

СОДЕРЖАНИЕ

Том 497, 2021

ФИЗИКА

Исследование композита: металлические наночастицы в диэлектрической матрице и многослойных полосно-пропускающих фильтров на его основе

Б. А. Беляев, Ан. А. Лексиков, В. В. Тюрнев, Д. А. Шабанов 5

Полностью стеклянные одномодовые микроструктурированные волоконные световоды с большим полем моды

А. Н. Денисов, С. Л. Семёнов 12

Результаты количественного анализа высокоскоростной теневой съемки течений в ударной трубе при помощи машинного зрения и обучения

И. А. Знаменская, И. А. Дорощенко, Н. Н. Сысоев, Д. И. Татаренкова 16

Ангармонизм и отношение квадратов скоростей звука в стеклообразных твердых телах

Д. С. Сандитов, А. А. Машанов 21

Характерная скорость охлаждения и стеклование жидкостей

Д. С. Сандитов, С. Ш. Сангадиев 27

Распад капли на отдельные волокна на границе области контакта с принимающей жидкостью

Ю. Д. Чашечкин, А. Ю. Ильиных 31

МЕХАНИКА

О влиянии макро-, микро- и наночастиц на турбулентность несущего газа

А. Ю. Вараксин 36

Численное моделирование восприимчивости сверхзвукового пограничного слоя к акустическим возмущениям в течениях сжатия и разрежения

И. В. Егоров, Н. В. Пальчеховская 40

Экспериментальное обоснование применимости линейной теории устойчивости к затопленной струе

Ю. С. Зайко, Л. Р. Гареев, А. Д. Чичерина, В. В. Трифонов, В. В. Веденев, А. И. Решмин 44

Структуры разрывов в решениях уравнений, описывающих продольно-крутильные волны в упругих стержнях

А. Г. Куликовский, А. П. Чугайнова 49

Использование подвижных объектов для изменения положения твердого тела без смещения его центра масс

А. М. Шматков 53

ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

Изменение ветрового режима на территории России
и аварийность воздушных линий электропередач

*В. В. Клименко, О. Е. Кондратьева, А. Г. Терешин, Е. В. Федотова,
О. А. Локтионов, Е. М. Воронкова*

57

Экспериментальное исследование влияния нано- и микрошероховатостей
на интенсивность закрученного потока

И. В. Наумов, Н. В. Окулова, Б. Р. Шарифуллин, В. А. Ломакина, В. Л. Окулов

65

Гетерогенный фотосенсибилизатор на основе оксида цинка для фотоочистки водных сред

Ю. А. Никитаев, Г. П. Кузнецов, И. Г. Ассовский, А. А. Берлин

69

CONTENTS

Volume 497, 2021

PHYSICS

Composite Research: Metal Nanoparticles in a Dielectric Matrix
and Multilayer Bandpass Filters Based on It

B. A. Belyaev, An. A. Leksikov, V. V. Tyurnev, and D. A. Shabanov 5

All-Glass Single-Mode Microstructured Fibers with Large Mode Area

A. N. Denisov and S. L. Semjonov 12

Results of Quantitative Analysis of High-Speed Shadowgraphy of Flows in Shock Tube
Using Computer Vision and Machine Learning

I. A. Znamenskaya, I. A. Doroshchenko, N. N. Sysoev, and D. I. Tatarenkova 16

Anharmonicity and the Ratio of the Squares of the Speeds of Sound in Glassy Solids

D. S. Sanditov and A. A. Mashanov 21

Characteristic Rate of Cooling and Glassing of Liquids

D. S. Sanditov and S. Sh. Sangadiev 27

Drop Decay into Individual Fibers at the Boundary of the Contact Area with the Target Fluid

Yu. D. Chashechkin and A. Yu. Ilinykh 31

MECHANICS

On the Effect of Macro-, Micro- and Nanoparticles on the Turbulence of a Carrier Gas

A. Yu. Varaksin 36

Numerical Simulation of Supersonic Boundary Layer Receptivity to Acoustic Disturbances
in Compression and Rarefaction Flows

I. V. Egorov and N. V. Palchekovskaya 40

Experimental Validation of Linear Stability Theory Applied to the Submerged Jet

J. S. Zayko, L. R. Gareev, A. D. Chicherina, V. V. Trifonov, V. V. Vedeneev, and A. I. Reshmin 44

Discontinuity Structures of Equation Solutions Describing Longitudinal-Torsional Waves
in Elastic Rods

A. G. Kulikovskii and A. P. Chugainova 49

Using Movable Objects to Change the Position of a Rigid Body
without Shifting Its Center of Mass

A. M. Shmatkov 53

TECHNICAL SCIENCES

Changes in the Wind Regime and the Power Lines Accidents in Russia

*V. V. Klimenko, O. E. Kondratyeva, A. G. Tereshin, E. V. Fedotova,
O. A. Loktionov, and E. M. Voronkova*

57

Experimental Study of Effect of Nano- And Microroughness on Intensity of Swirled Flow

I. V. Naumov, N. V. Okulova, B. R. Sharifullin, V. A. Lomakina, and V. L. Okulov

65

Heterogeneous Photosensitizer Based on Zinc Oxide for Water Photo Purification

Yu. A. Nikitaev, G. P. Kuznetsov, I. G. Assovskiy, and A. A. Berlin

69

УДК 621.3.029.6

ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОЗИТА: МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ НАНОЧАСТИЦЫ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ И МНОГОСЛОЙНЫХ ПОЛОСНО-ПРОПУСКАЮЩИХ ФИЛЬТРОВ НА ЕГО ОСНОВЕ

© 2021 г. Б. А. Беляев^{1,2,*}, Ан. А. Лексиков³, В. В. Тюрнев³, Д. А. Шабанов^{2,3}

Представлено академиком РАН В.Ф. Шабановым 11.01.2021 г.

Поступило 12.01.2021 г.

После доработки 12.01.2021 г.

Принято к публикации 18.01.2021 г.

Исследованы частотные и концентрационные зависимости эффективной комплексной диэлектрической проницаемости композита: наночастицы серебра в диэлектрической матрице из полистирола. Установлено, что с ростом объемной концентрации частиц в композите до ~33% действительная компонента его относительной диэлектрической проницаемости увеличивается с 2.6 до $\sim 10^3$, при этом вплоть до частоты 1 ТГц тангенс угла диэлектрических потерь не превышает 10^{-2} . Показана возможность создания на композитных слоистых структурах полосно-пропускающих фильтров, настройка которых осуществляется подбором концентрации частиц в четвертьволновых слоях зеркал, обеспечивающих оптимальное взаимодействие полуволновых резонаторов друг с другом, а крайних резонаторов – со свободным пространством. Высокий контраст диэлектрических проницаемостей матрицы и композита позволяет изготавливать зеркала с требуемой отражательной способностью на минимальном количестве слоев.

Ключевые слова: композит, металлические наночастицы, комплексная диэлектрическая проницаемость, полосно-пропускающий фильтр

DOI: 10.31857/S2686740021020024

Современные технологии способны производить металлические частицы размерами от единиц до сотен нанометров и создавать на их основе композиты с уникальными свойствами, используя различные материалы в качестве матриц. В частности, водные суспензии с наночастицами применяют в медицине [1] в качестве диагностических и терапевтических средств. Бактерицидная и фунгицидная активность таких суспензий уменьшает время заживления ран и снижает биологическую нагрузку на организм. Для оптических приложений важны результаты исследований нематических или холестерических жидких кристаллов с наночастицами [2], демонстрирующие возможность увеличения анизотропных свойств та-

ких композитов. Просветляющие покрытия из частиц серебра и кремния обладают резонансными свойствами и влияют на поглощение света в активной области тонкопленочной солнечной батареи [3]. Металлические наночастицы, внедренные в диэлектрическую матрицу, например, в полистирол, существенно изменяют его диэлектрические и магнитные свойства в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ) [4], и такой композит представляет большой интерес для создания СВЧ-устройств.

Важной особенностью металлических наночастиц является наличие в них плазменных мультипольных колебаний, резонансные частоты которых попадают в оптический диапазон [5]. Для металлических и диэлектрических сфер частоты резонансов и их добротность монотонно увеличиваются с ростом номера моды колебаний. При этом увеличение радиуса сфер приводит к значительному уменьшению добротности резонанса только первой (дипольной) моды колебаний [6] за счет быстрого роста потерь на излучение на ее собственной частоте по сравнению с частотами высших мод колебаний. Отметим, что резонансы мультипольных колебаний в диэлектрических сферах наблюдаются на частотах, при которых размеры сферы соизмеримы с длиной электро-

¹ Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

³ Институт физики им. Л.В. Киренского Федерального исследовательского центра "Красноярский научный центр" Сибирского отделения Российской академии наук, Красноярск, Россия

*E-mail: belyaev@iph.krasn.ru

магнитной волны в материале сферы. Однако для мультипольных колебаний в металлических наночастицах, которые называют плазмонными колебаниями, резонансные возбуждения (плазмонны) наблюдаются на частотах, когда длина волны в материале частицы много больше ее радиуса [6]. Как показал электродинамический расчет [7], плазмонные резонансы металлических частиц, внедренных в диэлектрическую матрицу, хорошо проявляются на частотных зависимостях эффективных диэлектрической и магнитной проницаемости такого композита.

В настоящей работе в широком диапазоне частот исследуются концентрационные зависимости эффективной комплексной диэлектрической проницаемости композита, образованного наночастицами серебра в диэлектрической матрице из полистирола. На основе слоистых структур из такого нанокompозита с различной концентрацией частиц в слоях разработаны полосно-пропускающие фильтры третьего порядка терагерцового диапазона, отличающиеся от известных конструкций [8–10] значительно меньшим количеством диэлектрических слоев в зеркалах.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НАНОКОМПОЗИТА

Для изучения поведения частотных и концентрационных зависимостей эффективной диэлектрической проницаемости исследуемого композитного материала воспользуемся формулой, полученной в работе [7] электродинамическим расчетом диэлектрической матрицы, содержащей металлические наночастицы сферической формы:

$$\epsilon_{eff} = \frac{H_\epsilon + i\sqrt{-H_\epsilon^2 - 8\epsilon_m\epsilon_d J(k_m a)}}{4}. \quad (1)$$

Здесь ϵ_m — относительная комплексная диэлектрическая проницаемость материала наночастицы, ϵ_d — относительная комплексная диэлектрическая проницаемость матрицы, a — радиус частицы, $k_m = \sqrt{\epsilon_m \mu_m} \omega / c$ — волновое число для материала наночастицы (металла), μ_m — относительная комплексная магнитная проницаемость металла, ω — угловая частота падающей волны, c — скорость света в вакууме, $H_\epsilon = (2 - 3c_m)\epsilon_d - (1 - 3c_m)\epsilon_m J(k_m a)$, c_m — относительная объемная концентрация наночастиц в композите, $J(x) = 2 \frac{1 - x \operatorname{ctg} x}{x^2 + x \operatorname{ctg} x - 1}$.

Как известно, относительная комплексная диэлектрическая проницаемость металлической наночастицы в рамках модифицированной модели Друде [11] выражается формулой

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}, \quad (2)$$

где ϵ_∞ — оптическая диэлектрическая проницаемость, равная единице для металла, ω_p — частота плазменных колебаний в металле, а γ — частота релаксации носителей заряда, зависящая от проводимости материала. В исследуемом композитном материале в качестве диэлектрической матрицы выбран полистирол, обладающий сравнительно высокой добротностью в широком диапазоне частот, относительная комплексная диэлектрическая проницаемость которого $\epsilon_d = 2.6 + i \cdot 3 \cdot 10^{-4}$. В матрицу вводились металлические наночастицы сферической формы радиуса $a = 5$ нм из серебра, имеющего плазменную частоту $\omega_p/2\pi = 1600$ ТГц и частоту релаксации $\gamma/2\pi = 2.3$ ТГц [6].

На рис. 1 для нескольких частот f электромагнитной волны построены зависимости действительной ϵ'_{eff} и мнимой ϵ''_{eff} компонент эффективной относительной диэлектрической проницаемости от концентрации наночастиц в рассматриваемом композите. На рис. 1 видно, что на частотах ниже 10 ТГц с ростом концентрации наночастиц растет ϵ'_{eff} , достигая максимальных значений, превышающих 10^3 при концентрации $c_m = 33.3\%$, которая, как известно, соответствует точки протекания для двухкомпонентных смесей, а затем ϵ'_{eff} быстро падает, принимая отрицательные значения, и при $c_m = 50\%$ проницаемость $\epsilon'_{eff} \approx -1.2 \cdot 10^5$. С увеличением частоты положение максимума ϵ'_{eff} смещается в область меньших концентраций, при этом сама величина максимума быстро уменьшается. Отметим, что в оптическом диапазоне электромагнитных волн на частоте $f = 500$ ТГц (длина волны $\lambda = 0.6$ мкм) максимум $\epsilon'_{eff} = 6.96$ наблюдается при концентрации частиц $c_m = 13.0\%$, показывая превышение эффективной диэлектрической проницаемости композита в 2.7 раза относительно полистироловой матрицы ($\epsilon' = 2.6$). Однако на частоте $f = 1000$ ТГц ($\lambda = 0.3$ мкм) максимум $\epsilon'_{eff} = 3.42$ наблюдается при $c_m = 1.68\%$, т.е. добавление в матрицу менее 2% металлических наночастиц приводит к увеличению эффективной диэлектрической проницаемости композита больше, чем на 30%. Важно заметить, что все представленные зависимости $\epsilon'_{eff}(c_m)$ при концентрации частиц $c_m \approx 33.4\%$ пересекаются в одной точке $\epsilon'_{eff} \approx 0.65$ (см. вставку на рис. 1а).

Как и следовало ожидать, с ростом концентрации металлических частиц в композите увеличивается мнимая компонента ϵ''_{eff} его эффективной диэлектрической проницаемости (рис. 1), с которой связаны потери энергии электромагнитных

волн в материале. Видно, что для каждой частоты существует узкий интервал концентраций, в котором наблюдается резкое (на порядки) увеличение ϵ''_{eff} , причем с повышением частоты этот интервал смещается от $c_m = 33.3\%$ в область малых концентраций. На вставке рис. 1б приведены зависимости от концентрации наночастиц тангенса угла диэлектрических потерь исследуемого композита $\text{tg } \delta = \epsilon''_{eff} / \epsilon'_{eff}$, обратная величина которого, как известно, характеризует добротность материала Q . Видно, что на частотах ниже 10 ТГц добротность композита превышает 200 ($\text{tg } \delta < 5 \times 10^{-3}$) даже в интервале больших концентраций ($30\% < c_m < 33\%$). При этом на оптических частотах Q больше 200 только при $c_m < 15\%$. В табл. 1 представлены значения c_m , обеспечивающие добротность композита $Q = 200$ на заданных частотах f , приведены также значения действительной ϵ'_{eff} и мнимой ϵ''_{eff} компонент его относительной диэлектрической проницаемости. Из таблицы видно, что значительное повышение диэлектрической проницаемости композита при сохранении его высокой добротности достигается лишь на частотах ниже 100 ТГц.

Важно отметить, что на зависимости $\epsilon''_{eff}(c_m)$, построенной для частоты $f = 100$ ТГц (см. рис. 1б), хорошо видна область, соответствующая концентрациям наночастиц $c_m \sim (28 \div 38)\%$, в которой наблюдаются максимальные значения мнимой компоненты диэлектрической проницаемости, достигающие величины $\epsilon''_{eff} > 36$. Очевидно, что в этой области концентраций на частоте $f = 100$ ТГц в композите возбуждаются резонансы плазменных колебаний наночастиц [7], что отражается и на зависимости действительной компоненты $\epsilon'_{eff}(c_m)$ (границы названной области концентраций обозначены стрелками на рис. 1а). С уменьшением частоты область концентраций, в которой наблюдаются “плазменные” резонансы, приводящие к увеличению ϵ''_{eff} , монотонно сужается и на частоте 5 ТГц превращается в точку при $c_m \approx 33.6\%$, а затем исчезает. С увеличением частоты, напротив, область монотонно расширяется, при этом максимальные значения ϵ''_{eff} в ней уменьшаются. На частоте $f = 200$ ТГц она охватывает диапазон концентраций $c_m \sim (24 \div 43)\%$ при максимальном значении $\epsilon''_{eff} \approx 18$, а на частоте $f = 338$ ТГц диапазон концентраций расширяется до $c_m \sim (19 \div 50)\%$, при максимальном значении $\epsilon''_{eff} \approx 10$.

На рис. 2 показаны частотные зависимости действительной (а) и мнимой (б) компонент эффективной относительной диэлектрической проницаемости композита, построенные для нескольких фиксированных концентраций наночастиц. Видно,

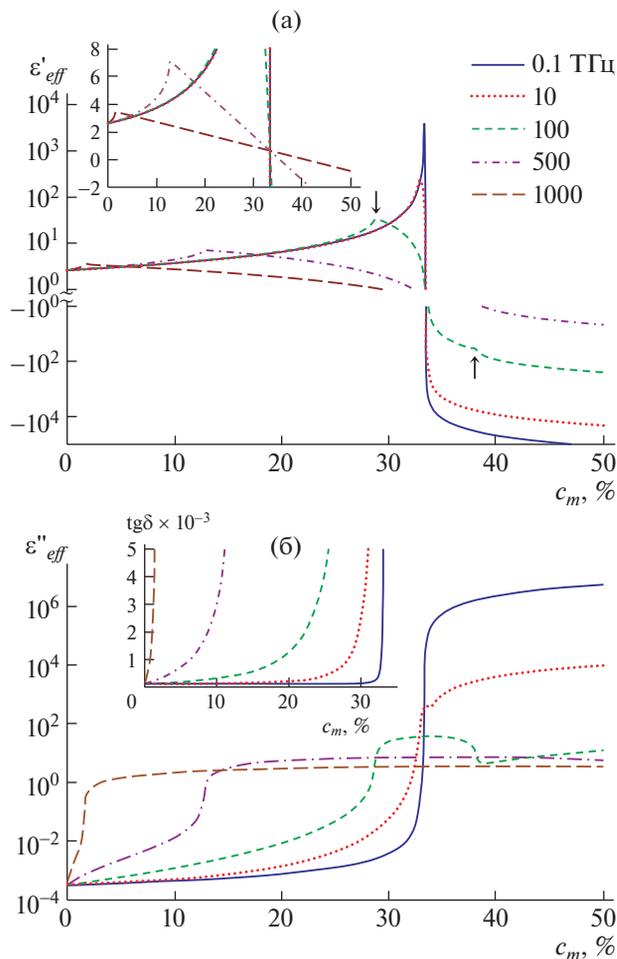


Рис. 1. Концентрационные зависимости действительной и мнимой компонент эффективной относительной диэлектрической проницаемости композита на различных частотах. а – фрагмент зависимости $\epsilon'_{eff}(c_m)$ в линейном масштабе, б – концентрационная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь.

что для каждой концентрации величина ϵ'_{eff} остается почти постоянной в широкой области, начиная с $f = 0$, до границы полосы частот, в которой возбуждаются резонансы плазменных колебаний, а частота этой границы с уменьшением концентрации частиц монотонно повышается. На всех зависимостях $\epsilon'_{eff}(f)$ вблизи этой границы наблюдаются небольшие максимумы, после которых действительная компонента эффективной диэлектрической проницаемости стремительно уменьшается. На рис. 2б видно, что величина мнимой компоненты ϵ''_{eff} с ростом частоты увеличивается, достигая своего максимума также на границе полосы частот, в которой возбуждаются резонансы плазменных колебаний, а затем ϵ''_{eff} монотонно уменьшается.

Таблица 1. Значения концентраций металлических наночастиц c_m , обеспечивающих добротность композита $Q = 200$ на заданных частотах f , а также значения его действительной ε'_{eff} и мнимой ε''_{eff} компонент относительной диэлектрической проницаемости

f , ТГц	c_m , %	ε'_{eff}	ε''_{eff}	λ , мкм
0.1	33.1	388	1.94	3000
1.0	32.6	118	0.59	300
10	31.0	40.0	0.20	30
100	25.5	12.2	0.061	3
428.6	13.31	5.45	0.027	0.7
500	11.2	4.98	0.025	0.6
750	5.17	3.84	0.019	0.4
1000	1.44	3.15	0.016	0.3

Очевидно, что исследованный композит, обладающий высокой добротностью при определенных концентрациях металлических наночастиц в матрице, полезно использовать в конструкциях многослойных полосно-пропускающих фильтров [8–10]. В таких фильтрах можно значительно уменьшить

количество слоев в зеркалах при их заданной отражательной способности благодаря возможности регулировки в широких пределах диэлектрической проницаемости композитного материала.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНСТРУКЦИЙ ПОЛОСНО-ПРОПУСКАЮЩИХ ФИЛЬТРОВ

Для исследований были выбраны две конструкции полосно-пропускающих фильтров третьего порядка на слоистых структурах из композитных материалов. В первой конструкции (рис. 3а) полуволновыми резонаторами служат слои толщиной R из полистирола (матрица без частиц), а зеркалами M_1 и M_2 служат четвертьволновые слои из композитных материалов толщиной d_1 (у наружных зеркал) и d_2 (у внутренних зеркал) с различным содержанием металлических частиц в матрице. Во второй конструкции (рис. 3б), напротив, полуволновыми резонаторами служат слои из композита толщиной R . При этом наружные зеркала M_1 состоят из двух четвертьволновых слоев из композитного материала (толщиной d_1) и

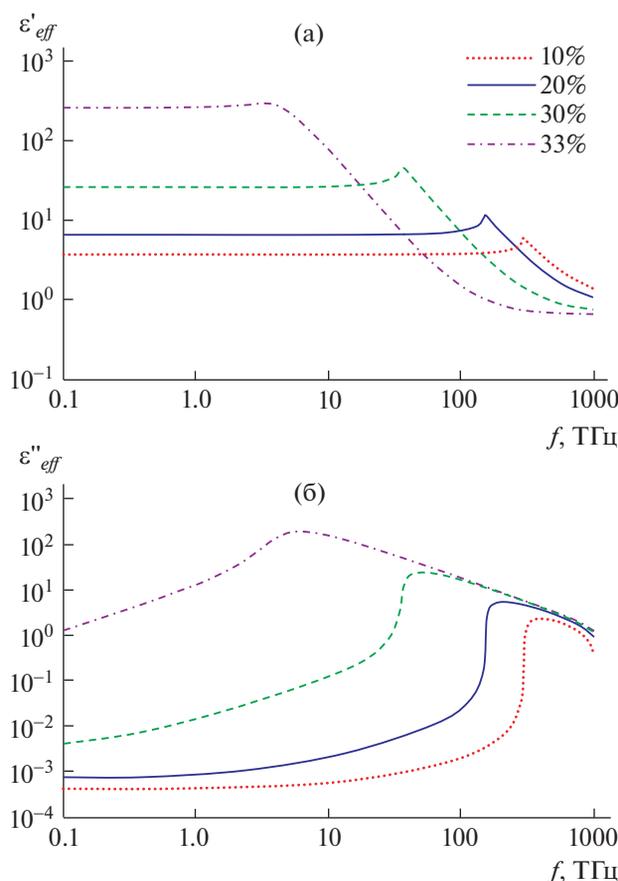


Рис. 2. Частотные зависимости действительной и мнимой компонент относительной диэлектрической проницаемости для различных концентраций наночастиц в композите.

Таблица 2. Параметры 7-слойной структуры полосно-пропускающего фильтра третьего порядка с относительной шириной полосы пропускания 10% и центральной частотой 1 ТГц на резонаторах из полистирола (конструкция (а) на рис. 3)

$R = 93.0$ мкм			$d_1 = 21.1$ мкм			$d_2 = 5.7$ мкм		
$c_m, \%$	ϵ'	$\text{tg}\delta$	$c_m, \%$	ϵ'	$\text{tg}\delta$	$c_m, \%$	ϵ'	$\text{tg}\delta$
0	2.6	1.2×10^{-4}	26.5	12.6	1.6×10^{-4}	32.8	170	88×10^{-4}

Таблица 3. Параметры 13-слойной структуры полосно-пропускающего фильтра третьего порядка с относительной шириной полосы пропускания 10% и центральной частотой 1 ТГц на резонаторах из композита (конструкция (б) на рис. 3)

$R = 24.6$ мкм			$d_1 = 43.5$ мкм			$d_2 = 46.5$ мкм			$d_3 = 26.4$ мкм		
$c_m, \%$	ϵ'	$\text{tg}\delta$	$c_m, \%$	ϵ'	$\text{tg}\delta$	$c_m, \%$	ϵ'	$\text{tg}\delta$	$c_m, \%$	ϵ'	$\text{tg}\delta$
31.1	38.8	5.4×10^{-4}	4.2	3.0	1.2×10^{-4}	32.8	170	1.2×10^{-4}	22.6	8.1	1.3×10^{-4}

полистирола (толщиной d_2), а внутренние зеркала M_2 трехслойные: два четвертьволновых слоя из полистирола (толщиной d_2), разделенных четвертьволновым слоем из композита (толщиной d_3).

Для объективного сравнения частотно-селективных свойств обе конструкции фильтров настраивались на одну и ту же центральную частоту полосы пропускания $f_0 = 1$ ТГц, и они имели одну и ту же относительную ширину полосы пропускания $\Delta f / f_0 = 10\%$. Настройка фильтров производилась параметрическим синтезом с помощью численного электродинамического анализа их одномерных моделей. При этом подбирались толщины всех слоев и концентрации металлических частиц в слоях из композитного материала так, чтобы максимумы потерь на отражение в полосе пропускания были на уровне -14 дБ.

Полученные численным расчетом амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) фильтров представлены на рис. 3. Частотная зависимость прямых потерь $S_{21}(f)$ для первой (7-слойной) конструкции показана сплошной линией, для второй (13-слойной) конструкции – штриховой линией, а точками представлена частотная зависимость потерь на отражение $S_{11}(f)$, но только для первой конструкции, чтобы не загромождать рисунок. Видно, что фильтр с однослойными зеркалами имеет более высокие частотно-селективные свойства. У него значительно шире низкочастотная и высокочастотная полосы заграждения, а также на ~ 12 дБ больше затухание в них. Однако потери мощности в полосе пропускания у обоих фильтров совпадают, их минимальная величина ~ 0.4 дБ. Отметим, что внешние зеркала в многослойных фильтрах обеспечивают оптимальную связь крайних резонаторов со свободным пространством, а центральное зеркало обеспечивает оптимальную связь внутреннего резонатора с внешними резонаторами.

В табл. 2 и 3 для обеих конструкций настроенных фильтров представлены толщины и диэлектрические параметры всех слоев с указанием концентраций частиц в них. Как и следовало ожидать, в 7-слойном фильтре для обеспечения требуемой отражательной способности однослойных зеркал необходим высокий контраст диэлектрических проницаемостей зеркал и резонаторов, что достигается большими концентрациями металлических частиц в композите. В 13-слойном фильтре самая большая концентрация частиц содержится

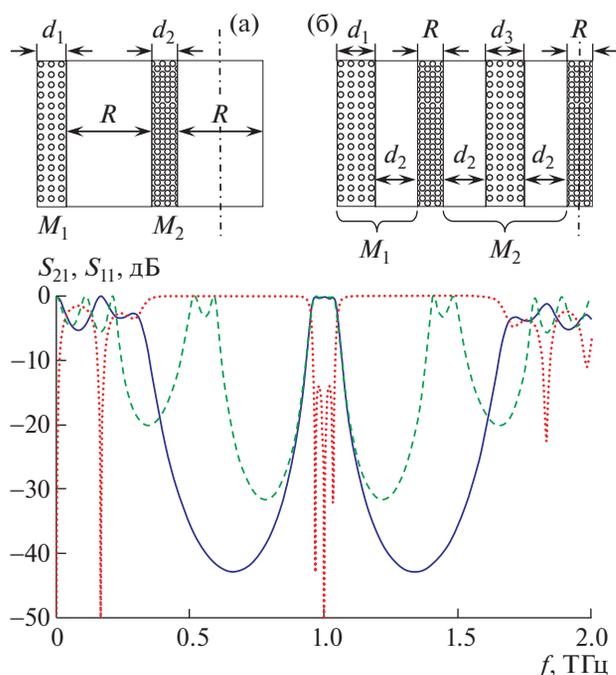


Рис. 3. АЧХ конструкций фильтров третьего порядка. Сплошная линия для конструкции с резонаторами из полистирола (а), штриховая линия для конструкции с резонаторами из композита (б). Точки – частотная зависимость потерь на отражение.

в композите, из которого состоят слои-резонаторы. Принимая во внимание тот факт, что относительная ширина полосы пропускания обоих фильтров одинакова, можно считать, что отражательные способности однослойных зеркал в первой конструкции фильтра совпадают с отражательными способностями соответствующих двухслойных и трехслойного зеркала в конструкции второго фильтра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, исследовано поведение частотных и концентрационных зависимостей действительной и мнимой компонент эффективной комплексной диэлектрической проницаемости композита, представляющего собой матрицу из полистирола с наночастицами серебра сферической формы диаметром 10 нм. Исследования проведены на основе электродинамического расчета диэлектрической матрицы, содержащей металлические наночастицы сферической формы, полученные в работе [7]. Показано, что с ростом объемной концентрации частиц c_m в композите до $\sim 33\%$ действительная компонента его относительной диэлектрической проницаемости увеличивается с 2.6 до $\sim 10^3$, при этом вплоть до частоты 1 ТГц тангенс угла диэлектрических потерь композита не превышает 10^{-2} . Показано также, что на зависимостях мнимой компоненты диэлектрической проницаемости $\epsilon''_{eff}(c_m)$ существует область изменений c_m , в которой наблюдаются максимальные значения ϵ''_{eff} . Причем с повышением частоты эта область расширяется, а величина максимальных значений ϵ''_{eff} в ней уменьшается. В этой области концентраций в композите возбуждаются резонансы плазменных колебаний наночастиц, что отражается и на зависимостях действительной компоненты $\epsilon'_{eff}(c_m)$.

Продемонстрирована возможность создания на композитных материалах многослойных полосно-пропускающих фильтров с высокими характеристиками, настройка которых осуществляется подбором концентрации частиц в четвертьволновых слоях зеркал и полуволновых слоях резонаторов, что обеспечивает оптимальное взаимодействие полуволновых резонаторов друг с другом, а крайних резонаторов со свободным пространством. Высокий контраст диэлектрических проницаемостей матрицы и композита позволяет изготавливать зеркала с требуемой отражательной способностью на минимальном количестве слоев, что, очевидно, значительно упрощает изготовление многослойных полосно-пропускающих фильтров, а также существенно расширяет полосы заграждения устройств.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования России по гос. заданию № FEFE-2020-0013 “Развитие теории самоконфигурирующихся алгоритмов машинного обучения для моделирования и прогнозирования характеристик компонентов сложных систем”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mishra M., Chauhan P.* Nanosilver and Its Medical Implications // *J. Nanomed. Res.* 2015. V. 2. Iss. 5. P. 00039 (1–10).
2. *Осунов М.А.* Теория диэлектрической проницаемости нематических нанокомпозитов, содержащих сферические наночастицы // *Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Серия Физика-Математика.* 2019. № 2. С. 14–23.
3. *Барышникова К.В., Петров М.И., Бабичева В.Е., Чебыкин А.В., Белов П.А.* Влияние включения плазмонных и диэлектрических наночастиц на просветляющие свойства однородных покрытий фотовольтаических кремниевых структур // *Науч.-техн. вестн. информ. технологий, механики и оптики.* 2015. Т. 15. № 5. С. 767–774.
4. *Ansari A., Akhtar M. J.* Investigation on electromagnetic characteristics, microwave absorption, thermal and mechanical properties of ferromagnetic cobalt–polystyrene composites in the X-band (8.4–12.4 GHz) // *RSC Adv.* 2016. V. 6. P. 13846–13857.
5. *Jacak W., Krasnyj J., Jacak J., Gonczarek R., Chepok A., Jacak L., Hu D. Z., Schaadt D.* Radius dependent shift in surface plasmon frequency in large metallic nanoparticles: Theory and experiment // *J. Appl. Phys.* 2010. V. 107. P. 124317-1–124317-13.
6. *Belyaev B.A., Tyurnev V.V.* Resonances of Electromagnetic Oscillations in a Spherical Metal Nanoparticle // *Microw. Opt. Tech. Lett.* 2016. V. 58. № 8. P. 1883–1886.
7. *Беляев Б.А., Тюрнев В.В.* Электродинамический расчет эффективных электромагнитных параметров диэлектрической среды с металлическими наночастицами заданных размеров // *ЖЭТФ.* 2018. Т. 154. Вып. 4 (10). С. 716–729.
8. *Беляев Б.А., Тюрнев В.В., Шабанов В.Ф.* Полосно-пропускающие фильтры на одномерных фотонно-кристаллических структурах // *ДАН.* 2014. Т. 454. № 6. С. 651–656.
9. *Беляев Б.А., Тюрнев В.В., Шабанов В.Ф.* Оптический полосно-пропускающий фильтр на основе трехкомпонентной многослойной структуры // *ДАН.* 2014. Т. 456. № 4. С. 413–416.
10. *Belyaev B.A., Tyurnev V.V., Shabanov V.F.* Design of optical bandpass filters based on a two-material multilayer structure // *Opt. Lett.* 2014. V. 39. № 12. P. 3512–3515.
11. *Choy T.C.* Effective medium theory: Principles and applications. Oxford: Oxford University Press, 2016. 241 p.

COMPOSITE RESEARCH: METAL NANOPARTICLES IN A DIELECTRIC MATRIX AND MULTILAYER BANDPASS FILTERS BASED ON IT

B. A. Belyaev^{a,b}, An. A. Leksikov^c, V. V. Tyurnev^c, and D. A. Shabanov^{b,c}

^a *Reshetnev Siberian State University of Science and Technology, Krasnoyarsk, Russian Federation*

^b *Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation*

^c *L.V. Kirensky Institute of Physics, Krasnoyarsk Science Centre, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Krasnoyarsk, Russian Federation*

Presented by Academician of the RAS V. F. Shabanov

We have investigated the frequency and concentration dependences of the effective complex permittivity of the composite: silver nanoparticles in a polystyrene dielectric matrix. It was found that with an increase in the volume concentration of particles in the composite up to $\sim 33\%$, the real component of its relative permittivity increases from 2.6 to $\sim 10^3$, while up to a frequency of 1 THz the dielectric loss tangent does not exceed 10^{-2} . We show the possibility to design bandpass filters based on composite layered structures, the tuning of which is carried out by selecting the concentration of particles in quarter-wavelength layers of mirrors, which provide an optimal interaction of half-wavelength resonators with each other, and the outer resonators with free space. The high contrast between the permittivity of the matrix and the composite makes it possible to design mirrors with the required reflectivity with a minimum number of layers.

Keywords: composite, metal nanoparticles, complex permittivity, bandpass filter

УДК 535.92

ПОЛНОСТЬЮ СТЕКЛЯННЫЕ ОДНОМОДОВЫЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С БОЛЬШИМ ПОЛЕМ МОДЫ

© 2021 г. А. Н. Денисов^{1,*}, С. Л. Семёнов¹

Представлено академиком РАН И.А. Щербаковым 21.12.2020 г.

Поступило 21.12.2020 г.

После доработки 23.12.2020 г.

Принято к публикации 25.12.2020 г.

Предложен новый дизайн полностью стеклянных микроструктурированных волоконных световодов с большой сердцевиной. Проведен численный анализ свойств этих световодов с использованием метода конечных элементов, рассчитаны потери на вытекание фундаментальных и высших мод в спектральном диапазоне от 0.8 до 1.4 мкм. Показано, что предложенный дизайн позволяет получить одномодовый режим в спектральном диапазоне от 0.87 до 1.11 мкм для прямых и изогнутых световодов при радиусе изгиба 0.25 м.

Ключевые слова: микроструктурированные волоконные световоды, одномодовые световоды, световоды с большим полем моды

DOI: 10.31857/S2686740021010041

В последние десятилетия не ослабевают интерес к развитию технологий мощных волоконных лазеров и усилителей, что обусловлено их возрастающим спросом во многих областях применений, включая обработку промышленных материалов, фундаментальные науки и медицину. Для них необходимы волоконные световоды с большим полем моды, которые при этом сохраняют одномодовый режим [1, 2]. Таким требованиям могут отвечать различные типы микроструктурированных волоконных световодов (МВС), включая волоконные световоды с фотонной запрещенной зоной [3, 4], брэгговские световоды [5, 6] и МВС с каналами вытекания [7, 8]. Последний вариант является одним из перспективных и достаточно простых способов получения одномодового МВС с большим полем моды и характеризуется кварцевой сердцевиной с оболочкой, образованной одним или двумя слоями воздушных отверстий. Вместе с тем, МВС с воздушными отверстиями имеют некоторые недостатки, связанные со сложностью изготовления структур МВС с заданными параметрами, а также со стыковкой (свариванием) с обычными световодами из-за схлопывания отверстий, приводящего к допол-

нительным потерям. Этим недостаткам лишены МВС, оболочка которых образована элементами из легированного фтором кварцевого стекла с пониженным показателем преломления [9–11]. Однако исследованные и изготовленные к настоящему времени варианты таких МВС имели ограниченные возможности в варьировании параметров, поскольку имели в своей основе гексагональную структуру, которая была обусловлена использованием метода сборки заготовок для МВС из стержней различного состава. Намного больше возможностей дает метод высверливания отверстий в чистом кварцевом стержне и вставкой в них легированных фтором кварцевых стержней с последующей вытяжкой такой заготовки в МВС с нужными параметрами.

