии при условии $r \ll R$:

$$r = 6^{1/2} \sigma V / W \quad (7),$$

где $V = 4\pi R^3 / 3$ – трансформируемый объём, $W = \eta \rho V v^2 / 2$ – энергозатраты на прирост поверхностной энергии при распаде объёма V на фрагменты радиуса r , $\eta < 1$ – коэффициент преобразования кинетической энергии капли в поверхностную энергию фрагментов при её трансформации. Приравнивая (3) и (7), оценим номер возбуждаемой гармоники как

$$k = \left(2\sqrt{6} \right)^{-3/2} \cdot R \rho \eta^{3/2} v^3 / (c\sigma). \quad (8)$$

Для $k=1$ и указанных выше параметров получим из (8) $\eta \sim 15\%$ – коэффициент преобразования кинетической энергии капли воды $R = 20$ мкм при её диспергации на $\sim 6 \cdot 10^5$ фрагментов радиуса $r = 235$ нм.

В этом примере возможны и другие варианты распада с наборами значений (k, r, η) : $(k=2, 147$ нм, 24%); $(k=3, 118$ нм, 31%); ... и так вплоть до $(k = 17, 35$ нм, 100%). Тогда из (6) $\lambda_{\min} < 70$ нм при $k_{\max}=17$ или $\lambda_{\max} < 470$ нм при $k_{\min}=1$. Оценка (6) даёт более крупный период нанорельефа нежели (5), и в ней присутствует в явном виде зависимость от радиуса исходной капли и в неявном виде – от её скорости (через номер k по формуле (8)). Критерий гидрофобности (6) можно переписать, подставив в него номер гармоники (8), в зависимости от скорости удара и дискретной функции $\eta(v, R)$, определённой только для возбуждаемых гармоник k :

³ Патент № 2605401 С2 Российская Федерация, МПК В23К 26/364, В82В 3/00, Н01L 21/268. Способ придания супергидрофобных свойств поверхности металла: № 2014146427/02: заявл. 19.11.2014: опубл. 20.12.2016 / Л. Б. Бойнович, А. М. Емельяненко; заявитель ИФХЭ РАН. 9 с.

$$\lambda < \frac{2\sigma}{\rho v^2} \cdot \frac{24^{1/2}}{\eta} \quad (9).$$

Итак, если кинетическая энергия капли воды $R = 20$ мкм при скорости её удара ~ 100 м/с полностью расходуется на увеличение поверхностной энергии её фрагментов, то наиболее строгая оценка периода рельефа, когда льдообразование невозможно, $\lambda < 70$ нм. Если же на трансформацию капли при ударе расходуется только минимально возможная часть этой энергии (при возбуждении первой гармоники акустических колебаний в ней), то наиболее мягкая оценка, при которой возможно лишь слабое льдообразование, – $\lambda < 470$ нм.

В целом, для ансамбля капель $R=20$ мкм, взаимодействующих с нанорельефом на скорости ~ 100 м/с, возможно возбуждение с некоторой вероятностью всех гармоник $k \leq 17$ акустических колебаний, причём с наибольшей вероятностью при $k = 1$.

На рис. 1 показаны верхние границы допустимых значений периода льдофобного рельефа, исходя из наименее жёсткого критерия при $k=1$, рассчитанные по формулам (6, 9) в зависимости от радиуса капли воды (в пределах 1–100 мкм) и от её скорости (в пределах 50–150 м/с).

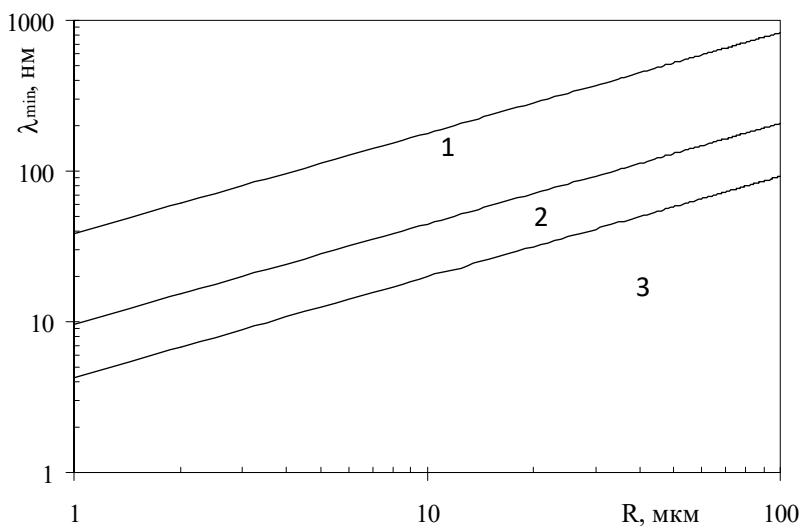


Рис. 1 / Fig. 1. Верхние границы допустимых значений периода рельефа λ (при $k=1$) в зависимости от радиуса капли R (линии 1, 2, 3 на графике расположены сверху-вниз, согласно убыванию скорости удара капли о поверхность 50, 100, 150 м/с, соответственно) / Upper limits of permissible values of the relief period λ (at $k=1$) depending on the radius of the drop R (lines 1, 2, 3 on the graph are located from top to bottom, according to the decrease in the speed of impact of the drop on the surface 50, 100, 150 m/s, respectively)

Источник: составлено авторами

На рис. 2а показана структура поля скоростей капель воды радиуса $R = 20$ мкм (полная скорость капли) вблизи поверхности обтекаемого цилиндрического тела с различными радиусами кривизны R_0 при фиксированной скорости набегающего потока $V_\infty = 100$ м/с, типичной для крейсерского полёта самолёта. Угловая координата θ задавалась между направлением, обратным скорости невозмущённого потока, и радиусом кривизны поверхности, проведённым в точку удара капли. Расчёт производился численно в авторской программе на языке программирования Си++. Обратным влиянием частиц на несущий их газовый поток пренебрегали из-за малости массовой и объёмной концентрации частиц в практических задачах моделирования обледенения. Поток предполагался несжимаемым в силу малости числа Маха. Ознакомиться с особенностями работы программы можно в работах [15; 16].

