# СИБИРСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Научный журнал Основан в 2006 году

2021. Том 16, № 2

# СОДЕРЖАНИЕ

## Радиофизика и электроника

Базарова А. С., Сычев Р. С., Базаров А. В., Атутов Е. Б., Башкуев Ю. Б. Сезонное рас- пределение индекса рефракции радиоволн над территорией Бурятии	5
Физика жидкости, нейтральных и ионизованных газов	
Павленко А. М., Быков А. В., Занин Б. Ю., Катасонов М. М. Изучение обтекания трапе- циевидной модели малоразмерного БПЛА при попадании в турбулентный след	14
Акинин С. А., Старов А. В. Особенности течения на поверхностях сжатия конвергентного воздухозаборника	29
<i>Лысенко В. И., Смородский Б. В., Косинов А. Д.</i> Развитие возмущений в сверхзвуковом пограничном слое при вдуве в него гелия	41
Зудов В. Н., Тупикин А. В. Влияние электрического поля на оптический разряд в воз- душном потоке	48
<i>Прохоров Е. С.</i> Температура плавления углеродных частиц за фронтом газовой детонации	59
Пинаков В. И. Об акустической природе «грозового носа», воронок «supercell» и тор- надо	71
Физика твердого тела, полупроводников, наноструктур	
Коляко А. В., Плешков А. С., Третьяков Д. Б., Энтин В. М., Рябцев И. И., Неизвест- ный И. Г. Исследование долговременной стабильности генерации однофотонного квантового ключа в схеме с поляризационным кодированием	81
Учебно-методическое обеспечение преподавания физики	
Заикин А. Д., Суханов И. И. Индивидуализированные компьютерные симуляции лабораторных работ по физике	94

Информация для авторов

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2

105



## Сибирский физический журнал

Журнал адресован профессорско-преподавательскому составу университетов, научным работникам, аспирантам и студентам, которые интересуются новейшими результатами фундаментальных и прикладных исследований по различным направлениям физики и физико-технической информатики.

Редакция принимает к опубликованию обзоры и оригинальные научные статьи по тем направлениям физики, которые, главным образом, представлены на кафедрах физического факультета НГУ. Принимаются также к рассмотрению статьи по другим направлениям, если в ходе рецензирования подтверждается их высокий научный статус.

Мы приглашаем научные коллективы и отдельных авторов направлять к нам для опубли-кования материалы по следующим основным разделам:

- квантовая оптика, квантовая электроника;
- радиофизика и электроника;
- теоретическая и математическая физика;
- физика жидкости, нейтральных и ионизованных газов;
- физика высоких энергий, ускорителей и высокотемпературной плазмы;
- физика твердого тела, полупроводников, наноструктур;
- физика химическая, биологическая и медицинская;
- информатика, информационно-коммуникационные технологии;
- учебно-методическое обеспечение преподавания физики.

Периодичность выхода издания – 4 раза в год. Журнал включен в перечень ВАК выпускаемых в Российской Федерации научных и научно-технических изданий, в которых рекомендуется публикация основных результатов диссертаций на соискание ученой степени кандидата и доктора наук.

# SIBERIAN JOURNAL OF PHYSICS

Scientific Journal Since 2006 In Russian

2021. Volume 16, № 2

# CONTENTS

# **Radiophysics and Electronics**

Bazarova A. S., Sychev R. S., Bazarov A. V., Atutov E. B., Bashkuev Yu. B. Seasonal Distribu- tion of the Radio Wave Refraction Index over the Territory of Buryatia	5
Physics of a Fluid, Neutral and Ionized Gases	
Pavlenko A. M., Bykov A. V., Zanin B. Yu., Katasonov M. M. Study of Flow around a Trape- zoidal Model of a Small-Sized UAV into Turbulent Wake	14
Akinin S. A., Starov A. V. Specific Features of Flow on Compression Surfaces of a Convergent Air Intake	29
Lysenko V. I., Smorodsky B. V., Kosinov A. D. Development of Disturbances in the Superson- ic Boundary Layer under Helium Injection from the Surface	41
Zudov V. N., Tupikin A. V. Effect of an Electric Field on an Optical Breakdown in the Air Stream	48
Prokhorov E. S. Melting Point of Carbon Particles behind the Gas Detonation Front	59
Pinakov V. I. The Acoustic Nature of "Storm Nose", "Supercell" Vortices and Tornadoes	71
Solid-State and Semiconductor Physics, Physics of Nanostructures	
Kolyako A. V., Pleshkov A. S., Tretyakov D. B., Entin V. M., Ryabtsev I. I., Neizvestny I. G. Investigation of Long-Term Stability of Single-Photon Quantum Key Distribution in a Polarization Coding Scheme	81
Educational and Methodical Provision of Teaching of Physics	
Zaikin A. D., Suhanov I. I. The Physics Laboratory Works – Individualized Computer Simula- tions	94
Instructions to Contributors	105

Instructions to Contributors



## Siberian Journal of Physics

The magazine is addressed to the faculty of universities, science officers, post-graduate students and students who are interested in the newest results fundamental and applied researches in various directions of physics and physicotechnical computer science.

Edition accepts to publication reviews and original scientific articles in those directions of physics which, mainly, are presented on faculties of physical faculty of NSU. Are accepted also to viewing article in other directions if during reviewing their high title proves to be true.

We invite scientific personnel and separate authors to guide to us for publication mate-

rials on following basic sections:

- Quantum Optics, Quantum Electronics;
- Radiophysics and Electronics;
- The theoretical and Mathematical Physics;
- Physics of a Fluid, Neutral and Ionized Gases;
- High-Energy and Accelerator Physics, Physics of High-Temperature Plasma;
- Solid-state and semiconductor physics, physics of nanostructures;
- Chemical, Biological and Medical Physics;
- Computer Science, Information-Communication Technologies;
- Educational and Methodical Provision of Teaching of Physics

Periodicity of an exit of the edition -4 times a year. The magazine is included in list Higher Attestation Committee of scientific and technical editions in Russian Federation in which the publication of the basic results of dissertations on competition of a scientific degree of the doctor and candidate of sciences is recommended.

Editor in Chief Andrej V. Arzhannikov Executive Secretary Sofiya A. Arzhannikova

Editorial Board of the Journal

S. V. Alekseenko, A. V. Arzhannikov, A. L. Aseev, S. N. Bagaev, A. E. Bondar S. A. Dzyuba, S. I. Eidelman, V. S. Fadin, V. M. Fomin, A. A. Ivanov, B. A. Knyazev, V. V. Kozlov, E. V. Kozyrev A. V. Latyshev, I. B. Logashenko, V. P. Maltsev, A. G. Pogosov, A. L. Reznik, A. V. Shalagin V. I. Telnov, S. V. Tsibulya

> The series is published quarterly in Russian since 2006 by Novosibirsk State University Press

The address for correspondence Physics Department, Novosibirsk State University Pirogov Street 2, Novosibirsk, 630090, Russia Tel. +7 (383) 363 44 25 E-mail address: physics@vestnik.nsu.ru On-line version: http://elibrary.ru; http://www.phys.nsu.ru/vestnik/

Научная статья

УДК 537.86 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-5-13

# Сезонное распределение индекса рефракции радиоволн над территорией Бурятии

# Арюна Сергеевна Базарова<sup>1</sup>, Роман Сергеевич Сычев<sup>2</sup> Александр Владимирович Базаров<sup>3</sup>, Евгений Борисович Атутов<sup>4</sup> Юрий Буддич Башкуев<sup>5</sup>

<sup>1-5</sup> Институт физического материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук Улан-Удэ, Россия

> <sup>1</sup> arunabas@mail.ru, https://orcid.org/0000-0002-6968-3749 <sup>2</sup> roman1594@mail.ru, https://orcid.org/0000-0002-4499-2596 <sup>3</sup> alebazaro@gmail.com, https://orcid.org/0000-0002-5759-8336

<sup>4</sup> evgeniy\_atutov@mail.ru, https://orcid.org/0000-0002-7186-6763

<sup>5</sup> buddich@mail.ru, https://orcid.org/0000-0002-7102-3977

Аннотация

Рассчитаны значения индекса рефракции атмосферы *N* для ультракоротких радиоволн для территории Бурятии по данным метеорологических станций. Построены карты изолиний среднемесячных значений *N* для центральных месяцев сезонов (времен) 2020 г. Показано, что на количественные показания *N* существенное влияние оказывают влажность от озера Байкал и рельеф. В среднем значения индекса рефракции около озера больше на 20–30 *N*-единиц. Выявлено, что среднемесячные значения *N* имеют максимумы зимой и летом с минимумами весной и осенью, причем главный максимум приходится на июль.