В настоящей работе мы предлагаем новый дизайн полностью стеклянных МВС, который имеет большую чисто кварцевую сердцевину и содержит два слоя круглых элементов вокруг нее из легированного фтором кварцевого стекла с пониженным показателем преломления, разными диаметрами и различными расстояниями между собой (рис. 1). Диаметр сердцевины МВС, которая обозначена пунктиром на рис. 1, равен D_{core} . Первый слой содержит шесть элементов диаметром d_1 , расположенных на расстоянии Λ_1 друг от друга. При этом величина перемычки (зазора) между элементами первого слоя $Z_{11} = \Lambda_1 - d_1$. Двенадцать элементов второго слоя имеют различные диаметры ($d_2 > d_1$

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова
Российской академии наук, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Москва, Россия

*E-mail: denisov@fo.gpi.ru

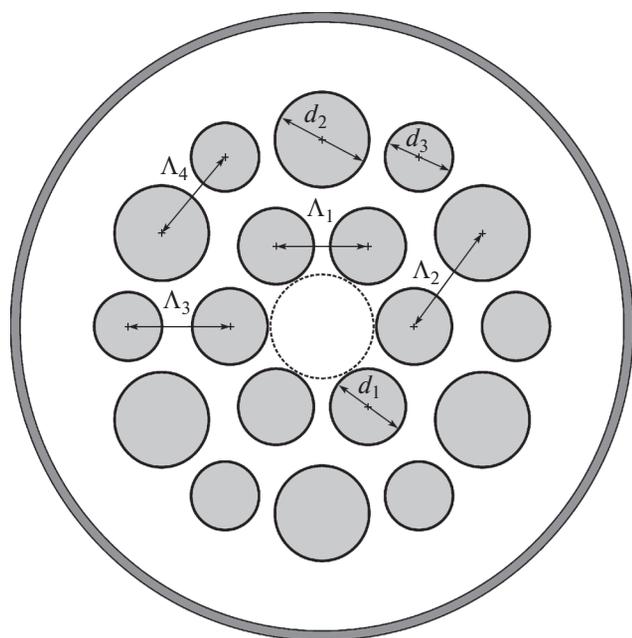


Рис. 1. Структура МВС-18 при $\frac{d_1}{\Lambda_1} = 0.82$; $\frac{d_2}{d_1} = 1.25$; $\frac{d_3}{d_1} = 0.90$; $\frac{Z_{12}}{Z_{11}} = 1.82$.

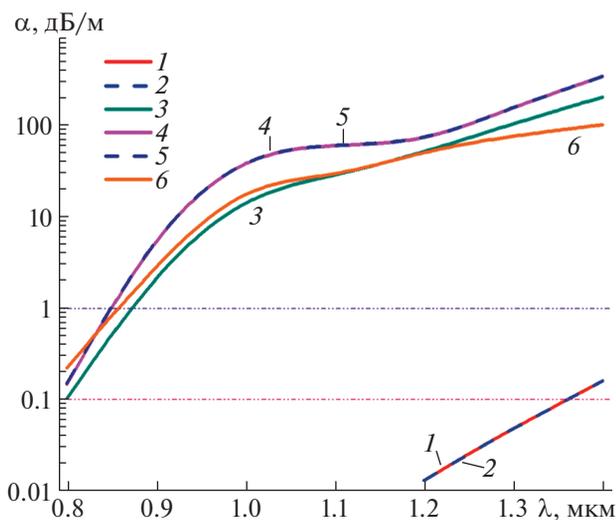


Рис. 2. Потери на вытекание основных (1, 2) и высших (3–6) мод прямого МВС-18.

и $d_3 \leq d_2$). Зазор между элементами диаметром d_2 второго слоя и элементами первого слоя равен $Z_{12} = \Lambda_2 - \frac{d_1}{2} - \frac{d_2}{2}$, а зазор между элементами диаметром d_3 второго слоя и элементами первого слоя равен $Z_{13} = \Lambda_3 - \frac{d_1}{2} - \frac{d_3}{2}$. Наконец, зазор между эле-

ментами второго слоя равен $Z_{23} = \Lambda_4 - \frac{d_2}{2} - \frac{d_3}{2}$. Этот вариант мы условно назвали МВС-18, где 18 означает полное число элементов.

Такой алгоритм построения структуры МВС-18 дает большие возможности для варьирования различных параметров с целью оптимизации ее характеристик, в частности, потерь на вытекание для фундаментальных и высших мод в прямом и изогнутом состоянии. Для определения наиболее оптимального соотношения параметров МВС-18 для конкретной задачи целесообразно использование алгоритма мультиобъектной оптимизации [12], однако на первом этапе мы выбрали простую задачу: получение одномодового режима для прямого и изогнутого МВС в спектральном диапазоне от 0.9 до 1.1 мкм.

Для обеспечения простоты изготовления заготовки для МВС-18 мы выбрали отношения диаметров элементов $\frac{d_2}{d_1} = 1.17$ и $\frac{d_3}{d_1} = 1.00$. Кроме того, мы выбрали вариант МВС-18 с равными зазорами между элементами первого и второго слоев: $Z_{12} = Z_{13}$. Зазоры между элементами второго слоя Z_{23} мы выбрали равными Z_{11} .

Численные расчеты характеристик МВС-18 мы проводили с использованием метода конечных элементов с цилиндрическим PML слоем, который условно обозначен темно-серым кольцом на рис. 1. В качестве материала для МВС-18 было выбрано кварцевое стекло, его показатель преломления n_{sil} определялся с помощью уравнения Селлмейера [13, с. 15], а для элементов из легированного фтором кварцевого стекла мы взяли показатель преломления меньше на величину $\Delta n = 10^{-3} \times n_{sil}$. Потери на вытекание α (в дБ/м) определялись по получаемой в расчетах мнимой части эффективного показателя преломления k_{eff} с помощью выражения [14]:

$$\alpha = \frac{20}{\ln(10)} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} k_{eff}$$

Расчеты проводились для МВС-18 с сердцевинной диаметром $D_{core} = 21$ мкм. Для каждого из выбранных значений $\frac{d_1}{\Lambda_1}$ мы подбирали величину кольцевого зазора Z_{12} таким образом, чтобы обеспечить потери на вытекание фундаментальных мод для изогнутого МВС-18 (при радиусе изгиба 25 см) менее 0.1 дБ/м на длине волны 1.1 мкм [7]. Затем мы рассчитывали потери на вытекание для двух основных мод, имеющих разную поляризацию (условно обозначенных цифрами 1 и 2) и для четырех кольцевых высших мод (условно обозначенных цифрами от 3 до 6 в порядке убывания действительной части их эффективного показателя преломления).

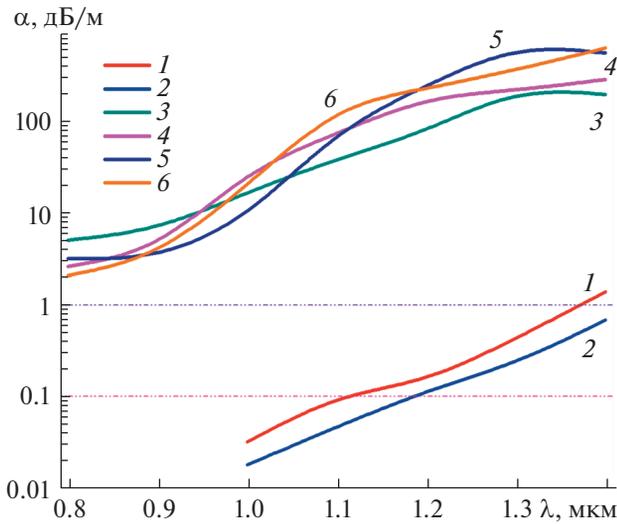


Рис. 3. Потери на вытекание основных (1, 2) и высших (3–6) мод изогнутого МВС-18 при $R_x = 25$ см.

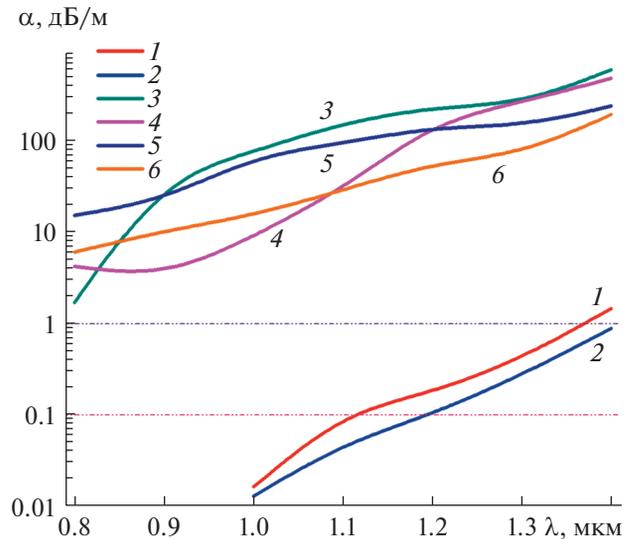


Рис. 4. Потери на вытекание основных (1, 2) и высших (3–6) мод изогнутого МВС-18 при $R_y = 25$ см.

теля преломления n_{eff}) в спектральном диапазоне от 0.8 мкм до 1.4 мкм. Коротковолновую границу одномодового режима мы определяли из условия: потери на вытекание для высших мод > 1.0 дБ/м [7].

На рис. 2 приведены примеры спектральных зависимостей потерь на вытекание для основных и высших мод при значениях параметров $\frac{d_1}{\Lambda_1} = 0.85$ и

$\frac{Z_{12}}{Z_{11}} = 1.88$ для прямого МВС-18, а на рис. 3 и рис. 4 – для изогнутых.

Как видно из рис. 2–4, для прямого МВС-18 спектральный диапазон одномодового режима составляет от 0.87 до 1.36 мкм, а для изогнутых – от 0.80 до 1.11 мкм для разных направлений изгиба. Последний факт весьма важен и позволяет не отслеживать направление изгиба МВС-18 при его использовании. Поскольку для многих практических применений часть длины МВС-18 может быть прямой, а другая часть – изогнутой, важное значение также имеет итоговый спектральный диапазон одномодового режима, который для МВС-18 составляет от 0.87 до 1.11 мкм.

В перспективе параметры МВС-18 могут быть улучшены при использовании элементов из легированного фтором кварцевого стекла с увеличенной разностью показателей преломления до $\Delta n = 4 \times 10^{-3} \times n_{\text{sil}}$ [11]. Это позволит добиться одномодового режима для МВС-18 при меньшем допустимом радиусе изгиба и/или большем диаметре сердцевины и в более широком спектральном диапазоне.

Еще одним способом улучшения параметров МВС, простым и доступным для предложенной технологии его изготовления, является увеличе-

ние количества элементов в первом слое до 7 или 8 и соответствующее увеличение числа элементов во втором слое.

Таким образом, рассмотренный вариант МВС-18 может представлять интерес для таких применений, как передача мощного лазерного излучения, и для использования в мощных волоконных лазерах и усилителях.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена в рамках госзадания “Актуальные проблемы волоконной оптики” (0020-2020-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang M., Wang F., Feng S., et al. 272 W quasi-single-mode picosecond pulse laser of ytterbium-doped large-mode-area photonic crystal fiber // Chin. Opt. Lett. 2019. V. 17. № 7. P. 071401 (1–5).
2. Matniyaz T., Kong F., Kalichevsky-Dong M.T., Dong L. 302 W single-mode power from an Er/Yb fiber MOPA // Opt. Lett. 2020. V. 45. № 10. P. 2910–2913.
3. Егорова О.Н., Семёнов С.Л., Вельмискин В.В. и др. Одномодовый волоконный световод с фотонной запрещенной зоной и сердцевиной из кварцевого стекла, легированного ионами иттербия // Квант. электроника. 2010. Т. 40. № 12. С. 1137–1140.
4. Kong F., Gu G., Hawkins T.W., et al. Efficient 240 W single-mode 1018 nm laser from an Ytterbium-doped 50/400 μm all-solid photonic bandgap fiber // Opt. Express. 2018. V. 26. № 3. P. 3138–3144.
5. Aleshkina S.S., Likhachev M.E., Pryamikov A.D., et al. Very-large-mode-area photonic bandgap Bragg fiber polarizing in a wide spectral range // Opt. Lett. 2011. V. 36. № 18. P. 3566–3568.

6. *Vanvincq O., Habert R., Cassez A., et al.* Polarization-maintaining and single-mode large mode area pixelated Bragg fiber // *Opt. Lett.* 2020. V. 45. № 7. P. 1946–1949.
7. *Wong W.S., Peng X., McLaughlin J.M., Dong L.* Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers // *Opt. Lett.* 2005. V. 30. № 21. P. 2855–2857.
8. *Dong L., Peng X., Li J.* Leakage channel optical fibers with large effective area // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2007. V. 24. № 8. P. 1689–1697.
9. *Saitoh K., Tsuchida Y., Rosa L., et al.* Design of all-solid leakage channel fibers with large mode area and low bending loss // *Opt. Express.* 2009. V. 17. № 6. P. 4913–4919.
10. *Dong L., Li J., McKay H. A., et al.* Large Effective Mode Area Optical Fibers for High Power Lasers // *Proc. of SPIE.* 2009. V. 7195. P. 71950N (1–8).
11. *Saitoh K., Varshney S., Sasaki K., et al.* Limitation on Effective Area of Bent Large-Mode-Area Leakage Channel Fibers // *J. Lightwave Technol.* 2011. V. 29. № 17. P. 2609–2615.
12. *Rashidi K., Mirjalili S.M., Taleb H., Fathi D.* Optimal Design of Large Mode Area Photonic Crystal Fibers Using a Multiobjective Gray Wolf Optimization Technique // *J. Lightwave Technol.* 2018. V. 36. № 23. P. 5626–5632.
13. *Агравал Г.* Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 323 с.
14. *Kuhlmei B.T., McPhedran R.C., de Sterke C.M.* Modal cutoff in microstructured optical fibers // *Opt. Lett.* 2002. V. 27. № 19. P. 1684–1686.

ALL-GLASS SINGLE-MODE MICROSTRUCTURED FIBERS WITH LARGE MODE AREA

A. N. Denisov^a and S. L. Semjonov^a

^a *Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Dianov Fiber Optics Research Center, Moscow, Russian Federation*

Presented by Academician of the RAS I.A. Scherbakov

A new design of all-glass microstructured fibers with large mode area is presented. The numerical analysis of the fibers was performed using the finite element method. Confinement losses for fundamental and higher-order modes were calculated in the spectral range of 0.8 to 1.4 microns. Simulation results show that the proposed design allows to obtain single-mode guidance of these fibers in the spectral range of 0.87 to 1.11 microns for straight and curved fibers with a bending radius of 0.25 m.

Keywords: microstructured fiber, photonic crystal fiber, single-mode fiber, large-mode area fiber

УДК 533.6.011

РЕЗУЛЬТАТЫ КОЛИЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ТЕНЕВОЙ СЪЕМКИ ТЕЧЕНИЙ В УДАРНОЙ ТРУБЕ ПРИ ПОМОЩИ МАШИННОГО ЗРЕНИЯ И ОБУЧЕНИЯ

© 2021 г. И. А. Знаменская¹, И. А. Дорощенко^{1,*}, Н. Н. Сысоев¹, Д. И. Татаренкова^{1,**}

Представлено академиком РАН О.В. Руденко 11.02.2021 г.

Поступило 11.02.2021 г.

После доработки 11.02.2021 г.

Принято к публикации 15.02.2021 г.

Описаны результаты исследований нестационарных газодинамических течений в канале ударной трубы длительностью до 6 миллисекунд, полученные непрерывной высокоскоростной теневой съемкой и последующей обработкой больших данных – на основе машинного зрения (выделение границ и преобразование Хафа) и машинного обучения (сверточная нейронная сеть). Исследовалась с частотой съемки 150 тыс. к/с качественно и количественно эволюция разрывных потоков в прямоугольном канале ударной трубы за ударной волной с числами Маха от 2 до 3.5; построены зависимости угла наклона косого скачка уплотнения от времени, оценено время выхода течений на дозвуковой режим. Показана возможность проведения исследований в газодинамике на основе анализа больших данных цифровой съемки с помощью предложенного подхода.

Ключевые слова: визуализация течений, распознавание ударных волн, выделение границ (краев), сверточные нейронные сети, преобразование Хафа, ударная труба, псевдоскачки, косые скачки, высокоскоростная теневая съемка

DOI: 10.31857/S2686740021020127

Список областей, в которых в последние годы нашли применение нейронные сети, огромен. Важнейшим приложением для глубокого обучения на основе нейронных сетей является визуализация. В физике и механике переход от пленочных технологий [1] регистрации динамических процессов к цифровым [2] технологиям привел к многократному увеличению объемов визуальной информации. При этом теневой метод визуализации и его модификации продолжают оставаться основным, широкодоступным инструментом исследования сверхзвуковых и гиперзвуковых течений газа.

Для получения количественных данных о динамических характеристиках разрывов и неоднородностей в нестационарных процессах возникает необходимость обработки и расшифровки больших объемов данных теневой визуализации, полученных с использованием различных цифровых камер. Высокоскоростная съемка пленочными камерами (такими как СФР, ВСК и др.) позволяла

получить за 1 эксперимент менее 50 кадров – изображений последовательных стадий быстропротекающего процесса. Начальные стадии нестационарных процессов в ударных трубах прямоугольного сечения достаточно хорошо были исследованы с помощью таких камер. Цифровая камера сегодня позволяет зарегистрировать фильмы, ограниченные по объему информации лишь объемом памяти носителя или длительностью нестационарного исследуемого процесса. Основным параметром, характеризующим высокоскоростную цифровую теневую съемку, является пропускная способность – объем цифровых пиксельных данных изображения, формируемый камерой.

Для обнаружения ударной волны (УВ) на теневом изображении подходят различные алгоритмы обнаружения краев (границ) [3], в том числе алгоритмы Prewitt, Roberts, Sobel и Canny [4]. Ли и др. [5] разработали программное обеспечение для обнаружения и отслеживания ударных волн с помощью модифицированного алгоритма Canny. Перед обработкой изображения дополнительно улучшались с помощью вычитания фонового изображения в частотном представлении (с помощью быстрого преобразования Фурье). Аналогичные работы проводились для отслеживания различ-

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: doroshenko.igor@physics.msu.ru

**E-mail: tatarenkova.darya@yandex.ru

ных структур газодинамических течений в работах [6–8].

Нами проведена работа по адаптации и созданию программ распознавания структурных элементов в сплошных средах, на основе больших массивов данных панорамной теневой визуализации течений. Было создано программное обеспечение для автоматического отслеживания координат и размеров структур течений в автоматическом режиме с помощью алгоритмов выделения границ (краев), что позволило обрабатывать большие массивы экспериментальных данных (теневых и шпирен-изображений) без участия человека. ПО разработано на основе пакета MATLAB и алгоритма Canny. Часто УВ представляет собой прямую, которую можно обнаружить на изображении с помощью преобразования Хафа.

В настоящей работе метод Хафа впервые был использован для автоматического обнаружения УВ на теневых изображениях. Использовалась реализация данного алгоритма в MATLAB [9]. Также было разработано отдельное приложение, позволяющее классифицировать течения и распознавать на них структуры, такие как ударные волны, струи, термики, вихри и др., с помощью сверточных нейронных сетей (англ. convolutional neural network, CNN). Нейронная сеть обучалась на базе экспериментальных изображений. Точность классификации типовых течений достигала 99%. Используемая в данной работе модель обучена распознавать три класса объектов: ударные волны, термики и частицы-трассеры. Приложение написано на языке Swift с использованием библиотек Core ML и Vision. Разработанное ПО тестировалось для обработки теневых кадров с ударно-волновыми течениями и конвективными потоками (термиками) со значительными градиентами плотности среды, показана достаточно высокая эффективность предложенного подхода [10]. Созданное ПО позволило обрабатывать и в автоматическом режиме строить графики зависимости координат ударных волн, частиц-трассеров, размеров конвективных термик от времени, в том числе для нескольких объектов на одном изображении, а также автоматически вычислять угол наклона косога скачка уплотнения.

Съемка высокоскоростной цифровой камерой на стенде УТРО-3 [11, 12] позволила получать большое количество фильмов, регистрирующих нестационарные процессы в канале ударной трубы сечением 24×48 мм с импульсным энергоподводом на основе лазерной теневой схемы. Для получения полной картины эволюции газодинамического потока и анализа возможностей моделирования различных нестационарных взаимодействий на стенде была проведена съемка и визуализирован весь поток, включая падающую УВ (числа Маха 2–3.5), нарастание пограничного слоя, турбулентное те-

чение толкающего газа (гелия), течение разрежения, а также отраженные разрывы. Частота съемки составляла 150–600 тыс. к/с; длительность цифровых фильмов – несколько миллисекунд. Обработка и количественные измерения проведены на основе разработанного ПО: машинного зрения (выделение границ и преобразование Хафа) и машинного обучения (сверточная нейронная сеть). Один фильм в виде набора изображений (до 1000 кадров) в формате .png, расположенных в одной директории, анализируется 3–10 с.

На графике (рис. 1) приведены результаты измерения на основе нейронной сети координат разрывов (точки), выявленных при анализе теневых изображений потока в рабочей камере ударной трубы. Между падающей УВ с числом Маха $M = 3.5$ и отраженной от уступа при входе в цилиндрический канал интервал времени около 3000 мкс. Скорость первого отраженного скачка, движущегося по сверхзвуковой области развитой турбулентности, измеренная автоматически – 80 ± 10 м/с. За счет взаимодействия пограничного слоя с отраженным скачком происходит бифуркация скачка и образуется цуг псевдоскачков, они проходят навстречу потоку через 100–200 мкс с той же скоростью. Затем зафиксирован проход второй отраженной от дальнего уступа ударной волны. Она движется по дозвуковой области и ее измеренная скорость – значительно выше, чем у первой – 350 ± 10 м/с.

Скорость набегающего потока в канале была измерена также на основе машинного обучения по движению трассеров (на графике рис. 1 – треугольники). Показано, что после прохождения отраженной волны и псевдоскачков скорость потока существенно падает (от 270 до 170 м/с), при этом пропадают косые скачки от неоднородностей стенок канала, что свидетельствует о переходе к дозвуковому течению.

На рис. 2 приведено изображение участка потока с распознанными конфигурациями псевдоскачков [13] (поток движется слева направо, цуг псевдоскачков – справа налево). Следует отметить, что до настоящего времени было проведено лишь несколько исследований по регистрации и анализу динамики подобного цуга псевдоскачков внутри ударной трубы – преимущественно путем измерения давления на стенке трубы [14].

Также на основе выделения границ и преобразования Хафа были по теневым фильмам проведены измерения эволюции угла наклона косога скачка уплотнения от препятствия на стенке канала ударной трубы (рис. 3).

Таким образом, измерялась эволюция скорости набегающего потока и время выхода течения в канале на дозвуковой режим. На рис. 4 приведен график зависимости угла наклона косога скачка уплотнения полуконического течения около то-

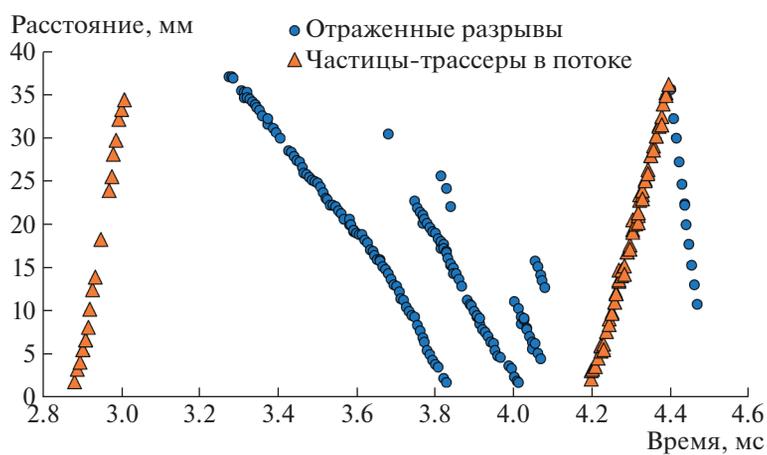


Рис. 1. Автоматически измеренные с помощью нейронной сети координаты разрывов и частиц-трассеров.

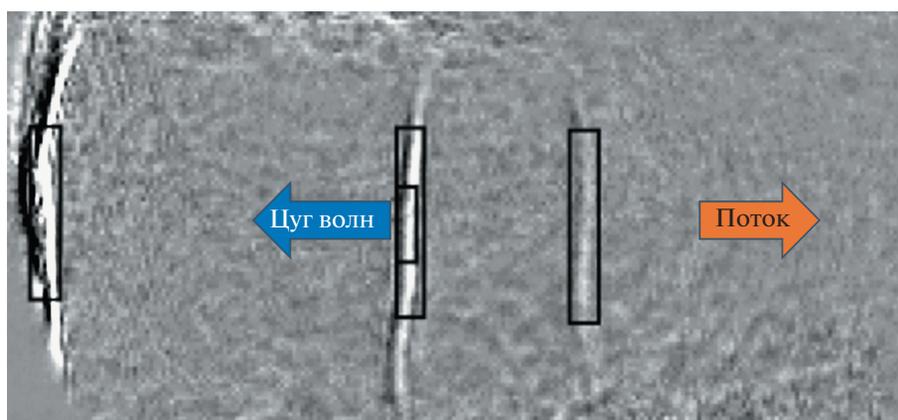


Рис. 2. Теневое изображение цуга псевдоскачков и их автоматическое распознавание при помощи сверточной нейронной сети.

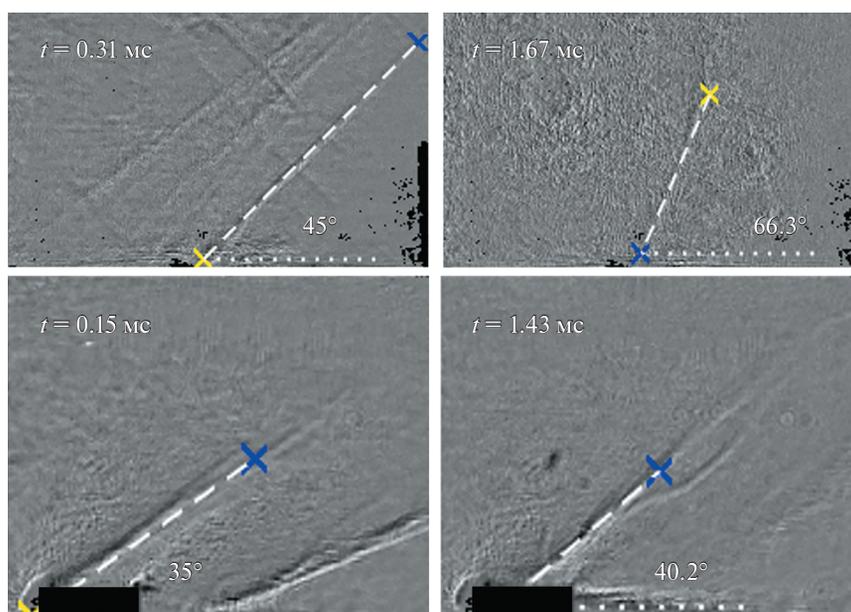


Рис. 3. Автоматически распознанный скачок уплотнения и рассчитанный угол наклона. Верхняя строка – для точечного препятствия; нижняя строка – прямоугольное препятствие, черным обозначены границы препятствия.

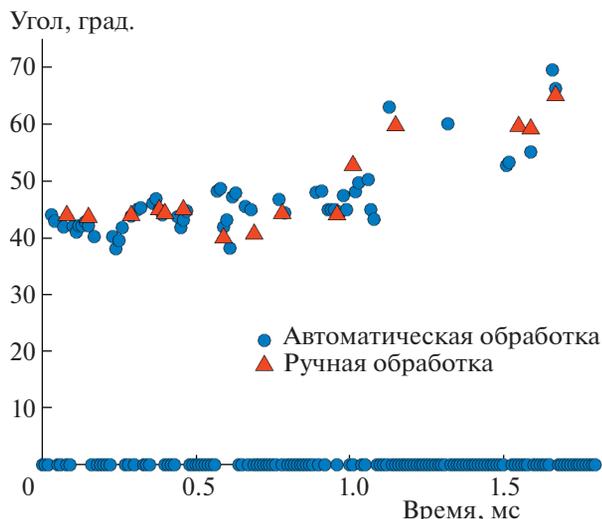


Рис. 4. График зависимости угла наклона скачка уплотнения конического течения около точечного препятствия от времени.

чечного препятствия на нижней стенке канала от времени, данные получены с помощью описанных алгоритмов машинного зрения и сравниваются с ручной обработкой.

В линейном приближении величина, обратная синусу угла наклона скачка в ламинарном течении, близка к числу Маха набегающего потока. Измеренный по 100–150 теневым кадрам угол наклона конического (точечное препятствие, рис. 3, верхняя строка) и плоского (прямоугольное препятствие, рис. 3, нижняя строка) течения увеличивался, приближаясь к прямому углу, а интенсивность скачка падала, и он пропадал; при приближении угла наклона к 90° течение становится трансзвуковым. Достижение скачком уплотнения вертикального положения (угол 90° и число Маха потока порядка 1), соответствует переходу скорости течения от трансзвуковой к дозвуковой (через 2.5–3.5 мс).

Таким образом, с использованием машинного зрения (выделение границ, преобразование Хафа и др. алгоритмы) и машинного обучения (сверточная нейронная сеть) возможно проведение исследований в газодинамике на основе анализа больших данных цифровой съемки с многократным ускорением получения новой физической информации.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 18-19-00672).

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина». Тата-

ренкова Дарья является стипендиатом фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герасимов С.И., Кузьмин В.А., Кикеев В.А., Трепалов Н.А. Расчетно-экспериментальное исследование ударно-волнового нагружения оптически прозрачных тел // ЖТФ. 2019. № 9. С. 1319–1324.
2. Храмов П.П., Васецкий В.А., Грищенко В.М., Дорошко М.В., Черник М.Ю., Махнач А.И., Шух И.А. Диагностика полей плотности фотометрическим теневым методом при гиперзвуковом обтекании конуса в легкогазовой баллистической установке // ЖТФ. 2019. № 10. С. 1506–1512.
3. Cui S., Wang Y., Qian X., Deng Z. Image Processing Techniques in Shockwave Detection and Modeling // J. Signal and Information Processing. 2013. V. 4. № 3B. P. 109–113.
4. Canny J. A Computational Approach to Edge Detection // IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence. 1986. V. PAMI-8. № 6. P. 679–698.
5. Li G., Burak Agir M., Kontis K., Ukai T., Rengarajan S. Image Processing Techniques for Shock Wave Detection and Tracking in High Speed Schlieren and Shadowgraph Systems // J. Physics: Conference Series. 2019. V. 1215.
6. Estruch D., Lawson N.J., MacManus D.G., Garry K.P., Stollery J.L. Measurement of shock wave unsteadiness using a high-speed schlieren system and digital image processing // Review of Scientific Instruments. 2008. V. 79. № 12.
7. Fujimoto T.R., Kawasaki T., Kitamura K. Canny-Edge-Detection/Rankine-Hugoniot-conditions unified shock sensor for inviscid and viscous flows // J. Computational Physics. 2019. V. 396. P. 264–279.
8. Srisha Rao M., Jagadeesh G. Visualization and Image Processing of Compressible Flow in a Supersonic Gaseous Ejector // J. of the Indian Institute of Science. 2013. V. 93. № 1. P. 57–66.
9. MathWorks. Hough Transform—MATLAB & Simulink, [Online]. Available: https://www.mathworks.com/help/images/hough-transform.html?search-Highlight=hough%20transform&s_tid=srchtitle. [Accessed 15 1 2021].
10. Znamenskaya I., Doroshchenko I., Tatarenkova D. Edge detection and machine learning approach to identify flow structures on schlieren and shadowgraph images // Proc. of the 30th International Conference on Computer Graphics and Machine Vision. CEUR Workshop Proceedings. 2020. V. 2744. Paper15–1–paper15–14.
11. Znamenskaya I., Mursenkova I., Doroshchenko I., Ivanov I. Flow analysis of a shock wave at pulse ionization: Riemann problem implementation // Physics of Fluids. 2019. V. 31. № 11.
12. Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Дорошенко И.А. Высокоскоростная цифровая регистрация плазموгазодинамических процессов в сверхзвуковых течениях в канале // Научная визуализация. 2019. Т. 11. № 3. С. 54–63.

13. Докукина О.И., Терентьев Е.Н., Штеменко Л.С., Шугаев Ф.В. Сеточная турбулентность и ее взаимодействие с ударной волной // ДАН. 2017. Т. 477. № 5. С. 537–541.
14. Kim D.W., Kim T.H., Kim H.D. A study on characteristics of shock train inside a shock tube // Theoretical and Applied Mechanics Letters. 2017. V. 7. № 6. P. 366–371.

RESULTS OF QUANTITATIVE ANALYSIS OF HIGH-SPEED SHADOWGRAPHY OF FLOWS IN SHOCK TUBE USING COMPUTER VISION AND MACHINE LEARNING

I. A. Znamenskaya^a, I. A. Doroshchenko^a, N. N. Sysoev^a, and D. I. Tatarenkova^a

^a *Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation*

Presented by Academician of the RAS O.V. Rudenko

The paper presents the results of unsteady gas-dynamic flows studies in the shock tube channel up to 6 milliseconds duration. Results were acquired by continuous high-speed shadowgraphy and subsequent big data processing based on computer vision (edge detection and Hough Transform) and machine learning (convolutional neural network, CNN). The evolution of flows with discontinuities in the rectangular shock tube channel behind the shock wave with Mach numbers 2–3.5 was studied with a recording frame rate of 150 thousand fps; the angle of oblique shock inclination vs time was plotted, the time for the flow to extend to the subsonic regime was estimated. The possibility of conducting the gas dynamics researches based on the analysis of digital big data using the considered computer vision and machine learning approaches is presented.

Keywords: flow visualization, shock wave detection, image edge detection, convolutional neural networks, Hough transform, shock tube, shock train, oblique shock waves, high-speed shadowgraph imaging

УДК 534.2

АНГАРМОНИЗМ И ОТНОШЕНИЕ КВАДРАТОВ СКОРОСТЕЙ ЗВУКА В СТЕКЛООБРАЗНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

© 2021 г. **Д. С. Сандитов**^{1,2}, **А. А. Машанов**^{1,*}

Представлено академиком РАН А.А. Берлиным 08.12.2020 г.

Поступило 08.12.2020 г.

После доработки 08.12.2020 г.

Принято к публикации 21.12.2020 г.

Полученная зависимость отношения квадратов скоростей продольной и поперечной акустических волн v_L^2/v_S^2 от параметра Грюнайзена γ – меры ангармонизма – находится в согласии с экспериментальными данными. Величина v_L^2/v_S^2 оказывается однозначной функцией отношения тангенциальной и нормальной жесткостей межатомной связи.

Ключевые слова: скорости упругих волн, ангармонизм, уравнения Грюнайзена, Леонтьева, Беломестных–Теслевой, тангенциальная и нормальная жесткости межатомной связи, стекла

DOI: 10.31857/S2686740021010119

ВВЕДЕНИЕ

Принято считать, что параметры теории упругости (модули упругости, коэффициент Пуассона) как гармонические линейные величины не должны быть связаны с ангармонизмом – с отклонением силы межатомного взаимодействия от линейной зависимости при смещении атома из равновесного положения. Тем не менее в последнее время наблюдается заметный интерес к взаимосвязи упругих свойств и параметра Грюнайзена [1–7] – меры ангармонизма.

Параметр Грюнайзена γ , характеризующий нелинейность силы межатомного взаимодействия и ангармонизм колебаний решетки, входит в уравнение состояния твердого тела. Основным соотношением для экспериментального определения γ является уравнение (закон, формула) Грюнайзена

$$\gamma = \frac{\beta VB}{C_V}, \quad (1)$$

где β – коэффициент объемного теплового расширения, V – молярный объем, B – изотермиче-

ский модуль объемного сжатия, C_V – молярная теплоемкость при постоянном объеме.