В расчётах была применена процедура пересчёта скорости потока в скорость капли вблизи поверхности обтекаемого тела с учётом числа Стокса, описанная в [1; 2]. Максимальная нормальная компонента скорости удара капли при обтекании тела с цилиндрической передней кромкой зависит от скорости потока согласно следующему выражению $V_{in}^{max} / V_\infty \cong \exp(-1/4Stk_\infty)$: здесь

$Stk = \frac{2\rho_p V_\infty a_p^2}{9\mu R}$ – число Стокса, равное отношению характерного времени

релаксации скорости частиц в потоке τ_{rel} к характерному газодинамическому времени R/V_∞ . Также определяется температурный аналог числа Стокса, описывающий изменение температуры частиц двухфазного потока. Характерное время релаксации скорости частиц t_{rel} определяется из уравнения их движения относительно потока:
$$\frac{d\mathbf{V}_p}{dt} = \frac{6\pi\mu a_p (\mathbf{V} - \mathbf{V}_p)}{m_p} = \frac{9\mu (\mathbf{V} - \mathbf{V}_p)}{2\rho_p a_p^2} = \frac{\mathbf{V} - \mathbf{V}_p}{t_{rel}}.$$

На рис. 2б соответствующие верхние границы допустимых значений периода льдофобного рельефа приведены в зависимости от угловой координаты места точки удара капли (на поверхности обтекаемого цилиндра с радиусом $R_0 = 50, 100, 200$ мм). Для большого радиуса затупления $R_0 = 200$ мм верхняя граница допустимых значений периода рельефа сильно уменьшается (\sim от 1 мкм до 150 нм) по мере роста угла θ положения точки удара (от 0 до 36°), а сам диапазон возможных углов сужается по сравнению со случаем обтекания тела с малым радиусом затупления (т.е. капли попадают из потока на поверхность обтекаемого тела всё ближе к его передней кромке по мере роста радиуса). Напротив, для малого радиуса затупления $R_0 = 50$ мм значение верхней границы периода рельефа почти не меняется (~ 100 нм), но диапазон возможных углов θ мест ударов капель расширяется (от 0 до 72°).

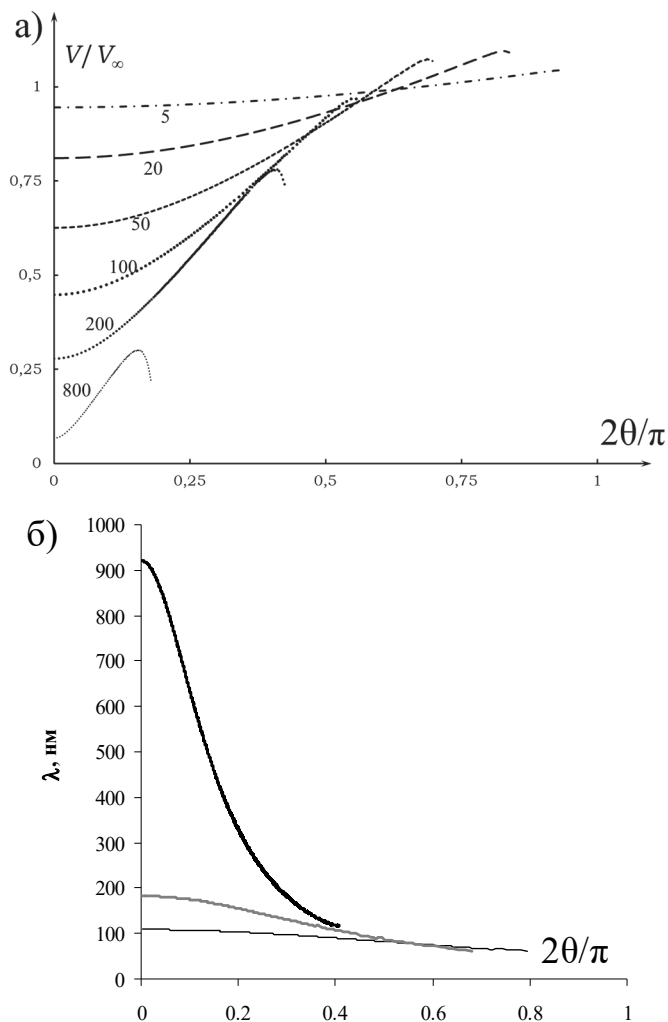


Рис. 2 / Fig. 2. а) Полные скорости, нормированные на невозмущённую скорость набегающего потока $v_\infty = 100$ м/с, в момент удара капли воды $R = 20$ мкм в зависимости от угловой координаты места удара капли θ при различных радиусах R_0 обтекаемого цилиндрического тела (снизу вверх: 800, 200, 100, 50, 20, 5 мм); б) Соответствующие верхние границы периода гидрофобного рельефа λ (для $k=1$), при радиусах R_0 обтекаемого тела: чёрная жирная линия – 200 мм, серая – 100 мм, чёрная тонкая – 50 мм / а) Total velocities normalized to the unperturbed velocity of the incident flow $v_\infty = 100$ m/s, at the moment of impact of a water droplet $R = 20$ μm depending on the angular coordinate of the point of impact of the droplet θ at different radii R_0 of the streamlined cylindrical body (from bottom to top: 800, 200, 100, 50, 20, 5 mm); б) The corresponding upper boundaries of the period of the hydrophobic relief λ (for $k=1$), at radii R_0 of the streamlined body: black thick line – 200 mm, gray – 100 mm, black thin line – 50 mm