Ключевые слова

радиометеорология, индекс рефракции атмосферы, сезоны года, рельеф

Источник финансирования

Работа выполнена в рамках бюджетного проекта № 0270-2021-0004 «Развитие фундаментальных основ распространения СНЧ-СДВ-ДВ-СВ и УКВ радиоволн в неоднородных импедансных каналах»

Для цитирования

Базарова А. С., Сычев Р. С., Базаров А. В., Атутов Е. Б., Башкуев Ю. Б. Сезонное распределение индекса рефракции радиоволн над территорией Бурятии // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 2. С. 5–13. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-5-13

© Базарова А. С., Сычев Р. С., Базаров А. В., Атутов Е. Б., Башкуев Ю. Б., 2021

# Seasonal Distribution of the Radio Wave Refraction Index over the Territory of Buryatia

Aryuna S. Bazarova<sup>1</sup>, Roman S. Sychev<sup>2</sup>, Aleksandr V. Bazarov<sup>3</sup> Evgeniy B. Atutov<sup>4</sup>, Yuriy B. Bashkuev<sup>5</sup>

<sup>1-5</sup> Institute of Physical Materials Science of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences Ulan-Ude, Russian Federation

<sup>1</sup> arunabas@mail.ru, https://orcid.org/0000-0002-6968-3749

<sup>2</sup> roman1594@mail.ru, https://orcid.org/0000-0002-4499-2596

<sup>3</sup> alebazaro@gmail.com, https://orcid.org/0000-0002-5759-8336

<sup>4</sup> evgeniy\_atutov@mail.ru, https://orcid.org/0000-0002-7186-6763

<sup>5</sup> buddich@mail.ru, https://orcid.org/0000-0002-7102-3977

#### Abstract

The values of the atmospheric refraction index N for ultra-short radio waves for the territory of Buryatia according to the data of meteorological stations were calculated. The monthly average values N contours maps for the central months of the seasons of 2020 were constructed. It is shown the humidity of Lake Baikal and the relief significantly influence N. On average, the values of the refractive index near the lake are 20–30 N-units higher. It is revealed the monthly average N values have maxima in winter and summer with minimums in spring and autumn, with the main maximum occurring in July.

Keywords

radio meteorology, atmospheric refraction index, seasons of year, relief

#### Funding

The Ministry of Education and Science of the Russian Federation, budget project no. 0270-2021-0004 "Development of ELF-VLF-LF-MF and VHF radio waves propagation fundamental foundations in inhomogenious impedance channels" supported this work

For citation

Bazarova A. S., Sychev R. S., Bazarov A. V., Atutov E. B., Bashkuev Yu. B. Seasonal Distribution of the Radio Wave Refraction Index over the Territory of Buryatia. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 2, pp. 5–13. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-5-13

### Введение

Влияние атмосферной рефракции на распространение электромагнитных волн изучалось с самого начала развития радиоволновой техники [1]. Было доказано, что искривление траектории электромагнитных волн из-за неоднородного пространственного распределения показателя преломления воздуха вызывает неблагоприятные эффекты, такие как многолучевое замирание и помехи [2]. Эти эффекты значительно влияют на радиосвязь, навигацию и радиолокационные системы [3], поэтому исследование их статистических закономерностей необходимо для прогнозов распространения радиоволн [4].

Разнообразие рефракционных свойств атмосферы характеризуется пространственно-временными изменениями диэлектрической проницаемости воздуха  $\varepsilon$  и связанного с ней коэффициента преломления (индекса рефракции)  $n = \sqrt{\varepsilon}$ . Диэлектрическую проницаемость воздуха и связанный с ней индекс рефракции можно получить непосредственно с помощью радиорефрактометров. Однако они довольно сложны, дорогостоящи и малодоступны для массовых измерений. Располагая данными об атмосферном давлении, температуре и влажности воздуха, индекс рефракции можно вычислить из этих метеопараметров.

Исследования атмосферной рефракции континентальных районов были рассмотрены в [5], дальневосточных районов России – в [6], полярных районов – в [7]. Исследований рефракционных свойств атмосферы Байкальского региона в литературе мы не встречали. В данной работе представлены первые результаты по территории Западного Забайкалья.

## Материалы и методы

Поскольку *n* всего на три десятитысячные доли превышает единицу, Ассамблея радиосвязи Международного союза электросвязи рекомендует использовать следующую форму записи для атмосферной рефракции радиоволн [8]:

$$N = (n-1) \cdot 10^6 = N = \frac{77.6}{T} \left( P + 4810 \frac{e}{T} \right), \tag{1}$$

где

n – индекс рефракции;

Т – абсолютная температура, К;

Р – атмосферное давление, мбар;

е – упругость водяного пара, мбар.

Входящие в выражение (1) параметры рассчитаны по данным метеорологических станций. Использованы данные метеостанций Росгидромета, расположенных на территории Республики Бурятия. Измерения на метеостанциях проводятся восемь раз в сутки. Всего обработано данных с 43 метеостанций.

Рассчитаны среднемесячные значения рефракции N по данным метеорологических станций Республики Бурятия для центральных месяцев сезонов 2020 г. Использованы данные по температуре воздуха t [°C], относительной влажности воздуха f [%] и атмосферному давлению P [гПа]. Для подстановки этих параметров в формулу (1) данные t [°C] необходимо перевести в T [K], а по данным f [%] – рассчитать e [мбар]. Согласно [9] температура из градусов Цельсия в градусы Кельвина переводится выражением

$$T[K] = t[^{\circ}C] + 273,15,$$
 (2)

а упругость водяного пара рассчитывается по формуле

$$e\left[\mathsf{M}\mathsf{б}\mathsf{a}\mathsf{p}\right] = \frac{f\left[\%\right] \cdot E\left[\mathsf{M}\mathsf{б}\mathsf{a}\mathsf{p}\right]}{100\%},\tag{3}$$

где Е [мбар] – насыщенное давление водяного пара во влажном воздухе, причем

$$E(P,t) = func(P) \cdot e_w(t), \qquad (4)$$

здесь t в °C,

$$func(P) = 1,0016 + \frac{3,15 \cdot P}{10^6} - \frac{0,074}{P},$$
(5)

$$e_{w}(t) = 6,112 \cdot e^{\frac{17,62 \cdot t}{243,12 + t}}.$$
(6)

Выражение (5) следует использовать только для измерений на поверхности Земли, но не для измерений на высотах, (6) – в диапазоне температур от –45 до 60°С [9].

Так как 1 мбар = 1 гПа, численные значения параметра P останутся те же. С учетом этого замечания и выражений (2)–(6), формула (1) приобретает расчетный вид:

$$N = \frac{77,6}{t[^{\circ}\text{C}] + 273,15} \times$$

$$\times \left( P[r\Pi a] + \frac{4810 \cdot f[\%] \cdot \left( 1,0016 + \frac{3,15 \cdot P[r\Pi a]}{10^6} - \frac{0,074}{P[r\Pi a]} \right) \cdot 6,112 \cdot \exp\left(\frac{17,62 \cdot t[\degree C]}{243,12 + t[\degree C]} \right)}{100 \cdot \left(t[\degree C] + 273,15\right)} \right).$$
(7)

Такой вид (7) для расчета индекса рефракции дает возможность использования всей мощи электронных таблиц для вычисления *N* по данным метеорологических станций Росгидромета.

## Результаты и обсуждение

С использованием выражения (7) по исследуемой территории были восстановлены ежедневные трехчасовые значения рефракции атмосферы в местонахождениях метеостанций и усреднены для января, апреля, июля, октября 2020 г. согласно [10; 11]. По рассчитанным значениям построены изолинии (рис. 1).

Подложкой для карт изолиний N служит цифровая модель рельефа Shuttle Radar Topography Mission (SRTM-3). Видно, что на количественные показания N существенное влияние оказывают влажность от озера Байкал и рельеф, окаймляющий восточное побережье. Напомним, что выражение (1) можно приближенно разложить как сумму двух членов [12] (влиянием облачных эффектов можно пренебречь, так как их значения на два порядка меньше, чем члены, отражающие влияние сухого воздуха и водяного пара):

$$N = N_t + N_e, (8)$$

где

*N*<sub>t</sub> – составляющая рефракции радиоволн, учитывающая сухой воздух;

*N<sub>e</sub>* – составляющая рефракции радиоволн, учитывающая влажный воздух. Причем, согласно [8],

$$N_t = 77, 6\frac{P_d}{T}, \quad N_e = 72\frac{e}{T} + 3,75 \cdot 10^5 \frac{e}{T^2},$$
(9)

где

 $P_d = P - e$  – атмосферное давление сухого воздуха;

Р – общее атмосферное давление;

е – давление водяного пара в атмосфере;

Т – абсолютная температура.