Помимо этого уравнения, на наш взгляд, заслуживают внимания формулы Леонтьева [3]

$$\gamma = \frac{3}{2} \left(\frac{B_A}{\rho v_\kappa^2} \right) \quad (2)$$

и Беломестных–Теслевой [1]

$$\gamma = \frac{3}{2} \left(\frac{1 + \mu}{2 - 3\mu} \right). \quad (3)$$

Здесь B_A – адиабатический модуль объемного сжатия, ρ – плотность, v_κ – средняя квадратичная скорость волн деформации, квадрат которой является инвариантом суммы квадратов скоростей распространения продольной (v_L) и поперечной (v_S) упругих волн

$$v_\kappa^2 = \frac{v_L^2 + 2v_S^2}{3}, \quad (4)$$

μ – коэффициент Пуассона, который иногда называют коэффициентом поперечной деформации. Формулы Леонтьева (2) и Беломестных–Теслевой (3) привлекательны тем, что в отличие от уравнения Грюнайзена (1) позволяют рассчитывать γ по более доступным экспериментальным данным. Установлено, что они находятся в удовлетворительном согласии с уравнением Грюнайзена [1–4] (см., например, рис. 1).

¹ Бурятский государственный университет имени Доржи Банзарова, Улан-Удэ, Россия

² Институт физического материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук, Улан-Удэ, Россия

*E-mail: mashanov@bsu.ru

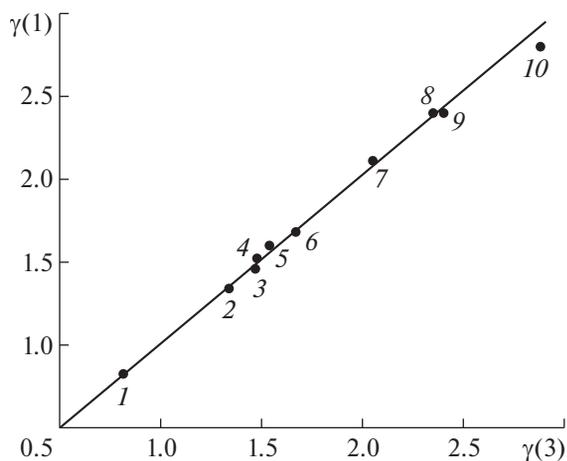


Рис. 1. Линейная корреляция между значениями параметра Грюнайзена γ , полученными по уравнению Грюнайзена $\gamma(1)$ и по формуле Беломестных–Теслевой $\gamma(3)$, для различных кристаллов (использованы данные [1, 2]). 1 – Be, 2 – LiF, 3 – NaCl, 4 – LiCl, 5 – KCl, 6 – KBr, 7 – Al, 8 – Ag, 9 – Pb, 10 – Au.

Вместе с тем обращает внимание то обстоятельство, что в формулах (2) и (3) в левых частях равенств находится мера ангармонизма γ , а в правые части входят на первый взгляд только гармонические характеристики (ρ , B_A , v_k^2) и μ . Тем самым наблюдается как бы противоречие.

В настоящем сообщении развито представление о том, что правые части равенств (2) и (3) зависят от ангармонизма через зависимость отношения квадратов скоростей звука $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ от параметра Грюнайзена γ и указанное противоречие на самом деле является кажущимся противоречием.

ЛИНЕЙНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ ОТ ПАРАМЕТРА ГРЮНАЙЗЕНА

При изучении формул (2) и (3) обнаруживается тот факт, что их правые части являются функциями отношения квадратов скоростей распространения продольной и поперечной акустических волн $\frac{v_L^2}{v_S^2}$. Так, например, в уравнении

Леонтьева (2) за счет величины v_k^2 правая часть равенства оказывается функцией указанного от-

ношения $\left(\frac{v_L}{v_S}\right)^2$ (см. соотношение (4))

$$v_k^2 = \frac{v_S^2}{3} \left[\left(\frac{v_L}{v_S} \right)^2 + 2 \right].$$

Далее, в правой части уравнения Беломестных–Теслевой (3) коэффициент Пуассона μ , согласно известной формуле теории упругости [8], также является функцией отношения квадратов скоростей звука $\frac{v_L^2}{v_S^2}$:

$$\mu = \frac{2 - \left(\frac{v_L}{v_S} \right)^2}{2 - 2 \left(\frac{v_L}{v_S} \right)^2}. \quad (5)$$

Отмеченное наблюдение в отношении рассматриваемых формул наводит на мысль о том, что их правые части, возможно, зависят от ангармонизма за счет отношения квадратов скоростей

продольной и поперечной акустических волн $\frac{v_L^2}{v_S^2}$.

В самом деле, наши исследования ряда стеклообразных твердых тел и кристаллов показали [9]: если между параметром Грюнайзена γ и квадратами скоростей v_L^2 и v_S^2 в отдельности фактически нет определенной взаимосвязи, то их отношение $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ оказывается линейной функцией параметра Грюнайзена γ – меры ангармонизма. В качестве примера на рис. 2 демонстрируется линейная корреляция между отношением $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ и γ для натриево-алюмосиликатных стекол (табл. 1, [10]).

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ВАРИАНТ

ЗАВИСИМОСТИ $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ ОТ γ

На рис. 2 приводится линейная корреляция между величинами $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ и γ , полученная эмпирически на основе экспериментальных данных. Представляет интерес установление взаимосвязи этих величин с помощью существующих теоретических уравнений в данной области.

Формулу для зависимости отношения квадратов скоростей звука $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ от параметра Грюнайзена γ можно вывести из приведенных выше соотношений, а именно из уравнения Беломестных–Теслевой (3) и формулы теории упругости (5), кото-

рую разрешим относительно $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ и запишем в виде [8]

$$\left(\frac{v_L}{v_S}\right)^2 = \frac{2-2\mu}{1-2\mu}. \quad (6)$$

Выразив из уравнения Беломестных–Теслевой (3) коэффициент Пуассона μ через γ и подставив его в формулу теории упругости (6), приходим к следующей зависимости отношения $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ от γ

$$\left(\frac{v_L}{v_S}\right)^2 = 4 \left(\frac{3+\gamma}{9-2\gamma} \right). \quad (7)$$

Этот результат можно получить также из формулы Беломестных для акустического параметра Грюнайзена (соотношение (1) в работе [1]).

Теоретическая зависимость (7) находится в согласии с экспериментальными данными для стекол – прямая на графике в координатах уравнения (7) проходит через начало координат с тангенсом угла наклона, равным единице (рис. 3).

Возникает, естественно, вопрос, как согласовать соотношение (7) с эмпирической линейной корреляцией, наблюдаемой между величинами

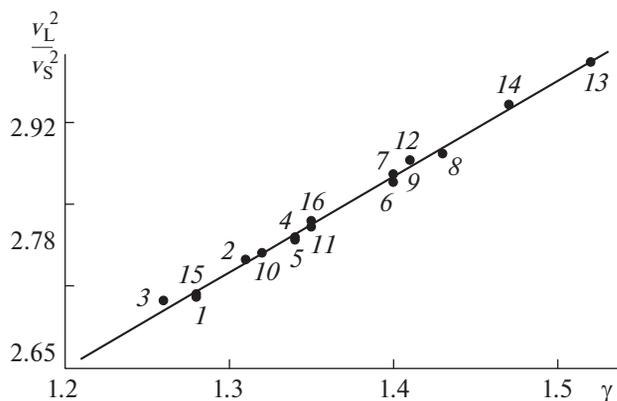


Рис. 2. Линейная корреляция между отношением квадратов скоростей распространения акустических волн $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ и параметром Грюнайзена γ . Натриево-алюмосиликатные стекла $\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ с разным содержанием окислов. Номера точек соответствуют номерам стекол в табл. 1.

$\frac{v_L^2}{v_S^2}$ и γ (рис. 2). Оказывается, из формулы (7) мож-

но получить линейную зависимость $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ от γ при условии $2\gamma \ll 9$

Таблица 1. Плотность ρ , скорости распространения продольных (v_L) и поперечных (v_S) акустических волн, модуль объемного сжатия B_A , коэффициент Пуассона μ и параметр Грюнайзена γ для стекол $\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ (использованы данные [10])

№	Состав по синтезу, мол. %			$\rho \times 10^{-3}$, кг/м ³	v_L , м/с	v_S , м/с	$B_A \times 10^{-8}$, Па	μ	γ
	Na_2O	Al_2O_3	SiO_2						
1	15	0	85	2339	5430	3340	342	0.196	1.28
2	15	5	80	2358	5570	3390	370	0.206	1.31
3	15	10	75	2410	5697	3510	386	0.194	1.26
4	15	15	70	2465	5737	3469	416	0.212	1.34
5	15	20	65	2428	5850	3540	425	0.211	1.34
6	15	25	60	2472	6000	3568	470	0.226	1.40
7	25	0	75	2439	5280	3140	359	0.226	1.40
8	25	5	70	2455	5480	3240	394	0.231	1.41
9	25	10	65	2461	5610	3330	411	0.228	1.40
10	25	20	55	2470	5680	3450	405	0.208	1.32
11	25	25	50	2499	5790	3490	432	0.215	1.35
12	25	30	45	2519	6026	3556	490	0.233	1.43
13	35	0	65	2497	5340	3070	398	0.253	1.52
14	30	5	65	2486	5500	3200	413	0.244	1.47
15	20	15	65	2450	5670	3490	390	0.195	1.28
16	17.5	17.5	65	2447	5746	3458	418	0.216	1.35

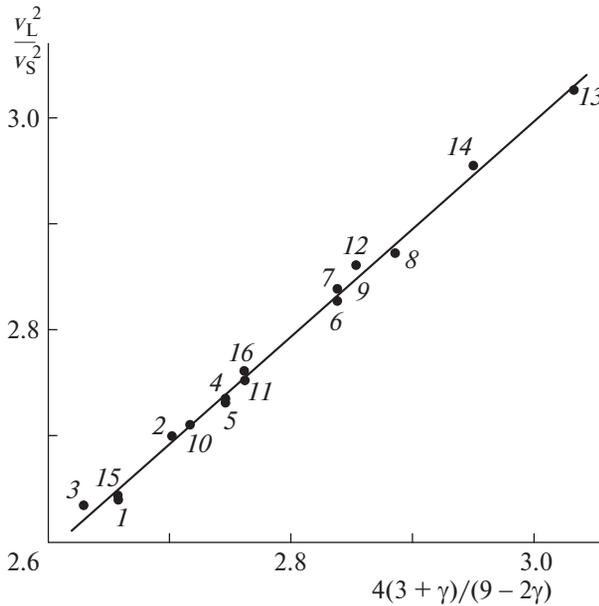


Рис. 3. Зависимость квадрата отношения скоростей распространения продольной и поперечной акустических волн $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ от параметра Грюнайзена γ в координатах, соответствующих уравнению (7). Натриево-алюмосиликатные стекла $\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ с разным содержанием окислов. Номера точек соответствуют номерам стекол в табл. 1.

$$\left(\frac{v_L}{v_S}\right)^2 \approx 1.3 + 0.4\gamma. \tag{8}$$

Для рассмотренных стекол, у которых $\gamma \approx 1.2-1.5$ (табл. 1), данное условие более или менее приемлемо. Для ряда других твердых тел оно выполняется с натяжкой. Этот вопрос требует дальнейшего исследования.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. С точки зрения интерпретации полученных результатов на микроскопическом уровне представляет интерес модель случайно упакованных атомов в виде сфер, взаимодействующих друг с другом в месте контакта двумя взаимно перпендикулярными силами: нормальной к плоскости контакта $f_n = k_n x_n$ и тангенциальной (силой трения) $f_t = k_t x_t$ [11, 12]. В рамках данной модели Берлина–Ротенбурга–Басэрста (БРБ) коэффициент Пуассона μ определяется отношением тангенциальной k_t и нормальной k_n жесткостей межатомной связи $\lambda = \frac{k_t}{k_n}$ [11, 12]

$$\mu = \frac{1 - \lambda}{4 + \lambda}. \tag{9}$$

Из соотношений (6) и (9) следует, что отношение квадратов скоростей звука (v_L^2/v_S^2) определяется микроскопическим параметром λ :

$$\left(\frac{v_L}{v_S}\right)^2 = \frac{2(3 + \lambda)}{2 + 3\lambda}. \tag{10}$$

В свою очередь, как видно из равенств (3) и (9), параметр λ однозначно связан с ангармонизмом (γ)

$$\gamma = \frac{3}{2(1 + \lambda)}.$$

Центральным силам ($k_n \gg k_t, \lambda \approx 0$) соответствуют следующие значения коэффициента Пуассона и параметра Грюнайзена:

$$\mu = \frac{1 - \lambda}{4 + \lambda} = 0.25 \quad \text{и} \quad \gamma = \frac{3}{2(1 + \lambda)} = 1.5.$$

В случае другого предельного значения λ ($k_n \ll k_t, \lambda \approx \infty$) имеем

$$\mu = \frac{1 - \lambda}{4 + \lambda} \approx -1, \quad \gamma = \frac{3}{2(1 + \lambda)} = 0.$$

Последний результат указывает на отсутствие ангармонизма ($\gamma = 0$): свойства тела являются гармоническими. В соответствии с определением μ [8] отрицательный коэффициент Пуассона означает поперечное расширение тела при его одноосном растяжении, что, вообще говоря, противоречит здравому смыслу. Однако необходимо признать, что появились публикации, подтверждающие существование изотропных тел с отрицательным коэффициентом поперечной деформации $\mu < 0$ [11–13].

2. В формуле Леонтьева (2) произведение ρv_k^2 , обладающее характерными признаками упругих модулей, названо эффективным модулем упругости [4, 14]:

$$K = \rho v_k^2.$$

Из соотношений теории упругости для кубических кристаллов (см., например, [3])

$$B = \frac{C_{11} + 2C_{12}}{3} \quad \text{и} \quad \rho v_k^2 = \frac{C_{11} + 2C_{44}}{3}$$

видно, что при выполнении условия Коши $C_{12} = C_{44}$, когда между однородно деформированными областями кубической решетки действуют центральные силы, эффективный модуль упругости $K = \rho v_k^2$ совпадает с модулем объемного сжатия $K = B$. Во всех других случаях он отличен от B . Здесь C_{11}, C_{12} и C_{44} – упругие постоянные второго порядка.

С точки зрения формулы Леонтьева (2) параметр Грюнайзена определяется отношением модуля объемного сжатия и эффективного модуля упругости

$$\gamma = \frac{3}{2} \left(\frac{B}{K} \right).$$

При выполнении условия Коши $B = K$ параметр Грюнайзена равен $\gamma = 1.5$ и твердое тело находится в поле центральных сил, а при $B \neq K$ наблюдается отклонение от этого поля (от значения $\gamma = 1.5$).

Из соотношений Леонтьева (2) и Беломестных–Теслевой (3) видно, что отношение $\left(\frac{B}{K} \right)$ оказывается однозначной функцией коэффициента Пуассона μ , как и в случаях отношения других упругих модулей [8],

$$\frac{B}{K} = \frac{1 + \mu}{2 - 3\mu}.$$

На основе данных табл. 1 легко убедиться, что это выражение находится в хорошем согласии с экспериментальными данными [4, 14]. Можно убедиться также, что упругие модули в отдельности представляют собой гармонические характеристики твердых тел, а их отношения оказываются однозначными функциями параметра Грюнайзена – меры ангармонизма.

3. Пинедра (Pineda) [6] теоретически исследовал изменения упругих свойств металлических стекол при их структурных изменениях. Он исходит из следующих трех основных предположений: 1) потенциал межатомного взаимодействия состоит из гармонической и ангармонической частей, 2) распределение расстояний между ближайшими атомами является гауссовым, 3) упругие свойства определяются первой координационной сферой (непосредственным окружением атомов).

Теория Пинеды в целом качественно правильно отражает изменение упругих характеристик в металлических стеклах, в частности, удовлетворительно объясняет эксперименты по структурной релаксации и по всестороннему сжатию этих систем.

Мы использовали данную теорию для проверки зависимости отношения упругих модулей $\left(\frac{B}{K} \right)$ и, следовательно, коэффициента Пуассона μ (см. [8]) от параметра ангармоничности потенциала γ_1 . Из теории следует, что такая зависимость существует. В самом деле, в соответствии с формулами упругие модули B и G пропорциональны гармоническому коэффициенту a – параметру межатомного потенциала, а их отношение $\left(\frac{B}{K} \right)$ практически не зависит от a и определяется главным образом пара-

метром ангармоничности $\gamma_1 = \frac{br_0}{a}$, который про-

порционален параметру Грюнайзена $\gamma = \frac{br_0}{6a}$ [4].

Это означает зависимость коэффициента Пуассона μ от параметра Грюнайзена γ – меры ангармонизма. Известно, что величина μ является однозначной функцией отношения упругих модулей $\left(\frac{B}{K} \right)$ [8]. Здесь b – ангармонический коэффициент, r_0 – равновесное межатомное расстояние.

Таким образом, в рамках теории Пинеды получает определенное обоснование уравнение Беломестных–Теслевой (3), устанавливающее взаимосвязь коэффициента Пуассона и параметра Грюнайзена.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Квадраты скоростей продольной и поперечной акустических волн v_L^2 и v_S^2 в отдельности фактически не связаны с ангармонизмом, а их отноше-

ние $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ оказывается линейной функцией параметра

Грюнайзена γ , т.е. является ангармонической характеристикой твердых тел. Установлено, что ве-

личина $\frac{v_L^2}{v_S^2}$ определяется отношением тангенциальной и нормальной жесткостей межатомной

связи $\lambda = \frac{k_t}{k_n}$, которое, в свою очередь, является

однозначной функцией параметра Грюнайзена γ . В формулах Беломестных–Теслевой (3) и Леонтьева (2) нет противоречия, касающегося взаимосвязи гармонических и ангармонических величин. В рамках теории Пинеды получает определенное обоснование однозначная взаимосвязь коэффициента Пуассона и параметра Грюнайзена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беломестных В.Н., Теслева Е.П. // Журн. тех. физ. 2004. Т. 74. Вып. 8. С. 140–142.
2. Сандитов Д.С., Беломестных В.Н. // Журн. тех. физ. 2011. Т. 81. Вып. 11. С. 77–83.
3. Леонтьев К.Л. // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 4. С. 554–561.
4. Сандитов Д.С. // Усп. физ. наук. 2020. Т. 190. № 4. С. 355–370.
5. Козлов Г.В., Сандитов Д.С. Ангармонические эффекты и физико-механические свойства полимеров. Новосибирск: Наука, 1994. 260 с.
6. Pineda E. // Phys. Rev. 2006. В73. 104109.
7. Бодряков В.Ю., Повзнер А.А., Сафронов И.В. // Журн. тех. физ. 2006. Т. 76. Вып. 2. С. 69–76.

8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. 3-е изд. М.: Наука, 1965. 204 с.
9. Сандитов Д.С., Машанов А.А. // ФТТ. 2021. Т. 63. Вып. 2. С. 284–290.
10. Лившиц В.Я., Теннисон Д.Г., Гукасян С.Б., Костянян А.К. // Физ. и хим. стекла. 1982. Т. 8. № 6. С. 688–693.
11. Берлин А.А., Ротенбург Л., Басэрст Р. // Высокомолекулярные соединения. Сер. А. 1992. Т. 34. № 7. С. 6–32 (Обзор).
12. Берлин А.А., Ротенбург Л., Басэрст Р. // Высокомолекулярные соединения. Сер. Б. 1991. Т. 33. № 8. С. 619–623.
13. Конёк Д.А., Войцеховски К.В., Плескачевский Ю.М., Шилько С.В. // Механика композитных материалов и конструкций. 2004. Т. 10. № 1. С. 35–49 (Обзор).
14. Сандитов Д.С., Дармаев М.В. // Неорг. материалы. 2019. Т. 55. № 6. С. 660–665.

ANHARMONICITY AND THE RATIO OF THE SQUARES OF THE SPEEDS OF SOUND IN GLASSY SOLIDS

D. S. Sanditov^{a,b} and A. A. Mashanov^a

^a *Banzarov Buryat State University, Ulan-Ude, Russian Federation*

^b *Institute of Physical Materials Science, Siberian Branch of Russian Academy of Science, Ulan-Ude, Russian Federation*

Presented by Academician of the RAS A.A. Berlin

The obtained dependence of the ratio of the squared velocities of the longitudinal and transverse acoustic waves v_L^2/v_S^2 on the Grüneisen parameter γ – the measure of anharmonicity – is in agreement with the experimental data. The quantity v_L^2/v_S^2 turns out to be a single-valued function of the ratio of the tangential and normal stiffness of the interatomic bond.

Keywords: velocities of elastic waves, anharmonicity, Grüneisen, Leont’ev, Belomestnykh–Tesleva equations, tangential and normal stiffness of interatomic bonds, glasses

УДК 539.4; 541.64

ХАРАКТЕРНАЯ СКОРОСТЬ ОХЛАЖДЕНИЯ И СТЕКЛОВАНИЕ ЖИДКОСТЕЙ

© 2021 г. **Д. С. Сандитов**^{1,2}, **С. Ш. Сангадиев**^{1,*}

Представлено академиком РАН А.А. Берлиным 18.01.2021 г.

Поступило 18.01.2021 г.

После доработки 18.01.2021 г.

Принято к публикации 26.01.2021 г.

Работа посвящена анализу и обобщению кинетических критериев стеклования с привлечением модели делокализованных атомов. Предлагается обобщенный критерий перехода жидкость–стекло. Жидкость переходит в замороженное стеклообразное состояние, когда скорость ее охлаждения $q = dT/dt$ достигает определенной доли C_g от характерной скорости охлаждения $q_g = T_g/\tau_g$, тесно связанной со временем релаксации структуры τ_g при температуре стеклования T_g .

Ключевые слова: обобщенный критерий, температура стеклования, время релаксации, скорость охлаждения, модель, делокализация атома

DOI: 10.31857/S2686740021020085

Выяснение природы стеклования жидкостей представляет собой сложнейшую проблему физики конденсированного состояния (см., например, [1–6]). Сообщение посвящено анализу и обобщению кинетических критериев стеклования с привлечением модели делокализованных атомов [7–9]. Вводится характерная скорость охлаждения стеклообразующего расплава и предлагается обобщенный критерий перехода жидкость–стекло.

С точки зрения релаксационного подхода в процессе стеклования жидкости решающую роль играет соотношение между временем релаксации структуры τ и скоростью охлаждения расплава q . В 1951 г. Г.М. Бартенев [10], исходя из общих соображений, предложил следующую связь между этими величинами (уравнение стеклования):

$$q\tau_g = C, \quad (1)$$

где τ_g – время релаксации при температуре стеклования T_g , C – эмпирический параметр. Здесь и далее под q следует понимать абсолютную величину скорости изменения температуры $|q|$ при охлаждении расплава или при нагревании стекла.

М.В. Волькенштейн и О.Б. Птицын [11] разработали физическую теорию, в соответствии с ко-

торой частицы стеклообразующей жидкости могут находиться в двух состояниях, разделенных энергетическим барьером. Решение составленного кинетического уравнения приводит к заключению, что критерием перехода жидкость–стекло служит следующее уравнение:

$$q\tau_g = \delta T_g. \quad (2)$$

Величина δT_g трактуется как полоса температур, характеризующая интервал перехода от жидкости к стеклу при охлаждении. Обозначение δT_g предложено Немилковым [12].

Ю.П. Шмельцер с соавторами [1, 13] вводят характерное время изменения температуры $\tau_T = \frac{T}{q}$ и рассматривают соотношение между τ_T и временем релаксации структуры τ . При $\tau \ll \tau_T$ система находится в состоянии термодинамического равновесия. По предположению Шмельцера, жидкость переходит в стеклообразное состояние, когда при ее охлаждении время структурной релаксации τ растет и становится равным характерному времени изменения температуры $\tau \approx \tau_T$. Исходя из этих соображений, с учетом $q = \frac{dT}{dt}$ Шмельцер сформулировал следующий кинетический критерий стеклования [1, 13]:

$$\frac{\tau}{\tau_T} \approx 1, \quad \left[\frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dt} \right) \tau \right]_{T=T_g} = C_3, \quad C_3 \approx 1. \quad (3)$$

¹ Бурятский государственный университет имени Доржи Банзарова, Улан-Удэ, Россия

² Институт физического материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук, Улан-Удэ, Россия

*E-mail: sanser@mail.ru

Остановимся на анализе указанных критериев стеклования с привлечением модели делокализованных атомов [7–9].

Температурная зависимость времени структурной релаксации в области стеклования $\tau(T)$ успешно описывается уравнением Вильямса–Ландела–Ферри (ВЛФ) [14]

$$\ln \frac{\tau(T)}{\tau(T_g)} = -C_1 \frac{T - T_g}{T - T_g + C_2}.$$

Подстановка $\tau(T)$ из этого уравнения в соотношение Волькенштейна–Птицына [11]

$$\left. \frac{d\tau}{dT} \right|_{T=T_g} = -\frac{1}{q} \quad (4)$$

приводит к равенству [8]

$$q\tau_g = \frac{C_2}{C_1}, \quad (5)$$

где параметры уравнения ВЛФ C_1 и C_2 в рамках модели делокализованных атомов имеют следующий физический смысл [7]:

$$C_1 = \frac{1}{f_g}, \quad C_2 = \frac{f_g}{\beta_f}, \quad (6)$$

причем произведение T_g и коэффициента теплового расширения флуктуационного объема при температуре стеклования β_f является однозначной функцией доли флуктуационного объема f_g , замороженной при температуре стеклования [7],

$$\beta_f T_g = f_g \ln \left(\frac{1}{f_g} \right). \quad (7)$$

Из приведенных выражений (5)–(7) получаем следующую интерпретацию уравнения стеклования:

$$q\tau_g = \frac{f_g}{\ln \left(\frac{1}{f_g} \right)} T_g. \quad (8)$$

Флуктуационный объем аморфного вещества ΔV_e обусловлен тепловыми смещениями атомов [7]

$$\Delta V_e = N_e \Delta v_e,$$

где N_e – число делокализованных атомов (кинетических единиц), Δv_e – элементарный флуктуационный объем, необходимый для делокализации атома – его предельного смещения из локального равновесного положения. Объемная доля флуктуационного объема f_g , замороженная при температуре стеклования T_g , слабо зависит от природы аморфных веществ [7–9] (табл. 1)

$$f_g = \left(\frac{\Delta V_e}{V} \right)_{T=T_g} \approx 0.020-0.030.$$

У стекол одного класса величина f_g оказывается практически универсальной постоянной $f_g \approx \text{const}$. Постоянство f_g справедливо с точностью постоянства логарифма отношения предельных значений вязкости [15]: $\frac{1}{f_g} = \ln \left(\frac{\eta_g}{\eta_0} \right)$, где $\eta_0 \approx \text{const}$ – высокотемпературный предел вязкости, $\eta_g \approx \text{const}$ – вязкость при температуре стеклования (правило постоянства вязкости при $T = T_g$).

Разделив обе части равенства (8) на температуру стеклования T_g , приходим к обобщенному кинетическому критерию стеклования

$$\frac{q\tau_g}{T_g} = C_g, \quad C_g = \frac{f_g}{\ln \left(\frac{1}{f_g} \right)} \approx 7 \times 10^{-3}, \quad (9)$$

который можно записать в виде выражения для определения температуры перехода T_g :

$$\left(\frac{1}{T} \left| \frac{dT}{dt} \right| \tau \right) \Big|_{T=T_g} = C_g, \quad C_g \approx 7 \times 10^{-3}. \quad (10)$$

При оценке C_g нами использовано усредненное значение $f_g \approx 0.025$ (табл. 1).

Соотношение (10) можно рассматривать как обоснование и обобщение критерия стеклования Шмельцера (3). При этом постоянная C_3 приобретает определенный физический смысл

$$C_3 = C_g = \frac{f_g}{\ln \left(\frac{1}{f_g} \right)} \approx \text{const} \approx 7 \times 10^{-3}.$$

Тем самым устраняется недостаток критерия (3), сводящийся к приравнению постоянной C_3 единице: $C_3 \approx 1$, причем фактически в виде постулата без особого обоснования. Легко видеть, что критерий Шмельцера (3) приводит к ошибочному равенству

$$q\tau_g \approx T_g,$$

которое противоречит уравнению стеклования (2), следующему из классической теории Волькенштейна–Птицына. Например, у силикатных стекол при $T_g \approx 800$ К произведение $q\tau_g$, согласно критерию (3), должно соответствовать величине: $q\tau_g \approx 800$ К [12], тогда как типичные значения произведения $q\tau_g$ у этих стекол составляют около [8]: $q\tau_g \approx (5-10)$ К.

Обобщенный кинетический критерий стеклования (10) применительно к силикатным стеклам для произведения $q\tau_g$ дает значения ($T_g \approx 700-800$ К)

$$q\tau_g = C_g T_g \approx 5-6 \text{ К},$$

которые находятся в согласии с типичными данными для указанных стекол.

Таблица 1. Параметры уравнения Вильямса–Ландела–Ферри C_1 , C_2 и характеристики стеклования аморфных веществ (использованы данные [8])

Аморфное вещество	T_g , К	C_1	C_2 , К	$\delta T_g = \frac{C_2}{C_1}$, К	$f_g = \frac{1}{C_1}$	$C_g \times 10^3$
Натриевосиликатные стекла $\text{Na}_2\text{O}-\text{SiO}_2$						
Na_2O , mol % 15	782	36	430	12	0.028	7.8
20	759	36	390	11	0.028	7.8
25	739	35	355	10	0.028	7.8
30	721	35	322	9	0.028	7.8
33	712	35	304	9	0.028	7.8
35	705	35	291	8	0.028	7.8
Аморфные полимеры						
Полиизобутилен	202	38	104	2.7	0.026	7.1
Поливинилацетат	305	36	47	1.3	0.028	7.8
Поливинилхлорацетат	296	40	40	1.0	0.025	6.8
Полиметилакрилат	276	42	45	1.1	0.024	6.4
Полиуретан	238	36	33	0.9	0.028	7.8
Натуральный каучук	300	38	54	1.4	0.026	7.1
Метакрилатные полимеры						
этиловый	335	40	65	1.6	0.025	6.8
н-бутиловый	300	39	97	2.5	0.026	7.1
н-бутиловый	253	37	107	2.9	0.027	7.5
Металлические стекла						
$\text{Pd}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{20}$	602	39	93	2.4	0.026	7.1
$\text{Pt}_{60}\text{Ni}_{15}\text{P}_{25}$	500	37	95	2.6	0.027	7.5
$\text{Pd}_{77.5}\text{Cu}_6\text{Si}_{16.5}$	653	38	100	2.6	0.026	7.1
$\text{Fe}_{80}\text{P}_{13}\text{C}_7$	736	38	120	3.2	0.026	7.1
Низкомолекулярные органические стекла						
Пропанол	98	41	25	0.6	0.024	6.4
Пропиленгликоль	160	44	40	0.9	0.023	6.1
Глицерин	185	42	53	1.3	0.024	6.4
Канифоль	303	36	29	0.8	0.028	7.8
Изобутиловый спирт	118	38	38	1.0	0.026	7.1

Предлагаемый нами обобщенный критерий перехода жидкость–стекло (9) можно сформулировать следующим образом: жидкость переходит в замороженное стеклообразное состояние, когда скорость ее охлаждения q достигает определенной доли C_g от характерной скорости охлаждения $q_g = T_g/\tau_g$, тесно связанной со временем релаксации структуры τ_g при температуре стеклования T_g ,

$$\frac{q}{q_g} = \frac{q}{T_g/\tau_g} = C_g. \quad (11)$$

Возможна аналогичная, но несколько другая формулировка: жидкость стеклуется, когда время релаксации структуры τ_g достигает доли C_g от характерного времени изменения температуры $\tau_T = T_g/q$:

$$\frac{\tau_g}{\tau_T} = \frac{\tau_g}{T_g/q} = C_g. \quad (12)$$

Таким образом, предложено обобщение кинетических критериев стеклования Бартенева (1), Волькенштейна–Птицына (2), Шмельцера (3).

Обобщенный кинетический критерий стеклования (9) приводит к утверждению: жидкость переходит в стеклообразное состояние, когда скорость ее охлаждения q достигает определенной доли C_g от характерной скорости охлаждения $q_g = (T_g/\tau_g)$, тесно связанной со временем релаксации структуры τ_g при температуре стеклования T_g . Величина C_g определяется объемной долей флуктуационного объема f_g , замороженной при температуре стеклования T_g , и слабо зависит от природы стеклообразных систем.

В заключении отметим одно наблюдение общего характера. Ал.Ал. Берлин с соавторами в серии работ (см., например, [5, 6]) показали, что в процессе стеклования в деформационных и других свойствах стеклообразных систем решающую роль играют механически нестабильные частицы с малым числом контактов. Сравнение данного подхода с нашей моделью наводит на мысль, что делокализованные атомы в стеклах и их расплавах в определенной степени аналогичны механически нестабильным частицам. Например, при переходе жидкость–стекло замораживается около 2–3% механически нестабильных частиц [5], как и делокализованных атомов [8, 9]. Делокализованные атомы, как и указанные частицы, играют важную роль не только в процессе стеклования, но и в деформационных свойствах стекол [7, 9]. Элементарный акт замороженной (“пластической”) деформации стеклообразных материалов сводится к процессу делокализации атома [9].

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность М.В. Дармаеву и В.В. Мантатову за участие в обсуждении результатов и в оформлении работы.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования России (грант № 3.5406.2017/Б4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тропин Т.В., Шмельцер Ю.П., Аксенов В.Л. // УФН. 2016. Т. 186. № 1. С. 47–73.
2. Сандитов Д.С., Ожован М.И. // УФН. 2019. Т. 189. № 2. С. 113–133.
3. Сандитов Д.С., Бартнев Г.М. Физические свойства неупорядоченных структур. Новосибирск: Наука, 1982. 259 с.
4. Ростиашивили В.Г., Иржак В.И., Розенберг Б.А. Стеклование полимеров. Л.: Химия, 1987. 192 с.
5. Берлин Ал.Ал., Ротенбург Л., Басэрст Р. // Высокомолек. соединения. Сер. А. 1993. Т. 35. № 7. С. 857–863.
6. Берлин Ал.Ал., Ротенбург Л., Басэрст Р. // Высокомолек. соединения. Сер. А. 1992. Т. 34. № 7. С. 6–32.
7. Сандитов Д.С. // ЖЭТФ. 2012. Т. 142. Вып. 1(7). С. 123–137.
8. Сандитов Д.С. // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. Вып. 3(9). С. 501–515.
9. Sanditov D.S., Ojovan M.I., Darmaev M.V. // Physica B: Physics of Condensed Matter. 2020. V. 582. P. 411914.
10. Бартнев Г.М. // ДАН СССР. 1951. Т. 76. № 2. С. 227–230.
11. Волькенштейн М.В., Птицын О.Б. // ЖТФ. 1956. Т. 26. № 10. С. 2204–2222.
12. Немилев С.В. // ФХС. 2013. Т. 39. № 6. С. 857–878.
13. Schmelzer J.W.P. // J. Chem. Phys. 2012. V. 136. P. 074512.
14. Ферри Дж. Вязкоупругие свойства полимеров. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1963. 535 с.
15. Сандитов Д.С., Разумовская И.В., Машанов А.А. // Высокомолек. соединения. Сер. А. 2020. Т. 62. № 5. С. 68–76.

CHARACTERISTIC RATE OF COOLING AND GLASSING OF LIQUIDS

D. S. Sanditov^{a,b} and S. Sh. Sangadiev^a

^a *Banzarov Buryat State University, Ulan-Ude, Russian Federation*

^b *Institute of Physical Materials Science, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Ulan-Ude, Russian Federation*

Presented by Academician of the RAS A.A. Berlin

The work is devoted to the analysis and generalization of kinetic criteria for glass transition using the model of delocalized atoms. A generalized criterion for the liquid-glass transition is proposed. A liquid transforms into a frozen glassy state when its cooling rate $q = dT/dt$ reaches a certain fraction of C_g of the characteristic cooling rate $q_g = T_g/\tau_g$, which is closely related to the relaxation time of the structure τ_g at the glass transition temperature T_g .

Keywords: generalized criterion, glass transition temperature, relaxation time, cooling rate, model, atom delocalization

УДК 532.5

РАСПАД КАПЛИ НА ОТДЕЛЬНЫЕ ВОЛОКНА НА ГРАНИЦЕ ОБЛАСТИ КОНТАКТА С ПРИНИМАЮЩЕЙ ЖИДКОСТЬЮ

© 2021 г. Ю. Д. Чашечкин^{1,*}, А. Ю. Ильиных^{1,**}

Представлено академиком РАН Д.М. Климовым 11.02.2021 г.