Источник: составлено авторами

Необходимо также отметить, что в работах [1–4] рассматривается гидрофобная поверхность со столбчатой структурой нанорельефа. Представляется, что нанесение такой структуры трудоёмко и не очень практично. Можно предложить в качестве разумной альтернативы довольно развитую технологию нанесения волнообразного нанорельефа методом лазерной абляции. Создаваемый при этом нанорельеф может быть как моно- [11; 17], так и бимодальным [10; 18; 19] (последний случай схематически показан на рис. 3). Под моно- и бимодальным рельефом понимается рельеф с одним или двумя сильно отличающимися значениями пространственных периодов, сформированных в ортогональных направлениях ($\lambda_L \gg \lambda_H$). Как указано в [12], период нанорельефа на мишени в жидкости зависит от параметров лазерных импульсов и материала мишени.

В [6] упоминается, что для изготовления неподвижных поверхностей, омываемых потоком воздуха с переохлаждёнными каплями воды (на которых есть риск намерзания льда), в мотогондоле газотурбинного авиадвигателя (на входе в компрессор) используют алюминиевые (Al), стальные или титановые (Ti) сплавы. Их и нужно считать подходящим материалом для нанесения рельефа в качестве защиты от намерзания. В табл. 2 приведены примеры экспериментально достигнутых значений нанорельефа при лазерной абляции.

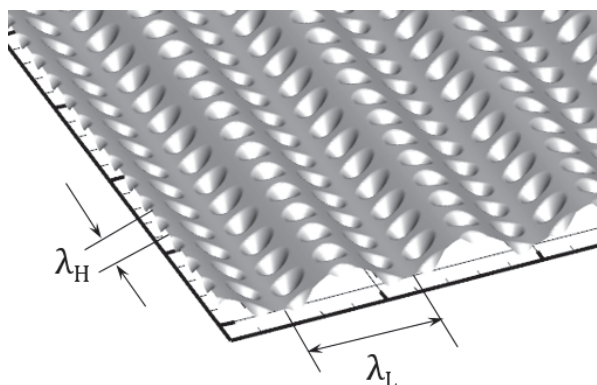


Рис. 3 / Fig. 3. Упрощённая схема формирования крупно- (λ_L) и мелкомасштабной (λ_H) периодической структуры бимодального рельефа на поверхности металлической мишени под действием повторяющихся лазерных импульсов / Simplified diagram of the formation of large- (λ_L) and small-scale (λ_H) periodic structure of bimodal relief on the surface of a metal target under the action of repeated laser pulses

Источник: составлено авторами

Описание экспериментов по созданию нанорельефа при лазерной абляции

В экспериментах [11] по созданию нанорельефа частота повторения лазерных импульсов, генерируемых на основной гармонике титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны $\lambda_{em} = 790$ нм, равна $\nu = 10$ Гц, длительность импульса

$\tau = 130$ фс, скорость сканирования лазерного пучка по мишени $0,6$ мм/с, диаметр лазерного пятна на поверхности мишени $l \sim 2,2$ мм, а в качестве материала мишеней применялись никель (Ni) и железо (Fe). Толщина металлического слоя мишени Ni в [11] $h=15$ мкм, а для Fe – ещё больше. Мишень помещена в жидкость – изопропиловый спирт. Период рельефа, трактуемый как длина застывших капиллярных волн, образующихся на поверхности мишеней после воздействия лазера, равна $0,5-1$ мкм (Ni) и $1-1,5$ мкм (Fe).

В [17] описываются эксперименты по лазерной абляции подложек из стали и бронзы в воде. В качестве источника излучения использовали импульсно-периодический Nd:YAG-лазер, генерирующий третью гармонику ($\lambda_{em} = 355$ нм). Энергия в импульсе достигала 8 мДж при длительности $\tau = 10$ нс и частоте повторения $f = 100$ Гц. Обработку образцов проводили лазерным пучком диаметром $s \sim 200$ мкм при сканировании пучка по поверхности со скоростью перемещения по горизонтали ~ 1 мм/с. Из [17] известно, что для скорости сканирования стальной подложки $0,25$ мм/с поперечный масштаб образовавшегося нанорельефа на подложке в виде борозд и валов составляет $4-6$ мкм. Кроме того, по экспериментальным данным [17] при сканировании лазером с шагом $10-20$ мкм на CuCr-бронзовой поверхности появлялись застывшие капли металла диаметром $2R = 600$ нм (при поверхностной плотности энергии $0,85$ Дж/см²) на «ножках» высотой 1 мкм с характерным расстоянием между ножками капель $2-3$ мкм (последний масштаб может считать периодом рельефа).