Сопоставление рис. 1 с картой «Физико-географическое положение бассейна озера Байкал» (рис. 2)<sup>1</sup> показывает, что влажностная составляющая  $N_e$  вносит более существенный вклад в N вдоль побережья озера, нежели за хребтами Икатский, Улан-Бургасы и Хамар-Дабан (средняя высота которых превышает 2 000 м), окаймляющих побережье. Кроме того, влияние Байкала проникает через долину реки Селенги на Селенгинское среднегорье, представляющее собой гигантское понижение между хребтами Хамар-Дабан, Улан-Бургасы и Хэнтэй-Чикойским нагорьем.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Физико-географическое положение озера Байкал // Байкальский информационный центр. 2015. URL: http:// bic.iwlearn.org/ru/photos/1.1.1.jpg.









*Puc. 2.* Физическая карта бассейна озера Байкал *Fig. 2.* Physical map of the Lake Baikal basin

В среднем значения индекса рефракции около озера превышают значения N за горами на 20–30 N-единиц (см. таблицу). Также показания таблицы свидетельствуют о том, что среднемесячные значения N имеют максимумы зимой и летом и минимумы весной и осенью, причем главный максимум приходится на июль.

Месяц	Среднее значение N		
	на побережье	за хребтами	
Январь	300	280	
Апрель	290	270	
Июль	320	290	
Октябрь	290	260	

# Пространственно-временное распределение *N* Space-time distribution *N*

### Заключение

Таким образом, мы начинаем исследования рефракционных свойств атмосферы Байкальского региона. Байкальский регион включает в себя Иркутскую область, Республику Бурятия, частично Забайкальский край и Монголию как водосборный бассейн реки Селенги. В данной работе мы показали, что сформирован массив метеорологической информации по данным наземных станций для территории Республики Бурятия, рассчитан индекс рефракции N атмосферы в точках расположения метеостанций. Построены изолинии для центральных месяцев сезонов 2020 г. Анализ полученных результатов демонстрирует, что на количественные показания N существенное влияние оказывают влажность от озера Байкал и рельеф, окаймляющий восточное побережье. В среднем значения индекса рефракции около озера превышают значения N за горами на 20–30 N-единиц. Кроме того, выявлено, что среднемесячные значения N имеют максимумы зимой и летом и минимумы весной и осенью, причем главный максимум приходится на июль. В дальнейшем мы планируем расширить область исследований до границ Байкальского региона и освоить методику восстановления вертикального распределения N по экспоненциальному закону согласно [8; 13–15].

### Список литературы

- 1. **Kerr D. E.** (ed.). Propagation of Short Radio Waves. London, Peter Peregrinus Ltd., 1987, 737 p.
- 2. Lavergnat J., Sylvain M. Radio Wave Propagation: Principles and Techniques. Chichester, John Wiley & Sons, 2000, 308 p.
- 3. **Grabner M., Kvicera V.** Atmospheric Refraction and Propagation in Lower Troposphere Electromagnetic Waves. Rijeka, InTech, 2011, pp. 139–156.
- 4. Grabner M., Kvicera V., Pechac P., Kvicera M., Valtr P., Martellucci A. World maps of atmospheric refractivity statistics. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 2014, vol. 62, no. 7, pp. 3714–3722.
- 5. Гомбоев Н. Ц., Цыдыпов Ч. Ц. Рефракционные свойства атмосферы континентальных районов. Новосибирск: Наука, 1985. 125 с.
- 6. Батуева Е. В., Дарижапов Д. Д. Рефракционные свойства тропосферы дальневосточных районов России. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 142 с.
- 7. Жамсуева Г. С. Радиометеорологические параметры полярной тропосферы и их влияние на распространение радиоволн. М., 1994. 138 с.
- 8. Рекомендация МСЭ-R Р.453-12. Индекс рефракции радиоволн: его формула и данные о рефракции. Geneva, ITU, 2017. 25 с.
- 9. Guide to Meteorological Instruments and Methods of Observation. Seventh ed. Geneva, World Meteorological Organization, 2008, no. 8, 681 p.
- Гомбоев Н. Ц., Ленскинов Н. И., Матханова Е. М., Тырхеева Р. Л. О косвенном методе расчета статистических характеристик коэффициента преломления воздуха. Улан-Удэ: БНЦ СО АН СССР, 1989. 19 с.
- 11. Гомбоев Н. Ц. Статистическая структура вертикальных градиентов показателя преломления атмосферы в Восточной Сибири и на Дальнем Востоке России. Улан-Удэ: Наука, 2017. 111 с.
- 12. Дембелов М. Г., Башкуев Ю. Б., Лухнев А. В., Лухнева О. Ф., Саньков В. А. Влагосодержание тропосферы в Байкальском регионе по данным GPS измерений // Журнал радиоэлектроники. 2016. № 3. С. 5.
- 13. Бин Б. Р., Даттон Е. Д. Радиометеорология. Л.: Гидрометеоиздат, 1971. 363 с.
- 14. Четырин Ю. С., Давиденко А. Н. Методика восстановления вертикальных профилей параметров атмосферы для их использования прогностическими подразделениями Дальневосточного гидрометеорологического центра // Информационный сборник № 42. Ре-

зультаты испытания новых и усовершенствованных технологий, моделей и методов гидрометеорологических прогнозов / Под ред. А. А. Алексеевой. Москва; Обнинск: ИГ-СОЦИН, 2015. С. 129–138.

15. Кашкин В. Б., Клыков А. О. Построение карт тропосферной задержки сигналов ГЛО-НАСС / GPS по данным спутникового дистанционного зондирования атмосферы // Журнал сибирского федерального университета. Серия: Техника и технологии. 2014. Т. 7, № 7. С. 839–845.

## References

- 1. **Kerr D. E.** (ed.). Propagation of Short Radio Waves. London, Peter Peregrinus Ltd., 1987, 737 p.
- 2. Lavergnat J., Sylvain M. Radio Wave Propagation: Principles and Techniques. Chichester, John Wiley & Sons, 2000, 308 p.
- 3. Grabner M., Kvicera V. Atmospheric Refraction and Propagation in Lower Troposphere Electromagnetic Waves. Rijeka, InTech, 2011, pp. 139–156.
- 4. Grabner M., Kvicera V., Pechac P., Kvicera M., Valtr P., Martellucci A. World maps of atmospheric refractivity statistics. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 2014, vol. 62, no. 7, pp. 3714–3722.
- 5. **Gomboev N. C., Cidipov Ch. C.** Refractive properties of the atmosphere continental regions. Novosibirsk, Nauka, 1985, 125 p. (in Russ.)
- 6. **Batueva E. V., Darijapov D. D.** Refractive properties of the troposphere of the Far Eastern regions of Russia. Novosibirsk, SB RAS Publ., 1999, 142 p. (in Russ.)
- 7. **Zhamsueva G. S.** Radiometeorological parameters of the polar troposphere and their influence on the propagation of radio waves. Institute of Radio Engineering and Electronics, 1994. 138 p. (in Russ.)
- 8. Recommendation ITU-R. The radio refractive index: its formula and refractivity data. Geneva, ITU, 2016, 25 p. (in Russ.)
- 9. Guide to Meteorological Instruments and Methods of Observation. Seventh ed. Geneva, World Meteorological Organization, 2008, no. 8, 681 p.
- 10. Gomboev N. C., Lenskinov N. I., Mathanova E. M., Tirheeva R. L. On an indirect method for calculating the statistical characteristics of the refractive index of air. Ulan-Ude, BSC SB of the RAS USSR, 1989, 19 p. (in Russ.)
- 11. **Gomboev N. C.** Statistical structure of vertical gradients of the refractive index of the atmosphere in Eastern Siberia and the Far East of Russia. Ulan-Ude, Nauka, 2017, 111 p. (in Russ.)
- 12. **Dembelov M. G., Bashkuev Yu. B., Luhnev A. V., Luhneva O. F., Sankov V. A.** Moisture content of the troposphere in the Baikal region according to GPS measurements. *Zhurnal Radioelektroniki*, 2016, no. 3, p. 5. (in Russ.)
- 13. **Bin B. R., Datton E. D.** Radiometeorology. Leningrad, Hydrometeoizdat, 1971, 363 p. (in Russ.)
- Chetyrin Yu. S., Davidenko A. N. Methods for reconstructing vertical profiles of atmospheric parameters for their use by the forecasting subdivisions of the Far Eastern Hydrometeorological Center. In: Alekseeva A. A. (ed.). Information digest no. 42. Results of testing new and improved technologies, models and methods of hydrometeorological forecasts. Moscow, Obninsk, IG-SOCIN, 2015, pp. 129–138. (in Russ.)
- 15. Kashkin V. B., Klikov A. O. Construction of maps of tropospheric delay of GLONASS / GPS signals based on satellite remote sensing of the atmosphere. *Siberian Federal University Journal. Series Technics and Techology*, 2014, vol. 7, no. 7, pp. 839–845. (in Russ.)