Поступило 15.02.2021 г.

После доработки 15.03.2021 г.

Принято к публикации 16.03.2021 г.

Впервые наблюдался процесс распада на волокна свободно падающей в воду капли (вода, насыщенный раствор железного купороса, ализариновые чернила) в окрестности линии слияния жидкостей. Проведена фото- и видеорегистрация эволюции картины течения. На дне каверны также визуализированы кольцевые капиллярные волны, охватывающие область слияния. Прослежены переносимые веществом капли тонкие радиальные струйки (лигаменты), сходящие с заостренных гребней возмущенной границы области слияния жидкостей. В режиме образования всплеска лигаменты продолжают в венце, пронизывают пелену и частично проникают в шипы на вершинах заостренных зубцов на ее кромке. Следы окрашенного вещества капли струек образуют линейчатые и сетчатые структуры, деформируемые течениями и расплывающиеся под действием диффузии. Брызги — последовательности растущих мелких капелек — вылетают с вершин шипов, размеры и угловое положение которых меняются со временем. Дополнительное ускорение жидкости в струйках связано с конверсией доступной потенциальной энергии при уничтожении свободных поверхностей сливающихся жидкостей.

Ключевые слова: капля, брызги, пелена, шипы, всплеск, струйки

DOI: 10.31857/S2686740021020139

Наблюдения вихрей и капель [1, 2], фотографии каверн, корон, капиллярных волн [3], сопровождающих слияние быстрой капли с жидкостью, проводимые с середины XIX века, стимулировали теоретические исследования течений в рамках теории устойчивости [4], уравнений идеальной и вязкой жидкости [5]. Первоначально изучались крупные компоненты течений [6], последующее совершенствование осветительной техники (используется электромагнитное излучение в диапазоне от рентгеновского до инфракрасного [7]) и регистрирующей аппаратуры позволило выделить тонкий диск — пелену в области первичного контакта, и плоское кольцо (ламеллу), вылетающее с кромки венца к центру течения [7]. С оголовков тонких струек (шипов) на выступах кромки пелены и зубцов венца вылетают последовательности мелких капелек (брызг) [8].

Капельки, вылетающие с шипов, ориентированных наружу, выбивают субмикронные брызги с поверхности жидкости [9], а с шипов, направ-

ленных внутрь венца, попадают на каплю [10]. В опытах выделены два основных режима слияния — втекания (интрузивный), в котором капля проникает в толщу принимающей среды, и растекания, когда вещество капли остается в тонком слое на поверхности жидкости [11]. При этом капля делится на отдельные волокна [12] (в расчетах вещество капли покрывает все дно каверны [13]). Волокнистые структуры сохраняются в принимающей жидкости и в фазе активной эволюции течения [14], и на более позднем этапе формирования вихревых колец [1, 3].

Наряду с логикой научного исследования, изучение переноса вещества необходимо для оптимизации химических и биохимических технологий, изучения обмена биоматериалами, в том числе патогенными, между атмосферой и гидросферой. Интерес представляет локализация области распада капли на отдельные волокна, определение механизмов процесса. В данной работе впервые представлены результаты визуализации течения в окрестности движущейся кольцевой границы области слияния капли с принимающей жидкостью.

Основу методики эксперимента составляет система фундаментальных уравнений механики жидкостей [5], в которой учитываются все компо-

¹ Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: chakin@ipmnet.ru

**E-mail: ilynykh@ipmnet.ru

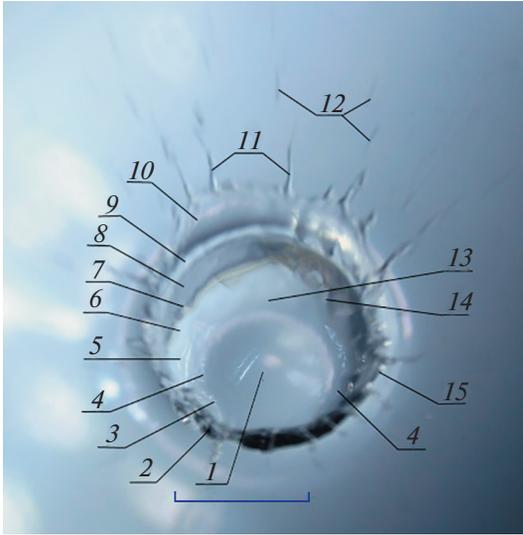


Рис. 1. Вода ($U = 3.7$ м/с, $\rho = 1$ г/см³, $\sigma = 73$ г/с², $\mu = 0.01$ г/(см · с), $E_\sigma = 4$ мкДж, $E_k = 266$ мкДж, $E_k/E_\sigma = 66.5$, $W_k/W_\sigma = 2.4 \times 10^{-3}$, $Re = 15900$, $Fr = 325$, $Bo = 2.5$, $Oh = 0.0018$, $We = 810$).

Обозначения (здесь и на рис. 2): 1 – капля, 2 – вершина венца с зубцами, 3 – след удара капельки на поверхности капли, 4 – граница области слияния жидкостей, 5 – кольцевые капиллярные волны на дне каверны, охватывающие область слияния, 6 – дно каверны, 7 – граница каверны и венца, 8, 9 – стенка и верхняя кромка венца, 10 – пелена, 11 – шипы, 12 – капли (брызги), 13 – струйки (лигаменты) на дне каверны, 14 – 3D-текстура стенки венца, 15 – зубцы на кромке венца. Длина метки – 1 см.

ненты энергии капли – и кинетическая $E_d = \frac{MU^2}{2}$,

и поверхностная $E_\sigma = \sigma S_d$, сосредоточенная в тонком шаровом слое толщиной $\delta_c \sim 10^{-6}$ см [14].

Входящие в уравнения величины: плотности воздуха ρ_a и воды ρ_d (далее $\rho_{a,d}$); кинематические $\nu_{a,d}$

и динамические $\mu_{a,d}$ вязкости сред; полный σ_d^a и нормированный коэффициент поверхностного

натяжения $\gamma = \frac{\sigma_d^a}{\rho_d}$ см³/с²; ускорение свободного

падения g ; диаметр D , площадь поверхности S_d , объем V , масса M , скорость капли U в момент контакта, длительность ее полного слияния $\tau_D = D/U \sim 10^{-3}$ с. Их отношения задают характеристические безразмерные параметры – числа Рейнольдса

$Re = \frac{UD}{\nu}$; Фруда $Fr = \frac{U^2}{gD}$; Бонда $Bo = \frac{gD^2}{\gamma}$; Онезор-

ге $Oh = \frac{\nu}{\sqrt{\gamma D}}$; Вебера $We = \frac{U^2 D}{\gamma}$. В условиях опытов

(режиме образования всплеска), время преобразования доступной потенциальной энергии, определяе-

мое длительностью уничтожения приповерхностных слоев $\tau_c \sim \frac{\delta_\sigma}{U} \approx 10^{-8}$ с, меньше продолжитель-

ности слияния капли $\tau_D = \frac{D}{U} \sim 10^{-3}$ с.

Опыты выполнены на стенде ТБП, входящем в Уникальную исследовательскую установку ГФК ИПМех РАН с бассейнами размерами $30 \times 30 \times 5$ см и $10 \times 10 \times 7$ см, которые заполнялись частично дегазированной водопроводной водой [15]. Отдельные капли свободно падали из дозатора. Картина течения освещалась прожекторами ReyLab Xenos RH-1000 или светодиодными источниками Optronis MultiLED и регистрировалась видеокамерой Optronis CR 300 × 2 или фотоаппаратом Canon EOS 350D, которые запускались сигналом с фотоприемника, регистрирующим пролет капли (подробнее методика приведена в [12, 14]). Для визуализации тонких структур в прозрачных жидкостях обеспечивалось равномерное освещение области наблюдения.

Фотографии картин течения иллюстрируют сложную текстуру поверхности дна каверны и венца в процессе слияния с водой прозрачных жидкостей – капли воды (рис. 1) или желтоватого концентрированного водного раствора железного купороса (рис. 2). Линия контакта 4 растекающейся капли 1 не является гладкой и состоит из пологих впадин и заостренных гребней. Поверхность стенки каверны искажена узкими радиальными струйками 13 (лигаментами) и расходящимися кольцевыми капиллярными волнами 5 длиной $\lambda = 0.03$ см, которые излучает движущаяся линия 4.

Минимальная ширина лигаментов $\Delta w \approx 0.012$ см наблюдается вблизи источников – вершин гребней контура области контакта, с удалением от которых она монотонно растет (рис. 2). Малые кольцевые структуры 3 на поверхности капли 1 (рис. 1, 2) – следы упавших капелек, вылетевших с кончиков шипов 11 [10]. Отдельные участки пелены 10, примыкающей к внутренней стенке венца 2, наклонены к центру (на рис. 2 – на 4 и 7 часов), основная часть – наружу (рис. 1). Соответственно, и шипы 11 в основном направлены наружу, как и капельки 12 (брызги), вылетающие с их вершин [8].

Рассмотрение видеопленок показывает, что тонкие быстрые струйки 13, образующие линейчатые структуры на дне каверны 6 (рис. 2), выходят с гребней линии контакта 4, проходят границу течений 7, формируют линейчатую текстуру 13 стенки венца 8, пронизывают пелену 10 и выступают в форме шипов 11. Картину течения усложняют неоднородности 14 – трехмерные капиллярные волны, бегущие с верхней кромки венца 2 на дно каверны 6.

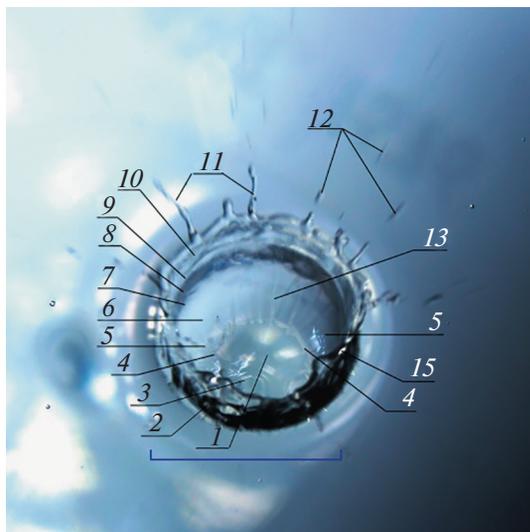


Рис. 2. Насыщенный раствор железного купороса ($U = 3.5$ м/с, $\rho = 1.18$ г/см³, $\sigma = 75$ г/с², $\mu = 0.02$ г/(см · с), $E_\sigma = 4.2$ мкДж, $E_k = 313$ мкДж, $E_k/E_\sigma = 75.4$, $W_k/W_\sigma = 2.7 \times 10^{-3}$, $Re = 9100$, $Fr = 300$, $Bo = 2.85$, $Oh = 0.0032$, $We = 860$).

Отмеченные структурные компоненты прослеживаются и в картине растекания капли разбавленного раствора чернил (рис. 3). В фазе роста

области контакта жидкостей видны окрашенные брызги и пелена с заостренными зубцами, контурная более плотно окрашенной кромкой (рис. 3, $t = 0.25$ мс). В темном кольце (тени капли) тонкие волокна видны более четко.

Линейчатая структура течения с тонкими волокнами сохраняется на периферии пелены (естественная визуализация на “лунной дорожке” от источника в направлении на 4 часа (рис. 3, $t = 0.75$ мс). На границе области слияния выражены заостренные гребни, с вершин которых на дно каверны вылетают парные волокна растущих петель. Над пологими впадинами дно окрашено более равномерно. Наблюдения видеофильмов показывают, что скорость жидкости в окрашенных струйках больше, чем в прозрачных прослойках. Струйки проходят венец, пелену и выступают тонкими шипами с ее кромки. Отдельные окрашенные порции попадают в шипы и вылетающие капельки, скорость которых превышает контактную скорость капли. При стягивании пятна контакта полосчатые структуры сменяются сетками, составленными из трех- (преимущественно), четырех- и пятисторонних ячеек [12]. На стадии коллапса каверны практически вся поверхность каверны и венца, за исключением его верхней части, покрыта “трехмерным узором” с выраженными кольцевыми границами ($t = 16.5$ мс).

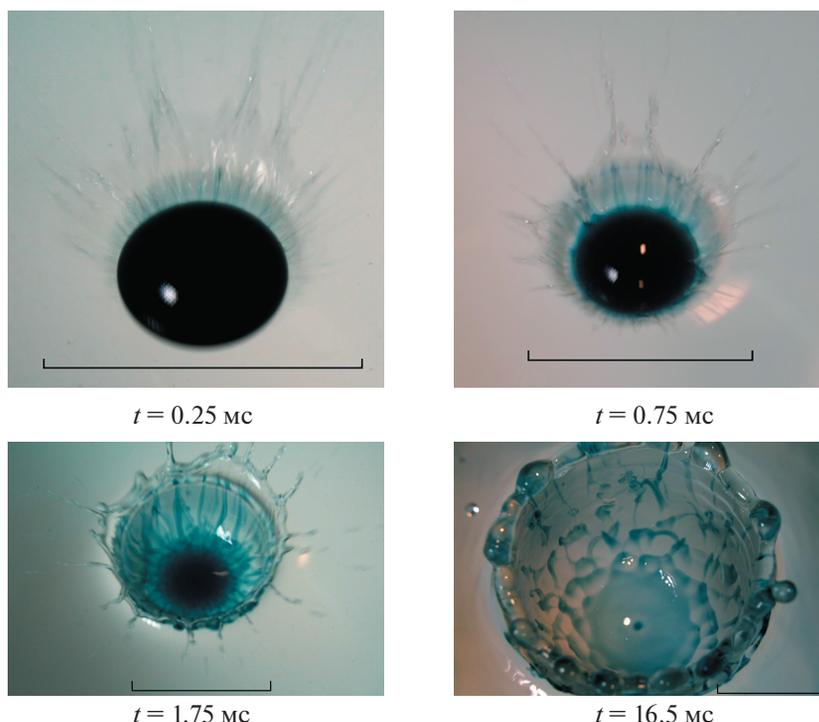


Рис. 3. Слияние капли водного раствора ализариновых чернил: $D = 0.42$ см, $U = 3.5$ м/с, $\rho = 1$ г/см³, $\sigma = 73$ г/с², $\mu = 0.01$ г/(см · с), $E_\sigma = 4$ мкДж, 238 мкДж, $E_k/E_\sigma = 60$, $W_k/W_\sigma = 2.1 \times 10^{-3}$, $Re = 15000$, $Fr = 290$, $Bo = 2.5$, $Oh = 0.0018$, $We = 730$, длина метки – 1 см.

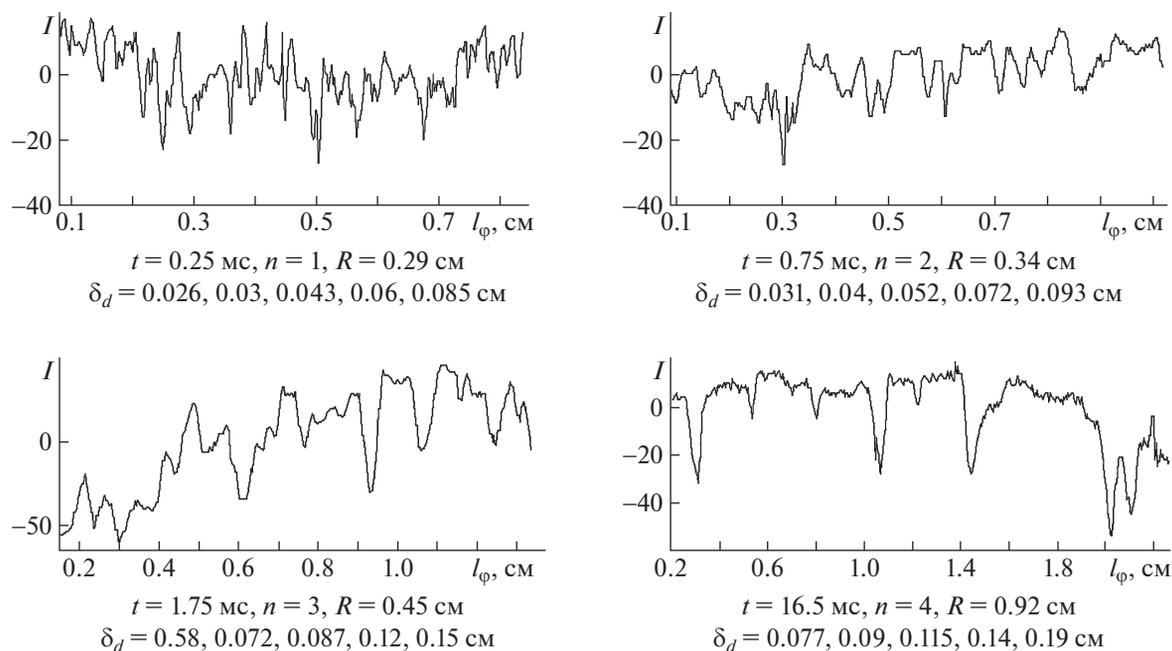


Рис. 4. Азимутальное распределение освещенности I на каверне и венце вдоль соосной с каплей окружности радиуса R и значения длин для выраженных спектральных пиков.

Изменения поперечных масштабов полосчатых структур на фотографиях (рис. 3) иллюстрируют азимутальные зависимости освещенности I вдоль соосной с каплей окружности радиусом R (рис. 4). Линии сканирования выбраны симметрично относительно вертикальной оси, дуги спрямлены с учетом угла наклона линии визирования (в данных опытах — 70°).

Со временем все элементы структуры, в которой выражены и мелкомасштабные возмущения, и разделенные крупные пики, сглаживаются. Энергетические спектры распределений имеют линейчатый характер (значения пяти масштабов δ_d для наиболее выраженных пиков приведены под каждым графиком). Со временем тонкие возмущения исчезают, увеличиваются и расстояния между крупными пиками. Изменения отражают рост области течения, перенос вещества в струйках из центра на периферию и диффузионное расплывание волокон. Однако, вследствие вытягивания струек, волокна остаются тонкими продолжительное время.

Появление быстрых струек в области слияния жидкостей связано с сохранением возмущений, возникающих при конверсии доступной потенциальной поверхностной энергии, выделяющейся при слиянии жидкостей, на границе движущейся кольцевой области [14]. Поддержание струек обусловлено падением давления в отдельных участках области слияния около ускоряющегося течения, которое служит аттрактором в тече-

ние всего процесса погружения головной части капли. Смена линейчатых структур на сетчатые происходит при погружении донной части капли, когда контактная линия начинает стягиваться и одновременно с уничтожением свободной поверхности капли формируется новая свободная поверхность принимающей жидкости.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Опыты проведены на стендах УИУ “ГФК ИПМех РАН”. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19-19-00598).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rogers W.B.* On the formation of rotating rings by air and liquids under certain conditions of discharge // *Am. J. Sci. Arts. Second Ser.* 1858. V. 26. P. 246–258.
2. *Rayleigh L.* The influence of electricity on colliding water droops // *Proc. R. Soc. L. Ser. A.* 1879. V. 28. P. 406–409.
3. *Worthington A.M.* A Study of Splashes. London: Longmans, Green. 1908. P. 129.
4. *Стрэтт Дж. В. (лорд Рэлей).* Теория звука. 2-е изд. М.: ГТТИ, 1955. 980 с.
5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. Теоретическая физика. Т. VI. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. 736 с.
6. *Rein M.* Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces // *Fluid Dynamics Research.* 1993. V. 12. P. 61–93.
[https://doi.org/10.1016/0169-5983\(93\)90106-K](https://doi.org/10.1016/0169-5983(93)90106-K)

7. Zhang V., Toole J., Fezzaa K., Deegan R. D. Splashing from drop impact into a deep pool: multiplicity of jets and the failure of conventional scaling // *J. Fluid Mech.* 2012. V. 703. P. 402–413. <https://doi.org/10.1017/jfm.2012.249>
8. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Множественные выбросы брызг при ударе капли // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2020. Т. 494. С. 42–46. <https://doi.org/10.31857/S2686740020050181>
9. Thoroddsen S.T., Thoraval M.J., Takehara, K., Etoh, T.G. Droplet splashing by a slingshot mechanism // *Physical Review Letters*. 2011. V. 106 (3). 034501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.034501>
10. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Капиллярные волны на поверхности погружающейся в жидкость капли // ДАН. 2015. Т. 465. № 4. С. 548–554. <https://doi.org/10.7868/S0869565215340101>
11. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Задержка формирования каверны в интрузивном режиме слияния свободно падающей капли с принимающей жидкостью // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2021. Т. 496. С. 34–39.
12. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Полосчатые структуры в картине распределения вещества капли по поверхности принимающей жидкости // ДАН. 2018. Т. 481. № 2. С. 145–150. <https://doi.org/10.31857/S086956520001192-4>
13. Berberovic E., van Hinsberg N.P., Jakirlic S., Roisman I.V., Tropea C. Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: dynamics of the cavity evolution // *Phys. Rev.* 2009. V. E79. 036306. P. 1–15. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.79.036306>
14. Чашечкин Ю.Д. Эволюция тонкоструктурного распределения вещества свободно падающей капли в смешивающихся жидкостях // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 3. С. 66–74. <https://doi.org/10.31857/S0002-351555367-77>
15. УИУ “ГФК ИПМех РАН”: Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере: <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip>.

DROP DECAY INTO INDIVIDUAL FIBERS AT THE BOUNDARY OF THE CONTACT AREA WITH THE TARGET FLUID

Yu. D. Chashechkin^a and A. Yu. Ilinykh^a

^a *Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation*

Presented by Academician of the RAS D.M. Klimov

The process of disintegration into fibers of a drop freely falling into water (water, a saturated solution of ferrous sulfate, alizarin ink) was observed in the vicinity of the line of the confluence of liquids for the first time. Photo and video recording of the evolution of the flow pattern was carried out. At the bottom of the cavity, annular capillary waves, covering the confluence area, are visualized as well. Thin radial jets (ligaments) transporting droplet matter, descending from the pointed crests of the perturbed boundary of the fluid confluence region, are traced. In the mode of formation of a splash, the ligaments continue in the crown, penetrate the veil and partially penetrate the spikes at the tops of the pointed teeth on its edge. Wakes of the drop substance-colored jets form linearly and reticulated structures, deformed by flows and spreading out under the influence impact of diffusion. Sprays that are sequences of gradually growing small droplets – fly out from the tips of spikes, the size and angular position of which change over time. Additional acceleration of the fluid in the jets is associated with the conversion of the available potential energy upon the elimination of the free surfaces of the coalescent fluids.

Keywords: drop, spray, lamella, spikes, splash, fine jets

УДК 532.529

О ВЛИЯНИИ МАКРО-, МИКРО- И НАНОЧАСТИЦ НА ТУРБУЛЕНТНОСТЬ НЕСУЩЕГО ГАЗА

© 2021 г. Член-корреспондент РАН А. Ю. Варакин^{1,2,*}

Поступило 03.02.2021 г.

После доработки 03.02.2021 г.

Принято к публикации 08.02.2021 г.

С использованием двухпараметрической модели турбулентности для двухфазного потока впервые получено соотношение, учитывающее все основные механизмы влияния частиц на турбулентность газа. Найденное выражение позволяет проводить анализ влияния частиц на энергию турбулентности несущей фазы в широком диапазоне изменения инерционности последних. Показано, что турбулизующий эффект предельно малоинерционных частиц (наночастицы) сменяется ламинаризирующим эффектом малоинерционных частиц (микрочастицы), а затем снова сменяется на турбулизующий вследствие дополнительной генерации турбулентности в следах за крупными частицами (макрочастицы).

Ключевые слова: турбулентность, влияние частиц, ламинаризация, турбулизация, макрочастицы, микрочастицы, наночастицы

DOI: 10.31857/S2686740021020103

Установление влияния дисперсной примеси в виде частиц (капель) на характеристики турбулентности несущего потока газа — одна из главных проблем теории двухфазных турбулентных течений [1–8].

На сегодняшний день известны три основных механизма влияния частиц на энергию турбулентности газа [8]: 1) генерация турбулентности несущей фазы в турбулентных следах за движущимися крупными частицами [9–11]; 2) диссипация турбулентности за счет траты энергии крупных вихрей на вовлечение относительно малоинерционных частиц в крупномасштабное пульсационное движение [12, 13]; 3) генерация турбулентности за счет снижения энергии мелких вихрей, вовлекающих предельно малоинерционные частицы в мелко-масштабное пульсационное движение и отвечающих за подавление турбулентности [14].

Целью настоящей работы является одновременный учет всех трех описанных выше механизмов влияния дисперсной фазы, что позволит проводить анализ процессов дополнительной диссипации и дополнительной генерации энергии

турбулентности в потоках с частицами при варьировании инерционности последних в максимально возможном диапазоне.

ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА

Рассмотрим движение несжимаемого вязкого газа, несущего тяжелые частицы. Физическая плотность частиц ρ_p намного превышает плотность газа ρ . Объемная концентрация дисперсной фазы Φ предполагается малой, чтобы можно было пренебречь столкновениями частиц между собой.

Массовая концентрация $M = \frac{\rho_p \Phi}{\rho}$ может быть достаточно большой. Примем допущение, что основной силой, определяющей поведение частиц в турбулентном потоке и их обратное влияние на его характеристики, является сила аэродинамического сопротивления.

Для выполнения анализа влияния частиц различной инерционности привлечем двухпараметрическую $k - \epsilon$ модель турбулентности, модифицированную для двухфазного потока. Указанная модель содержит два основных уравнения переноса — турбулентной энергии и скорости ее диссипации.

Уравнение переноса энергии турбулентности газа в присутствии частиц в сжатой форме

¹ Объединенный институт высоких температур
Российской академии наук, Москва, Россия

² Московский государственный технический
университет им. Н.Э. Баумана (национальный
исследовательский университет), Москва, Россия

*E-mail: varaksin_a@mail.ru

$$\frac{\partial k}{\partial \tau} + \sum_j U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = D + P - \varepsilon + A_k. \quad (1)$$

Здесь $k = \frac{1}{2} \sum_i \overline{u_i^2}$ – энергия турбулентности газа (u_i – i -я составляющая пульсационной скорости несущего газа); U_j – j -я составляющая осредненной скорости газа; τ – время.

Члены, стоящие в левой части уравнения (1), описывают, соответственно, изменение во времени и конвективный перенос энергии турбулентности. Члены в правой части описывают соответственно диффузию D , генерацию турбулентности за счет градиентов осредненной скорости P , диссипацию энергии турбулентности вследствие вязкости ε и эффект влияния частиц на энергию турбулентности A_k .

Уравнение переноса диссипации турбулентности газа в присутствии частиц с использованием общепринятых градиентных представлений в сжатой форме

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} + \sum_j U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \\ = D_\varepsilon + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} - C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} A_k. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon = \nu \sum_j \sum_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ – скорость диссипации турбулентности газа (ν – кинематическая вязкость несущего газа); $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, $C_{\varepsilon 3}$ – постоянные.

Дополнительную (по сравнению с однофазным потоком) константу $C_{\varepsilon 3}$ положим в дальнейшем равной $C_{\varepsilon 2}$, что следует из требования невливания на деструкцию диссипации турбулентности безынерционных частиц [14].

Члены, стоящие в левой части уравнения (2), описывают, соответственно, изменение во времени и конвективный перенос диссипации энергии турбулентности. Члены в правой части описывают, соответственно, диффузию диссипации энергии турбулентности D_ε , генерацию диссипации за счет энергии осредненного движения $C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P$, подавление диссипации вследствие вязкости $C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}$ и эффект влияния частиц на диссипацию турбулентности $C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} A_k$.

Член уравнения A_k , отвечающий за влияние частиц на энергию турбулентности, должен учитывать все три основные физические механизмы и может быть представлен в следующем виде:

$$A_k = P_{pS} + P_{pL} - \varepsilon_p. \quad (3)$$

Здесь P_{pS} – дополнительная генерация энергии турбулентности вследствие вовлечения предельно малоинерционных частиц в мелкомасштабное пульсационное движение; P_{pL} – дополнительная генерация энергии турбулентности в следах за движущимися крупными частицами; ε_p – дополнительная диссипация турбулентности вследствие вовлечения относительно малоинерционных частиц в крупномасштабное пульсационное движение.

Далее будем рассматривать случай стационарно-го гидродинамически развитого течения, для которого левая часть уравнений (1) и (2) обращается в нуль. С целью получения простого аналитического решения, описывающего влияние частиц на энергию турбулентности, анализ проведем в так называемом бездиффузионном приближении ($D = 0$).

С учетом принятых допущений уравнение (1) приобретает вид

$$P + P_{pS} + P_{pL} = \varepsilon + \varepsilon_p. \quad (4)$$

В отличие от уравнения для турбулентной энергии, в уравнении для диссипации (2) необходимо учитывать диффузионный перенос D_ε . Для случая стационарного гидродинамически развитого течения (без учета нестационарного и конвективного членов) с учетом (4), из (2) получаем

$$D_\varepsilon = \frac{(C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1})\varepsilon P}{k} = 0. \quad (5)$$

С целью получения аналитического решения диффузионный поток в (5) аппроксимируется алгебраическим соотношением [14]

$$D_\varepsilon = \frac{(C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1})C_\mu^{3/2} k^2}{l^2} = 0, \quad (6)$$

где $C_\mu = 0.09$, l – интегральный пространственный масштаб турбулентности (длина пути смешения Прандтля–Никурадзе).

Приравнявая (5) и (6), получаем выражение для скорости диссипации турбулентной энергии

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/2} k^3}{l^2 P}. \quad (7)$$

Полученное из уравнения для диссипации энергии турбулентности соотношение (7) выражает связь между диссипацией и “генерационным” членом P .

Член, отвечающий за генерацию энергии турбулентности в однофазном потоке из осредненного движения, обычно представляют как

$$P = \frac{C_\mu k^2}{l} \left(\frac{\partial U_x}{\partial y} \right)^2, \quad (8)$$

где U_x – продольная составляющая скорости газа; y – поперечная координата, направленная от стенки к оси трубы.

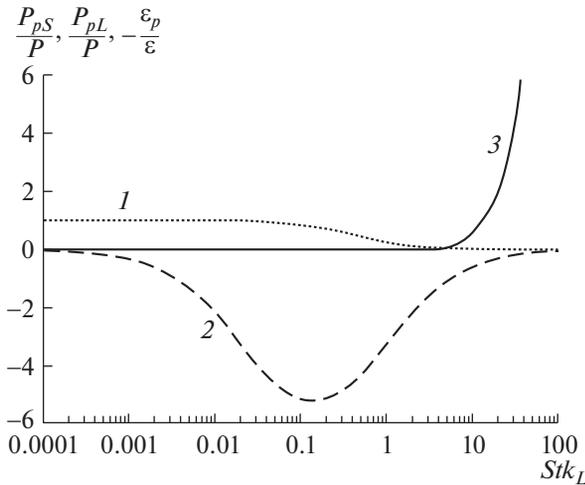


Рис. 1. Иллюстрация вклада основных механизмов влияния частиц на турбулентность несущего потока в зависимости от инерционности: $\frac{P_{pS}}{P}$ (1); $-\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon}$ (2); $\frac{P_{pL}}{P}$ (3).

Подставим в (4) выражения для P и ε из (8) и (7). Произведя несложные преобразования, получим выражение для турбулентной энергии несущего потока

$$k = \frac{Pl^2 \left(\frac{\partial U_x}{\partial y} \right)^2 \left[1 + \frac{P_{pS} + P_{pL}}{P} \right]}{\varepsilon C_\mu^{1/2} \left(1 + \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon} \right)}. \quad (9)$$

Предположив, что воздействием дисперсной фазы на профиль осредненной скорости газа так же, как и на распределение длины смещения, при анализе влияния на интенсивность турбулентной энергии можно пренебречь, для равновесного приближения ($P = \varepsilon$) из (9) получаем

$$\frac{k}{k_0} = \frac{1 + \frac{P_{pS} + P_{pL}}{P}}{1 + \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon}}, \quad (10)$$

где $k_0 = \frac{l^2}{C_\mu^{1/2}} \left(\frac{\partial U_x}{\partial y} \right)^2$ – турбулентная энергия однофазного потока.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ЧАСТИЦ РАЗЛИЧНОЙ ИНЕРЦИОННОСТИ НА ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

Для расчета влияния частиц по уравнению (10) в случае пристеночной турбулентности можно воспользоваться выражениями для P_{pS} , P_{pL} и ε_p , полученными ранее в [14, 11, 12] соответственно.

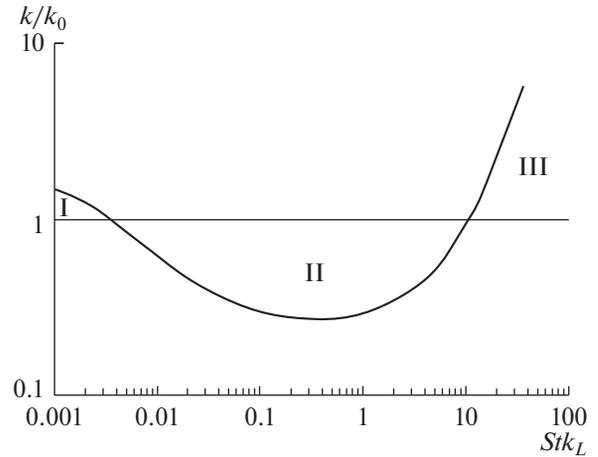


Рис. 2. Влияние инерционности частиц на энергию турбулентности несущего газа ($M = 1, z = 0.2$). Цифрами обозначены: I – область генерации турбулентности предельно малоинерционными частицами; II – область диссипации турбулентности относительно малоинерционными частицами; III – область генерации турбулентности крупными частицами.

На рис. 1 показаны величины $\frac{P_{pS}}{P}$, $-\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon}$ и $\frac{P_{pL}}{P}$ в зависимости от инерционности частиц (числа Стокса в крупномасштабном пульсационном движении Stk_L). Расчет указанных величин производился на основе данных [11, 12, 14] для массовой концентрации частиц $M = 1$. Вычисления выполнены при следующих параметрах однофазного потока: $z = 0.2$ (отношение тейлорова и лагранжева временных масштабов турбулентности), $k_0 = 1.5 \text{ м}^2/\text{с}^2$, $T_L = 0.043 \text{ с}$ и $l = 0.007 \text{ м}$.

На рис. 2 показано влияние инерционности частиц на отношение энергий турбулентности в двухфазном и однофазном потоке. Расчет энергии турбулентности двухфазного потока проводился с использованием соотношения (10) и рассчитанных ранее величин $\frac{P_{pS}}{P}$, $\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon}$ и $\frac{P_{pL}}{P}$ (см. рис. 1).

Из приведенных данных видно, что с ростом инерционности частиц (числа Стокса) турбулизирующий эффект частиц вследствие их вклада в порождение турбулентности сменяется на ламинаризирующее влияние за счет дополнительной диссипации, а затем снова сменяется на турбулизирующий эффект вследствие генерации турбулентности в следах за крупными частицами.

Для большинства имеющихся на сегодняшний день экспериментальных данных по влиянию частиц на турбулентность газа диаметр каналов (труб) составляет десятки миллиметров, а скорости несущей фазы от нескольких до нескольких десятков метров в секунду. Для указанных условий предельно малоинерционные частицы имеют

субмикрометровые размеры (наночастицы), относительно малоинерционные частицы – микрометровые размеры (микрочастицы), а крупные частицы – миллиметровые размеры (макрочастицы). Этим обстоятельством объясняется использование этих терминов в названии сообщения.

Таким образом, с использованием двухпараметрической модели турбулентности для двухфазного потока впервые получено соотношение, учитывающее все основные механизмы влияния частиц на турбулентность газа. Полученное выражение позволяет проводить анализ влияния частиц на энергию турбулентности несущей фазы в широком диапазоне изменения инерционности последних.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Horwitz J.A., Mani A.* // *Physical Review Fluids*. 2020. V. 5. Paper № 104302.
2. *Marchetti B., Bergougnoux L., Guazzelli E.* // *J. of Fluid Mechanics*. 2020. V. 908. Paper № A30.
3. *Sozza A., Cencini M., Musacchio S., Boffetta G.* // *Physical Review Fluids*. 2020. V. 5. Paper № 094302.
4. *Kalenko S., Liberzon A.* // *Int. J. Multiphase Flow*. 2020. V. 133. Paper № 103451.
5. *Li D., Luo K., Wang Z., Xiao W., Fan J.R.* // *Physics of Fluids*. 2019. V. 31. Paper № 063303.
6. *Buchta D.A., Shallcross G., Capecehatro J.* // *J. of Fluid Mechanics*. 2019. V. 875. P. 254–285.
7. *Richter D.H., Sullivan P.P.* // *Physics of Fluids*. 2019. V. 26. Paper № 103304.
8. *Varaksin A.Yu.* // *High Temperature*. 2015. V. 53. № 3. P. 423–444.
9. *Yuan Z., Michaelides E.E.* // *Int. J. Multiphase Flow*. 1992. V. 18. № 5. P. 779–785.
10. *Yarin L.P., Hetsroni G.* // *Int. J. Multiphase Flow*. 1994. V. 20. № 1. P. 27–44.
11. *Zaichik L.I., Varaksin A.Yu.* // *High Temperature*. 1999. V. 37. № 4. P. 655–658.
12. *Varaksin A.Yu., Zaichik L.I.* // *High Temperature*. 1998. V. 36. № 6. P. 983–986.
13. *Pakhomov M.A., Protasov M.V., Terekhov V.I., Varaksin A.Yu.* // *Int. J. Heat and Mass Transfer*. 2007. V. 50. P. 2107–2116.
14. *Zaichik L.I., Alipchenkov V.M., Kozlov I.M.* // *High Temperature*. 2010. V. 48. P. 205–214.