Из [11; 17] видно, что мономодальный рельеф довольно крупный $\sim 0,5-6$ мкм и меняется не более чем на порядок, несмотря на варьирование длительности лазерного импульса в широких пределах от 10^{-13} до 10^{-8} с. Такой крупный период рельефа не подходит для создания гидрофобной поверхности на обтекаемых телах, рассматриваемых в наших расчётах (см. рис. 26). Более перспективным является использование периода мелкой структуры бимодального нанорельефа из [10; 18; 19], который создаётся при специально подобранной ориентации поляризации лазерного излучения.

Структура нанорельефа (см. рис. 3) с крупным продольным (λ_L) и мелким поперечным (λ_H) пространственным периодом создавалась в [10] воздействием на различные мишени сверхкороткими лазерными импульсами определённой поляризации с $\tau = 1-10^4$ фс и с поверхностной плотностью энергии $F \sim 1-10$ Дж/см² на разных длинах волн ($\lambda_{em} = 355, 532, 800, 1064$ нм). Такое лазерное воздействие создаёт на мишени в пределах освещаемого пятна диаметром $l \sim 100$ мкм поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ), в пучностях которых возникает тонкий слой расплава толщиной $x < \lambda_H$. Так, в эксперименте [10] типичные значения $\lambda_H \sim 50$ нм, а глубина расплава $x = [a_{m2}\tau]^{1/2} \sim 10$ нм оценивается, как радиус диффузии теплового импульса τ , где a_{m2} – коэффициент температуропроводности твёрдого металла (см. табл. 1).

Из-за возникновения ПЭВ на мишени в зоне расплава формируются параллельные (продольные) волноводы крупномасштабной структуры с размерами $l \gg \lambda_L \gg x$. Исходя из механизма резонансной фрагментации жидкой фазы [8; 9; 12], будем считать, что многократно отражающаяся от границ расплава волна деформации (в виде гребня крупной структуры) задаёт вынуждающую силу с круговой частотой $\omega = \pi c / \lambda_L$ (гармоника $k=1$) и усиливает капиллярные волны на поверхности расплава. Их собственная частота известна из [13] $\omega^2 = \frac{\sigma}{\rho} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^3 \text{th} \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \right)$. Из равенства акустической и капиллярной частот (в приближении $\lambda_H \gg x$) получим:

$$\lambda_H = \left(\sqrt{a_{m2} \tau} \cdot \sigma / \rho \right)^{1/4} \cdot (4\pi \lambda_L / kc)^{1/2} \quad (10)$$

Масштаб λ_H задаётся шириной гребня крупной структуры λ_L . Тут c , ρ , σ – скорость, плотность и коэффициент поверхностного натяжения расплава металла при температуре плавления. Причём, согласно экспериментам [10], $\lambda_L \sim \lambda_{em} / 2n_{em}$ (n_{em} – коэффициент преломления среды), т. е. λ_L можно трактовать как расстояние между пучностями стоячей поверхностной электромагнитной волны, возникающей при отражении ПЭВ от границ лазерного пятна.

Чтобы связать радиус образовавшегося сферического фрагмента r и длину капиллярной волны λ_H , приравняем квадраты частот основного тона колебаний жидкой капли [13] $\omega_{\min}^2 = 8\sigma / (\rho \cdot r^3)$ и капиллярных волн в мелкой жидкости

$$\omega^2 = \frac{\sigma x}{\rho} \left(\frac{2\pi}{\lambda_H} \right)^4. \text{ Тогда получим } r = \frac{\lambda_H}{\pi} \left(\frac{\lambda_H}{2\pi x} \right)^{1/3}.$$

Из предыдущего выражения с учётом формулы (7) и $x = [a_{m2} \tau]^{1/2}$ найдём зависимость периода рельефа от интенсивности и длительности лазерного импульса $\lambda_H \approx 7.3 \cdot \sigma^{3/4} \cdot a_{m2}^{1/2} \cdot I^{-3/4} \cdot \tau^{-1/4}$ (формула в СИ, 7,3 – безразмерный коэффициент). Видно, что уменьшать λ_H можно как за счёт увеличения интенсивности, так и за счёт увеличения длительности импульса. Однако увеличивать энергию импульса можно только ограниченно, чтобы не изменился режим абляции, иначе вместо волнообразного нанорельефа на поверхности мишени формируются кратеры, происходит срыв нанокпель или образование нанопены [18]. Из формулы (10) следует, что λ_H сильнее всего снижается при выборе материала мишени с наибольшей скоростью звука в его расплаве, т. к. $\lambda_H \sim c^{-1/2}$. Из рассмотренных «авиационных металлов» у Al-расплава самая большая скорость звука, что делает этот металл предпочтительным, см. табл. 1.

Таблица 1 / Table 1

Термофизические данные жидких металлов вблизи температуры плавления /
Thermophysical data of liquid metals near the melting point

Материал	Плотность ρ , г/см ³	Коэфф. поверхностного натяжения σ , Дж/м ²	Скорость звука c , м/с	Температуропроводность жид. (тв.) металла $a_{m1,2}$, 10 ⁶ м ² /с
Al	2.4	0.9	4700	35 (68)
Ti	4.2	1.55	4407	11.6 (9.4)
н-ж. сталь	7.9	1.9	3800	7.18 (6.01)
Cu	8.6	1.35	3900	(81)
Ni	7.5	1.6	4000	(15.5)

Источник: Физические величины: справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

Таблица 2 / Table 2

Сопоставление экспериментальных данных с расчётными /
Comparison of experimental data with calculated ones