## Информация об авторах

к

## Information about the Authors

Aryuna S. Bazarova, Postgraduate Student WoS Researcher ID J-6334-2018 Scopus Author ID 57220185188 SPIN 9806-1618 Roman S. Sychev, Postgraduate Student WoS Researcher ID ABI-6010-2020 Scopus Author ID 57214752084 SPIN 1471-9201 Aleksandr V. Bazarov, Candidate of Technical Sciences WoS Researcher ID J-3225-2017 Scopus Author ID 50560986300 SPIN 7389-2040 Evgeniy B. Atutov, Candidate of Science (Physics and Mathematics) WoS Researcher ID J-1530-2018 Scopus Author ID 16023981900 SPIN 5267-4690 Yuriy B. Bashkuev, Doctor of Technical Sciences, Professor WoS Researcher ID T-1634-2017 Scopus Author ID 6603635934

> Статья поступила в редакцию 19.03.2021; одобрена после рецензирования 01.05.2021; принята к публикации 01.05.2021 The article was submitted 19.03.2021; approved after reviewing 01.05.2021; accepted for publication 01.05.2021

Научная статья

УДК 532.526 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-14-28

# Изучение обтекания трапециевидной модели малоразмерного БПЛА при попадании в турбулентный след

# Александр Михайлович Павленко<sup>1</sup>, Антон Вячеславович Быков<sup>2</sup> Борис Юрьевич Занин<sup>3</sup>, Михаил Михайлович Катасонов<sup>4</sup>

 <sup>1-4</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук Новосибирск, Россия
 <sup>1</sup> pavlyenko@gmail.com, https://orcid.org/0000-0002-0982-153X
 <sup>2</sup> bykov.4nton@yandex.ru
 <sup>3</sup> zanin@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-3707-1713
 <sup>4</sup> mikhail@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0003-0921-3785

Аннотация

Проведены исследования структуры течения вблизи поверхности трапециевидной модели малоразмерного беспилотного летательного аппарата при попадании в узкий турбулентный след. Все экспериментальные данные получены в аэродинамической трубе при дозвуковых скоростях потока. Особенностью работы было то, что изучение обтекания модели проводилось при натурных (полетных) числах Рейнольдса. Методом сажемасленой визуализации получены данные об особенностях обтекания модели с учетом таких факторов, как угол атаки, наличие и отсутствие источника внешних возмущений, который генерировал турбулентный след. Эксперименты проводились при двух режимах обтекания: при нулевом угле атаки, когда на крыле имеются локальные отрывные пузыри, и при большом (сверхкритическом) угле атаки 18°, когда происходит глобальный срыв потока с передней кромки. Было показано, что турбулентный след оказывает значительное влияние на характер течения вблизи поверхности модели в обоих случаях. Локальные отрывные пузыри постепенно уменьшаются в размерах с уменьшением расстояния между источником возмущений и крылом. Крупномасштабные вихри существенно уменьшаются в геометрических размерах и смещаются в сторону боковых кромок при глобальном срыве потока, тем самым увеличивая область присоединенного течения на поверхности модели.

Ключевые слова

глобальный срыв потока, локально-отрывной пузырь, турбулентный след, возмущения набегающего потока, трехмерный пограничный слой, трапециевидное летающее крыло, БПЛА, натурное число Рейнольдса

Источник финансирования

Работа была выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2021–2023 гг. (номер госрегистрации 121030500149-8)

Для цитирования

Павленко А. М., Быков А. В., Занин Б. Ю., Катасонов М. М. Изучение обтекания трапециевидной модели малоразмерного БПЛА при попадании в турбулентный след // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 2. С. 14–28. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-14-28

© Павленко А. М., Быков А. В., Занин Б. Ю., Катасонов М. М., 2021

# Study of Flow around a Trapezoidal Model of a Small-Sized UAV into Turbulent Wake

# Alexander M. Pavlenko<sup>1</sup>, Anton V. Bykov<sup>2</sup> Boris Yu. Zanin<sup>3</sup>, Mikhail M. Katasonov<sup>4</sup>

 <sup>1-4</sup> Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences Novosibirsk, Russian Federation
 <sup>1</sup> pavlyenko@gmail.com, https://orcid.org/0000-0002-0982-153X

<sup>2</sup> bykov.4nton@yandex.ru
 <sup>3</sup> zanin@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-3707-1713
 <sup>4</sup> mikhail@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0003-0921-3785

### Abstract

Investigations of the structure of the flow near the surface of a trapezoidal model of a small unmanned aerial vehicle were carried out when it enters a narrow turbulent wake. All experimental data were obtained in a wind tunnel at subsonic flow velocities. A feature of the work was that the study of the flow around the model was carried out at full-scale (flight) Reynolds numbers. Using the soot-oily visualization method, data on the features of the flow around the model were obtained, taking into account such factors as the angle of attack, the presence and absence of a source of external disturbances that generated a turbulent wake. The experiments were carried out in two flow regimes: at a zero angle of attack, when there are local separation bubbles on the wing, and at a large (supercritical) angle of attack of 18 degrees, when there is a global stall of the flow from the leading edge. It was shown that the turbulent wake has a significant effect on the nature of the flow near the model surface in both cases. Local separation bubbles gradually decrease in size with a decrease in the distance between the sources of disturbances and the wing. Large-scale vortices significantly decrease in geometrical dimensions and shift towards the side edges in the event of a global stall of the flow, thereby increasing the region of the attached flow on the model surface.

Keywords

global flow stall, local separation bubble, turbulent wake, free stream disturbances, three-dimensional boundary layer, trapezoidal flying wing, UAV, natural Reynolds number

Funding

This work was carried out within the framework of the Program of Fundamental Scientific Research of State Academies of Science for 2021–2023 (project no. 121030500149-8)

For citation

Pavlenko A. M., Bykov A. V., Zanin B. Yu., Katasonov M. M. Study of Flow around a Trapezoidal Model of a Small-Sized UAV into Turbulent Wake. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 2, pp. 14–28. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-14-28

## Введение

При разработке летательных аппаратов много внимания уделяется вопросам совершенствования обтекания на основании полученных исследователями новых знаний о физических процессах, протекающих при взаимодействии летящего самолета с окружающим воздухом. Большое значение имеют исследования физических явлений, возникающих на крыле при различных углах атаки: течения в присоединенном пограничном слое на поверхности крыла при малых углах атаки, а также отрывных течений, возникающих при больших углах атаки, в том числе отрыва турбулентного пограничного слоя и срыва потока с передней кромки крыла. Отрыв потока – это физическое явление, возникающие при движении газов или жидкостей над твердой поверхностью или, наоборот, при движении тела в неподвижной жидкости или газе, заключающееся в том, что поток перестает двигаться вдоль поверхности и отходит от нее. Общие сведения об отрывных течениях можно найти в монографии [1]. Вязкость и изменение давления вдоль поверхности – это два фактора, которые являются определяющими для возникновения отрыва потока. Эти факторы приводят к замедлению течения жидкости или газа с последующим увеличением пограничного слоя ниже по течению и образованием возвратного течения. В результате этих процессов происходит вынос заторможенной в пограничном слое жидкости во внешнее течение, и пограничный слой оттесняется от тела. Такие условия возникают при обтекании крыла самолета. Выпуклая форма верхней поверхности крыла приводит к появлению неблагоприятного градиента давления и отрыва потока в задней части крыла. Точкой отрыва стационарного двумерного течения принято называть место на поверхности, где градиент скорости в направлении, перпендикулярном к стенке, равен нулю. В классической литературе по данной тематике отрыв потока во многих случаях является отрывом пограничного слоя [2].

Хорошо известно, что отрыв потока оказывает большое влияние на аэродинамические характеристики летательных аппаратов [3], а именно снижается подъемная сила и увеличивается лобовое сопротивление. Это, в свою очередь, приводит к увеличению расхода топлива, уменьшению дальности полета, ухудшению устойчивости и управляемости летательного аппарата в экстремальных условиях. Отрыв потока – явление крайне нежелательное и требующее устранения. Более того, не существует однозначного решения проблемы воздействия на отрыв из-за многообразия форм его существования [4–7]. Для выбора эффективного способа воздействия на определенный тип отрыва необходимо предварительное изучение структуры течения и ее восприимчивость к внешним возмущениям. Поэтому исследования по изучению отрыва и возможностей управления обтеканием важны на сегодняшний день.

Стремительное развитие малоразмерной беспилотной авиации в последние годы привело к высокому уровню конкуренции за улучшение летных характеристик такого класса аппаратов для выполнения более сложных заданий [8]. Беспилотные летательные аппараты (БПЛА, «дроны») в основном применяются для решения военных задач, но в последнее время они становятся также популярными и в гражданской авиации и широко используются в различных областях: использование при чрезвычайных ситуациях (оповещение, спасательные операции, поиск людей, наводнения, лесные пожары); мониторинг (сельское хозяйство, водные, лесные, земельные ресурсы, линии электропередачи, железнодорожные линии, дороги, нефте- и газопроводы, электростанции, месторождения), безопасность (охрана людей и объектов, охрана государственных границ), аэрофотосъемка (геодезические работы, картографические работы, геокалькулятор, авиаучет), наука (исследования Арктики, испытание оборудования) и т. д. Управление таким самолетом осуществляется дистанционно с помощью оператора или программы управления (например, «искусственный интеллект») с заданным планом полета.