ON THE EFFECT OF MACRO-, MICRO- AND NANOPARTICLES ON THE TURBULENCE OF A CARRIER GAS

Corresponding Member of the RAS A. Yu. Varaksin^{a,b}

^a *Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation*

^b *Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation*

By using of a two-parameter turbulence model for two-phase flow, for the first time, a relation was obtained that takes into account all main mechanisms of the effect of particles on gas turbulence. The expression found makes it possible to analyze the effect of particles on the turbulence energy of the carrier phase in a wide range of their inertia. It is shown that the turbulizing effect of extremely low-inertia particles (nanoparticles) is replaced by the laminarizing effect of low-inertia particles (microparticles), and then again is replaced by a turbulizing effect due to the additional generation of turbulence in the wakes behind the large particles (macroparticles).

Keywords: turbulence, particle influence, laminarization, turbulization, macroparticles, microparticles, nanoparticles

УДК 533.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ К АКУСТИЧЕСКИМ ВОЗМУЩЕНИЯМ В ТЕЧЕНИЯХ СЖАТИЯ И РАЗРЕЖЕНИЯ

© 2021 г. Член-корреспондент РАН И. В. Егоров^{1,2,*}, Н. В. Пальчеховская^{1,2,**}

Поступило 20.01.2021 г.
После доработки 20.01.2021 г.
Принято к публикации 25.01.2021 г.

Численно исследована восприимчивость пограничного слоя на плоской пластине к акустическим возмущениям в набегающем сверхзвуковом потоке газа. Рассмотрены углы атаки, при которых в поле течения формируются как ударные волны, так и веер волн разрежения. Изучены особенности взаимодействия этих структур с акустическими волнами и получены закономерности в формировании области неустойчивости пограничного слоя на пластине.

Ключевые слова: пограничный слой, восприимчивость, акустические возмущения, численное моделирование, уравнения Навье–Стокса

DOI: 10.31857/S2686740021020036

Летательные аппараты (ЛА) движутся на крейсерском режиме, как правило, на малых положительных углах атаки. При этом на поверхности ЛА формируются течения сжатия и разрежения. Явления, связанные с ламинарно-турбулентным переходом (ЛТП) на подветренной стороне ЛА, представляются крайне важными, но при этом малоизученными. Исследования возникновения турбулентности в пограничных слоях являются актуальными на протяжении многих лет. Это обусловлено тем, что предсказание местоположения ЛТП и управление переходом – важные практические задачи. Для гиперзвуковых течений эти задачи стоят особенно остро, так как переход влияет не только на аэродинамическое качество ЛА, но и ведет к резкому увеличению тепловых потоков к обтекаемой поверхности. Переход к турбулентности – сложный нестационарный процесс, зависящий от большого числа параметров и развивающийся по разным сценариям [1]. Так как этот процесс зависит от спектрального состава и уровня возмущений набегающего потока, полное моделирование натуральных условий невозможно в аэродинамических трубах, в особенности при

больших скоростях потока [2]. Поэтому задачи исследования начальных стадий ЛТП, таких как восприимчивость и неустойчивость течения в маловозмущенном потоке, являются актуальными. В данной работе изучен процесс восприимчивости на пластине под различными углами атаки на сверхзвуковых режимах обтекания.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование проводилось с помощью численного решения нестационарных уравнений Навье–Стокса в двумерной постановке. Это обусловлено тем, что в данной работе рассматривалась вторая мода возмущений, являющаяся наиболее неустойчивой при больших сверхзвуковых скоростях потока и имеющая двумерный характер поведения [3]. Основные расчетные исследования проведены для модели совершенного газа. Все величины входят в консервативную запись уравнений в безразмерном виде. При обезразмеривании уравнений Навье–Стокса декартовы координаты отнесены к характерному линейному

¹ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

² Центральный аэрогидродинамический институт, Жуковский, Московская обл., Россия

*E-mail: egorov.ivan.v@mipt.ru

**E-mail: palchekovskaia.nv@mipt.ru

Таблица 1

Угол атаки, AoA	Частота, ω	Угол волны, θ
-5°	3517	5°
0°	1905	0°
5°	949	-5°

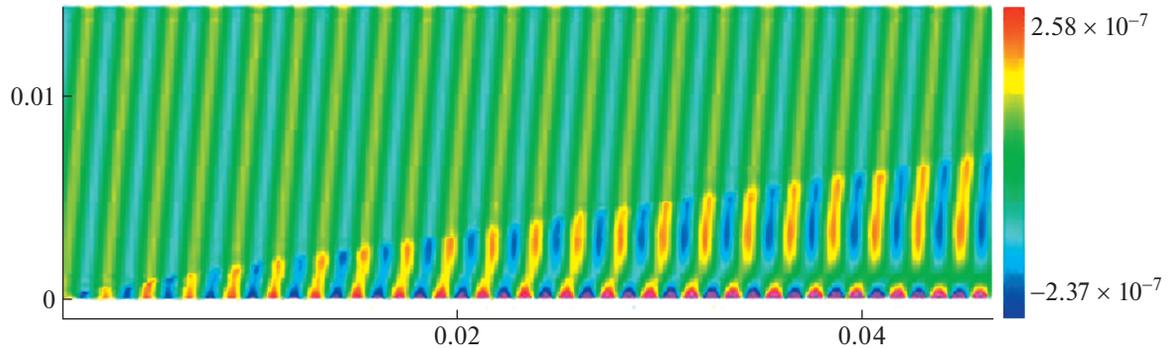


Рис. 1. Поле возмущений давления для $AoA = -5^\circ$ и быстрой акустической волны вблизи передней кромки пластины.

размеру, время — к характерному времени, компоненты вектора скорости — к модулю вектора скорости набегающего потока, давление — к удвоенному скоростному напору набегающего потока, остальные газодинамические переменные — к их значениям в набегающем потоке. При таком обезразмеривании в уравнениях Навье—Стокса появляются основные параметры подобия: показатель адиабаты, число Маха набегающего потока, число Рейнольдса, число Прандтля. Обезразмеренные таким образом уравнения Навье—Стокса использовались при численном интегрировании. Интегрирование уравнений Навье—Стокса выполнялось с помощью интегрирующего метода (метода конечного объема). Его применение к уравнениям Навье—

Стокса позволяет получить разностные аналоги законов сохранения. Для монотонной разностной схемы вычисление потоков в полужелтых узлах осуществлялось на основе решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва. При аппроксимации конвективной составляющей векторов потоков в полужелтых узлах использовалась схема WENO третьего порядка точности. При аппроксимации диффузионной составляющей векторов потоков на грани элементарной ячейки применяется разностная схема типа центральных разностей второго порядка точности. В результате разностной аппроксимации уравнений Навье—Стокса и соответствующих граничных условий на некоторой сетке интегрирование нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных сводилось к решению системы нелинейных алгебраических уравнений. Для решения нелинейных сеточных уравнений использовался модифицированный метод Ньютона—Рафсона. Численный метод реализован на многопроцессорной супер-ЭВМ кластерного типа [4].

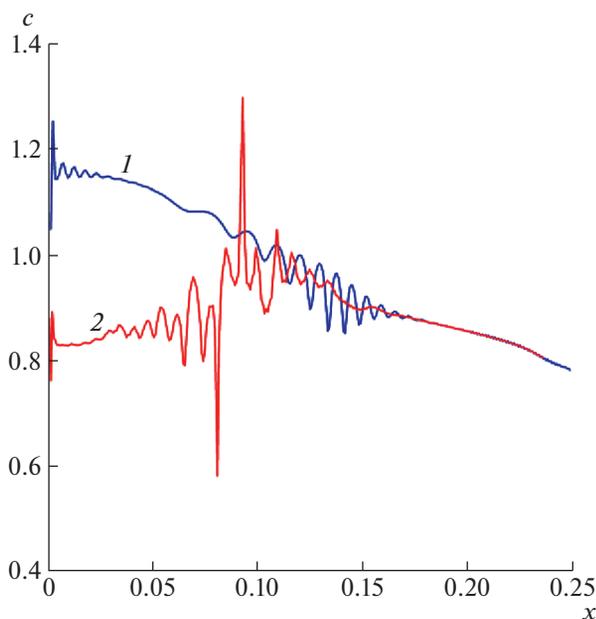


Рис. 2. Фазовые скорости возмущений, генерируемых быстрой (1) и медленной (2) акустическими волнами для $AoA = -5^\circ$.

Задача восприимчивости решалась в два этапа. Сначала методом установления рассчитывалось стационарное поле течения. Затем на входной и верхней границах расчетной области ставились нестационарные граничные условия, моделирующие акустическую волну с заданной частотой и компонентами волнового вектора, и далее решалась нестационарная задача. Вычисления производились до тех пор, пока не установится гармоническое по времени поле возмущения.

Расчетная сетка для всех случаев имела размерность 6050×603 узлов и разбивалась на 96 блоков, каждый из которых обрабатывался на одном ядре многопроцессорной супер-ЭВМ. На поверхности пластины ставились условия прилипания для скорости и изотермическое условие для температуры с температурным фактором $t_w = 0.3$, что соответствует холодной стенке. На правой выходной границе ставилось условие экстраполяции зависимых переменных.

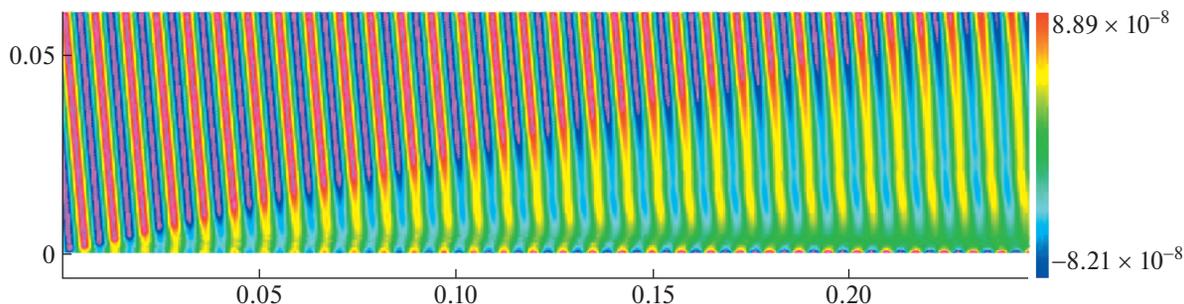


Рис. 3. Поле возмущений давления для $\text{AoA} = 5^\circ$ и быстрой акустической волны вблизи передней кромки пластины.

Первым этапом решалась задача невозмущенного обтекания пластины с числом Маха набегающего потока $M_\infty = 6$, температурой $T_\infty = 80$ К, числом Рейнольдса $\text{Re}_{L,\infty} = 3 \times 10^7$, рассчитанным по длине пластины. На входной границе ставились условия Дирихле, на верхней границе ставились условия экстраполяции зависимых переменных. В результате методом установления по времени получалось стационарное поле течения с ударной волной при углах атаки набегающего потока $\text{AoA} = -5^\circ$ и $\text{AoA} = 0^\circ$ или с веером волн разрежения при $\text{AoA} = 5^\circ$.

Вторым этапом на полученное стационарное поле накладывались возмущения в виде монохроматической акустической волны [5]. Рассматривались отдельно случаи быстрой и медленной

акустических волн. В данной работе выбрана амплитуда акустических возмущений $\varepsilon = 10^{-7}$ для обеспечения линейности процесса восприимчивости. Для каждого режима частота акустических волн выбиралась так, чтобы область неустойчивости находилась в пределах расчетной области и полученное усиление было одинаково (N -фактор, примерно, был равен одному и тому же числу [3]). Безразмерные частоты (частота нормирована на отношение скорости набегающего потока к характерному линейному размеру) и углы падения акустических волн для каждого угла атаки представлены в табл. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В анализе полученных результатов в основном использовались поля возмущений скорости, давления и температуры, которые представляют собой разность полей с акустическими возмущениями в набегающем потоке и стационарных полей без возмущений. В случае $\text{AoA} = -5^\circ$ и быстрой акустической волны в набегающем потоке фазовая скорость возмущений сходится к фазовой скорости моды F (по терминологии [6]) от передней кромки до $x = 0.03$. Это наглядно демонстрируется полем возмущений давления вблизи передней кромки: при $x \approx 0.03$ исчезают “перемычки”, соединяющие ячеистые структуры в пограничном слое с полосчатыми структурами, идущими от ударной волны (рис. 1). Затем мода F накачивает моду S (по терминологии [6]) и, начиная с $x = 0.15$, доминирует мода S (рис. 2). В случае $\text{AoA} = -5^\circ$ и медленной акустической волны фазовая скорость быстро сходится к фазовой скорости моды S . Затем наблюдаются осцилляции, которые исчезают вблизи $x = 0.15$. В случае $\text{AoA} = 0^\circ$ поведение фазовых скоростей схоже с режимом $\text{AoA} = -5^\circ$, но мода S начинает доминировать значительно ниже по потоку – вблизи $x = 0.3$. На рис. 3 представлено поле возмущений давления вблизи передней кромки для угла атаки $\text{AoA} = 5^\circ$, когда на процесс восприимчивости оказывает влияние веер волн разреже-

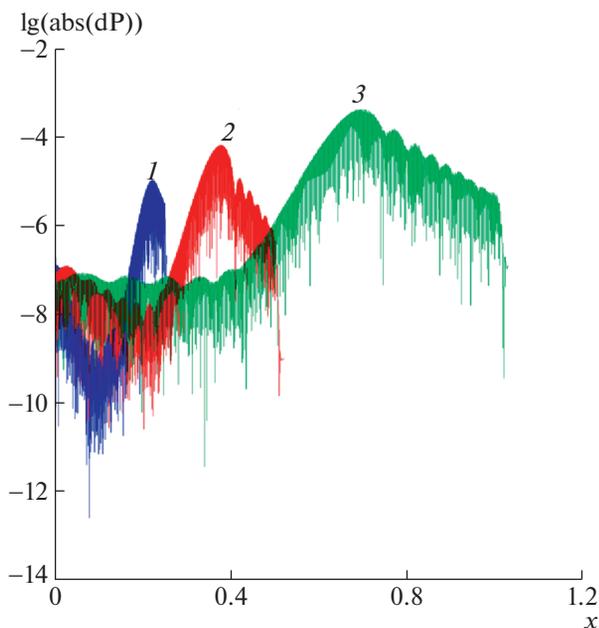


Рис. 4. Распределение абсолютной величины возмущения давления вдоль поверхности пластины для $\text{AoA} = -5^\circ$ (1), $\text{AoA} = 0^\circ$ (2), $\text{AoA} = 5^\circ$ (3) для случая медленной акустической волны.

ния. При $\text{AoA} = 5^\circ$ поведение фазовых скоростей также аналогично предыдущим режимам, а мода S доминирует, начиная с $x = 0.6$.

Эти результаты позволяют сделать вывод о том, что мода F (мода S) возбуждается быстрой (медленной) акустической волной в малой окрестности передней кромки пластины. Далее вниз по потоку происходит межмодовый обмен, в результате чего до конца расчетной области наблюдается доминирование неустойчивой моды S .

Распределения возмущений давления вдоль поверхности пластины демонстрируют развитие возмущений в поле течения. Можно видеть, что при увеличении угла атаки область неустойчивости значительно сдвигается вниз по потоку (рис. 4).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают глубокую благодарность А.В. Федорову за обсуждение работы.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-00184).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Устинов М.В. Ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое (обзор) // Ученые записки ЦАГИ. 2013. Т. XLIV. № 1. С. 3–43.
2. Lin R.-S., Malik M.R. Stability and transition in compressible attachment-line boundary-layer flow // SAE Technical Paper 952041, 1995.
3. Fedorov A. Transition and stability of high-speed boundary layers // Annu. Rev. Fluid Mech. 2011. V. 43. P. 79–95.
4. Егоров И.В., Новиков А.В. Прямое численное моделирование ламинарно-турбулентного обтекания плоской пластины при гиперзвуковых скоростях потока // ЖВМиМФ. 2016. Т. 56. № 6. С. 145–162.
5. Егоров И.В., Судаков В.Г., Федоров А.В. Численное моделирование восприимчивости сверхзвукового пограничного слоя к акустическим возмущениям // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2006. Т. 41. № 1. С. 42–53.
6. Fedorov A. V. Receptivity of a high-speed boundary layer to acoustic disturbances // J. Fluid Mech. 2003. V. 491. P. 101–129.

NUMERICAL SIMULATION OF SUPERSONIC BOUNDARY LAYER RECEPTIVITY TO ACOUSTIC DISTURBANCES IN COMPRESSION AND RAREFACTION FLOWS

Corresponding Member of the RAS I. V. Egorov^{a,b} and N. V. Palchekovskaya^{a,b}

^a Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow region, Russian Federation

^b Central Aerohydrodynamic Institute, Zhukovsky, Moscow region, Russian Federation

Receptivity of boundary layer on a flat plate to acoustic disturbances in the incoming supersonic gas flow is numerically studied. Angles of attack are considered, at which shock waves and rarefaction fan are generated in the flow field. Peculiarities of these structures interaction with acoustic waves have been studied and regularities in the origin of boundary layer instability region have been obtained.

Keywords: boundary layer, receptivity, acoustic disturbances, numerical simulation, Navier–Stokes equations

УДК 532.5.013.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ ПРИМЕНИМОСТИ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ УСТОЙЧИВОСТИ К ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУЕ

© 2021 г. Ю. С. Зайко^{1,*}, Л. Р. Гареев¹, А. Д. Чичерина¹, В. В. Трифонов¹,
В. В. Веденеев², А. И. Решмин¹

Представлено академиком РАН А.Г. Куликовским 31.01.2021 г.

Поступило 07.02.2021 г.

После доработки 07.02.2021 г.

Принято к публикации 11.02.2021 г.

Экспериментально получена затопленная струя воздуха круглого поперечного сечения диаметром 0.12 м с длинным ламинарным участком (не менее пяти диаметров струи) при числе Рейнольдса 5400. В рамках линейного анализа устойчивости обнаружены две ветви растущих возмущений, генерируемые тремя точками перегиба на профилях скорости струи, получаемой экспериментально. Определены диапазоны частот растущих возмущений, их скорости роста и длины волн. Проведены эксперименты по внесению контролируемых возмущений в струю с длинным ламинарным участком. Характеристики волн, усиливающихся в экспериментах вследствие внесения возмущений, оказались близки к предсказаниям линейной теории устойчивости. Таким образом, экспериментально подтверждена применимость линейной теории устойчивости к затопленной струе.

Ключевые слова: линейная теория устойчивости, уравнение Рэлея, затопленная струя

DOI: 10.31857/S2686740021020115

Развитие малых возмущений в соответствии с линейной теорией устойчивости было подтверждено экспериментально лишь для некоторых течений: например, для пограничного слоя Блазиуса [1, 2], плоского течения Пуазейля [3, 4], течения Пуазейля в трубе круглого поперечного сечения [5]. Подобные эксперименты для затопленных струй осложняются тем, что при обычных условиях критические числа Рейнольдса Re_{cr} перехода к турбулентности в струях низкие, в случае струи круглого поперечного сечения Re_{cr} лежит в диапазоне от 14 до 44 [6–8]. Результаты линейной теории устойчивости в применении к затопленным струям верифицировались экспериментально лишь на турбулентных струях (в них длина участка до перехода составляла 1–2 диаметра), а вносимые в струи возмущения были интенсивными и существенно влияли на течение [9–11].

В НИИ механики МГУ была создана установка для формирования затопленной струи диаметром $D = 0.12$ м с длиной ламинарного участка $\sim 5D$

при числах Рейнольдса, посчитанных по диаметру и средней скорости, в диапазоне 5000–10 000 [12, 13]. Такая струя позволяет провести детальные экспериментальные наблюдения развития возмущений и сравнить их с предсказаниями линейной теории устойчивости, примененной к профилям скорости струи на различных расстояниях от ее начала. В настоящей работе показано, что полученные в эксперименте диапазоны частот, длины волн и скорости роста наиболее быстро растущих возмущений согласуются с предсказаниями линейной теории.

СТРУЯ С ДЛИННЫМ ЛАМИНАРНЫМ УЧАСТКОМ

Устройство и формируемая им струя с длинным ламинарным участком детально описаны в [12, 13]. Далее в настоящей работе теоретический анализ и эксперименты проводятся для струи с числом Рейнольдса, посчитанным по диаметру D и средней скорости, равным 5400 (скорость на оси струи $U_c = 1.5$ м/с). Профили скорости на различных расстояниях от начала струи были измерены термоанемометром, сравнены с профилями, получающимися в расчете стационарного ламинарного течения (см. [13]), и приближены аналитическими функциями (рис. 1).

¹ Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: zayko@imec.msu.ru

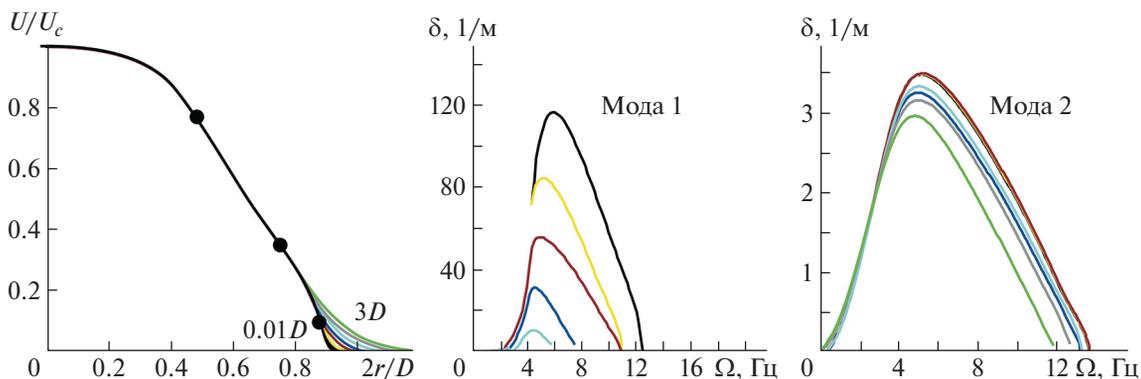


Рис. 1. Обезразмеренные на максимальную скорость и радиус струи профили скорости на различных удалениях от начала струи (кружками показаны обобщенные точки перегиба начального профиля); зависимости скоростей роста мод двух ветвей растущих возмущений от частоты, цвета соответствуют цветам профилей скорости и указывают различные удаления от начала струи.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ

Проведен теоретический линейный анализ устойчивости струи на основе невязкого приближения — с использованием уравнения Рэлея. Основанием для этого послужило достаточно высокое число Рейнольдса (5400) исследуемого течения. Рассматривалась осесимметричная мода. Были проанализированы 9 профилей продольной скорости на различных удалениях от начала струи, причем в начальном срезе струи профиль скорости $u(r)$ имеет три обобщенные точки перегиба — точки, где $(U'(r)/r)' = 0$, штрих обозначает дифференцирование по r , см. рис. 1. Установлено, что в изучаемом течении существует две ветви растущих возмущений. Отметим, что в классических профилях скорости (ударный “top-hat”, автотомельный “far-downstream”) существует лишь одна ветвь растущих возмущений, генерируемая одной обобщенной точкой перегиба. В рассматриваемой в настоящей работе струе первая ветвь растущих возмущений генерируется точками перегиба, расположенными вблизи границы, и вторая ветвь — точкой перегиба, расположенной ближе к оси струи (см. рис. 1). Получены скорости пространственного роста и длины волн растущих возмущений. Оказывается, что наиболее быстро растущие возмущения первой ветви имеют частоты в диапазоне ~4..8 Гц (рис. 1). При этом при движении вниз по потоку крайняя точка перегиба смещается внутрь струи из-за изменения профиля, вызванного его вязким “расплыванием”, что сопровождается падением максимальной скорости роста возмущения и сужением диапазона частот растущих волн. Частоты наиболее быстро растущих возмущений второй ветви также лежат в диапазоне ~4..8 Гц (рис. 1); на участке ламинарности струи эта мода не претерпевает суще-

ственных изменений, связанных с эволюцией профиля скорости.

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ВНЕСЕНИЮ КОНТРОЛИРУЕМЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СТРУЮ

Устройство для внесения возмущений в струю показано на рис. 2. Оно состоит из натянутых между приводами тонких металлических струн, на которых соосно струе закреплено кольцо из более толстой проволоки (сечения струн и проволоки подбирались таким образом, чтобы числа Рейнольдса их обтекания были ниже чисел Рейнольдса образования за ними дорожек Кармана). Струны с кольцом приводятся в движение управляемым по частоте и амплитуде приводом, что позволяет перемещать кольцо вдоль оси струи с заданной частотой и амплитудой. Использовались кольца двух диаметров: кольцо № 1 имеет такой диаметр, что располагается между двумя точками перегиба, генерирующими первую ветвь растущих возмущений; радиус кольца № 2 равен расстоянию от оси струи до точки перегиба, расположенной ближе к оси струи и генерирующей вторую ветвь растущих возмущений.

Было проверено, что установка в струю неподвижного кольца не оказывает существенного влияния на течение, длина ламинарного участка струи не сокращается; см. рис. 3, на котором приведена фотография струи при покоящемся кольце (0 Гц). Проведено две серии экспериментов: в первой серии ставилась цель возбудить первую моду, полученную теоретически (использовалось кольцо № 1), во второй серии — вторую моду, генерируемую точкой перегиба вблизи оси струи (использовалось кольцо № 2). В первой серии экспериментов струя засеивалась частицами глицерина, проводилась съемка струи в сечении лазерного ножа при колебаниях кольца № 1 с частотой

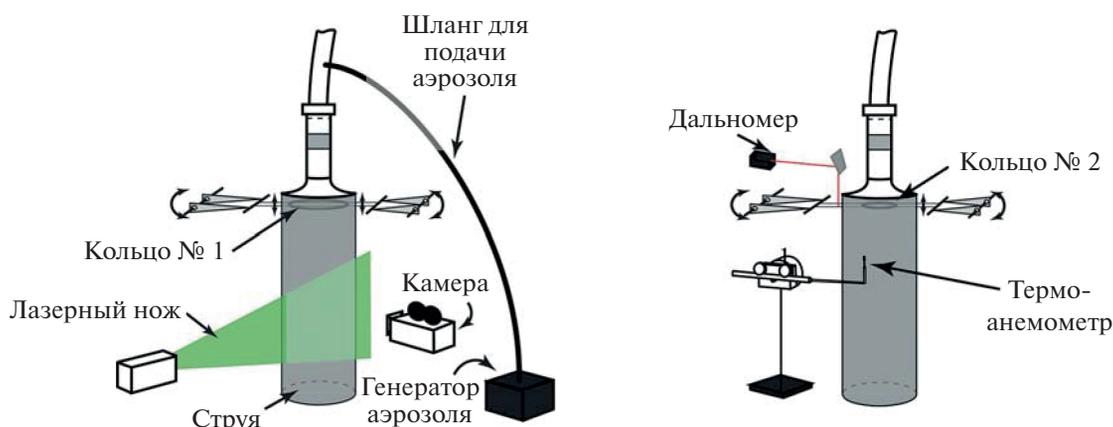


Рис. 2. Схема течения, внесения возмущений в струю, лазерного ножа и термоанемометра с дальномером.

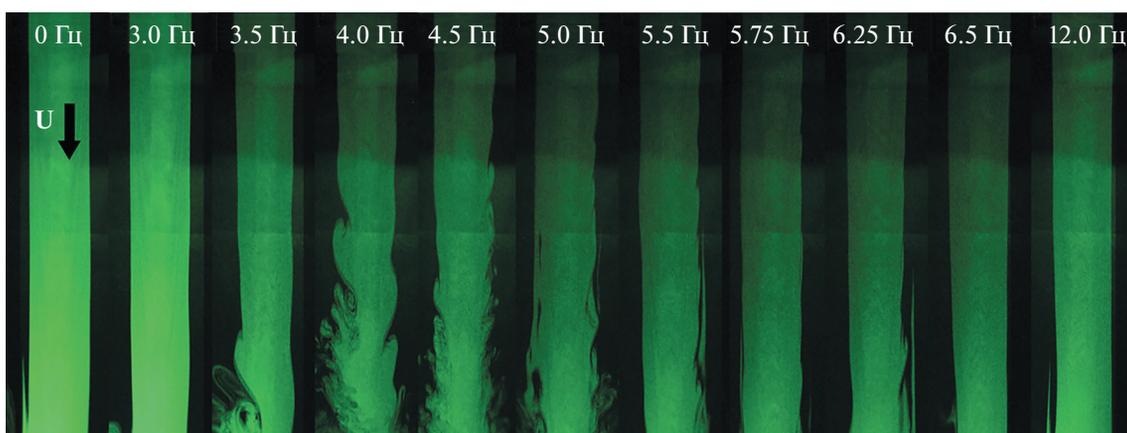


Рис. 3. Фотографии струи в сечении лазерного ножа при различных частотах колебаний кольца № 1.

тами от 0 до 12 Гц с шагом 0.25 Гц (см. фотографии струй на рис. 3). Были получены картины течения при различных частотах колебаний кольца и длины волн, образующихся на границе струи. Во второй серии экспериментов производилась синхронная запись сигналов с дальномера, фиксировавшего положение в пространстве кольца № 2, и датчика термоанемометра, снимающего показания вдоль диаметра струи на различных расстояниях от начала струи. Для различных частот строились корреляционные картины полученных сигналов, которые позволили определить длины волн, имеющих заданную частоту.

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С ПРЕДСКАЗАНИЯМИ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ УСТОЙЧИВОСТИ

На рис. 3 показана струя в сечении лазерного ножа при различных частотах колебаний кольца № 1 (и одинаковой скорости колебаний). Видно,

что при частотах меньше 3 и больше 6.5 Гц нет существенного влияния колебаний на течение. При частотах в диапазоне 3.5–6.25 Гц наблюдается сокращение ламинарного участка струи. Эти частоты соответствуют диапазону частот наиболее быстро растущих возмущений, полученному теоретически. По результатам съемки были определены длины волн, возникающих на границе струи. Они согласуются с длинами волн первой ветви растущих возмущений, полученной теоретически (см. сравнение на графике на рис. 4).

Длины волн, найденные с помощью корреляционных картин для различных частот колебаний кольца № 2, находятся в хорошем согласии с длинами волн второй ветви растущих возмущений (см. график на рис. 4, символы – треугольники).

На рис. 4 также приведено сравнение теоретически полученного роста возмущения первой ветви $\int \delta(x) dx$ для частоты 5 Гц (с учетом эволюции профиля скорости струи вниз по потоку) с ампли-

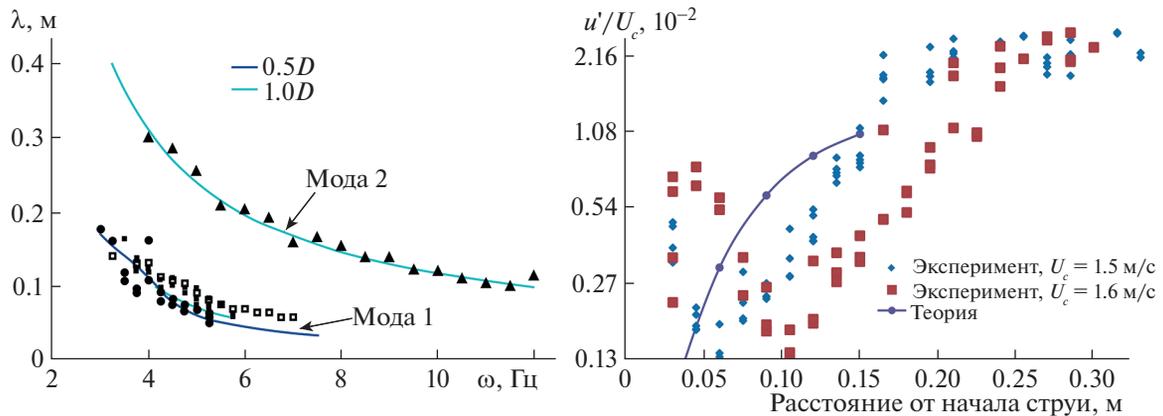


Рис. 4. Сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей длин волн λ от частоты. Символами показаны длины волн, полученные в экспериментах, кривыми – теоретически полученные длины волн. Сравнение теоретически установленной скорости роста возмущения, имеющего частоту 5 Гц, и максимальной амплитуды относительной пульсации скорости u'/U_c от расстояния от начала струи.

тудой пульсации скорости из эксперимента, в котором кольцо № 1, генерирующее первую ветвь растущих возмущений, колебалось с частотой 5 Гц (сигнал термоанемометра отфильтрован вокруг частоты 5 Гц). В непосредственной близости от колеблющегося кольца наблюдается присутствие не только возмущаемой моды, но целого спектра волн, которые быстро затухают, после чего наблюдается линейный (в логарифмической шкале) рост собственной моды (пульсации растут экспоненциально вниз по потоку), который на определенном расстоянии сменяется стадией нелинейного развития. Несмотря на смещения между теоретическим графиком и двумя сериями экспериментальных точек в осевом направлении (вызванные разными условиями измерений), наблюдается согласие в скорости роста между теорией и экспериментом.

ВЫВОДЫ

В работе экспериментально показано, что линейная невязкая теория устойчивости правильно предсказывает свойства волн в ламинарной затопленной струе круглого поперечного сечения при числе Рейнольдса 5400. В экспериментах усиливались волны, соответствующие полученным теоретически собственным модам обеих ветвей растущих возмущений. Длины волн, диапазоны частот и скорости роста возмущений, установленные экспериментально, близки к соответствующим величинам, предсказанным в рамках линейной невязкой теории устойчивости. Таким образом, благодаря использованию струи большого диаметра ($D = 0.12$ м) с длинным ламинарным участком, позволяющей детально изучать развитие волн, в работе экспериментально верифицирована невязкая линейная теория устойчи-

вости в применении к ламинарной затопленной струе.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект 20-19-00404).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schubauer G.B., Skramstad H. K. Laminar boundary-layer oscillations and transition on a flat plate // J. Res. Nat. Bur. Stand. 1947. V. 38. P. 251–292.
2. Boiko A.V., Westin K.J.A., Klingmann B.G.B., Kozlov V.V., Alfredsson P.H. Experiments in a boundary layer subjected to free stream turbulence. Pt. 2. The role of TS-waves in the transition process // J. Fluid Mech. 1994. V. 281. P. 219–245.
3. Nishioka M., Iida S., Ichikawa Y. An experimental investigation of the stability of plane Poiseuille flow // J. Fluid Mech. 1975. V. 72(4). P. 731–751.
4. Козлов В.В., Рамазанов С.П. Экспериментальное исследование устойчивости течения Пуазейля // Изв. СОАН СССР. Сер. техн. наук. 1981. № 8. Вып. 2. С. 45–48.
5. Pfenniger W. Transition in the inlet length of tubes at high Reynolds numbers / Boundary layer and flow control (ed. G. Lachman). Pergamon. 1961. P. 970–980.
6. Morris P.J. The spatial viscous instability of axisymmetric jets // J. Fluid Mech. 1976. V. 77(3). P. 511–526.
7. Shtern V., Hussain F. Effect of deceleration on jet instability // J. Fluid Mech. 2003. V. 480. P. 283–309.
8. Мулладжанов Р.И., Яворский Н.И. Линейная гидродинамическая устойчивость дальнего поля затопленной ламинарной струи // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки. 2018. Т. 11(3). P. 108–121.