Особенности исследований	Поперечный масштаб λ_H нанорельефа	Масштаб резонатора s или λ_L	Длина волны лазера $\lambda_{\text{л}}^{\text{ст}}$	Длительность импульса τ
Эксперимент [11] (Ni)	0,5–1 мкм	Диаметр лазерного пятна 2,2 мм	790 нм	130 фс
Соотв. [11] расчёт (Ni) по формуле (11)	1,7 мкм ($k=1$) 1,0 мкм ($k=2$)			
Эксперимент [11] (Fe)	1-1,5 мкм	Диаметр лазерного пятна 2,2 мм	790 нм	130 фс
Соотв. [11] расчёт (сталь) по формуле (11)	1,4 мкм ($k=1$), 0,8 мкм ($k=2$)			
Эксперимент [17] (сталь)	4-6 мкм	Диаметр лазерного пятна 200 мкм	355 нм	10 нс
Соотв. [17] расчёт (сталь) по формуле (11)	3,1 мкм ($k=1$) 1,8 мкм ($k=2$)			

Окончание таблицы 2

Особенности исследований	Поперечный масштаб λ_H нанорельефа	Масштаб резонатора s или λ_L	Длина волны лазера λ_{em}	Длительность импульса τ
Эксперимент [17] (CuCr-бронза)	2–3 мкм	Диаметр лазерного пятна 200 мкм	355 нм	10 нс
Соотв. [17] расчёт (Cu) по формуле (11)	4 мкм ($k=1$), 2,3 мкм ($k=2$)			
Эксперимент [10] (Al)	86–90 нм	Ширина гребня крупной структуры 650–580 нм	1064 нм	10 пс
Соотв. [10] расчёт (Al) по формуле (10)	71 нм ($k=1$)			
Эксперимент [10] (сталь)	90 нм	Ширина гребня крупной структуры 380 нм	532 нм	10 пс
Соотв. [10] расчёт (сталь) по формуле (10)	41 нм ($k=1$)			
Эксперимент [10] (Ti)	60–75 нм	Ширина гребня крупной структуры 220–280 нм	532 нм	10 пс
Соотв. [10] расчёт (Ti) по формуле (10)	39 нм ($k=1$)			

Для экспериментов [11; 17] можно получить аналогичную (10) формулу периода мономодального рельефа, где в качестве характерного размера жидкого резонатора рассматривается диаметр лазерного пятна на мишени s . Причём необходимо учитывать несимметричность граничных условий при отражении акустических волн от передней и задней границ пятна по отношению к направлению сканирования. В отличие от формулы (10), где при $k=1$ предполагается полуволновой резонанс, в [11; 12] при $k=1$ предполагается четвертьволновой резонанс:

$$\lambda_H \sim \left(\frac{\sigma}{\rho} \sqrt{a_m \tau} \right)^{1/4} \cdot \left(\frac{8\pi s}{(2k-1)c} \right)^{1/2} \quad (11)$$

Результаты расчётов по формулам (10, 11) с учётом теплофизических данных табл. 1 показаны в табл. 2 в сравнении с данными экспериментов из [10; 11; 17]. Наблюдается удовлетворительное совпадение аналитических и экспериментальных результатов.

На выбранном режиме обтекания для придания супергидрофобных свойств поверхностям тел с малым радиусом кривизны ($R_0 = 50$ мм – например, штанга приёмника воздушного давления (ПВД), антенна и т. п.) нанорельеф необходимо наносить практически по всей поверхности с одинаковым мелким периодом (см. рис. 2б, тонкая чёрная кривая). Для тел с большим радиусом кривизны ($R_0 = 200$ мм – передняя кромка крыла вблизи фюзеляжа, чёрная жирная кривая) нанорельеф необязательно наносить на всей поверхности (достаточно локально, вблизи передней точки). Причём в зоне попадания капель на поверхность обтекаемого тела (в зоне нанорельефа) не обязательно везде добиваться самого мелкого его периода (~ 117 нм), удовлетворяющего критерию (9). За счёт допустимого укрупнения периода рельефа (до ~ 1 мкм, по направлению к передней точке цилиндра, т. к. там падает скорость капель) энергоёмкость операции по его нанесению на поверхность может быть снижена согласно формуле $\lambda_H \approx 7.3 \cdot \sigma^{3/4} \cdot a_{m2}^{1/2} \cdot I^{-3/4} \cdot \tau^{-1/4}$. Этого можно достичь перестройкой интенсивности лазера (плавным снижением интенсивности излучения $I \sim$ на порядок во время сканирования лучом поверхности цилиндра в процессе её обработки). Оценим численно при $R_0 = 200$ мм по данным рис. 2б (чёрная жирная кривая), во сколько раз можно снизить энергоёмкость A нанесения рельефа при неизменном шаге сканирования, если плавно перестраивать интенсивность $I(t)$: $A_2 / A_1 = I_{\max} \cdot t_k / \int_0^{t_k} I(t) dt = I_{\max} \cdot \theta_k / \int_0^{\theta_k} I(\theta) d\theta = \lambda_{\min}^{-4/3} \cdot \theta_k / \int_0^{\theta_k} \lambda^{-4/3}(\theta) d\theta = 2,57$ раза.

Заключение

Проведённый анализ показал, что необходимый критерий супергидрофобности и льдофобности рельефа поверхности (5), сформулированный в [1; 2] из условия превышения лапласовым давлением капли её скоростного напора, может быть получен из другого условия (2).