Существует большое количество компоновок таких малогабаритных БПЛА, но на сегодняшний день наиболее оптимальной концепцией является концепция «летающее крыло». Летающее крыло – это летательный аппарат, у которого роль фюзеляжа играют крылья. Размах крыльев таких самолетов составляет всего несколько десятков сантиметров. Проводилось достаточно много исследований обтекания на крыле такой компоновки. В частности много внимания было уделено изучению вихрей, генерируемых на передней кромке, в зависимости от угла скольжения [9–12].

При выполнении поставленной задачи во время полета БПЛА могут попадать в зоны турбулентных вихревых следов за наземными сооружениями, за рельефом поверхности земли, за другими летательными аппаратами, птицами или натянутыми кабелями электропередачи. Важной задачей является изучение влияния набегающих внешних возмущений на структуру обтекания БПЛА, которые эксплуатируются на малых высотах в приземном пограничном слое, где атмосфера сильно возмущена.

Как уже отмечалось, растет необходимость в фундаментальных исследованиях таких важных аэродинамических явлений, как локальные отрывные области и глобальный срыв потока, в том числе и для диапазона чисел Рейнольдса  $\text{Re} = 10^5 - 10^6$ . Именно этот диапазон характерен для летательных аппаратов такого класса. Данные типы отрыва зависят от многих параметров: скорость полета, форма крыла, угол атаки и степень турбулентности набегающего потока. Весьма актуальны поиски методов воздействия на течение с целью уменьшения отрывной области либо полной ликвидации срыва для улучшения летных характеристик таких летательных аппаратов.

Данная работа является частью большого экспериментального цикла работ по изучению отрывных течений и возможностями управления обтеканием на моделях крыльев с учетом таких факторов, как скорость набегающего потока, углы атаки и скольжения, форма профиля крыла, степень турбулентности [13–17]. Основной задачей представленной работы было исследование обтекания модели крыла со стреловидной передней кромкой при полном или частичном попадании в узкий турбулентный след. Результаты данной работы продемонстрировали, что такой турбулентный след может привести к значительному изменению обтекания БПЛА при определенных режимах полета.

## Методика экспериментов

Все эксперименты по данному направлению исследования были проведены в аэродинамической дозвуковой трубе Т-324 ИТПМ им. С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск). Это труба замкнутого типа и считается малотурбулентной, степень турбулентности у которой в рабочей части составляет 0,04 % от набегающего потока. Размеры рабочей части квадратного сечения составляют  $1 \times 1 \text{ м}^2$ , длина 4 м.



*Puc. 1.* Трапециевидная модель БПЛА *Fig. 1.* Trapezoidal UAV model

В качестве экспериментальной модели БПЛА использовалось крыло трапециевидной формы с гладкой поверхностью, изготовленное из дерева. На рис. 1 представлена фотография модели в рабочей части трубы. Трехмерный вид крыла и геометрические размеры представлены на рис. 2.

Исследования проводились на подветренной стороне модели летающего крыла. Крыло устанавливалось под углом скольжения 0°, и это значение не изменялось в последствии. Эксперименты проводились при углах атаки 0 и 18°. Скорость набегающего потока измерялась с помощью насадка Пито – Прандтля, соединенного посредством пневмотрассы с дифференциальным датчиком давления с точностью 1 %, и составляла  $U_{\infty} = 25$  м/с. Данное значение скорости было постоянным в течение всей серии экспериментов. Этот выбор скорости набегающего потока в рабочей части трубы был обусловлен тем, что данная работа является частью комплекса экспериментальных исследований по изучению обтекания моделей БПЛА при полетных числах Рейнольдса. Число Рейнольдса составляло Re =  $6.3 \times 10^5$ .



*Рис.* 2. Чертеж модели БПЛА (*a*) и геометрические размеры в миллиметрах ( $\delta$ ) *Fig.* 2. UAV model drawing (*a*) and geometric dimensions in mm (*b*)

Для генерации узкого турбулентного следа использовалась ворсистая нить диаметром около 1 мм (рис. 3). Нить устанавливалась выше по течению параллельно задней кромке и на определенном расстоянии от модели. В ходе экспериментальных исследований это расстояние варьировалось.



*Рис. 3.* Фотография нити (a) и линейка для оценки размеров источника возмущений ( $\delta$ ) *Fig. 3.* Photo of a thread (a) and a ruler for estimating the size of the source of disturbances (b)

Была проведена визуализация поверхностных линий тока методом «сажемасляных» покрытий и получены данные о характере обтекания модели БПЛА. Этот термин здесь употребляется условно, так как применялась не сажа, а смесь порошка двуокиси титана с керосином. Этот метод наряду с другими способами визуализации описан в работе [18]. Раствор наносился на верхнюю поверхность модели и под воздействием набегающего потока полностью высыхал. После этого на поверхности проявлялась четкая, усредненная по времени картина пристенного течения, которая дает представление о предельных линиях тока. После проведения эксперимента результаты визуализации фиксировались на фотоаппарат.

Количественные данные о структуре течения за нитью были получены методом термоанемометрии. В экспериментах использовался термоанемометр AN-1003 фирмы «A.A. Labs» с вольфрамовым однониточным датчиком диаметром 5 мкм и длиной 1,2 мм. Сигнал с выхода термоанемометра фильтровался аналоговым фильтром низких частот и оцифровывался с помощью аналого-цифрового преобразователя National Instruments PCI-6023 (16 бит). Частота сбора данных 20 кГц. В ходе процесса тарировки нить датчика термоанемометра находилась рядом с трубкой Пито – Прандтля, которая была подключена к дифференциальному датчику давления Omega PX2650-10D5V. Точность измерения давления ±1 %.

Позиционирование датчика термоанемометра в пространстве осуществлялось с помощью автоматического координатного устройства. Точность перемещения по оси  $Y \pm 5$  мкм, а по осям X и  $Z \pm 20$  мкм.

## Результаты исследований

Первым шагом при проведении нового экспериментального исследования было повторное изучение обтекания при нулевом угле атаки и выход на необходимый режим, который был отправной точкой. На рис. 4 представлены результаты визуализации и топология течения при данном режиме, который уже изучался нами в предыдущих исследованиях. Эти рисунки были опубликованы в работе [17]. Повторное исследование подтвердило наличие двух локальных отрывных пузырей и присоединенное течение на большей части поверхности модели БПЛА.



Рис. 4. Визуализация обтекания БПЛА при угле атаки α = 0° (*a*) и топология течения (*б*) из работы [17]: *1* и 2 – локальные отрывные пузыри

*Fig. 4.* Visualization of the UAV flow around at an angle of attack  $\alpha = 0^{\circ}(a)$  and flow topology (*b*) [17]: *1* and 2 – local separation bubbles

На следующем этапе исследований был установлен источник внешних возмущений в виде ворсистой нити перед моделью крыла и на уровне носика выше по течению (как на рис. 1). Расстояние между носиком БПЛА и нитью составляло 2 900 мм и было максимально возможным с учетом геометрических размеров рабочей части трубы. Результаты визуализации показали, что на крыле произошли незначительные изменения структуры течения вблизи поверхности (рис. 5). Уменьшились размеры пузырей в трансверсальном и продольном направлениях. На большей части крыла сохранилось присоединенное течение.

Уменьшение расстояния между моделью и источником внешних возмущений до 1 555 мм привело к дальнейшему незначительному уменьшению локальных отрывных пузырей в геометрических размерах (рис. 6). Тем не менее, в целом картина обтекания не изменилась.

Дальнейшее изменение дистанции между крылом и нитью до 557 мм привело к существенным изменениям формы локальных пузырей (рис. 7). Площадь, занимаемая пузырями на поверхности модели, уменьшилась приблизительно в два раза в сравнении с режимом обтекания крыла свободным потоком (см. рис. 4). Отрывные области локализовались ближе к левой и правой сторонам модели. Вследствие этого на поверхности увеличилась область присоединенного течения.