9. Crow S.C., Champagne F.H. Orderly structure of jet turbulence // J. Fluid Mech. 1971. V. 48. P. 547–591.
10. Cohen J., Wygnanski I. The evolution of instabilities in the axisymmetric jet. Pt. 1. The linear growth of disturbances near the nozzle // J. Fluid Mech. 1987. V. 176. P. 191–219.
11. Petersen R.A., Samet M.M. On the preferred mode of jet instability // J. Fluid Mech. 1988. V. 194. P. 153–173.
12. Зайко Ю.С., Решмин А.И., Тепловодский С.Х., Чичерина А.Д. Исследование затопленных струй с увеличенной длиной начального ламинарного участка // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 1. С. 97–106.
13. Zayko J., Teplovodskii S., Chicherina A., Vedeneev V., Reshmin A. Formation of free round jets with long laminar regions at large Reynolds numbers // Phys. Fluids. 2018. V. 30. 043603.

EXPERIMENTAL VALIDATION OF LINEAR STABILITY THEORY APPLIED TO THE SUBMERGED JET

**J. S. Zayko^a, L. R. Gareev^a, A. D. Chicherina^a, V. V. Trifonov^a,
V. V. Vedeneev^b, and A. I. Reshmin^a**

^a *Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation*

^b *Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation*

Presented by Academician of the RAS A.G. Kulikovskiy

The submerged air jet of round cross section, diameter 0.12 m and long laminar region (at least 5 jet diameters) was obtained experimentally at the Reynolds number 5400. By the linear stability analysis, two branches of growing perturbations are found that are generated by three generalized inflection points on the experimental jet profiles. Ranges of growing perturbations' frequencies are obtained, as well as their growth rates and wavelengths. Experiments, in which controlled perturbations has been introduced into the jet with long laminar region, are conducted. Characteristics of waves, which grew in experiments due to perturbations introduction, are close to the predictions of the linear stability theory. Hereby, the linear stability theory, applied to the submerged jet, is validated experimentally.

Keywords: linear stability theory, Rayleigh equation, submerged jet

УДК 534.511.4

СТРУКТУРЫ РАЗРЫВОВ В РЕШЕНИЯХ УРАВНЕНИЙ, ОПИСЫВАЮЩИХ ПРОДОЛЬНО-КРУТИЛЬНЫЕ ВОЛНЫ В УПРУГИХ СТЕРЖНЯХ

© 2021 г. Академик РАН А. Г. Куликовский^{1,*}, А. П. Чугайнова^{1,**}

Поступило 25.02.2021 г.

После доработки 25.02.2021 г.

Принято к публикации 01.03.2021 г.

Изучаются структуры разрывов (с учетом вязкости) в решениях гиперболической системы уравнений, описывающих связанные продольно-крутильные волны в упругих стержнях. Обнаружены условия существования особых разрывов, а также условия отсутствия структуры эволюционных разрывов.

Ключевые слова: ударные волны, структура разрыва, особые разрывы, законы сохранения

DOI: 10.31857/S268674002102005X

Рассматриваются нелинейные волны малой амплитуды в упругих стержнях, когда имеется сильное взаимодействие продольных и крутильных движений. Ранее эти движения рассматривались независимо [1–6], а в некоторых случаях рассматривалось частичное взаимодействие этих движений [7]. В [8] была выписана гиперболическая система уравнений, выражающая законы сохранения продольного импульса и момента импульса и рассмотрены простые волны и образование разрывов. В [9, 10] были исследованы возможные разрывы в решениях этих уравнений на основе соотношений, обеспечивающих выполнение упомянутых законов сохранения. Была исследована ударная адиабата и неравенства между скоростью разрыва и скоростями малых возмущений по обе стороны разрыва. Как известно, кроме существования разрывов типа ударных волн, на которых выполняются соотношения, следующие из законов сохранения и обеспечивающие их эволюционность [11, 12], возможны разрывы, называемые особыми [13], соотношения на которых представлены, помимо соотношений, следующих из законов сохранения, некоторыми дополнительными соотношениями [14]. При теоретическом изучении дополнительных соотношения могут быть получены как условия существования стационарной структуры разрыва [15].

В предлагаемой работе, с целью изучения возможностей реализации разрывов обоих типов, изучается решение задачи о структуре разрывов в предположении, что главный механизм, определяющий структуру – вязкость.

Рассмотрим случай, когда при распространении волн в стержнях нелинейные эффекты происходят за счет нелинейной связи напряжений и деформаций, причем последние считаются малыми. Упругую энергию единицы лагранжевой длины стержня будем считать представленной в виде кубического многочлена от деформаций (растяжения u_1 и закрутки u_2), а кинетическую энергию – в виде квадратичной формы с диагональной матрицей коэффициентов от скоростей v_1 и v_2 :

$$u_1 = \frac{\partial q}{\partial x}, \quad u_2 = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v_1 = \frac{\partial q}{\partial t}, \quad v_2 = \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь $q = q(x, t)$ – перемещения вдоль оси стержня, x – лагранжева координата вдоль оси стержня, t – время, $\varphi = \varphi(x, t)$ – угол поворота сечения стержня.

Если ввести новые переменные, отличающиеся от пар переменных u_1, v_1 и u_2, v_2 подходящим образом подобранными множителями λ_1 и λ_2 , то уравнения движения можно записать в виде (для новых переменных оставлены прежние обозначения)

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial F}{\partial u_i} + \mu_i \frac{\partial^2 v_i}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial u_i}{\partial t} = \frac{\partial v_i}{\partial x}, \quad i = 1, 2, \quad (2)$$

$$F = F(u_1, u_2) = Au_1^2 + Bu_2^2 + Cu_1^3 + Ru_1u_2^2, \quad (3)$$

$A, B, C, R = \text{const.}$

¹ Математический институт им. В.А. Стеклова
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: kulik@mi-ras.ru

**E-mail: anna_ch@mi-ras.ru

Уравнения (2) представляют усредненные по сечению стержня уравнения нелинейной вязкоупругости, выражающие сохранение продольного импульса и момента импульса вокруг оси стержня. В уравнениях (2) по сравнению с уравнениями, использованными в [10], учтены вязкие напряжения с постоянными коэффициентами вязкости μ_1, μ_2 . Форма (3) принятой внутренней энергии $F(u_1, u_2)$ обусловлена предположением о четности функции F по переменной u_2 .

Под структурой разрыва будем понимать решение $u_i(\xi), v_i(\xi)$ уравнений (2), где $\xi = -x + Wt$, $W = \text{const} > 0$. При $\xi \rightarrow \pm\infty$ решение стремится к предельным значениям. Из уравнений (2) следуют обыкновенные дифференциальные уравнения для структуры, из которых, после однократного интегрирования и исключения переменных v_1 и v_2 , получаем систему уравнений для переменных u_1 и u_2 . Введем вместо переменных u_1 и u_2 переменные Y_1 и Y_2 и вместо переменной ξ переменную η . Таким образом уравнения (2) примут вид

$$-\frac{\mu_1}{\kappa} \frac{dY_1}{d\eta} = U_1 N_1, \quad (4)$$

$$N_1 = \frac{\partial N(Y_1, Y_2)}{\partial Y_1} = \frac{P}{\kappa} \left(Y_1 - \frac{s}{P} \right)^2 + Y_2^2 - \frac{P}{\kappa} \left(1 - \frac{s}{P} \right)^2 - 1,$$

$$-\mu_2 \frac{dY_2}{d\eta} = U_1 N_2, \quad (5)$$

$$N_2 = \frac{\partial N(Y_1, Y_2)}{\partial Y_2} = 2(Y_1 - s)Y_2 - 2(1 - s).$$

Здесь

$$Y_1 = \frac{u_1 - a}{U_1}, \quad Y_2 = \frac{u_2}{U_2}, \quad a = \frac{B - A}{3C - R}, \quad \eta = R\xi, \quad (6)$$

$$s = \frac{W^2 - b}{2RU_1}, \quad b = 2A + 6Ca, \quad (7)$$

$$P = \frac{3C}{R}, \quad \kappa = \frac{U_2^2}{U_1^2}, \quad U_1, U_2 = \text{const},$$

$$N(Y_1, Y_2) = \frac{P}{3\kappa} Y_1^3 + Y_1 Y_2^2 - s \left(\frac{Y_1^2}{\kappa} + Y_2^2 \right) - \left(\frac{P}{\kappa} \left(1 - \frac{s}{P} \right)^2 - 1 \right) Y_1 - 2(1 - s) Y_2. \quad (8)$$

Начальное состояние при $\eta = -\infty$ задается равенствами $Y_1 = 1, Y_2 = 1$ и соответствует состоянию перед структурой. На плоскости Y_1, Y_2 начальная точка $Y_1 = 1, Y_2 = 1$ является особой точкой системы (4), (5) и одновременно стационарной точкой функции $N(Y_1, Y_2)$. Другие особые точки этой

системы могут представлять состояние за структурой (разрывом). Цель предлагаемого исследования состоит в нахождении условий, при которых особые точки системы (4), (5) на плоскости Y_1, Y_2 соединяются интегральными кривыми. Отметим, что согласно (4), (5) функция $N(Y_1(\eta), Y_2(\eta))$ убывает с ростом η : $\frac{dN}{d\eta} < 0$.

Отметим также, что значения скоростной переменной s (см. (7)), соответствующие малым возмущениям $s = s_1$ и $s = s_2$, находятся как собственные значения матрицы вторых производных функции $N(Y_1, Y_2)$ и удовлетворяют уравнению

$$(P - s)(1 - s) = \kappa. \quad (9)$$

Рассмотрим особые точки и интегральные кривые системы (4), (5) в случае, когда $P > 0$. Уравнения $N_1 = 0$ и $N_2 = 0$ представляют на плоскости Y_1, Y_2 эллипс и гиперболу, которые проходят через начальную точку $Y_1 = 1, Y_2 = 1$ и представляют изоклины линий уровня функции $N(Y_1, Y_2)$. Типичный вид линий уровня функции $N(Y_1, Y_2) = \text{const}$ с начальной точкой A_1 изображен на рис. 1а.

Упомянутые изоклины изображены более толстыми линиями. Штриховой линией обозначена вертикальная асимптота гиперболы. Точки A_1, A_4 — седла (как для функции N , так и для уравнений (4), (5)), A_2 — максимум функции N и одновременно узел для системы (4), (5) с выходящими с ростом η интегральными кривыми, A_3 — минимум функции N и узел с входящими в него интегральными кривыми.

Направление движения точки по интегральным кривым с ростом η при всех значениях $m = \frac{\mu_1}{\kappa\mu_2}$ принадлежит тому же квадранту плоскости Y_1, Y_2 , что и вектор $-\text{grad}N$. В области внутри эллипса между ветвями гиперболы (рис. 1) направления движения точки по интегральным кривым с ростом s принадлежат четвертому квадранту. При малых значениях m интегральные кривые почти горизонтальны, а при больших значениях m — почти вертикальны. Это означает существование такого значения $m = m_0(s)$, при котором седла A_1 и A_4 соединены интегральной кривой, представляющей структуру особого разрыва. Интегральная кривая $A_1 \rightarrow A_4$ (седло—седло) может существовать только при $s > 1$, поскольку при $s < 1$ выполняется неравенство $N(A_1) < N(A_4)$, противоречащее убыванию функции N с ростом s . На рис. 2 представлен график $m_0(s)$, полученный численно для $\kappa = 2, P = 0.6, s = 1.2$ на интервале $1 < s < s_2^-$ (кривая a).

Соединение седел A_1 и A_4 при $s > s_2$, когда начальная точка $A_2(1, 1)$ — выходящий узел, опреде-

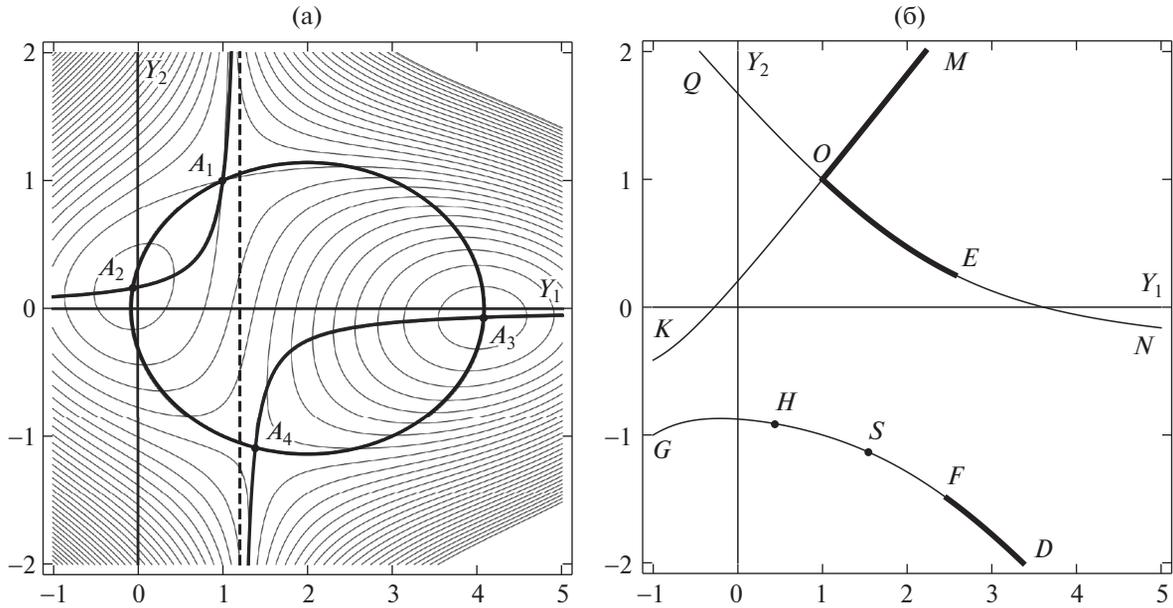


Рис. 1. Линии уровня (а) и ударная адиабата (б). $\kappa = 2$, $P = 0.6$, $s = 1.2$.

ляет граничное значение $m_b(s)$, такое, что при $m < m_b(s)$ точки A_2 и A_4 соединяются интегральной кривой, представляющей структуру быстрой ударной волны, а при $m > m_b(s)$ сепаратриса точки A_1 проходит между точек A_2 и A_4 и структура ударной волны $A_2 \rightarrow A_4$ не существует.

На рис. 2 представлен график функции $m_b(s)$ (кривая b), непрерывно продолжающий график функции $m_a(s)$ (кривая a), хотя аналитически это другая функция. Функция $m_b(s)$ построена численно при тех же параметрах, что и функция $m_a(s)$. Если задано значение m^* и $m^* < m_{\min}$, то при $s > s_2$ структура разрывов типа $A_2 \rightarrow A_4$ существует при всех s . Если $m^* > m_{\min}$, то существует такое значение $s = s_*$, что при $s < s_*$ структура разрыва типа $A_2 \rightarrow A_4$ не существует, а при $s > s_*$ структура этого разрыва существует. При том же неравенстве $m^* > m_{\min}$ существует структура особого разрыва при $s = s^*$ (рис. 2).

На рис. 1б изображен один из вариантов качественно различных ударных адиабат, исследованных в [10] ($0 < P < 1$, $\kappa > 2 - P$), построенный численно для параметров $\kappa = 2$, $P = 0.6$, $s = 1.2$. Ударная адиабата (множество состояний за разрывами из начальной точки O) содержит три ветви — QN , KM и GD . На ударной адиабате жирными линиями отмечены части ударной адиабаты, соответствующие разрывам со структурой. Изображен случай $m^* > m_{\min}$. Части ударной адиабаты OM и FD соответствуют состояниям за быстрыми удар-

ными волнами, имеющим структуру, SF — за эволюционными быстрыми ударными волнами без структуры, OE — за медленными ударными волнами (все они имеют структуру). Точкой H отмечено состояние за особым разрывом. Если $m^* < m_{\min}$, то особого разрыва не будет, и весь эволюционный участок SD будет соответствовать быстрым ударным волнам со структурой. Остальные части ударной адиабаты не могут реализовываться либо в силу неустранимой неэволюционности, либо из-за типов особых точек, не позволяющих образоваться структуре. Исследование структуры разрывов при других значениях параметров P и κ проводится аналогичным образом и будет опубликовано позднее.

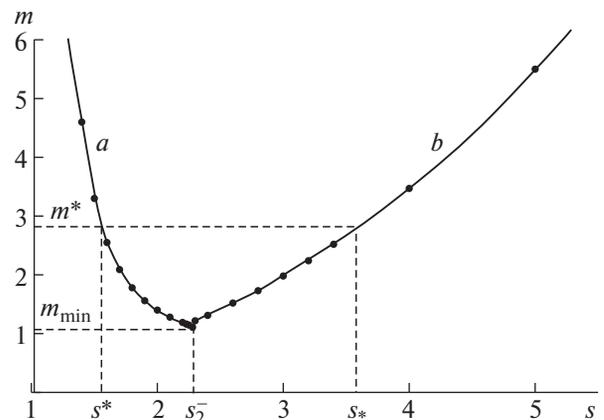


Рис. 2. Функция $m(s)$.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-01-00071).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ergashov M.* A study of the propagation of elastic waves in wound structures taking into account their rotation under extension // *J. Appl. Math. Mech.* 1992. V. 56. № 1. P. 117–124.
2. *Умаров Х.Г.* Задача Коши для уравнения крутильных колебаний нелинейно-упругого стержня бесконечной длины // *ПММ.* 2019. Т. 83. № 2. С. 249–264.
3. *Ерофеев В.И., Ключева Н.В.* Распространение нелинейных крутильных волн в стержне из разномодульного материала // *Известия РАН. Механика твердого тела.* 2003. № 5. С. 147–153.
4. *Sugimoto N., Yamane Y., Kakutani T.* Oscillatory structured shock waves in a nonlinear elastic rod with weak viscoelasticity // *J. Appl. Mech.* 1984. V. 51(4). P. 766–772.
5. *Zhang S., Liu Z.* Three kinds of nonlinear dispersive waves in elastic rods with finite deformation // *Appl. Math. Mech.* 2008. V. 29 (7). P. 909–917.
6. *Singh Salam* Soliton solutions of nonlinear wave equation in finite de-formation elastic cylindrical rod by solitary wave ansatz method // *Intern. J. of Physical Research.* 2016. V. 4(1). P. 12–14.
7. *Малашин А.А.* Продольно-поперечно-крутильные волны и колебания в музыкальных струнах // *ДАН.* 2009. Т. 424. № 2. С. 197–199.
8. *Куликовский А.Г., Чугайнова А.П.* Длинные нелинейные волны в анизотропных цилиндрах // *ЖВМиМФ.* 2017. Т. 57. Вып. 7. С. 1198–1204.
9. *Куликовский А.Г., Чугайнова А.П.* Ударные волны в анизотропных цилиндрах // *Тр. МИАН.* Т. 300. С. 109–122.
10. *Chugainova A.P., Kulikovskii A.G.* Longitudinal and torsional shock waves in anisotropic elastic cylinders // *Z. Angew. Math. Phys.* 2020. V. 71:1. № 17. 15 p.
11. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Физматлит, 1986. 736 с.
12. *Lax P.D.* Hyperbolic systems of conservation laws // *Comm. Pure Appl. Math.* 1957. V. 10. P. 537–566.
13. *Куликовский А.Г., Чугайнова А.П.* Классические и неклассические разрывы в решениях уравнений нелинейной теории упругости // *УМН.* 2008. Т. 63. № 2 (380). С. 85–152.
14. *Куликовский А.Г.* Сильные разрывы в течениях сплошных сред и их структура // *Тр. МИАН СССР.* 1988. Т. 182. С. 261–291.
15. *Куликовский А.Г.* О поверхностях разрыва, разделяющих идеальные среды с различными свойствами: Волны рекомбинации // *ПММ.* 1968. Т. 32. Вып. 6. С. 1125–1131.

DISCONTINUITY STRUCTURES OF EQUATION SOLUTIONS DESCRIBING LONGITUDINAL-TORSIONAL WAVES IN ELASTIC RODS

Academician of the RAS A. G. Kulikovskii^a and A. P. Chugainova^a

^a *Steklov Mathematical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation*

Discontinuity structures (taking into account viscosity) in hyperbolic system solutions describing coupled longitudinal-torsional waves in elastic rods are studied. Existence conditions of special discontinuities, as well as conditions for the absence of structures of evolutionary discontinuities, have been found.

Keywords: shock waves, discontinuity structure, special discontinuities, conservation laws

УДК 517.977

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОДВИЖНЫХ ОБЪЕКТОВ ДЛЯ ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА БЕЗ СМЕЩЕНИЯ ЕГО ЦЕНТРА МАСС

© 2021 г. А. М. Шматков^{1,*}

Представлено академиком РАН Ф.Л. Черноусько 31.01.2021 г.

Поступило 02.02.2021 г.

После доработки 02.02.2021 г.

Принято к публикации 08.02.2021 г.

В явной форме найдены законы управления движущимися внутренними массами, позволяющие по заданной программе изменить ориентацию твердого тела без смещения его центра масс при отсутствии внешних сил. Указаны ограничения на возможные последовательности положений тела в различные моменты времени. Проведено сравнение со случаем единственной подвижной массы и случаем, когда все массы имеют один и тот же вектор скорости. Полученные соотношения можно использовать для управления космическими аппаратами и робототехническими системами.

Ключевые слова: пространственная переориентация, внутренние подвижные массы, реализация заданного движения

DOI: 10.31857/S2686740021020097

1. Для управления пространственной ориентацией космических аппаратов широко используют реактивные двигатели, а также гиродины. Однако первые требуют наличие рабочего тела, которое необходимо доставлять с Земли, а вторые должны постоянно находиться в движении, для чего нужна энергия. Применение подвижных внутренних масс не требует ни запаса рабочего тела, ни наличия постоянно вращающихся механических элементов [1–5]. Этот подход к задаче изменения пространственной ориентации может быть применен и в робототехнике в случаях, когда особенности внешней среды делают использование обычных внешних движителей (гусениц, колес, ног и т.п.) нежелательным.

Рассмотрим твердое тело массы M и взаимодействующее с ним конечное произвольное число N материальных точек, каждая из которых имеет массу m_i , причем $i = 1, \dots, N$. Применение нескольких подвижных масс для управления ориентацией твердого тела, предложенное в [6], дает преимущество при реализации управления. Предположим, что указанные объекты в начальный момент времени покоятся и в дальнейшем взаимодействуют друг с другом исключительно посредством внутренних сил, причем внешние силы

полностью отсутствуют. В этом случае центр масс системы находится в состоянии покоя:

$$M\mathbf{R}_c + \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{R}_i = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{R}_c – радиус-вектор центра масс S твердого тела, а \mathbf{R}_i – радиус-вектор материальной точки с номером i в неподвижной системе координат. Также в рассматриваемой системе сохраняется импульс:

$$M\mathbf{v}_c + \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{v}_i = 0, \quad (2)$$

где \mathbf{v}_c – вектор скорости центра масс S твердого тела, а \mathbf{v}_i – вектор скорости материальной точки с номером i в неподвижной системе координат. Далее, выполняется закон сохранения кинетического момента относительно центра масс системы [6]:

$$M\mathbf{R}_c \times \mathbf{v}_c + \mathbf{J}\boldsymbol{\omega} + \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{R}_i \times \mathbf{v}_i = 0, \quad (3)$$

где вектор $\boldsymbol{\omega}$ – угловая скорость твердого тела, \mathbf{J} – его тензор инерции относительно своего центра масс, а знак \times обозначает векторное произведение.

Если есть только одна движущаяся материальная точка массы m , то центр масс тела в общем случае невозможно удерживать в покое. Тогда переориентация происходит в кёниговых осях [7], т.е. в поступательно перемещающейся системе

¹ Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: shmatkov@ipmnet.ru

координат с началом в центре масс тела, и решение имеет вид [8]

$$\mathbf{r} = \pm \sqrt{k_c} \boldsymbol{\psi}(\boldsymbol{\xi}), \quad k_c = \frac{M+m}{Mm}, \quad \boldsymbol{\xi} = \mathbf{J}\boldsymbol{\omega}, \quad (4)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор материальной точки относительно точки C , заданный своими компонентами в неподвижной системе координат. Также в (4) использована вектор-функция $\boldsymbol{\psi}$ векторного аргумента $\boldsymbol{\chi}$

$$\boldsymbol{\psi}(\boldsymbol{\chi}) = \frac{\boldsymbol{\chi} \times \dot{\boldsymbol{\chi}}}{\sqrt{-(\boldsymbol{\chi}, \dot{\boldsymbol{\chi}}, \ddot{\boldsymbol{\chi}})}}, \quad (5)$$

причем через (\cdot, \cdot, \cdot) обозначено смешанное произведение векторов.

Пусть все материальные точки имеют один и тот же вектор скорости [6]:

$$\mathbf{r}_i = \mathbf{R}_i - \mathbf{R}_c, \quad \dot{\mathbf{r}}_i = \dot{\mathbf{r}}_i^0 + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i, \\ \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{r}_i^0 = 0, \quad \sum_{i=1}^N m_i \dot{\mathbf{r}}_i = m \dot{\mathbf{r}},$$

где \mathbf{r}_i^0 – заданные векторы, причем $i = 1, \dots, N$. Показано [6], что

$$\mathbf{J}^* \boldsymbol{\omega} + \frac{mM}{M+m} \mathbf{r} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} + \dot{\mathbf{r}}) = 0, \\ \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{r}_i^0 \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i^0) = \mathbf{J}^0 \boldsymbol{\omega}, \quad (6)$$

где $\mathbf{J}^* = \mathbf{J} + \mathbf{J}^0$, а штрих означает производную по времени в подвижной системе координат, связанной с твердым телом. Используя [8] и учитывая [7] связь $\dot{\mathbf{r}} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} + \dot{\mathbf{r}}'$ между абсолютной и локальной производными вектора \mathbf{r} , из соотношения (6) получаем

$$\boldsymbol{\xi}_r + \frac{mM}{M+m} \mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}} = 0, \\ \mathbf{r} = \pm \sqrt{k_c} \boldsymbol{\psi}(\boldsymbol{\xi}_r), \quad \boldsymbol{\xi}_r = \mathbf{J}^* \boldsymbol{\omega}, \quad (7)$$

где компоненты вектора \mathbf{r} заданы в неподвижной системе координат, а вектор-функция $\boldsymbol{\xi}_r = \boldsymbol{\xi}_r(t)$ должна иметь третью производную по времени.

Последовательность положений твердого тела в пространстве относительно кёниговой системы координат можно задать [7] с помощью ортогональной матрицы $\mathbf{A} = \mathbf{A}(t)$. Тогда компонентами вектора угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$ в связанной с телом системе координат являются элементы кососимметрической матрицы $\boldsymbol{\Omega} = \mathbf{A}^{-1} \dot{\mathbf{A}}$. Это позволяет найти вектор $\boldsymbol{\xi}_r = \mathbf{J}^* \boldsymbol{\omega}$ в системе координат, связанной с телом, построить его проекции на кёниговую систему координат, применить формулу (7) и спроектировать полученный в кёниговой системе координат вектор \mathbf{r} на оси связанной с телом си-

стемы координат, тем самым определив требуемую траекторию движения подвижных масс относительно тела.

2. Потребуем, чтобы центр масс твердого тела всегда покоился. Целесообразность такого условия объясняется тем, что реальный объект, требующий изменения ориентации, как правило, представляет собой сложное устройство, включающее в себя самые разные элементы. Для части из них колебания, вызываемые перемещением подвижных масс, могут быть вредны. Например, космический аппарат может иметь антенны, колебания которых могут привести к сбоям в работе различного оборудования. В случае, когда речь идет о робототехнической системе, перемещающейся в ранимой среде, необязательные вибрации, связанные с работой системы переориентации, могут нанести этой среде дополнительные повреждения.

Подставим в уравнение (3) вектор $M\mathbf{v}_c$ из соотношения (2):

$$\mathbf{J}\boldsymbol{\omega} + \sum_{i=1}^N m_i (\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_c) \times \mathbf{v}_i = 0. \quad (8)$$

Поскольку в (1) функция $\mathbf{R}_c = \mathbf{R}_c(t) \equiv 0$, то

$$\boldsymbol{\xi} + \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{R}_i \times \mathbf{v}_i = 0, \quad \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{R}_i = 0, \quad \boldsymbol{\xi} = \mathbf{J}\boldsymbol{\omega}. \quad (9)$$

3. Рассмотрим задачу нахождения траекторий движения материальных точек из соотношений (9) при заданном векторе $\boldsymbol{\xi} = \boldsymbol{\xi}(t)$ при $N = 2$. На основании (9) имеем

$$k_m \boldsymbol{\xi} + \mathbf{R}_1 \times \mathbf{v}_1 = 0, \quad k_m = \frac{m_2}{m_1 m_2 + m_1^2}. \quad (10)$$

Из уравнения (10) получаем

$$\mathbf{R}_1 = \pm \sqrt{k_m} \boldsymbol{\psi}(\boldsymbol{\xi}), \quad \mathbf{R}_2 = \mp \frac{m_1}{m_2} \sqrt{k_m} \boldsymbol{\psi}(\boldsymbol{\xi}). \quad (11)$$

Сравним варианты (11) и (4) в случае, когда $m_1 = m_2 = \frac{m}{2}$. Тогда можно сопоставить векторы \mathbf{R}_1 и \mathbf{r} . Они всегда сонаправлены, а отношение их модулей равно

$$\zeta = \frac{|\mathbf{R}_1|}{|\mathbf{r}|} = \left(1 + \frac{m}{M}\right)^{-1/2}. \quad (12)$$

Из формулы (12) видно, что в случае использования одной материальной точки ее всегда нужно смещать больше, чем каждую из двух точек с той же суммарной массой. Заметим, что отношение (12) стремится к единице с ростом массы тела M по сравнению с m . Например, величина $\zeta \approx 0.95$ при $\frac{m}{M} = 0.10$. Другое отличие состоит в том, что в случае использования двух подвижных матери-

альных точек нет надобности в учете массы твердого тела, поскольку величина M не входит в соотношения (11).

4. Если число подвижных точечных масс равно трем, то решений бесконечно много. Например, найдем одно из них, представив, скажем, третью из масс как две, т.е. перейдем к задаче с четырьмя массами. Для этого запишем условие (9) как систему из четырех уравнений

$$\lambda_i \xi + m_i \mathbf{R}_i \times \mathbf{v}_i = 0, \quad i = 1, \dots, 4, \quad (13)$$

где сумма масс $m_3 + m_4$ равна величине третьей подвижной массы и

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^4 m_i \mathbf{R}_i = 0, \quad \sum_{i=1}^4 \lambda_i = 1, \\ \lambda_i > 0, \quad i = 1, \dots, 4. \end{aligned} \quad (14)$$

Решение системы (13), (14) имеет вид

$$\mathbf{R}_{1,2} = \pm \sqrt{\frac{\lambda_{1,2}}{m_{1,2}}} \boldsymbol{\psi}(\xi), \quad \mathbf{R}_{3,4} = \mp \sqrt{\frac{\lambda_{3,4}}{m_{3,4}}} \boldsymbol{\psi}(\xi). \quad (15)$$

Заметим, что все три массы всегда находятся на одной и той же прямой. Величины $\lambda_i > 0, i = 1, \dots, 4$, можно найти с помощью условий

$$m_1 \mathbf{R}_1 = -m_3 \mathbf{R}_3, \quad m_2 \mathbf{R}_2 = -m_4 \mathbf{R}_4, \quad \mathbf{R}_3 = \mathbf{R}_4, \quad (16)$$

где первые два равенства обеспечивают неподвижность центра масс твердого тела, а последнее равенство отражает тот факт, что третья и четвертая материальные точки соответствуют одной и той же подвижной массе и должны всегда находиться в одной и той же точке пространства. Из формул (14)–(16) получаем следующую систему уравнений для поиска значений $\lambda_i, i = 1, \dots, 4$:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^4 \lambda_i = 1, \quad m_1 \lambda_1 = m_3 \lambda_3, \\ m_2 \lambda_2 = m_4 \lambda_4, \quad m_4 \lambda_3 = m_3 \lambda_4. \end{aligned} \quad (17)$$

Из соотношений (17) имеем

$$\begin{aligned} \lambda_1 = \frac{m_2 m_3^2}{m_s}, \quad \lambda_2 = \frac{m_1 m_4^2}{m_s}, \\ \lambda_3 = \frac{m_1 m_2 m_3}{m_s}, \quad \lambda_4 = \frac{m_1 m_2 m_4}{m_s}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$m_s = m_1 m_2 m_4 + m_1 m_4^2 + m_1 m_2 m_3 + m_2 m_3^2.$$

Аналогичным способом можно найти решение в случае произвольного конечного числа подвижных масс.

5. Описанный выше способ неприменим, если в какой-либо момент времени смешанное произведение $(\boldsymbol{\chi}, \dot{\boldsymbol{\chi}}, \ddot{\boldsymbol{\chi}})$ положительно, поскольку тогда функция (5) не определена. Она не определена и в случае, когда векторы $\boldsymbol{\chi}$ и $\dot{\boldsymbol{\chi}}$ коллинеарны. Укажем другой подход, который позволяет решить

задачу и при указанных обстоятельствах. Для этого обратим внимание на то, что необязательно заменять систему уравнений (9) системой типа (13). Можно вместо (13) применять соотношения

$$\begin{aligned} \lambda_i \xi_i + m_i \mathbf{R}_i \times \mathbf{v}_i = 0, \quad \lambda_i > 0, \quad i = 1, \dots, N, \\ \sum_{i=1}^N \lambda_i \xi_i = \xi, \quad \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{R}_i = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Заметим, что в этом случае векторы \mathbf{R}_i будут направлены не коллинеарно одному и тому же вектору $\boldsymbol{\psi}(\xi)$, а коллинеарно векторам $\boldsymbol{\psi}(\lambda_i \xi_i)$. Далее для простоты рассмотрим использование этого подхода на следующем примере. Пусть имеются шесть подвижных одинаковых масс, каждая из которых равна $m/6$. Потребуем, чтобы

$$\mathbf{R}_{j+3} = -\mathbf{R}_j, \quad j = 1, \dots, 3. \quad (20)$$

Условие (20) обеспечивает неподвижность центра масс твердого тела. Тогда решение системы (19) можно свести к решению трех уравнений

$$\frac{1}{2} \xi_j + \frac{m}{6} \mathbf{R}_j \times \mathbf{v}_j = 0, \quad j = 1, 2, 3, \quad (21)$$

где векторы ξ_j направлены вдоль координатных осей некоторой ортогональной неподвижной системы координат с центром в центре масс твердого тела. В этом случае векторы ξ_j и $\dot{\xi}_j$ всегда коллинеарны.

Введем вектор-функцию [8]

$$\boldsymbol{\psi}_{||}(\boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\eta}) = \frac{\boldsymbol{\chi} \times \boldsymbol{\eta}}{\sqrt{-(\boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\eta}, \dot{\boldsymbol{\eta}})}}, \quad (22)$$

где вектор-функция $\boldsymbol{\eta} = \boldsymbol{\eta}(t)$ должна иметь вторую производную по времени, а смешанное произведение $(\boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\eta}, \dot{\boldsymbol{\eta}})$ должно быть отрицательным. Без ограничения общности можно полагать, что вектор $\boldsymbol{\eta}$ лежит в плоскости, ортогональной векторам $\boldsymbol{\chi}$ и $\dot{\boldsymbol{\chi}}$, и является единичным. В этом случае векторы $\boldsymbol{\eta}$ и $\dot{\boldsymbol{\eta}}$ всегда ортогональны, а их векторное произведение коллинеарно вектору $\boldsymbol{\chi}$. С помощью (22) решение системы уравнений (21) можно записать в форме [8]

$$\mathbf{R}_j = \sqrt{\frac{3}{m}} \boldsymbol{\psi}_{||}(\xi_j, \boldsymbol{\eta}_j), \quad (23)$$

где для каждого значения $j = 1, 2, 3$ соответствующий дважды дифференцируемый вектор $\boldsymbol{\eta}_j = \boldsymbol{\eta}_j(t)$ лежит в плоскости, ортогональной вектору ξ_j , причем векторы $\xi_j, \boldsymbol{\eta}_j$ и $\dot{\boldsymbol{\eta}}_j$ образуют левую тройку. Таким образом, каждый из векторов $\boldsymbol{\eta}_j$ зависит от одной скалярной функции времени, которую можно выбирать произвольно с учетом описанных условий. Приняв во внимание (20), получаем, что каждая из трех пар материальных точек должна перемещаться симметрично относительно центра

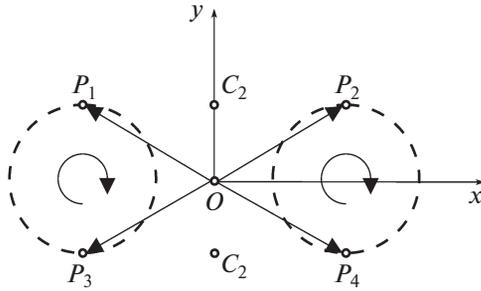


Рис. 1.