Однако этот критерий (в обеих формулировках) оказывается чрезмерно жёстким для известной технологии лазерной абляции ($\lambda < 15$ нм при радиусе капли $R = 20$ мкм и её скорости ~ 100 м/с). К тому же он не удовлетворяет необходимому энергетическому условию: кинетической энергии капли не хватит для увеличения её поверхностной энергии при такой фрагментации. Поэтому критерий был скорректирован в предположении, что капля при первом же взаимодействии с рельефом должна распасться на фрагменты. Таким образом, получаем модифицированный критерий гидрофобности нанорельефа (6) или (9).

При моделировании обтекания поперечного цилиндрического тела выяснилось, что зона попадания на его поверхность капель фиксированного радиуса 20 мкм сильно зависит от радиуса его кривизны: чем больше радиус, тем

сильнее сжимается эта зона вблизи линии растекания; и чем меньше радиус – тем шире данная зона. Для скорости невозмущённого потока 100 м/с в первом случае верхняя граница допустимого значения периода нанорельефа уменьшается на порядок от линии растекания ($\lambda \sim 1$ мкм) до верхней точки поверхности цилиндра ($\lambda \sim 150$ нм). Во втором случае почти не меняется и остаётся равной ~ 100 нм.

С точки зрения возможностей технологии лазерной абляции удалось показать реальность создания на практике гидрофобного и льдофобного нанорельефа с периодом $\lambda < 70$ нм, исходя из рассмотренного выше критерия (9). Так, сопоставимым периодом обладает мелкая структура бимодального рельефа, создаваемого на поверхности алюминия под тонким слоем жидкости при определённой ориентации поляризации лазерного излучения [10]. Для придания свойств супергидрофобности цилиндрической поверхности на данном режиме обтекания необходимо наносить на неё рельеф с периодом (10), который можно увеличивать по мере удаления от передней точки обтекания за счёт плавного уменьшения энергии лазерного импульса в пределах $\sim 1\text{--}10$ Дж/см². По расчётам для цилиндрических тел с радиусом затупления $R_0 = 200$ мм этим изменением периода можно достичь $\sim 60\%$ экономии лазерной энергии в процессе его нанесения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амелюшкин И. А., Миллер А. Б., Стасенко А. Л. Оценка периода шероховатости противообледенительных покрытий тела в потоке воздуха с переохлаждёнными каплями // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-Математика. 2021. № 1. С. 54–63. DOI: 10.18384/2310-7251-2021-1-54-63.
2. Модели процессов, сопровождающих кристаллизацию переохлажденных капель / И. А. Амелюшкин, М. А. Кудров, А. О. Морозов, А. Л. Стасенко, А. С. Щеглов // Труды Института системного программирования РАН. 2020. Т. 32. № 4. С. 235–244. DOI: 10.15514/ISPRAS-2020-32(4)-17.
3. Design of Ice-free Nanostructured Surfaces Based on Repulsion of Impacting Water Droplets / L. Mishchenko, B. Hatton, V. Bahadur, J. A. Taylor, T. Krupenkin, J. Aizenberg // ACS Nano. 2010. Vol. 4. Iss. 12. P. 7699–7707. DOI: 10.1021/nn102557p.
4. Каджардузов П. А., Эзрохи Ю. А. Влияние обледенения на характеристики двухконтурных ГТД в условиях ледяных кристаллов // Авиационные двигатели. 2019. № 1 (2). С. 75–81. DOI: 10.54349/26586061_2019_1_75.
5. Расчетно-аналитическое исследование в обеспечение подтверждения эффективности защиты авиационного двигателя от воздействий дождя и шквального града / А. В. Горячев, П. А. Горячев, В. Г. Жулин, С. А. Гребеньков // Авиационные двигатели. 2019. № 4 (5). С. 19–30. DOI: 10.54349/26586061_2019_4_19.
6. Экспериментальные и теоретические исследования процессов обледенения наномодифицированных супергидрофобных и обычных поверхностей / Э. С. Гринац, А. Б. Миллер, Ю. Ф. Потапов, А. Л. Стасенко // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-Математика. 2013. № 3. С. 84–92.