*Puc. 5.* Визуализация обтекания БПЛА при попадании в турбулентный след на расстоянии 2 900 мм от источника возмущений (*a*) и топология течения (*б*): *1* и 2 – локальные отрывные пузыри
 *Fig. 5.* Visualization of the flow around the UAV when it hits a turbulent wake at a distance of 2 900 mm from the source of disturbances (*a*) and flow topology (*b*): *1* and 2 – local separation bubbles



*Рис. 6.* Визуализация обтекания БПЛА при попадании в турбулентный след на расстоянии 1 555 мм от источника возмущений (*a*) и топология течения (*б*): *1* и 2 – локальные отрывные пузыри
 *Fig. 6.* Visualization of the flow around the UAV when it hits a turbulent wake at a distance of 1 555 mm from the source of disturbances (*a*) and flow topology (*b*): *1* and 2 – local separation bubbles



Рис. 7. Визуализация обтекания БПЛА при попадании в турбулентный след на расстоянии 557 мм от источника возмущений (*a*) и топология течения (*б*): 1 и 2 – локальные отрывные пузыри Fig. 7. Visualization of the flow around the UAV when it hits a turbulent wake at a distance of 557 mm from the source of disturbances (*a*) and flow topology (*b*): 1 and 2 – local separation bubbles

Максимального эффекта удалось достичь, сократив расстояние между крылом и источником возмущений до 270 мм (рис. 8). Попадание в турбулентный след привело к полному исчезновению локально-отрывных пузырей. На всей верхней поверхности модели сформировалось присоединенное течение. Необходимо отметить, что авторам данной работы в ранее проведенных исследованиях по управлению обтеканием не удавалось полностью устранить локальный отрыв [13–17]. В данном случае впервые удалось добиться такого эффекта.

Также был исследован предельный случай, когда расстояние между источником возмущений и моделью было равно 0 мм. Нить в этом случае касалась носика модели. На рис. 9 представлены результаты визуализации данного режима обтекания. В результате влияния внешних возмущений по центру крыла сформировалась локально-отрывная область. Ширина этой области составляла <sup>1</sup>/4 от размаха модели. Этот режим требует более детального изучения с помощью термоанемометрии для получения количественных данных о структуре потока, что и является целью дальнейших исследований.



*Puc. 8.* Визуализация обтекания БПЛА при попадании в турбулентный след на расстоянии 270 мм от источника возмущений (*a*) и топология течения (*б*)

 *Fig. 8.* Visualization of the flow around the UAV when it hits a turbulent wake at a distance of 270 mm from the source of disturbances (*a*) and flow topology (*b*)



*Рис.* 9. Визуализация обтекания БПЛА при попадании в турбулентный след на расстоянии 0 мм от источника возмущений (*a*) и топология течения ( $\delta$ ): 1 – локальная отрывная область *Fig.* 9. Visualization of the flow around the UAV when it hits a turbulent wake at a distance of 0 mm from the source of disturbances (*a*) and flow topology (*b*): 1 – local separation region

Вторая серия экспериментов была направлена на изучение влияния набегающих возмущений на обтекание БПЛА при закритическом угле атаки  $\alpha = 18^{\circ}$ . Это как раз тот случай глобального срыва потока, когда в отсутствие набегающих внешних возмущений поток отходит от передней кромки, образуется как минимум одна пара крупномасштабных вихрей и формируется возвратное течение [1; 3]. Этот режим стал отправной точкой. На рис. 10 представлена визуализация и топология обтекания БПЛА из работы [17]. Эксперименты были повторены на данном режиме, и была получена аналогичная картина обтекания.



*Puc. 10.* Визуализация обтекания БПЛА при угле атаки α = 18° (a) и топология течения (б) из работы [17]:
 *I* и 2 – локальные отрывные области; 3 и 4 – фокусы крупномасштабных вихрей
 *Fig. 10.* Visualization of the UAV flow around at an angle of attack α = 18° (a) and flow topology (b) [17]:
 *I* and 2 – local separation regions; 3 and 4 – foci of large-scale vortices

Установка источника возмущений на расстоянии 2 900 мм до модели существенно изменила картину обтекания (рис. 11). Размеры крупномасштабных вихрей значительно уменьшились. Фокусы этих вихрей сместились в сторону боковых кромок. На большей части поверхности крыла наблюдалось присоединенное течение. Вблизи передней кромки сформировались линии растекания.



*Puc. 11.* Визуализация обтекания БПЛА при попадании в турбулентный след на расстоянии 2 900 мм от источника возмущений (*a*) и топология течения ( $\delta$ ): 1 и 2 – фокусы вихрей; 3 и 4 – линии растекания *Fig. 11.* Visualization of the flow around the UAV when it hits a turbulent wake at a distance of 2 900 mm from the source of disturbances (*a*) and flow topology (*b*): 1 and 2 – foci of vortices; 3 and 4 – spreading lines

Дальнейшие эксперименты с уменьшением расстояния между нитью и крылом до 1 550, 580, 90 и 0 мм дали аналогичные результаты (рис. 12). Структура обтекания оставалась неизменной независимо от расстояния от источника до модели. Схожие результаты при данном режиме обтекания были получены в работе [17] методом локального воздействия в виде установленных конических выступов на передней кромки модели.

Заключительная третья серия экспериментов была посвящена изучению течения за нитью в пространстве. Координата *Y* была направлена поперек нити, координата *Z* – вдоль нити,

координата X – в продольном направлении вниз по течению (рис. 13). Нить устанавливалась в самом начале пустой рабочей части и с помощью метода термоанемометрии и автоматического координатного устройства проводились измерения мгновенной скорости потока в пространстве.



*Рис.* 12. Визуализация обтекания БПЛА при попадании в турбулентный след на расстоянии 0 мм от источника возмущений (*a*) и топология течения ( $\delta$ ): 1 и 2 – фокусы вихрей; 3 и 4 – линии растекания *Fig.* 12. Visualization of the flow around the UAV when it hits a turbulent wake at a distance of 0 mm from the source of disturbances (*a*) and flow topology (*b*): 1 and 2 – foci of vortices; 3 and 4 – spreading lines



*Рис. 13.* Схема третьей серии экспериментов и расположение осей координат: *1* – направление набегающего потока; 2 – рабочая часть аэродинамической трубы; *3* – источник возмущений (ворсистая нить); 4 – державка и датчик термоанемометра *Fig. 13.* Scheme of the third series of experiments and the location of the coordinate axes: *1* – the direction of the incoming flow; 2 – test section of the wind tunnel; *3* – the source of disturbances (fluffy thread); 4 – the holder and the hot-wire anemometer sensor

Варьировалось расстояние между нитью и датчиком термоанемометра от 100 до максимально возможных 2 900 мм в рабочей части трубы. Измерения в сечениях X-Y проводилось при z = 100 мм. На рис. 14 представлены результаты измерения средней скорости в следе за нитью относительно скорости набегающего потока в зависимости от координат X и Y. Максимальное отклонение значения средней скорости в следе достигает чуть больше 2 м/с и постепенно уменьшается ниже по течению. Ширина следа медленно увеличивается с 16 до 50 мм при x = 2 900 мм. Принимая во внимание распределение амплитуды пульсаций скорости, можно утверждать, что уровень пульсаций падает приблизительно в 4 раза на расстоя-



нии 2 900 мм от источника возмущений (рис. 15). Тем не менее, след существует, и данного уровня пульсаций достаточно, чтобы влиять на структуру обтекания БПЛА.

*Puc. 14.* Распределение отклонения средней скорости относительно набегающего потока в следе за нитью в зависимости от координат X и Y
 *Fig. 14.* Distribution of the deviation of the average velocity relative to the incident flow in the wake behind the thread, depending on the coordinates X and Y



 Рис. 15. Распределение амплитуды пульсаций скорости в следе за нитью

 в зависимости от координат X и V

 Fig. 15. Distribution of the amplitude of the velocity pulsations in the wake of the thread depending on the coordinates X and Y



*Рис. 16.* Распределение отклонения средней скорости относительно набегающего потока в следе за нитью в зависимости от координат X и Z
 *Fig. 16.* Distribution of the deviation of the average velocity relative to the incident flow in the wake behind the thread depending on the coordinates X and Z

Полученное распределение средней скорости при x = 100 мм показало наличие больших отклонений средней скорости вдоль нити по координате Z (рис. 16). Ниже по течению эти отклонения становятся меньше, и при достижении расстояния 2 900 мм они становятся крайне малы. Отмечается порядка 1 % отклонение по амплитуде пульсаций при x = 100 мм вдоль нити (рис. 17). Однако при x = 2 900 мм уровень пульсаций становится постоянным.



 Рис. 17. Распределение амплитуды пульсаций скорости в следе за нитью

 в зависимости от координат X и Z

 Fig. 17. Distribution of the amplitude of the velocity pulsations in the wake of the thread depending on the coordinates X and Z

## Выводы

Проведены экспериментальные исследования влияния набегающих внешних возмущений на обтекание трапециевидной модели малоразмерного беспилотного летательного аппарата в дозвуковой аэродинамической трубе. Для моделирования турбулентного следа применялась ворсистая нить. Отличительной особенностью работы было проведение экспериментов при натурных (полетных) числах Рейнольдса. Получены картины визуализации пристенного течения на подветренной стороне крыла при углах атаки 0 и 18° и при скорости набегающего потока 25 м/с. Было показано, что турбулентный след может оказывать значительное влияние на характер течения вблизи поверхности модели в обоих случаях. Локальные отрывные пузыри постепенно уменьшаются вплоть до полного исчезновения с уменьшением расстояния между источником внешних возмущений и крылом. Крупномасштабные вихри значительно уменьшаются в геометрических размерах, и область присоединенного течения на поверхности модели увеличивается. Получены количественные данные о структуре течения за нитью в пространстве. Показано, что амплитуды пульсаций внешних возмущений порядка 1% от скорости набегающего потока достаточно, чтобы существенно изменить структуру течения при закритическом режиме полета.