масс твердого тела в плоскости, ортогональной соответствующей оси координат. При выполнении этого условия траекторию движения и скорость перемещения для любой пары можно выбирать по-разному за счет выбора вектор-функции η_j , но так, чтобы в итоге получался нужный кинетический момент согласно формуле (23). Например, возьмем составляющую ξ_{3z} . Условие $(\chi_3, \eta_3, \dot{\eta}_3) < 0$ дает

$$\xi_{3z}(\eta_{3x}\dot{\eta}_{3y} - \dot{\eta}_{3x}\eta_{3y}) = \xi_{3z}\eta_{3x}^2 \frac{d}{dt} \left(\frac{\eta_{3y}}{\eta_{3x}} \right) < 0, \quad (24)$$

$$\eta_{3x} \neq 0.$$

Значение дроби в (24) равно тангенсу полярного угла, описывающего вектор η_3 в неподвижной системе координат, лежащей в плоскости, ортогональной вектору ξ_3 . Если, скажем, в течение всего времени движения $\xi_{3z} > 0$, то этот тангенс должен все время убывать, что возможно лишь тогда, когда рассматриваемая пара материальных точек вращается вокруг оси аппликат неподвижной системы координат. Но это не всегда удобно с точки зрения реализации. В этом случае можно заменить эту пару материальных точек, например, на систему из четырех подвижных масс так, чтобы вокруг оси вращались центры масс двух систем, каждая из которых состоит из двух точек. Тогда последние не обязаны двигаться вокруг центра масс твердого тела. В качестве примера на рис. 1 показаны четыре материальные точки P_i ,

$i = 1, \dots, 4$, одинаковой массы. Каждая из пар точек P_1, P_3 и P_2, P_4 вращается с одинаковой угловой скоростью в направлении, показанном стрелками, в плоскости Ox_3y_3 неподвижной системы координат по окружностям одинакового радиуса, показанным штриховыми линиями и находящимся на равных расстояниях от центра масс системы O , совпадающем с центром масс твердого тела C . Тогда центры масс C_1 и C_2 пар P_1, P_3 и P_2, P_4 соответственно вращаются вокруг центра масс системы O .

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 18-11-00307).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zimmerman K., Zeidis I., Bolotnik N., Pivovarov M. Dynamics of a two-module vibration-driven system moving along a rough horizontal plane // *Multibody Systems Dynamics*. 2009. V. 22. № 2. P. 199–219.
2. Xu J., Fang H. Improving performance: recent progress on vibration-driven locomotion systems // *Nonlinear Dynamics*. 2019. V. 98. № 4. P. 2651–2669.
3. Черноуско Ф.Л. Оптимальное управление движением двухмассовой системы // *ДАН*. 2018. Т. 480. № 5. С. 528–532.
4. Chernousko F. Optimal two-dimensional motions of a body controlled by a moving internal mass // *Multibody System Dynamics*. 2019. V. 46. № 4. P. 381–398.
5. Chernousko F.L. Two- and three-dimensional motions of a body controlled by an internal movable // *Nonlinear Dynamics*. 2020. V. 99. № 1. P. 793–802.
6. Черноуско Ф.Л. Управление ориентацией тела при помощи нескольких подвижных масс // *ДАН*. 2020. Т. 493. № 1. С. 70–74.
7. Маркеев А.П. Теоретическая механика. М.: ЧеРо, 1999. 572 с.
8. Шматков А.М. Изменение пространственной ориентации твердого тела с помощью подвижной массы // *Изв. РАН ТИСУ*. 2020. № 4. С. 151–159.

USING MOVABLE OBJECTS TO CHANGE THE POSITION OF A RIGID BODY WITHOUT SHIFTING ITS CENTER OF MASS

A. M. Shmatkov^a

^a *Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation*

Presented by Academician of the RAS F.L. Chernousko

The laws of control of moving internal masses are found explicitly, which allow, according to a given program, to change the orientation of a rigid body without displacing its center of mass in the absence of external forces. Restrictions on possible sequences of body positions at different moments of time are indicated. A comparison is made with the case of a single moving mass and the case when all masses have the same velocity vector. The obtained relationships can be used to control spacecraft and robotic systems.

Keywords: spatial reorientation, internal moving masses, implementation of a given motion

ТЕХНИЧЕСКИЕ
НАУКИ

УДК 621.315.1

ИЗМЕНЕНИЕ ВЕТРОВОГО РЕЖИМА НА ТЕРРИТОРИИ РОССИИ
И АВАРИЙНОСТЬ ВОЗДУШНЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧ

© 2021 г. Член-корреспондент РАН В. В. Клименко^{1,*}, О. Е. Кондратьева¹,
А. Г. Терешин¹, Е. В. Федотова¹, О. А. Локтионов¹, Е. М. Воронкова¹

Поступило 28.01.2021 г.

После доработки 28.01.2021 г.

Принято к публикации 02.02.2021 г.

Рассмотрены изменения ветрового режима на территории России и выполнен анализ влияния этих изменений на аварийность воздушных линий электропередач (ВЛ). Опираясь на актуальные данные метеорологических наблюдений Росгидромета и статистику ПАО “Россети”, авторы провели расчет наблюдаемых изменений экстремальных скоростей ветра в течение последних сорока лет и оценили их связь с числом аварий ВЛ для Кубани, Башкирии и Забайкалья. Установлено, что климатические изменения на территории России в последние десятилетия привели к снижению максимальных скоростей ветра в исследуемых регионах, что способствовало снижению аварийности ВЛ за счет ветрового воздействия. Однако анализ динамики этих изменений с привлечением данных климатических моделей CMIP5 указывает на недавнее изменение этой тенденции в ряде регионов, что может привести к увеличению числа аварий ВЛ. Необходимы дальнейшие исследования изменений ветрового режима на территории энергосистем России для обеспечения их надежного функционирования в условиях климатических изменений.

Ключевые слова: воздушные линии электропередач, аварийность, изменения климата, скорости ветра

DOI: 10.31857/S2686740021020048

Беспрецедентность в историческом масштабе наблюдающихся глобальных изменений климата и их влияния на деятельность человека подтверждена многочисленными научными исследованиями как в России [1], так и за рубежом [2] и вызывает серьезную озабоченность мирового сообщества.

Планы адаптации национальных экономик к ожидаемым изменениям климата стали неотъемлемыми частями национальных стратегий устойчивого развития. Россия не стала исключением [1].

За последние десятилетия был выполнен значительный объем исследований, направленных на оценку воздействия климатических изменений на различные отрасли отечественной экономики, среди которых важнейшее место занимает энергетика [1–5]. В опубликованных работах отмечается в целом благоприятный эффект изменений климата, главным образом обусловленный значительным снижением потребности в отоплении. Одновременно указывается и на ряд негативных последствий, связанных с повышением

температуры воздуха — таких как увеличение энергозатрат на кондиционирование, снижение эффективности работы ТЭС и АЭС, а также существенное изменение режимов работы энергетических объектов и систем по сравнению с проектными.

Одним из наиболее уязвимых к природным воздействиям секторов энергетики является электросетевой комплекс, и в первую очередь воздушные линии электропередач (ВЛ). Отключения потребителей, вызванные сетевыми авариями, ежегодно наносят ущерб в несколько миллиардов рублей.

По данным ПАО “Россети” (табл. 1), в настоящее время до половины технологических нарушений в электросетевом хозяйстве России происходит по природным причинам, из которых ведущую роль играет ветровое воздействие.

За рубежом опубликован целый ряд работ, в которых даются количественные оценки влияния изменений климата, в том числе ветрового режима, на электрические сети [6–8]. В нашей стране также ведется большая работа по метеорологическому и климатологическому сопровождению проектирования и эксплуатации электросетей [9, 10], однако оценки наблюдаемых и тем более ожидаемых изменений прикладных климатических характеристик [5] не сопровождаются необходимыми техническими расчетами.

¹ Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

*E-mail: nilgpe@mpei.ru

Таблица 1. Распределение технологических нарушений в электросетевом хозяйстве России по причинам

Причины	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019
Конструкционные	16.0%	19.2%	32.0%	29.8%	35.2%	27.6%	36.0%	20.7%	23.0%	24.0%	21.0%
Эксплуатационные	6.3%	14.1%	11.0%	15.5%	13.7%	30.0%	8.0%	15.6%	12.1%	18.1%	18.0%
Внешние природные	50.9%	43.7%	33.0%	30.4%	28.9%	34.0%	45.0%	44.3%	47.0%	43.0%	43.0%
в т.ч. связанные с ветровым воздействием	38.9%	36.5%	26.0%	23.7%	22.3%	23.7%	34.0%	32.0%			
Внешние антропогенные	13.4%	8.3%	7.0%	5.2%	7.8%	6.5%	8.0%	12.6%	6.9%	3.9%	9.0%
Прочие причины (в т.ч. невыявленные)	13.4%	14.7%	17.0%	19.1%	14.4%	1.9%	3.0%	6.8%	11.0%	11.0%	9.0%

По данным ПАО “Россети”.

Настоящая работа призвана в известной мере восполнить этот пробел, сочетая анализ и прогноз изменений ветрового режима на территории России, с использованием данных по аварийности региональных электрических сетей. Для детального исследования были выбраны три территории, относящиеся к трем резко отличающимся климатическим зонам, для которых в открытых источниках доступны данные по надежности линий электропередач:

1. Республика Башкортостан (данные ООО “Башкирэнерго”),
2. Краснодарский край и Республика Адыгея (данные ПАО “Россети Кубань”),
3. Забайкальский край (данные ПАО “Россети Сибирь” – “Читаэнерго”).

1. ИЗМЕНЕНИЯ ВЕТРОВОГО РЕЖИМА НА ТЕРРИТОРИИ РОССИИ

Наиболее достоверно установленной на сегодня глобальной тенденцией ветрового режима является снижение приземной скорости ветра из-за уменьшения меридионального температурного градиента [11]. При этом существенную роль играет также естественная изменчивость скорости ветра. Именно влиянием естественных климатических факторов, по всей видимости, объясняется внезапно возникшая тенденция к увеличению скорости ветра, наметившаяся с начала 2010-х гг. [12].

Судя по нашим расчетам на основе результатов глобальных климатических моделей, для реалистических климатических сценариев можно ожидать, что для территории России сочетание этих двух тенденций приведет к увеличению скорости ветра в отдельных регионах к середине нынешнего столетия [4], что может повлиять на надежность электроснабжения. Однако недостаточное пространственное разрешение выполненных в [4] оценок требует выполнения более детальных расчетов.

Общепринятым современным подходом к исследованию ветрового режима является использование сеточных климатических баз данных высокого разрешения, обычно основанных на данных реанализа. Недостатком такого подхода является некоторая погрешность, вносимая при выполнении расчетных процедур реанализа, которая может быть существенна в регионах со сложным рельефом или в районах с недостаточным количеством данных наблюдений. Для территории России доступно ограниченное количество исследований, рассматривавших применимость данных реанализа для исследования климатических режимов на отдельных участках территории страны, и совсем нет специально подготовленных сеточных массивов высокого разрешения, рассчитанных на непосредственное практическое использование. Указанный недостаток данных привел авторов к необходимости разработки альтернативного подхода, основанного на непосредственном использовании данных наблюдений. При этом следует подчеркнуть, что использование этого подхода направлено на получение первоначальной, достаточно грубой, оценки особенностей ветрового режима, наиболее существенных для рассматриваемой практической задачи.

Были рассмотрены данные срочных станционных наблюдений сети Росгидромета 3-часового разрешения. Учет пространственных особенностей приповерхностной скорости ветра был выполнен с помощью иерархической кластеризации, результаты которой представлены на рис. 1.

Для трех рассматриваемых в настоящей работе территорий на протяжении предыдущих сорока лет были характерны следующие тенденции изменения ветрового режима. В Башкирии тенденции изменения скорости ветра различны для ее северной и южной частей. Если в северной части средняя скорость ветра снижается при сохранении максимальных ее значений практически неизменными, то в южной части Башкортостана и соседней с ней Оренбургской области (кластер 12 для средней скорости и 11 – для максимальной)

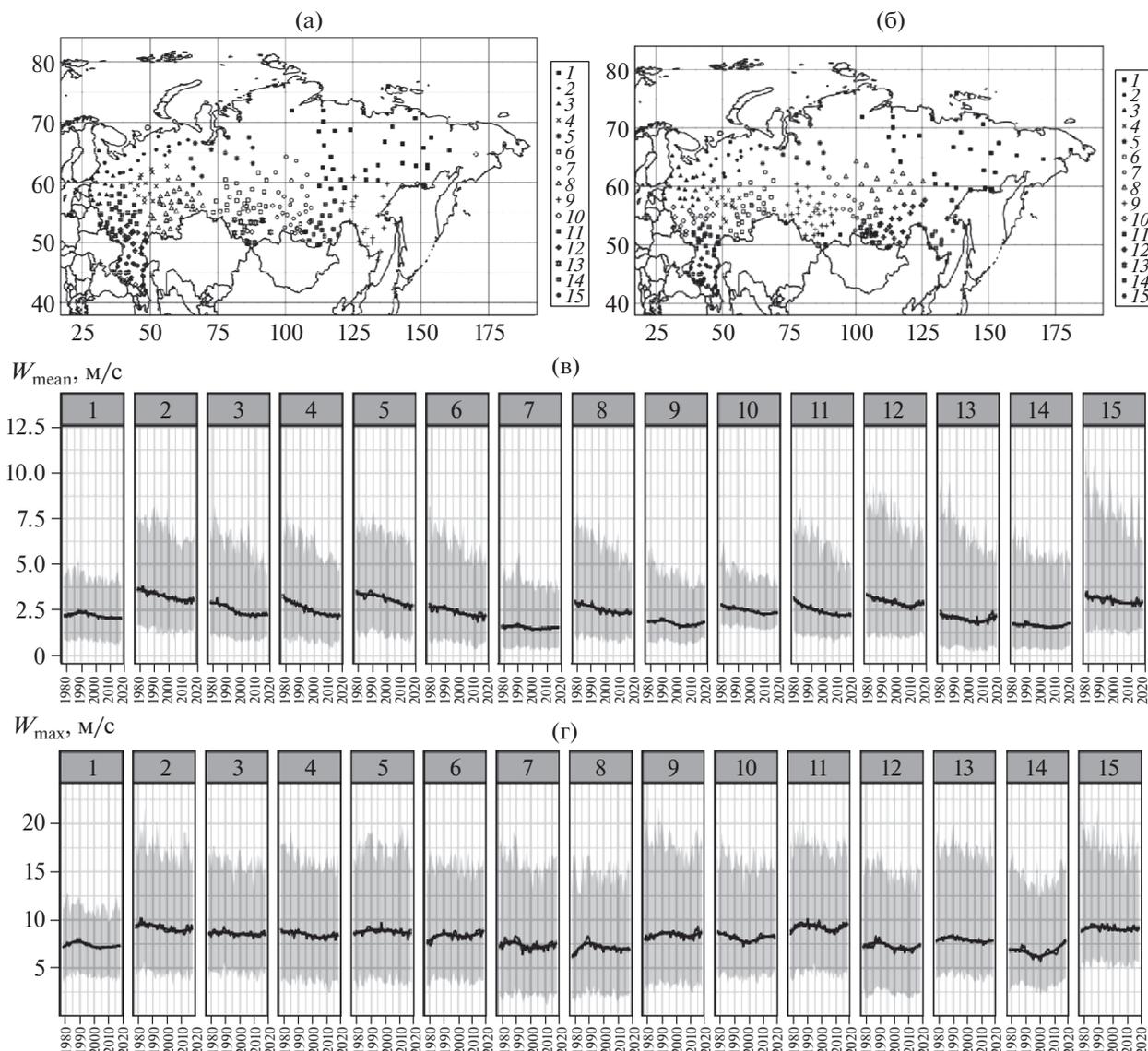


Рис. 1. Кластеризация пунктов измерения и тенденции изменения средней (W_{mean}) (а, в) и максимальной (W_{max}) (б, г) скоростей ветра на территории России в соответствии с данными метеорологических наблюдений. Черная линия – медиана распределения скоростей по станциям региона, светло-серым цветом выделен диапазон изменений значения скорости по всему региону на протяжении каждого отдельного года (по данным ВНИИГМИ-МЦД).

средняя суточная скорость ветра снижалась до 2005–2010 гг., после чего начала возрастать со скоростью около 1 м/с за декаду. Одновременно достаточно резко начала увеличиваться максимальная скорость (~2 м/с за декаду). Указанные особенности динамики могут объясняться естественной изменчивостью, поскольку для этого региона известно наличие корреляции сеточных массивов ветра с индексами атмосферной циркуляции [12].

Для Краснодарского края и Адыгеи (кластер 15) наблюдалось снижение и средней, и максимальной скоростей вплоть до 2010 г., после чего наме-

тилась некоторая тенденция к увеличению обоих параметров.

Наконец, для Забайкальского края (кластер 14 для средней скорости ветра и 12 – для максимальной) основные закономерности изменения скорости ветра схожи с отмеченными для юга Башкортостана и Оренбургской области: вплоть до начала 2000-х гг. наблюдалось снижение средней и максимальной скорости ветра, после чего начался рост обоих параметров, сильнее выраженный для максимальной скорости.

Для более детального исследования региональных особенностей изменения ветрового режима за последние десятилетия по данным ме-

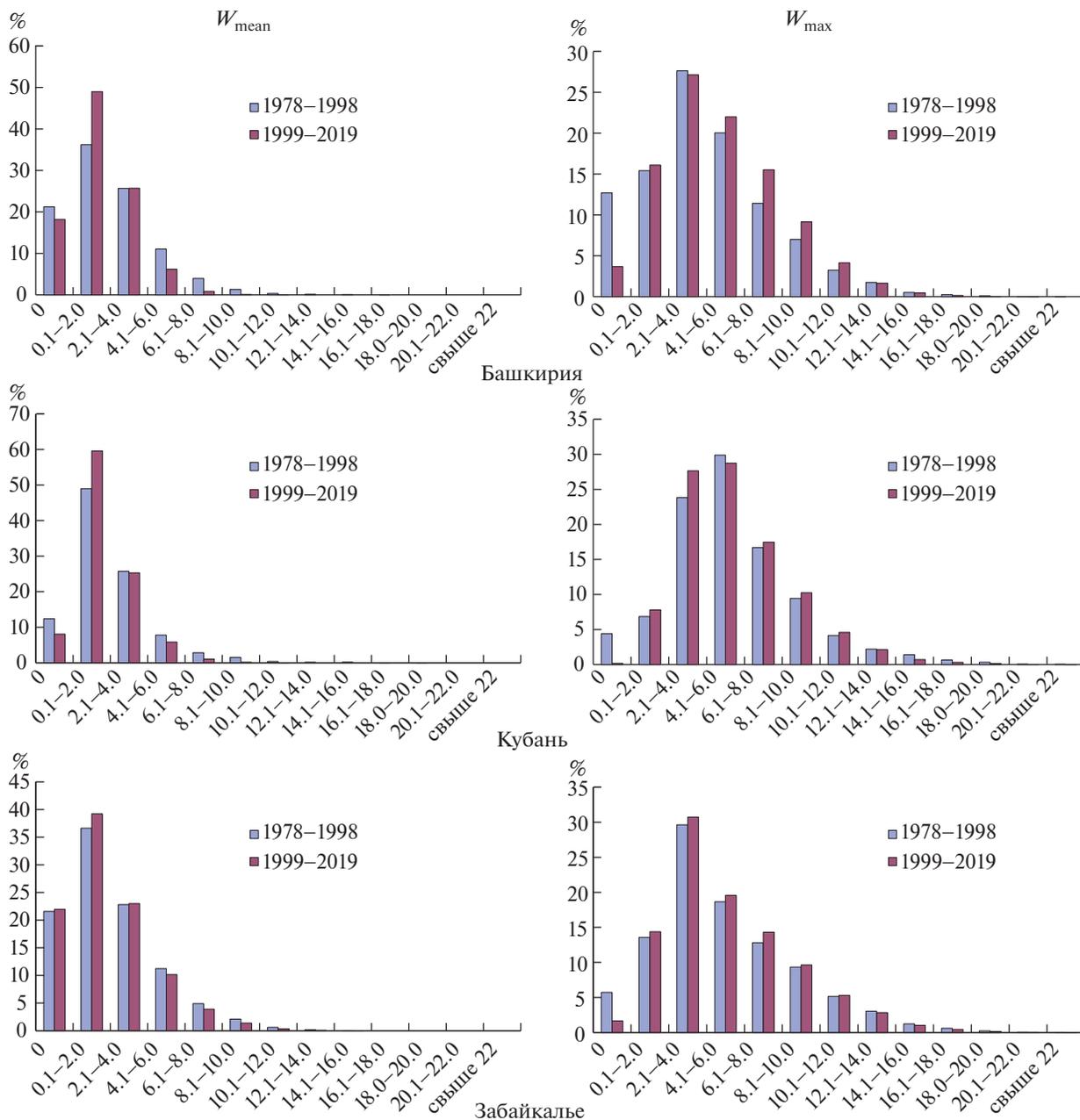


Рис. 2. Распределение средних (W_{mean}) и максимальных (W_{max}) (за три часа между сроками наблюдений) скоростей ветра по градациям в 1978–1998 гг., 1999–2019 гг. (по данным ВНИИГМИ-МЦД).

теорологических наблюдений ВНИИГМИ-МЦД за период 1966–2020 гг. (информация по ветру приведена в них с конца 1978 г.) получены оценки

распределения средних (W_{mean}) и максимальных (W_{max}) (за три часа между сроками наблюдений) скоростей ветра по градациям в 1978–1998 гг. и

Таблица 2. Перечень метеостанций и средние значения по регионам для средних (W_{mean}) и максимальных (W_{max}) за три часа между сроками наблюдений скоростей ветра

Регион	Метеостанции	W_{mean} , м/с		W_{max} , м/с	
		1978–1998	1999–2019	1978–1998	1999–2019
Башкирия	Уфа, Стерлитамак, Зилаир	2.5	2.0	4.6	5.2
Кубань	Краснодар, Приморско-Ахтарск, Сочи	2.5	2.3	5.9	6.4
Забайкалье	Чита, Сретенск, Сосново-Озерское	2.3	1.9	5.7	5.2

Таблица 3. Вероятность аварий ВЛ в зависимости от максимальной скорости ветра W_{max} (расчет настоящей работы по данным ПАО “Россети” и ВНИИГМИ-МЦД за 2014–2018 гг.)

Регион	Метеостанции	Градации скорости ветра W_{max} , м/с					
		0.1–5.0	5.1–10.0	10.1–15.0	15.1–20.0	20.1–25.0	более 25
Башкирия	Уфа, Стерлитамак, Зилаир	0.1%	0.1%	0.4%	4.4%	25.3%	69.7%
Кубань	Краснодар, Приморско-Ахтарск, Сочи	0.01%	0.01%	0.1%	1.5%	16.0%	82.4%
Забайкалье	Чита, Сретенск, Сосново-Озерское	0.2%	0.2%	0.4%	2.2%	4.6%	92.4%

1999–2019 гг. для Кубани, северной части Башкирии и Забайкалья (рис. 2). Перечень метеостанций, по которым проводились расчеты, приведен в табл. 2.

Как видно из результатов расчетов, за минувшие 40 лет произошли заметные изменения в ветровом режиме исследуемых территорий. С одной стороны, во всех трех исследованных регионах наблюдается снижение дисперсии средних скоростей ветра — частота как штилей, так и штормовых значений заметно снижается в 1999–2019 гг. по сравнению с 1978–1998 гг. В то же время метеорологические наблюдения свидетельствуют о сдвиге распределения максимальных скоростей ветра за тот же период в сторону больших значений. В целом по исследованным регионам для

средних за двадцатилетия значений (табл. 2) наблюдается снижение средних скоростей ветра W_{mean} и увеличение скорости максимальных порывов W_{max} . Полученные результаты согласуются с результатами проведенного кластерного анализа и полностью соответствуют данным анализа Росгидромета [13].

2. АВАРИЙНОСТЬ ВОЗДУШНЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВЕТРОВОЙ НАГРУЗКИ В МЕНЯЮЩИХСЯ КЛИМАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

По данным региональных сетевых компаний ПАО “Россети”, для Кубани, Башкирии и Забайкалья за период 2014–2018 гг. и метеорологиче-

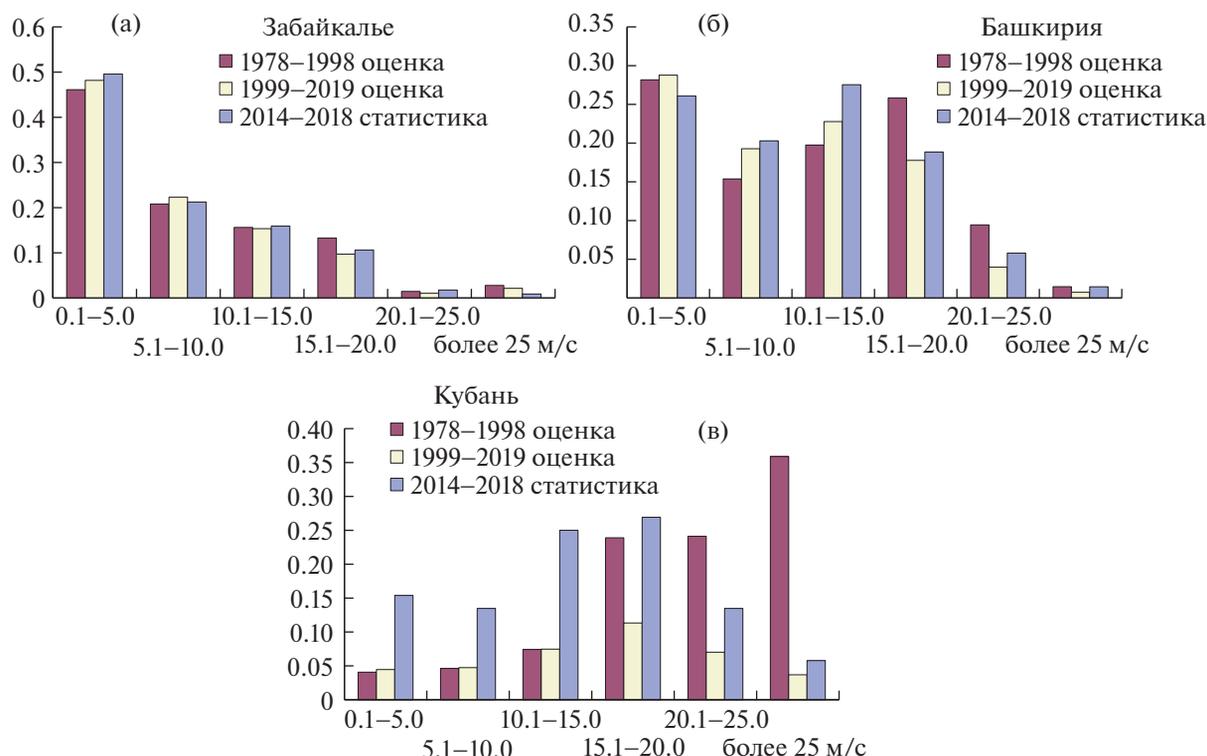


Рис. 3. Аварийность ВЛ в 1978–2019 гг. (изменения относительного числа аварий ВЛ от воздействия ветра различных градаций скорости W_{max}).

Таблица 4. Параметры кривой вероятности аварий $P_a(W_{\max})$ для рассматриваемых регионов и соответствующее ей увеличение относительного N_2/N_1 и абсолютного ΔN количества аварий ЛЭП при возрастании среднегодовой скорости ветра на 1 м/с

Регион	Приближение “абсолютного доверия”			Регрессия на “хвосте распределения”		
	W_1 , м/с	W_2 , м/с	$\Delta N/N _{\Delta W=1 \text{ м/с}}$	W_1 , м/с	W_2 , м/с	$\Delta N/N _{\Delta W=1 \text{ м/с}}$
Башкирия	5	20	0.9	16.8	32.2	4.5
Кубань	5	20	1.1	18.2	31.7	11.0
Забайкалье	5	25	1.3	18.4	28.8	10.9

ских наблюдений ВНИИГМИ-МЦД за то же время были сформированы массивы аварийности ВЛ в результате ветрового воздействия по градациям максимальной скорости ветра, наблюдающихся в момент возникновения аварии.

По этим данным была рассчитана вероятность аварий ВЛ (в их современном техническом и эксплуатационном состоянии) P_a^i в зависимости от максимальной скорости ветра:

$$P_a^i = \frac{N_a^i / P_w^i}{\sum N_a^i / P_w^i}, \quad (1)$$

где P_w^i — относительная частота порывов ветров i -й градации, которая определяется как

$$P_w^i = \frac{N_w^i}{\sum N_w^i}, \quad (2)$$

N_w^i — число порывов ветров i -й градации, зафиксированных на метеостанциях региона.

Результаты расчетов сведены в табл. 3.

Приведенные данные количественно подтверждают очевидный факт, что высокие скорости порывов ветра приводят к гораздо большим (на два-три порядка) вероятностям повреждений ВЛ. Результаты расчетов общего количества аварий ВЛ, связанных с ветровым воздействием, и плотности распределения их вероятностей по градациям скоростей ветра для периодов 1978–1998 и 1999–2019 гг. представлены на рис. 3.

Вероятность повреждения ЛЭП P_a от скорости ветра W_{\max} с удовлетворительной для практических расчетов точностью можно аппроксимировать логистической кривой: при скоростях ниже порогового значения W_1 вероятность аварии из-за ветрового воздействия близка к нулю, при превышении скоростью ветра критического значения W_2 вероятность аварии P_a стремится к единице [14].

Доступные данные для низких скоростей ветра (табл. 3) требуют допустить, что аварии, связанные с ветровым воздействием, происходят даже тогда, когда максимальная скорость ветра не превышает 5 м/с, что соответствует “слабому ветру”

по шкале Бофорта, способного только слегка раскачивать листья и тонкие ветви деревьев. Это противоречие заставляет предположить, что часть аварий была не вполне корректно отнесена к группе вызванных ветровым воздействием.

Чтобы учесть неопределенности, связанные с качеством доступных данных по аварийности, было рассмотрено два варианта аппроксимации кривой вероятности $P_a(W_{\max})$. Первый метод состоял в абсолютном доверии к доступным данным и использовании для эмпирических оценок W_1 и W_2 всех доступных данных [14, 15]. Во втором случае наиболее достоверной считалась связь с ветровым воздействием тех аварий, которые произошли при скорости ветра на рассматриваемой территории не менее 15 м/с (“крепкий ветер” по шкале Бофорта, когда качаются стволы деревьев), а пороговые значения W_1 и W_2 рассчитывались на основе регрессионной модели, построенной при высоких значениях скорости ветра.

С помощью модельных кривых $P_a(W_{\max})$, полученных двумя упомянутыми методами, в настоящей работе были рассчитаны вероятности аварий, связанных с ветровым воздействием, на рассматриваемых территориях для каждого года по всему массиву данных ВНИИГМИ-МЦД за 1978–2019 гг. Корреляционный анализ позволил установить наличие заметной положительной корреляционной связи (коэффициент Пирсона более 0.5) между среднегодовыми значениями P_a и W_{mean} значительной доли метеорологических станций, в том числе расположенных в интересующих нас трех регионах. Это дало возможность использовать для оценки вероятности аварий данные для среднегодовой скорости ветра, наиболее изученной на сегодня характеристики ветрового режима на территории России.

Параметры кривой вероятности аварий, рассчитанные обоими методами, а также соответствующее этой кривой увеличение аварийности, рассчитанной методом регрессии на высоких значениях скорости, к увеличению скорости ветра оказывается на порядок выше по сравнению с методом “абсолютного доверия к данным”.

Таблица 5. Изменение количества аварий ВЛ, связанных с воздействием ветра на историческом (1999–2019 гг.) и прогнозном (2045–2054 гг.) периодах по сравнению с количеством аварий в 1978–1998 гг.: а – кривая $P_a(W_{\max})$ рассчитана в приближении “абсолютного доверия”; б – кривая $P_a(W_{\max})$ рассчитана методом регрессии на верхнем квантиле распределения скорости

Регион	1999–2019 гг.		2045–2054 гг.	
	а	б	а	б
Башкирия	93%	57%	94%	86%
Кубань	95%	69%	101%	112%
Забайкалье	90%	75%	96%	117%

Полученные кривые вероятности аварий были использованы для ретроспективных и прогнозных оценок аварийности электросетевого хозяйства в рассмотренных регионах. Следует особо отметить, что для всего рассматриваемого периода, включая его прогнозную часть, 1978–2054 гг. техническое состояние исследуемых электросетей принималось неизменным и соответствующим условиям 2014–2018 гг. Для прогнозных расчетов были использованы результаты ансамблевых оценок для среднегодовой скорости ветра, основанных на архиве модельных экспериментов СМIP5 для климатического сценария, который, на наш взгляд, является наиболее реалистичным [3, 4]. Согласно нашим оценкам, структура полей изменения скорости ветра оказывается весьма неоднородной. На территории трех рассмотренных регионов будут наблюдаться области, в которых скорость ветра возрастет по сравнению с началом 2000-х гг. С тем чтобы получить оценку, близкую к консервативной, для прогнозных расчетов были приняты наибольшие вероятные изменения средней скорости ветра для каждого из регионов.

Использованные прогнозные оценки основаны на результатах расчета на глобальных климатических моделях, что неизбежно приводит к существенному сглаживанию местных региональных эффектов, которые могут быть весьма существенны (см. рис. 1). Другим важным ограничением выполненных расчетов является принципиальная невозможность учесть возрастание вероятности экстремальных значений скорости ветра, которое в отдельных регионах мира считается вполне возможным, но прогноз которого на сегодня связан с серьезными фундаментальными трудностями. Оба ограничения означают, что принятые допущения склонны недооценивать возможное увеличение локальных значений скорости ветра, из-за чего выполненную оценку можно считать оптимистическим вариантом консервативного приближения.

Результаты проведенных расчетов приведены в табл. 5. В долгосрочной динамике аварийности в

течение последних сорока лет очевидно проявление естественной изменчивости: из-за отмеченного в рассматриваемых регионах снижения средней и максимальной скорости ветра в 1980–1990-е гг., число аварий ЛЭП из-за ветрового воздействия в 1999–2019 гг. заметно снизилось по сравнению с 1978–1998 гг. Но теперь увеличение скорости ветра, начавшееся с 2000–2010-х гг. практически повсеместно и которое, по-видимому, будет продолжаться на протяжении следующих тридцати лет, безусловно, изменит тенденцию снижения аварийности на противоположную. Однако количественная оценка этого увеличения сильно зависит от степени доверия к данным статистики аварий и процедурой построения кривой вероятности аварийности $P_a(W_{\max})$.

Тем не менее по самой оптимистичной оценке в середине XXI века количество аварий ЛЭП из-за ветрового воздействия останется все еще несколько ниже, чем в 1978–1998 гг. и лишь в самом худшем из рассмотренных случаев произойдет увеличение числа аварий на 10–20% по сравнению с 1978–1998 гг. Изменение периодов осреднения также может быть существенно для результата из-за немоной динамики ветрового режима: если за опорный период выбирать ближайшее прошлое (1999–2019 гг.), то относительное изменение количества аварий на протяжении следующих тридцати лет в худшем варианте развития событий может составить до 50%.

Результаты расчетов показывают, что изменения ветрового режима на территории России за последние десятилетия в рассмотренных регионах привели к заметному снижению числа аварий, связанных с климатическим воздействием. Прогнозные климатические расчеты позволяют утверждать, что сохранение столь благоприятной динамики в ближайшие десятилетия крайне маловероятно из-за регионального увеличения скорости ветра, по-видимому, хотя бы отчасти связанное с проявлением естественной изменчивости.

ВЫВОДЫ

1. До половины общего числа аварий в электросетях России вызвана природными причинами, из них большая часть (20–40% от общего числа) связана с ветровым воздействием.
2. Наблюдаемые в последние десятилетия изменения ветрового режима на территории России носят сложный пространственно неравномерный характер, модельные расчеты будущих изменений скоростей ветра также дают неоднородную картину с вероятным локальным возрастанием скорости ветра во всех трех рассмотренных регионах на фоне глобальной тенденции к ее снижению над материками.
3. Полученные предварительные оценки свидетельствуют о возможности увеличения числа

аварий в электросетевом хозяйстве страны из-за возрастания скорости ветра в отдельных регионах, расположенных в полосе средних широт.

4. Острый недостаток статистических данных для количества аварий ЛЭП является сегодня серьезным препятствием для построения более уверенного прогноза.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы данные Публичного акционерного общества “Россети” (ПАО “Россети”, www.rosseti.ru) и его региональных подразделений и Всероссийского научно-исследовательского института гидрометеорологической информации Росгидромета (ВНИИГМИ-МЦД, www.meteo.ru).