7. Особенности получения антиобледенительных покрытий (обзор) / Л. В. Соловьянчик, С. В. Кондрашов, В. С. Нагорная, А. А. Мельников // ТРУДЫ ВИАМ. 2018. № 6 (66). С. 77–98. DOI: 10.18577/2307-6046-2018-0-6-77-98.
8. Кулешов П. С. О диспергировании наночастиц алюминия // Горение и взрыв. 2019. Т. 12. № 3. С. 117–126. DOI: 10.30826/CE19120313.
9. Кулешов П. С., Кобцев В. Д. Распределение кластеров алюминия и их воспламенение в воздухе при диспергации наночастиц алюминия в ударной волне // Физика горения и взрыва. 2020. Т. 56. № 5. С. 80–90. DOI: 10.15372/FGV20200508.
10. Kirichenko N. A., Barmina E. V., Shafeev G. A. Theoretical and Experimental Investigation of the Formation of High Spatial Frequency Periodic Structures on Metal Surfaces Irradiated by Ultrashort Laser Pulses // Physics of Wave Phenomena. 2018. Vol. 26. No. 4. P. 264–273. DOI: 10.3103/S1541308X18040027.
11. Гидродинамическая неустойчивость и самоорганизация субмикронного рельефа поверхности металлов при фемтосекундном лазерном облучении в жидкости / А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, А. О. Левченко, С. В. Макаров, И. Н. Сараева, А. А. Руденко, А. В. Буцень, В. С. Бураков // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. 2017. Т. 106. № 3-4. С. 247–251. DOI: 10.7868/S0370274X17160123.
12. Кулешов П. С., Кузнецов А. М., Кулешова Ю. Д. Диспергация металлических нанопленок при лазерном сканировании // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-Математика. 2022. № 1. С. 41–51. DOI: 10.18384/2310-7251-2022-1-41-51.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика; 3-е изд., перераб. М.: Наука, 1986. 738 с.
14. Новацкий В. Теория упругости: монография. М.: Мир, 1975. 872 с.
15. Амелюшкин И. А., Стасенко А. Л. Взаимодействие потока газа, несущего несферические микрочастицы, с поперечным цилиндром // Инженерно-физический журнал. 2018. Т. 91. № 2. С. 307–318.
16. Амелюшкин И. А., Стасенко А. Л. Моделирование взаимодействия кристаллов льда с поверхностью летательного аппарата: область орошения и коэффициенты восстановления скорости // Инженерно-физический журнал. 2020. Т. 93. № 3. С. 597–605.
17. Миколуцкий С. И., Хомич Ю. В. Влияние лазерного УФ-излучения наносекундной длительности на структуру и адгезионные свойства металлов и сплавов // Физика металлов и металловедение. 2021. Т. 122. № 2. С. 159–165. DOI: 10.31857/S001532302102008X.
18. Effect of fs/ps laser pulsewidth on ablation of metals and silicon in air and liquids, and on their nanoparticle yields / I. N. Saraeva, S. I. Kudryashov, A. A. Rudenko, M. I. Zhilnikova, D. S. Ivanov, D. A. Zayarny, A. V. Simakin, A. A. Ionin, M. E. Garcia // Applied Surface Science. 2019. Vol. 470. P. 1018–1034. DOI: 10.1016/j.apsusc.2018.11.199.
19. Structural-phase state of near-surface layers of VT6 titanium alloy after femtosecond laser treatment / M. V. Zhidkov, N. A. Smirnov, J. Chen, S. I. Kudryashov, M. N. Yapryntsev // Letters on Materials. 2020. No. 10 (3). P. 243–248. DOI: 10.22226/2410-3535-2020-3-243-248.
20. Ohkura Y., Rao P. M., Zheng X. Flash ignition of Al nanoparticles: mechanism and applications // Combustion and Flame. 2011. Vol. 158. Iss. 12. P. 2544–2548.

21. Kuleshov P. S., Manoshkin Y. V. The effect of electric field on the formation and fragmentation of condensate film on the walls of a capillary in a flow of steam // High Temperature. 2009. Vol. 47. No. 1. P. 102–110. DOI: 10.1134/S0018151X09010131.

REFERENCES

1. Amelyushkin, I. A., Miller, A. B. & Stasenko, A. L. (2021). Estimation of the roughness period of anti-ice body coatings in air flow with supercooled droplets. In: *Bulletin of the Moscow Region State University. Series: Physics-Mathematics*, 1, 54–63. DOI: 10.18384/2310-7251-2021-1-54-63 (in Russ.).
2. Amelyushkin, I. A., Kudrov, M. A., Morozov, A. O., Stasenko, A. L. & Shcheglov, A. S. (2020). Models of processes accompanying crystallization of supercooled metastable droplets. In: *Proceedings of the Institute for System Programming of the RAS*, 32 (4), 235–244. DOI: 10.15514/ISPRAS-2020-32(4)-17 (in Russ.).
3. Mishchenko L., Hatton, B., Bahadur, V., Taylor, J. A., Krupenkin, T. & Aizenberg, J. (2010). Design of Ice-free Nanostructured Surfaces Based on Repulsion of Impacting Water Droplets. In: *ACS Nano*, 4 (12), 7699–7707. DOI: 10.1021/nn102557p.
4. Kadzharduzov, P. A. & Ezrokhi, Yu. A. (2019). Influence of ice accretion on turbofan performances in ice crystal conditions. In: *Aviation Engines*, 1 (2), 75–81. DOI: 10.54349/26586061_2019_1_75 (in Russ.).
5. Goryachev, A. V., Goryachev, P. A., Zhulin, V. G. & Grebenkov, S. A. (2019). Computational and analytical study to confirm effectiveness of an aircraft engine's protection from effects of rain and hail. In: *Aviation Engines*, 4 (5), 19–30. DOI: 10.54349/26586061_2019_4_19 (in Russ.).
6. Grinats, E. S., Miller, A. B., Potapov, Y. Ph. & Stasenko, A. L. (2013). Experimental and theoretical investigations of the ordinary and nano modified superhydrophobic surfaces icing processes. In: *Bulletin of the Moscow Region State University. Series: Physics-Mathematics*, 3, 84–92 (in Russ.).
7. Solovyanchik, L. V., Kondrashov, S. V., Nagornaya, V. S. & Melnikov, A. A. (2018). Feature of receipt anti-icing coating (review). In: *Proceedings of VIAM*, 6 (66), 77–98. DOI: 10.18577/2307-6046-2018-0-6-77-98 (in Russ.).
8. Kuleshov, P. S. (2019). On the dispersion of aluminum nanoparticles. In: *Combustion and explosion*, 12 (3), 117–126. DOI: 10.30826/CE19120313 (in Russ.).
9. Kuleshov, P. S. & Kobtsev, V. D. (2020). Distribution of aluminum clusters and their ignition in air during dispersion of aluminum nanoparticles in a shock wave. In: *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 56 (5), 80–90. DOI: 10.15372/FGV20200508 (in Russ.).
10. Kirichenko, N. A., Barmina, E. V. & Shafeev, G. A. (2018). Theoretical and Experimental Investigation of the Formation of High Spatial Frequency Periodic Structures on Metal Surfaces Irradiated by Ultrashort Laser Pulses. In: *Physics of Wave Phenomena*, 26 (4), 264–273. DOI: 10.3103/S1541308X18040027.
11. Ionin, A. A., Kudryashov, S. I., Levchenko, A. O., Makarov, S. V., Saraeva, I. N., Rudenko, A. A., Butsen, A. V. & Burakov, V. S. (2017). Hydrodynamic instability and self-organization of a submicron relief on metal surfaces upon femtosecond laser exposure in liquids. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 106 (3-4), 247–251. DOI: 10.7868/S0370274X17160123 (in Russ.).
12. Kuleshov, P. S., Kuznetsov, M. M. & Kuleshova, Yu. D. (2022). Dispersion of metal nanofilms during laser scanning. In: *Bulletin of the Moscow Region State University. Series: Physics and Mathematics*, 1, 41–51. DOI: 10.18384/2310-7251-2022-1-41-51 (in Russ.).