## Список литературы

- 1. **Чжен П.** Отрывные течения. М.: Мир, 1972. Т. 1. 300 с.
- 2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, Физматлит, 1969. 744 с.
- 3. Занин Б. Ю., Козлов В. В. Вихревые структуры в дозвуковых отрывных течениях: Учеб. пособие. Новосибирск, 2011. 116 с.
- 4. Meier R., Hage W., Bechert D. W., Schatz M., Knacke T., Thiele F. Separation control by self-activated movable flaps. *AIAA Journal*, 2007, vol. 45, no. 1, pp. 191–199.
- 5. Seshagiri A., Cooper E., Traub L. W. Effects of vortex generators on an airfoil at low Reynolds numbers. *J. Aircraft*, 2009, vol. 46, no. 1, pp. 116–122.
- 6. Prince S. A., Krodagolian V. Low-speed static stall suppression using steady and pulsed airjet vortex generators. *AIAA Journal*, 2011, vol. 49, no. 3, pp. 642–652.
- 7. Довгаль А. В., Занин Б. Ю., Козлов В. В. Глобальный отклик областей отрыва ламинарного потока на локальные возмущения течения (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 1. С. 1–8.
- 8. **Hassanalian M., Abdelkefi A.** Classifications, applications, and design challenges of drones: A review. *Progress in Aerospace Sciences*, 2017. DOI 10.1016/j.paerosci.2017.04.003
- 9. Gad-el-Hak M., Blackwelder Ron F. The discrete vortices from a delta wing. AIAA Journal, 1985, no. 23 (6), pp. 961–962.
- Gursul I. Vortex flows on UAVs: Issues and challenges. Aeronaut J., 2004, no. 108, pp. 597–610.
- 11. Shields M., Mohseni K. Inherent stability modes of low-aspect-ratio wings. J. Aircr., 2015, no. 52, pp. 141–155.
- 12. **Hu T.** Review of self-induced roll oscillations and its attenuation for low-aspect-ratio wings. *Proc IMechE Part G: J Aerospace Engineering*, 2019, vol. 233 (16), pp. 5873–5895.
- 13. Занин Б. Ю., Зверков И. Д., Козлов В. В., Павленко А. М. О новых методах управления дозвуковыми отрывными течениями // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2007. Т. 2, № 1. С. 10–18.
- 14. Занин Б. Ю., Зверков И. Д., Козлов В. В., Павленко А. М. Вихревая структура отрывных течений на моделях крыльев при малых скоростях потока // Изв. РАН. МЖГ. 2008. № 6. С. 113–120.
- 15. Павленко А. М., Занин Б. Ю., Катасонов М. М., Зверков И. Д. Преобразование структуры отрывного течения с помощью локального воздействия // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 1. С. 17–22.

- 16. Занин Б. Ю., Козлов В. В., Павленко А. М. Управление отрывом на модели крыла при малых числах Рейнольдса // Изв. РАН. МЖГ. 2012. № 3. С. 132–140.
- 17. Павленко А. М., Занин Б. Ю., Катасонов М. М. Исследования обтекания модели летающего крыла при натурных числах Рейнольдса // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, №. 3. С. 19–25.
- 18. **Корнилов В. И.** Пространственные пристенные турбулентные течения в угловых конфигурациях. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013. 431 с.

## References

- 1. Chang P. K. Separation of Flow. New York, Pergamon Press, 1970, 796 p.
- 2. Schlichting H., Klaus G. Boundary-Layer Theory. Berlin, Springer, 2017, 805 p.
- 3. Zanin B. Yu., Kozlov V. V. Vortex structures in subsonic separated flows. Tutorial. Novosibirsk, 2011, 116 p. (in Russ.)
- 4. Meier R., Hage W., Bechert D. W., Schatz M., Knacke T., Thiele F. Separation control by self-activated movable flaps. *AIAA Journal*, 2007, vol. 45, no. 1, pp. 191–199.
- 5. Seshagiri A., Cooper E., Traub L. W. Effects of vortex generators on an airfoil at low Reynolds numbers. *J. Aircraft*, 2009, vol. 46, no. 1, pp. 116–122.
- 6. Prince S. A., Krodagolian V. Low-speed static stall suppression using steady and pulsed airjet vortex generators. *AIAA Journal*, 2011, vol. 49, no. 3, pp. 642–652.
- Dovgal A. V., Zanin B. Yu., Kozlov V. V. Global response of laminar flow separation to local flow perturbations (review). *Thermophysics and Aeromechanics*, 2012, vol. 19, no. 1, pp. 1–8. (in Russ.)
- 8. **Hassanalian M., Abdelkefi A.** Classifications, applications, and design challenges of drones: A review. *Progress in Aerospace Sciences*, 2017. DOI 10.1016/j.paerosci.2017.04.003
- 9. Gad-el-Hak M., Blackwelder Ron F. The discrete vortices from a delta wing. AIAA Journal, 1985, no. 23 (6), pp. 961–962.
- Gursul I. Vortex flows on UAVs: Issues and challenges. Aeronaut J., 2004, no. 108, pp. 597–610.
- 11. Shields M., Mohseni K. Inherent stability modes of low-aspect-ratio wings. J. Aircr., 2015, no. 52, pp. 141–155.
- 12. **Hu T.** Review of self-induced roll oscillations and its attenuation for low-aspect-ratio wings. *Proc IMechE Part G: J Aerospace Engineering*, 2019, vol. 233 (16), pp. 5873–5895.
- Zanin B. Yu., Zverkov I. D., Kozlov V. V., Pavlenko A. M. On new control methods for subsonic separated flows. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2007, vol. 2, no. 1, pp. 10–18. (in Russ.)
- 14. Zanin B. Yu., Zverkov I. D., Kozlov V. V., Pavlenko A. M. Vortex Structure of Separated Flows on Model Wings at Low Freestream Velocities. *Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk. Mekhanika Zhidkosti i Gaza*, 2008, vol. 43, no. 6, pp. 113–120. (in Russ.)
- 15. **Pavlenko A. M., Zanin B. Yu., Katasonov M. M., Zverkov I. D.** Alteration of separated-flow structure achieved through a local action. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2010, vol. 17, no. 1, pp. 17–22. (in Russ.)
- 16. Zanin B. Yu., Kozlov V. V., Pavlenko A. M. Control of flow separation from a model wing at low Reynolds numbers. *Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk, Mekhanika Zhidkosti i Gaza*, 2012, vol. 47, no. 3, pp. 132–140. (in Russ.)
- 17. **Pavlenko A. M., Zanin B. Yu., Katasonov M. M.** Investigations of a flow around the flying wing model at natural Reynolds numbers. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2015, vol. 10, no. 3, pp. 19–25. (in Russ.)
- 18. **Kornilov V. I.** Spatial near-wall turbulent flows in angular configurations. Novosibirsk, SB RAS Publ., 2013, 431 p. (in Russ.)

## Информация об авторах

Александр Михайлович Павленко, кандидат физико-математических наук WoS Researcher ID F-3263-2018 Scopus Author ID 26027565200 Антон Вячеславович Быков, магистрант 2-го курса Борис Юрьевич Занин, доктор технических наук Михаил Михайлович Катасонов, доктор физико-математических наук

## Information about the Authors

 Alexander M. Pavlenko, Candidate of Sciences (Physics and Mathematics) WoS Researcher ID F-3263-2018 Scopus Author ID 26027565200
 Anton V. Bykov, 2<sup>nd</sup> year Master's Student
 Boris Yu. Zanin, Doctor of Technical Sciences
 Mikhail M. Katasonov, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics)

> Статья поступила в редакцию 21.01.2021; одобрена после рецензирования 01.03.2021; принята к публикации 01.03.2021 The article was submitted 21.01.2021; approved after reviewing 01.03.2021; accepted for publication 01.03.2021

Научная статья

УДК 533.697.2, 533.6.07 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-29-40

# Особенности течения на поверхностях сжатия конвергентного воздухозаборника

## Сергей Алексеевич Акинин<sup>1</sup> Алексей Валентинович Старов<sup>2</sup>

<sup>1, 2</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук Новосибирск, Россия <sup>1</sup> Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия

<sup>1</sup> s.akinin@g.nsu.ru, https://orcid.org/0000-0001-5769-2384 <sup>2</sup> starov@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-3259-8567

Аннотация

Представлены результаты расчетно-экспериментальных исследований модели гиперзвукового конвергентного воздухозаборника. Экспериментальные исследования проведены в импульсной аэродинамической трубе ИТ-302М СО РАН при числе Маха M = 5,7 и угле атаки  $\alpha = 4^{\circ}$ . Численное моделирование проводилась в трехмерной постановке в программном комплексе ANSYS Fluent. Расчеты были проведены в 4-х вариантах с использованием разных моделей турбулентности: *k*- $\varepsilon$  standard, RNG *k*- $\varepsilon$ , *k*- $\infty$  standard и *k*- $\infty$  SST. Установлены особенности структуры течения. Получены распределения давления на поверхностях сжатия и в канале воздухозаборника. Изучено отрывное течение на входе внутреннего канала. Установлено, что применение различных моделей турбулентности оказывает существенное влияние на размер и положение отрыва. Лучшее согласование расчетных и экспериментальных данных по уровню статического давления показал вариант с моделью турбулентности *k*- $\varepsilon$  standart.