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 20-08-00320) в части климатических исследований и Российского научного фонда (проект 20-19-00721) в части энергетических расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Доклад о научно-методических основах для разработки стратегий адаптации к изменениям климата в Российской Федерации (в области компетенции Росгидромета) / Под ред. В.М. Катцова, Б.Н. Порфирьева. СПб; Саратов: Амирит, 2020. 120 с.
2. Arent D.J., Tol R.S.J., Faust E., Hella J.P., Kumar S., Strzepek K.M., Toth F.L., Yan D. Climate Change 2014: Impacts, Adaptation, and Vulnerability. Pt A: Global and Sectoral Aspects. Cambridge, N.Y.: Cambridge University Press, 2014. 659 p.

3. Klimenko V.V., Fedotova E.V., Tereshin A.G. // Energy. 2018. V. 142. P. 1010–1022. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2017.10.069>
4. Клименко В.В., Федотова Е.В. // Теплоэнергетика. 2020. № 6. С. 6–20. <https://doi.org/10.1134/S0040363620060053>
5. Акентьева Е.М., Ключева М.В., Фасолько Д.В. // Тр. ГГО им. А.И. Воейкова. 2019. № 595. С. 7–21.
6. Fant C., Boehlert B., Strzepek K., Larsen P., White A., Gulati S., Li Y., Martinich J. // Energy. 2020. V. 195. id. 116899. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2020.116899>
7. Jufry F.H., Widiputra V., Jung J. // Appl Energy. 2019. V. 239. P. 1049–1065. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2019.02.017>
8. Zamuda C.D., Wall T., Guzowski L., Bergerson J., Ford J., Lewis L. P., Jeffers R., DeRosa S. // Electric J. 2019. V. 32. id. 106642. <https://doi.org/10.1016/j.tej.2019.106642>
9. Аржанова Н.М., Булыгина О.Н., Коршунова Н.Н. // Тр. ВНИИГМИ–МЦД. 2018. № 182. С. 101–110.
10. Булыгина О.Н., Дементьева Т.В. // Тр. ВНИИГМИ–МЦД. 2018. № 182. С. 8–18.
11. Miao H., Dong D., Huang G., Hu K., Tian Q., Gong Y. // Energy. 2020. V. 200. id 117382 <https://doi.org/10.1016/j.energy.2020.117382>
12. Zeng Z., Ziegler A.D., Searchinger T. et al. // Nat. Clim. Chang. 2019. V. 9. P. 979–985. <https://doi.org/10.1038/s41558-019-0622-6>
13. Доклад об особенностях климата на территории РФ за 2019 г. / М.Ю. Бардин, В.И. Егоров, А.М. Николаева, Т.В. Платова, Э.Я. Ранькова, О.Ф. Самохина и др. М.: Росгидромет, 2020. 97 с.
14. Lee S., Ham Y. // Sust Cities and Society. 2020. V. 65. id. 102587.
15. Kondrateva O., Myasnikova E., Loktionov O. // Env. Clim. Tech. 2020. V. 24. No. 3. P. 201–214. <https://doi.org/10.2478/rtuct-2020-0097>

CHANGES IN THE WIND REGIME AND THE POWER LINES ACCIDENTS IN RUSSIA

Corresponding Member of the RAS V. V. Klimenko^a, O. E. Kondratyeva^a, A. G. Tereshin^a,
E. V. Fedotova^a, O. A. Loktionov^a, and E. M. Voronkova^a

^a National Research University “Moscow Power Engineering Institute”, Moscow, Russian Federation

The paper examines changes in the wind regime in Russia and analyzes the impact of these changes on the accident rate of overhead transmission lines (OTL). Based on the current data of national meteorological network observations and power grid operator’s statistics, the authors calculated the observed changes of extreme wind speeds over the past forty years and assessed their connection to the number of accidents of OTL for Kuban, Bashkiria and Zabaikalye. It has been established that climate change in Russia in recent decades has led to a decrease of maximum wind speeds in the regions studied, which contributed to a decrease in the accident rate of OTL due to wind impact. However, an analysis of the dynamics of these changes employing CMIP5 climate models indicates a recent reverse change in this trend in a handful of regions, which may lead to a future increase in the number of OTL accidents. Further research is needed concerning changes in the wind regime in Russia’s power grids to ensure their reliable functioning under the anticipated climate change.

Keywords: overhead transmission lines, accident rate, climate change, wind speeds

ТЕХНИЧЕСКИЕ
НАУКИ

УДК 532.54

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАНО-
И МИКРОШЕРОХОВАТОСТЕЙ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ
ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА**

© 2021 г. И. В. Наумов^{1,2,*}, Н. В. Окулова³,
Б. Р. Шарифуллин^{1,2}, В. А. Ломакина¹, В. Л. Окулов^{1,4,**}

Представлено академиком РАН С.В. Алексеенко 22.01.2021 г.

Поступило 27.01.2021 г.

После доработки 27.01.2021 г.

Принято к публикации 01.02.2021 г.

Исследуется влияние наношероховатостей на структуру замкнутого вихревого потока, генерируемого в неподвижном вертикальном цилиндрическом контейнере верхним вращающимся диском с нанесением различных шероховатостей на его поверхность. Установлено, что при увеличении числа Рейнольдса наличие шероховатостей на вращающемся диске приводит к увеличению протяженности вдоль оси вихревой ячейки с циркуляционным движением, приводя к интенсификации перемешивания и массопереноса. Впервые показано, что для случая взаимодействия Венцеля жидкости с поверхностью (без “воздушной” прослойки между жидкостью и поверхностью) для наношероховатостей, моделирующих супергидрофобную поверхность листа лотоса, наблюдается 5–11%-ное увеличение размера вихревой ячейки. Полученные результаты представляют интерес для дальнейшего развития вихревых аппаратов и реакторов, обеспечивающих сложное вихревое движение ингредиентов, оптимизации работы действующих установок и для проектирования новых устройств.

Ключевые слова: наношероховатости, вихревое течение, вихревой реактор, массоперенос

DOI: 10.31857/S2686740021020061

Разработка вихревых аппаратов для улучшения тепломассообменных процессов в химических, биологических и энергетических технологиях является важнейшим направлением исследований для многих практических приложений [1]. Важным аспектом изменения режимов этих процессов становится увеличение передачи углового момента от вращающегося диска к рабочей жидкости. Здесь особый интерес представляет изучение решений, используемых в природе. Например, использование поверхностей, прототипом которых является самоочищающаяся супергидрофобная поверхность листьев лотоса. Структура поверхности листа лотоса была впервые

измерена Бартлотом в 1997 г. [2]. На рис. 1 показаны элементы, содержащиеся в структуре поверхности листа лотоса: впадины, микронаросты и нанотравяной узор. На поверхности листьев этого растения задерживается воздух, тем самым образуется “воздушная подушка” – режим Кассие [3], которая предотвращает проникновение частиц воды и увлажнение материала, отталкивает капли дождя и очищает поверхность. В основном на изучении этих свойств были сфокусированы исследования природных гидрофобных покрытий [4]. Очевидно, что определенный интерес представляет и оценка воздействия этих шероховатостей в течениях без “воздушной подушки” – режим Венциля [5]. В качестве модели для таких исследований используем замкнутый цилиндр, в котором течение жидкости формируется вращающимся торцом (диском) [6–9]. При вращении диска на жидкость действует центробежная сила. Под ее действием происходит отток жидкости вдоль крышки от оси к периферии; затем жидкость, вращаясь, опускается вниз вдоль стенок цилиндра и, разворачиваясь, сходится к оси, образуя центральный кольцевой вихрь с восходящим потоком у оси (рис. 2а). При увеличении угловой скорости вращения торца происходит уве-

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

³ Inntold A/S, Хорсхольм, Дания

⁴ Датский технический университет, Люнгбю, Дания

*E-mail: naumov@itp.nsc.ru

**E-mail: vokulov@mail.ru

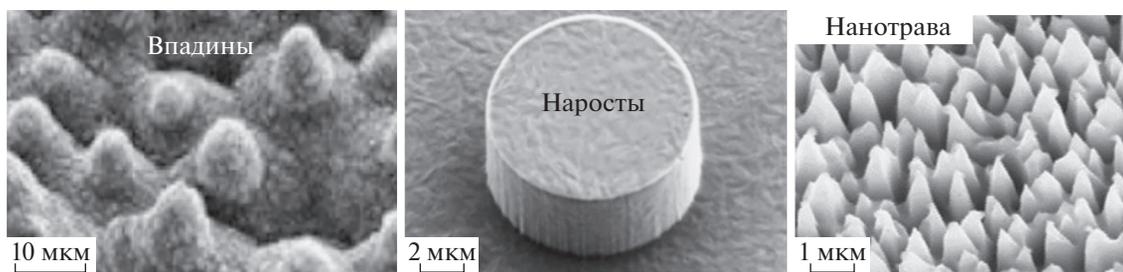


Рис. 1. Структура поверхности листа лотоса содержит впадины, микронаросты (столбики) и нанотравяной узор.

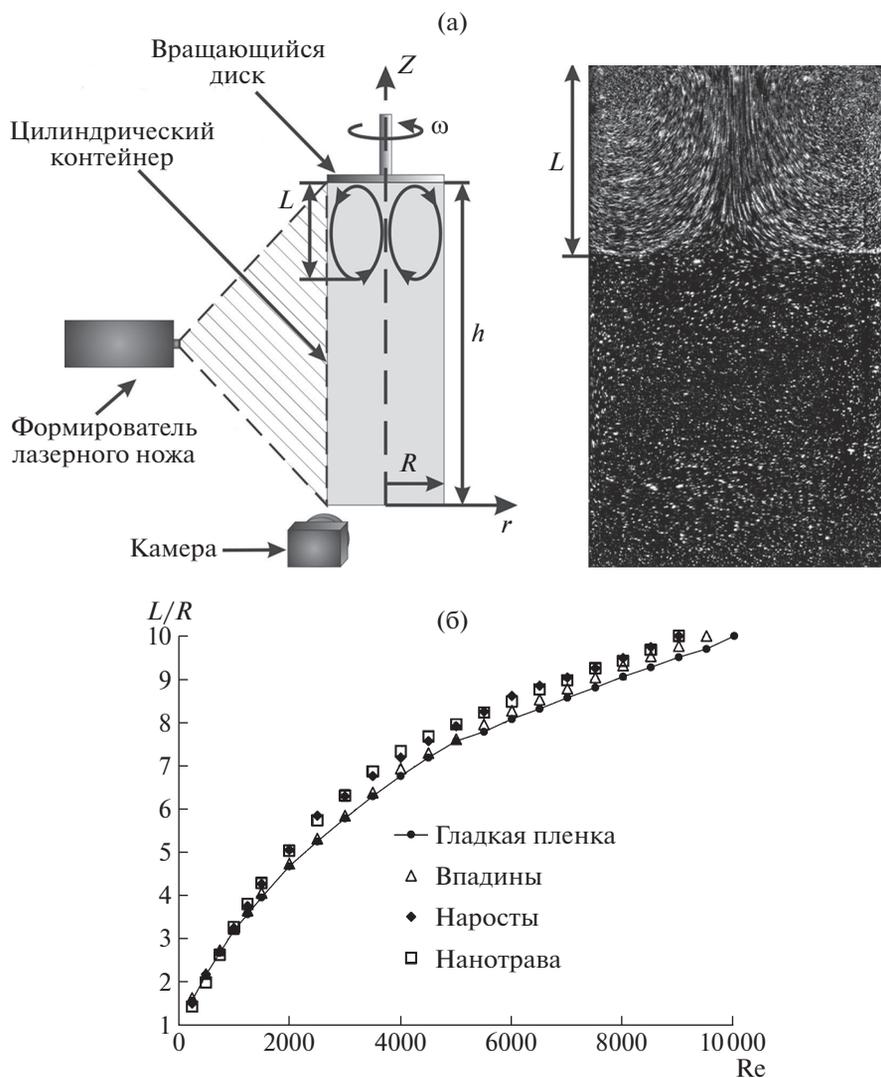


Рис. 2. Структура поверхности листа лотоса содержит впадины, микронаросты (столбики) и нанотравяной узор.

личение осевой протяженности вихревой ячейки вглубь цилиндра [6, 8]. Целью настоящей работы является исследование влияния наноструктурированной поверхности вращающегося торца на распространение вихревого потока в глубину цилиндра.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования топологии замкнутого вихревого течения с помощью бесконтактных оптических методов использовалась установка, изоб-

Таблица 1. Прирост осевой протяженности вихревой ячейки в процентах относительно гладкой пленки для различных типов шероховатостей

Тип шероховатости	Впадины	Наросты	Нанотрава
Re	$\Delta L, \%$		
1000	1.3	2	2.7
2500	1.2	11.3	9.3
4000	2.5	6.3	8.5
6000	2.5	6.6	6.2
8000	2.8	5.7	6.4

раженная на рис. 2а, где h – высота цилиндра, L – осевая протяженность циркуляционной ячейки, схематически изображенной под вращающимся диском (стрелки указывают направление движения потока). Исследование проводилось в длинном цилиндрическом контейнере радиуса $R = 47$ мм и высотой $h = 10R$, выполненном из оргстекла оптического качества, с верхним вращающимся торцом. Контейнер заполнялся 66%-м водным раствором глицерина. Плотность и кинематическая вязкость при комнатной температуре (22.6°C) составляла 1170 кг/м³ и 11.3 мм²/с соответственно. Для устранения оптических aberrаций и термостабилизации цилиндр помещался в стеклянный прямоугольный контейнер, заполненный водой [7–9]. Вихревое движение жидкости генерируется верхним диском, который вращается с угловой скоростью ω , в то время как другие стенки контейнера неподвижны. Интенсивность вихревого движения характеризуется числом Рейнольдса $Re = \omega R^2/\nu$, где ν – кинематическая вязкость жидкости. Так как вязкость жидкости зависит от температуры, температура контролировалась в течение эксперимента. Температура изменялась не более чем на 0.3°C. При этом изменение температуры даже на 1°C дает погрешность на уровне 2% при $Re = 2000$.

Изучение топологии вихревого движения проводилось методом визуализации течения в вертикальном сечении, проходящем через ось цилиндра, с помощью лазерного “ножа” толщиной 1 мм. В качестве светорассеивающих добавок использовались полиамидные частицы нейтральной плавучести с диаметром 10 мкм. Глубина проникновения завихренности определялась визуально по изображениям адаптивной трековой системы с вычитанием внешнего фона и осреднении по нескольким изображениям для высокой контрастности [7, 9] в выделенном вертикальном осевом сечении, где треки от периферийного течения сходятся к оси. На вращающийся диск наносились пленки с различными шероховатостями: углубления шириной и глубиной 20 мкм (впа-

дины), возвышения с цилиндрами диаметра 5 мкм и высотой порядка 2 мкм (наросты), равномерная шероховатость с нанотравяным узором (нанотрава). В ходе эксперимента проведено измерение вихревой ячейки для случая гладкой пленки для сравнения влияния структурированной поверхности на распространение закрутки в глубину цилиндра.

Для того чтобы исключить влияние пузырьков воздуха в структурированных поверхностях, было проведено исследование выхода потока на режим Венцеля. При вращении диска воздух вымывается из структур полностью за 1–3 мин, т.е. воздух при погружении пленки вымывался значительно раньше, чем происходил выход потока на режим измерений (более 4 мин).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2б показана зависимость длины ячейки циркуляции жидкости L , нормированной на радиус цилиндра, от числа Рейнольдса при различных наноструктурах на поверхности вращающегося диска. Наблюдается одинаковая тенденция в увеличении распространения вихревой ячейки вглубь цилиндра для всех типов исследуемых покрытий, что указывает на минимальное влияние случайных ошибок. Показано, что наличие шероховатостей увеличивает осевую протяженность циркуляционной ячейки. В случае пленки с шероховатостью типа “впадины” (линии 20 мкм) эффект незначителен, практически отсутствует при малых и умеренных Re , но при увеличении числа Рейнольдса проявляется, как и в случае других шероховатостей. Наличие микронаростов и нанотравяного узора усиливает эффект увеличения размера вихревой ячейки. В табл. 1 приведено сравнение прироста осевой протяженности вихревой ячейки в процентах относительно гладкой пленки для различных типов шероховатостей: $\Delta L(Re) = \frac{(L(Re) - L_{гл}(Re))}{L_{гл}} \cdot 100$, где L – длина измеряемой ячейки, и $L_{гл}$ – длина ячейки при гладкой пленке. При числах Рейнольдса 250–10000 эффект наличия наношероховатостей дает прирост осевой протяженности вихревой ячейки до 11%. Как видно из рис. 2б и табл. 1, наибольший прирост происходит при Re от 2000 до 4000. Результаты показывают, что наибольший эффект увеличения длины ячейки наблюдается для случая наноразмерных шероховатостей (нанотрава).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование интенсификации вихреобразования при использовании различных типов наноструктурированной поверхно-

сти закручивающего диска, генерирующего вихревую структуру в замкнутом цилиндрическом контейнере. В качестве наноструктурированных поверхностей использовались элементы, моделирующие реальную супергидрофобную поверхность листьев лотоса (нанотрава, впадины и микроноросты). С помощью визуализации течения при различных параметрах крутки верхнего торца цилиндра определены закономерности организации вихревого течения, в зависимости от структуры поверхности вращающегося диска.

Впервые был обнаружен 5–11% -ный прирост осевой протяженности вихря (табл. 1) за счет эффекта нанощероховатостей для потоков Венцеля, при отсутствии воздушной прослойки между жидкостью и поверхностью.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследование выполнено в рамках государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных организациях высшего образования, научных учреждениях и государственных научных центрах Российской Федерации (соглашение № 075-15-2019-1923).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shtern V.N.* Cellular Flows. Topological Metamorphoses in Fluid Mechanics. N.Y.: Cambridge University Press, 2018. 573 p.
2. *Barthlott W., Neinhuis C.* Purity of the sacred lotus, or escape from contamination in biological surfaces // *Planta*. 1997. V. 202. № 1. P. 1–8.
3. *Cassie A.B.D.* Contact angles // *Discussions of the Faraday society*. 1948. V. 3. P. 11–16.
4. *Webb H.K., Crawford R.J., Ivanova E.P.* Wettability of natural superhydrophobic surfaces // *Advances in colloid and interface science*. 2014. V. 210. P. 58–64.
5. *Wenzel R.N.* Resistance of solid surfaces to wetting by water // *Industrial & Engineering Chemistry*. 1936. V. 28. № 8. P. 988–994.
6. *Hills C.P.* Eddies induced in cylindrical containers by a rotating end wall // *Physics of Fluids*. 2001. V. 13. № 8. P. 2279–2286.
7. *Шарифуллин Б.Р., Наумов И.В.* Передача углового момента через границу раздела двух несмешиваемых жидкостей // *Теплофизика и аэромеханика*. 2021. Т. 28. № 1. С. 67–79.
8. *Naumov I.V., Sharifullin B.R., Kravtsova A.Y., Shtern V.N.* Velocity jumps and the Moffatt eddy in two-fluid swirling flows // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2020. V. 116. P. 110116.
9. *Naumov I.V., Sharifullin B.R., Tsoy M.A., Shtern V.N.* Dual vortex breakdown in a two-fluid confined flow // *Physics of Fluids*. 2020. V. 32. № 6. P. 061706.

EXPERIMENTAL STUDY OF EFFECT OF NANO- AND MICROROUGHNESS ON INTENSITY OF SWIRLED FLOW

I. V. Naumov^{a,b}, N. V. Okulova^c, B. R. Sharifullin^{a,b},
V. A. Lomakina^a, and V. L. Okulov^{a,d}

^a *Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russian Federation*

^b *Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation*

^c *Inmold A/S, Horsholm, Denmark*

^d *Department of Wind Energy, Technical University of Denmark, Lyngby, Denmark*

Presented by Academician of the RAS S.V. Alekseenko

The work examines the effect of nano-roughness on the structure of a closed vortex flow generated in a closed vertical cylindrical container with an upper rotating end — a disk, with various roughness applied to the rotating disk. When the disk rotates on the liquid, a centrifugal force begins to act, which leads to the centrifugal circulation of the liquid. The presence of roughness on the rotating disk leads to an increase in the axial extent of the vortex cell with an increase in the Reynolds number, thus leading to an intensification of mixing and mass transfer. For the first time, due to the influence of nano-roughness modeling the superhydrophobic surface of the lotus sheet, there is a 5–11% increase in the intensity of the vortex cell for the case of Wenzel flows (without an air layer between the liquid and the nano-surface). The obtained results are of interest for further development of vortex apparatus and reactors providing complex vortex motion of ingredients, optimization of operation of existing plants and for design of new devices.

Keywords: nano-roughness, vortex flow, vortex reactor, mass transfer

ТЕХНИЧЕСКИЕ
НАУКИ

УДК 536.46; 574.635; 544.478-03

ГЕТЕРОГЕННЫЙ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОР
НА ОСНОВЕ ОКСИДА ЦИНКА ДЛЯ ФОТООЧИСТКИ ВОДНЫХ СРЕД

© 2021 г. Ю. А. Никитаев^{1,2,*}, Г. П. Кузнецов¹,
И. Г. Ассовский^{1,3}, академик РАН А. А. Берлин^{1,2}

Поступило 25.01.2021 г.
После доработки 25.01.2021 г.
Принято к публикации 01.02.2021 г.

Предложен новый композиционный материал на основе оксида цинка, фотосенсибилизированного к дневному свету органическим красителем фталоцианиновой группы. Экспериментально доказана фотоактивность полученного материала и эффективность его применения для фотоочистки водных сред от органических загрязнений.

Ключевые слова: оксид цинка, гетерогенные фотосенсибилизаторы, фотодинамический эффект, микрочастицы, наночастицы

DOI: 10.31857/S2686740021020073

Очистка водных сред от загрязнений органическими веществами, в том числе биоорганическими материалами, является одной из наиболее актуальных задач современной экологии. Традиционные методы очистки используют для этих целей хлорсодержащие реагенты и ультрафиолетовое облучение, что часто сопровождается побочными нежелательными эффектами. В этой связи представляется перспективной разработка метода фотоочистки [1] водных сред и влажного воздуха с применением новых материалов, повышающих эффективность разрушающего воздействия на загрязнения дневного света. Возможность разработки столь эффективной методологии фотоочистки водных сред обусловлена использованием фотодинамического эффекта (световой генерации химически активных частиц), возникающего в случае присутствия в воде соответствующего фотосенсибилизатора. Выбор фотосенсибилизатора зависит как от его фотодинамической активности, так и от легкости его удаления из воды.

К материалам, отвечающим указанным требованиям, относятся композиты на основе полу-

проводниковой керамики и органических красителей [1–3]. Исходя из известного механизма фотодинамического эффекта [4] можно считать, что широкозонные полупроводники [5] являются наиболее подходящей керамической основой для таких композитов. Типичными представителями широкозонной полупроводниковой керамики являются оксиды титана и цинка [6, 7]. В недавней публикации авторов [3] была показана эффективность применения фотосенсибилизатора на основе оксида титана и фталоцианина для фотоочистки воды при дневном освещении. В настоящей работе авторы используют в качестве объекта исследования композиционные фотосенсибилизаторы на основе оксида цинка и нерастворимого в воде фталоцианинового красителя.

С этой целью авторами разработан метод получения гетерогенного фотосенсибилизатора, состоящего из микро- и нанодисперсного оксида цинка, фотосенсибилизированного органическим красителем, в качестве которого была выбрана тетраэдрическая соль безметалльного тетра-4-сульфофталоцианина. Данное соединение, как и ранее исследованный нами материал [3], может являться перспективным для решения многих прикладных задач.

1. МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННОГО ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРА

В качестве основы для получения гетерогенного фотосенсибилизатора использовался коммерчески доступный порошок оксида цинка (рис. 1). Керамические микро- и нанопорошки проявля-

¹ Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

*E-mail: nikitaev08@gmail.com

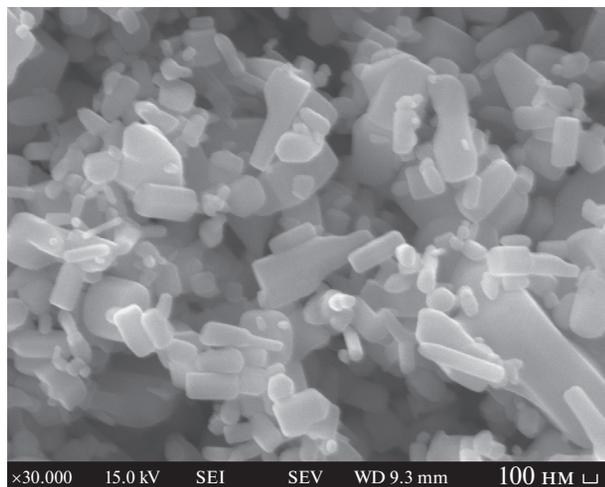


Рис. 1. Микрофотография частиц оксида цинка, полученных на микроскопе JEOL JSM-7001F.

ют фотодинамическую способность обычно лишь при освещении ультрафиолетовым светом. Поэтому для их фотосенсибилизации к дневному освещению в [3] было предложено обрабатывать их специальными органическими красителями. С этой целью нами применялся метод осаждения красителя на частицы оксида цинка с помощью ультразвука в растворе жидких алкоголятов с последующим выпариванием. Преимуществом данного метода является его простота и экологичность. Предварительно была проведена экспериментальная работа по подбору органического красителя, обладающего высоким коэффициентом экстинкции в инфракрасной области спектра при коммерческой доступности. Таким образом был выбран органический краситель фталоцианиновой группы – тетранатриева соль безметаллового тетра-4-сульфофталоцианина – близкий по химической формуле к разработанному институтом НИОПИК красителю Фотосенс [8].

Частицы органического красителя были растворены в смеси жидких алкоголятов и перемешивались с частицами оксида цинка в ультразвуковой ванне в течение часа с последующим выпариванием и помолом до субмикрометровых и нанометровых размеров.

2. ТЕСТИРОВАНИЕ ФОТОДИНАМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Заключительным этапом работы является тестирование полученной композиции оксид-краситель на генерацию фотодинамического эффекта при очистке воды от модельного органического “загрязнителя” – триптофана, растворенного в воде в концентрации 0.05 мг/мл.

Как и в предыдущей работе [3], в водный раствор триптофана добавлялся полученный гетерогенный фотосенсибилизатор. После перемешивания и выдерживания в темноте в течение 15 мин бралось небольшое количество смеси и пропускалось через фильтр с целью удаления частиц фотосенсибилизатора. Далее полученная отфильтрованная жидкость помещалась в спектрофотометр для снятия спектра пропускания. Таким образом, проводился так называемый “темновой”, или “нулевой” цикл измерения.

Для получения результатов по первому циклу измерения раствор триптофана в смеси с полученным гетерогенным фотосенсибилизатором облучали светом от некогерентного источника по спектру, сходным со спектром дневного света. Далее так же, как и на нулевом цикле, бралась небольшая часть раствора, из которой отфильтровывался фотосенсибилизатор, и данный раствор снова измерялся на оптическую плотность. После чего данные действия повторялись для нескольких следующих циклов.

Таким образом, были получены данные по оптической плотности раствора на длине волны поглощения триптофана для разного времени воздействия на данный раствор с помощью присутствовавшего в нем фотосенсибилизатора.

В данной работе, помимо непосредственно демонстрации фотодинамического эффекта, исследовалось влияние концентрации фотосенсибилизатора в водном растворе триптофана на скорость деградации триптофана, с целью чего все стадии описанного выше эксперимента повторялись для различных концентраций гетерогенного фотосенсибилизатора в растворе.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты эксперимента (спектральные кривые для разных циклов засветки) продемонстрированы на рис. 2 и 3.

Как видно (рис. 2), помимо поглощения на длинах волн порядка 250–290 нм, соответствующих области поглощения триптофана, в спектре поглощения вещества также для циклов 0–3 присутствует пик в области 670–700 нм. Данный спектральный диапазон соответствует спектру поглощения используемого красителя, что свидетельствует о его присутствии в свободном виде в растворе, что, в свою очередь, говорит об относительно невысоком полезном выходе предложенного метода получения гетерогенного фотосенсибилизатора.

Вместе с тем, данный результат экспериментально доказывает высокую эффективность получения фотодинамического эффекта при использовании гетерогенного соединения ZnO и тетранатриевой соли безметаллового тетра-4-сульфофталоцианина. Также эксперимент наглядно демонстрирует неэф-

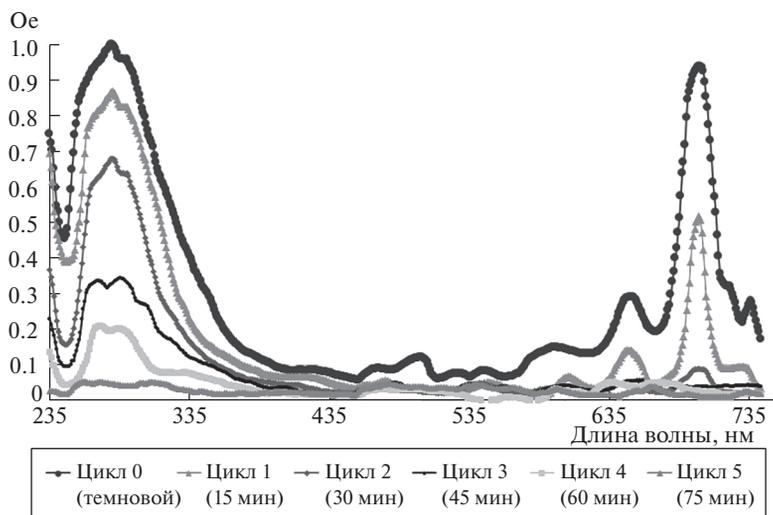


Рис. 2. Оптическая плотность раствора триптофана в зависимости от длительности воздействия (количества циклов засветки) на нее гетерогенного соединения ZnOPs, помещенного в раствор и возбужденного оптическим излучением близкого к дневному спектра.

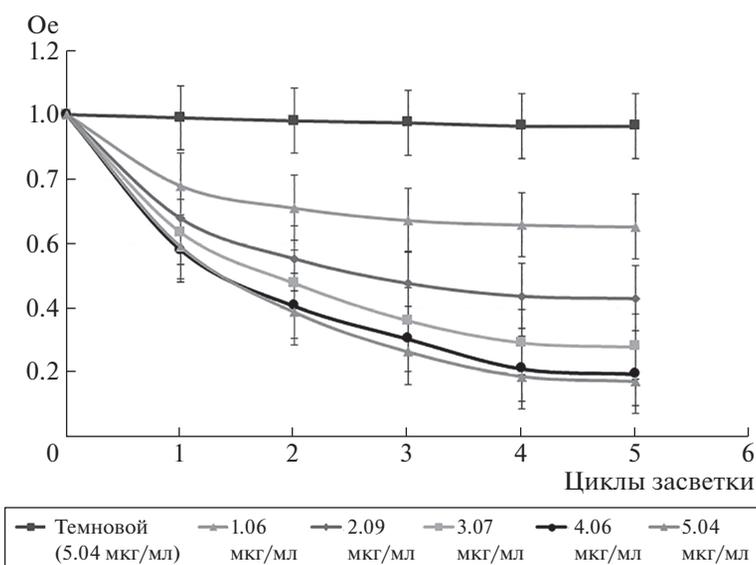


Рис. 3. Зависимость степени очистки воды от загрязнения триптофаном от времени засветки для различных концентраций соединения ZnOPs.

эффективность использования красителя в качестве фотосенсибилизатора, так как из графика видно, что за три световых цикла краситель подвергается фотодеструкции и практически полностью разрушается.

Для оценки эффективности получения фотодинамического эффекта все стадии описанного выше эксперимента повторялись для различных концентраций гетерогенного фотосенсибилизатора, присутствующего в водном растворе. На рис. 3 приведены зависимости, снятые для значительных концентраций гетерогенного фотосенсибилизатора в интервале от 1.12 до 5.07 мкг/мл. Как

видно, эффективность генерации фотодинамического эффекта растет, достигая максимума при 4.0 мкг/мл, дальнейшего роста эффективности не наблюдается.

Так же, как и в предыдущих экспериментах, для исключения эффекта адсорбции параллельно с циклами засветки для различной концентрации гетерогенного соединения проводились темновые циклы измерений с использованием раствора максимальной концентрации 6.0 мкг/мл. Как видно из рис. 3, в данных экспериментах адсорбция вносит пренебрежимо малый вклад, и ее

можно не учитывать при оценке величины фотодинамического эффекта.

Сравнение эффективности применения представленного в настоящем сообщении композита окиси цинка с красителем (ZnOPc) с эффективностью применения композита на основе оксида титана (TiO₂Pc) [3] демонстрирует явное преимущество в эффективности применения соединения (TiO₂Pc) в лабораторных условиях для рассмотренного органического загрязнителя, так как для достижения сходного уровня очистки водной среды от загрязнителя в случае (ZnOPc) потребовалась концентрация вещества в растворе, в 4 раза превышающая концентрацию (TiO₂Pc) в аналогичном эксперименте.

Вместе с тем, эксперимент наглядно демонстрирует возможность получения мощного фотодинамического эффекта и практически полного разрушения модельного загрязнителя при использовании (ZnOPc). Этот факт свидетельствует, что соединение (ZnOPc) также можно с успехом применять для фотоочистки воды от органических загрязнений.

ВЫВОДЫ

Выполненное экспериментальное исследование подтверждает гипотезу о том, что широкозонные полупроводники являются хорошей основой для получения композиционных фотосенсибилизаторов, позволяющих осуществлять эффективную и экологически безопасную фотоочистку водной среды от органических загрязнений.

Выбор того или иного фотосенсибилизатора для фотоочистки воды не исчерпывается простым сравнением требуемых концентраций. Для детального сравнения авторами планируется проведение серии дополнительных экспериментов по изучению влияния частоты циклов возбуждения вещества, времени засветки (длительности цикла возбуждения), дисперсности оксидного порошка и

других характеристик композитов на основе керамических широкозонных полупроводников.

Также планируются эксперименты с использованием различных возможных органических, в том числе биоорганических, загрязнителей, что позволит достаточно объективно судить об эффективности применения изучаемых гетерогенных соединений в конкретных условиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nikitaev Yu.A., Assovskiy I.G., Balenko V.G., Kolesnikov-Svinarev V.I., Kuznetsov G.P. Heterogeneous photosensitizers based on metals' oxides and organic dyes for photodynamic treatment of air and water / Novel Materials, Technologies, and Devices for Space Development. M., Chernogolovka: ICP RAS, 2015. P. 97–98.
2. Assovskiy I.G., Balenko V.G., Nikitaev Yu., Kolesnikov-Svinarev V.I., Kuznetsov G.P. Titanium and Zinc Oxides Photosensitisation // Proc. of Int. Conf. ICONO12/ICOPE2011. Trinity College, Univ. Dublin, 2011.
3. Никитаев Ю.А., Ассовский И.Г., Берлин А.А. О фотоочистке водных сред гетерогенными фотосенсибилизаторами // ДАН. 2019. Т. 488. № 2. С. 142–146.
4. Spikes J.D. Historical review. Photodynamic action: from Paramecium to photochemotherapy // Photochem. Photobiol. 1997. V. 65 S. P. 142S–147S.
5. Вавилов В.С. Особенности физики широкозонных полупроводников и их практических применений // УФН. 1994. Т. 164. № 3. С. 287–296.
6. Yano S., Hirohara S., Obata M., Hagiya Y., Ogura S.-I., Ikeda A., Kataoka H., Tanaka M., Joh T. Current states and future views in photodynamic therapy // J. Photochem Photobiol C. 2011. № 12. P. 46–67.
7. Youssef Z., Vanderesse R., Colombeau L., Baros F., Roques-Carmes T., Frochot C., Wahab H., Toufaily J., Hamieh T., Mohd Gazzali A. The application of titanium dioxide, zinc oxide, fullerene, and graphene nanoparticles in photodynamic therapy // Cancer Nanotechnology. 2017. V. 8. № 6.
8. Лукьянец Е.А. Поиск новых фотосенсибилизаторов для фотодинамической терапии // Фотодинамическая терапия и фотодиагностика. 2013. Т. 2. № 3. С. 3–16.

HETEROGENEOUS PHOTOSENSITIZER BASED ON ZINC OXIDE FOR WATER PHOTO PURIFICATION

Yu. A. Nikitaev^{a,b}, G. P. Kuznetsov^a, I. G. Assovskiy^{a,c}, and Academician of the RAS A. A. Berlin^{a,b}

^a N.N. Semenov Federal Research Center for Chemical Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation

^b Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russian Federation

^c National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russian Federation

A new composite material based on zinc oxide microparticles daylight photosensitized by organic dyes is suggested and tested. It is experimentally proven that the material has high effectivity for water photo purification from organic pollution.

Keywords: zinc oxide, photodynamic effect, heterogeneous photosensitizer, microparticles, nanoparticles