13. Landau, L. D. & Lifshitz, E. M. (1986). *Theoretical Physics. Vol. 6. Hydrodynamics*. Moscow: Nauka publ. (in Russ.).
14. Novatsky, V. (1975). *Theory of elasticity*. Moscow: Mir publ. (in Russ.).
15. Amelyushkin, I. A. & Stasenko, A. L. (2018). Interaction of a gas flow carrying nonspherical microparticles with a cross cylinder. In: *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 91 (2), 307–318 (in Russ.).
16. Amelyushkin, I. A. & Stasenko, A. L. (2020). Simulation of the interaction of ice crystals with the surface of a flying vehicle. In: *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 93 (3), 597–605 (in Russ.).
17. Mikolutsky, S. I. & Khomich, Y. V. (2021). Effect of nanosecond ultraviolet laser radiation on the structure and adhesion properties of metals and alloys. In: *Physics of Metals and Metallography*, 122 (2), 159–165. DOI: 10.31857/S001532302102008X (in Russ.).
18. Saraeva, I. N., Kudryashov, S. I., Rudenko, A. A., Zhilnikova, M. I., Ivanov, D. S., Zayarny, D. A., Simakin, A. V., Ionin, A. A. & Garcia, M. E. (2019). Effect of fs/ps laser pulsewidth on ablation of metals and silicon in air and liquids, and on their nanoparticle yields. In: *Applied Surface Science*, 470, 1018–1034. DOI: 10.1016/j.apsusc.2018.11.199.
19. Zhidkov, M. V., Smirnov, N. A., Chen, J., Kudryashov, S. I. & Yapyrintsev, M. N. (2020). Structural-phase state of near-surface layers of VT6 titanium alloy after femtosecond laser treatment. In: *Letters on Materials*, 10 (3), 243–248. DOI: 10.22226/2410-3535-2020-3-243-248.
20. Ohkura, Y., Rao, P. M. & Zheng, X. (2011). Flash ignition of Al nanoparticles: mechanism and applications. In: *Combustion and Flame*, 158 (12), 2544–2548.
21. Kuleshov, P. S. & Manoshkin, Y. V. (2009). The effect of electric field on the formation and fragmentation of condensate film on the walls of a capillary in a flow of steam. In: *High Temperature*, 47 (1), 102–110. DOI: 10.1134/S0018151X09010131.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Амелиушкин Иван Алексеевич (г. Жуковский, Московская обл.) – кандидат физико-математических наук, программист лаборатории информационных технологий и прикладной математики Физтех-школы аэрокосмических технологий Московского физико-технического института (национального исследовательского университета); ORCID: 0000-0002-4281-3531; e-mail: Amelyushkin_Ivan@mail.ru

Кудров Максим Александрович (г. Москва) – кандидат технических наук, доцент, директор Передовой инженерной школы радиолокации, радионавигации и программной инженерии Московского физико-технического института (национального исследовательского университета); ORCID: 0000-0003-2056-1932; e-mail: MKudrov@mail.ru;

Кулешов Павел Сергеевич (г. Жуковский, Московская обл.) – кандидат физико-математических наук, преподаватель кафедры общей физики Московского физико-технического института (национального исследовательского университета); ORCID: 0000-0002-7101-9759; e-mail: KuleshovPS@yandex.ru

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Ivan A. Amelyushkin (Zhukovsky, Moscow region) – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Programmer, Laboratory of Information Technologies and Applied Mathematics, Phystech School of Aerospace Technology, Moscow Institute of Physics and Technology;
ORCID: 0000-0002-4281-3531; e-mail: Amelyushkin_Ivan@mail.ru

Maksim A. Kudrov (Moscow) – Cand. Sci. (Engineering), Assoc. Prof., Director of the Advanced Engineering School of Radar, Radionavigation and Software Engineering, Moscow Institute of Physics and Technology;
ORCID: 0000-0003-2056-1932; e-mail: MKudrov@mail.ru;

Pavel S. Kuleshov (Zhukovsky, Moscow region) – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Lecturer of the Department of General Physics, Moscow Institute of Physics and Technology;
ORCID: 0000-0002-7101-9759; e-mail: KuleshovPS@yandex.ru