### Ключевые слова

гиперзвуковой воздухозаборник, конвергентная поверхность сжатия, скачок уплотнения, пограничный слой, отрыв, численное моделирование, модель турбулентности, эксперимент

Источник финансирования

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610126-4)

Для цитирования

Акинин С. А., Старов А. В. Особенности течения на поверхностях сжатия конвергентного воздухозаборника // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 2. С. 29–40. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-29-40

© Акинин С. А., Старов А. В., 2021

# Specific Features of Flow on Compression Surfaces of a Convergent Air Intake

Sergey A. Akinin<sup>1</sup>, Aleksey V. Starov<sup>2</sup>

<sup>1, 2</sup> Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences Novosibirsk, Russian Federation

> <sup>1</sup> Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation я

<sup>1</sup> s.akinin@g.nsu.ru, https://orcid.org/0000-0001-5769-2384 <sup>2</sup> starov@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-3259-8567

#### Abstract

The results of computational and experimental studies of a model of a hypersonic convergent air intake are presented. Experimental studies were carried out in a hot-shot wind tunnel IT-302M SB RAS at a Mach number M = 5.7 and an angle of attack  $\alpha = 4^{\circ}$ . Numerical modeling was carried out in a three-dimensional setting in the ANSYS Fluent software package. The calculations were carried out in 4 versions using different turbulence models: k- $\varepsilon$  standard, RNG k- $\varepsilon$ , k- $\omega$  standard and k- $\omega$  SST. The features of the flow structure are established. The pressure distributions on the compression surfaces and in the air intake channel are obtained. The separated flow at the entrance of the inner channel was studied. It was found that the use of various turbulence models has a significant effect on the size and position of separation. The best agreement between the calculated and experimental data on the level of static pressure was shown by the variant with the k- $\varepsilon$  standard turbulence model.

#### Keywords

hypersonic air intake, convergent compression surface, shock wave, boundary layer, separation, numerical simulation, turbulence model, experiment

Funding

The research was carried out within the framework of the Program of Fundamental Scientific Research of the state academies of sciences in 2013–2020 (project no. AAAA-A17-117030610126-4)

For citation

Akinin S. A., Starov A. V. Specific Features of Flow on Compression Surfaces of a Convergent Air Intake. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 2, pp. 29–40. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-29-40

### Введение

Гиперзвуковой воздухозаборник играет ключевую роль в обеспечении высоких аэродинамических характеристик летательного аппарата. Хорошо спроектированный воздухозаборник может обеспечить увеличение тяги за счет более эффективного сжатия захваченной струи для подачи в камеру сгорания. Также конфигурация воздухозаборника становится важной, когда рассматриваются практические проблемы, например вопрос высокой интеграции с системами аппарата. В последнее время всё большее внимание уделяется разработке и возможности применения пространственных воздухозаборников, обеспечивающих более высокую тягово-аэродинамическую эффективность летательного аппарата при меньшей длине поверхностей сжатия [1–3]. Различие между двумерными и трехмерными воздухозаборниками состоит в том, что в трехмерном воздухозаборнике сжатие входящего потока происходит в трех измерениях, что, как правило, обеспечивает больший расход, более высокий градиент давления. Основным преимуществом таких воздухозаборников является возможность построения более компактных поперечных сечений каналов тракта двигателя. Это позволяет иметь меньшую площадь поверхности, требующую охлаждения и теплозащиты. Изучение явлений и особенностей трехмерных течений для реализации отмеченных преимуществ остается актуальной задачей [4; 5], что подтверждается реализацией таких проектов, как Falcon HTV, LAPCAT, HIFiRE, HEXAFLY [6; 7].

Важной особенностью течения в конвергентных воздухозаборниках является утолщение пограничного слоя на входе в канал, причиной которого является затруднение бокового рас-

текания и, как следствие, стекание потока к центру симметрии. Особый интерес представляет оценка условий ламинарно-турбулентного перехода пограничного слоя на поверхности внешнего сжатия, а также сложных взаимодействий ударных волн с пограничным слоем на входе в канал и в горле воздухозаборника [8–11]. Взаимодействие ударных волн с утолщенными гиперзвуковыми пограничными слоями приводит к увеличению отрывных зон, которые ответственны за значительную потерю массового расхода, полного давления и ряд других эффектов, таких как нестационарное движение ударной волны и высокий поверхностный тепловой поток в конструкцию двигателя. Сильный аэродинамический нагрев еще более увеличивается за счет турбулентного перемешивания [12]. Эти проблемы имеют решающее значение для понимания течения перед камерой сгорания и требуют применения трехмерного численного моделирования вместе с экспериментальными исследованиями при условиях, близких к полетным.

В рамках настоящей работы были проведены расчетно-экспериментальные исследования модели гиперзвукового конвергентного воздухозаборника (КВЗ) с целью получения параметров течения на поверхности внешнего сжатия заданного контура и определения особенностей взаимодействия ударной волны от обечайки с пограничным слоем на центральном теле в канале перед горлом воздухозаборника.

### Модель и условия эксперимента

В настоящей работе была исследована модель конвергентного воздухозаборника, которая имела участок пространственного внешнего сжатия, участок внутреннего сжатия и внутренний канал трапециевидной формы поперечного сечения с «вырезкой» 90° [13]. Конфигурация модели и схема расположения приемников статического давления приведены на рис. 1. Экспериментальная модель имела контур поверхности внешнего сжатия длиной 262,09 мм. Начальный участок воздухозаборника длиной 121,6 мм выполнен в виде вырезки из усеченного конуса, вершина которого устремлена вверх по потоку с углом полураствора 5°. Изоэнтропический участок представляет собой поверхность вращения длиной 140,49 мм с уменьшающимся по длине радиусом. Внутренний канал имел трапециевидную форму поперечного сечения длиной 100 мм. Высота входа модели составляет 19,5 мм. Исследования были проведены без боковых щек в области внешнего сжатия.



 Рис. 1. Трехмерная модель воздухозаборника (a), схема воздухозаборника (б)

 с указанием расположения датчиков давления

 Fig. 1. Three-dimensional model of the air intake (a), the diagram of the air intake (b)

 indicating the location of the pressure sensors

Испытания модели конвергентного воздухозаборника были проведены в импульсной аэродинамической трубе ИТ-302М СО РАН [14] при числе Маха набегающего потока M = 5,7 и угле атаки  $\alpha = 4^{\circ}$ . Параметры воздушного потока в процессе испытаний изменялись в диапазоне: полное давление  $P_0 = 0,8-6,4$  МПа и полная температура  $T_0 = 1\,000-1\,645$  К. В процессе испытаний воздухозаборника для измерения распределения статического давления на корпусе вдоль поверхности внешнего сжатия и горле были установлены 16 датчиков статического давления  $P_x$  (рис. 1,  $\delta$ ). Во всех опытах проводилась визуализация обтекания входа модели методом Теплера.

## Численная модель, граничные условия, метод расчета и сетка

Численное моделирование выполнялись с использованием коммерческого программного продукта ANSYS Fluent на основе полных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса (RANS). Расчеты были проведены в 4-х вариантах с использованием разных моделей турбулентности: k- $\varepsilon$  standard, RNG k- $\varepsilon$ , k- $\omega$  standard и k- $\omega$  SST. Использовались решатель Density-based и модель идеального газа, а также неявная схема для интегрирования по времени. Для аппроксимации конвективных членов использовалась схема расщепления вектора потока AUSM 2-го порядка. Задача считалась в стационарной постановке.

Учитывая продольную симметричность модели, расчетная область задачи включала в себя только половину модели, которая с целью оптимизации и уменьшения времени расчета была ограничена областью внешнего сжатия и частью внутреннего канала (рис. 2).



Puc. 2. Трехмерная модель части воздухозаборника для расчета Fig. 2. Three-dimensional model of a part of the air intake for calculation

Для создания структурированной расчетной сетки модель импортировалась в программный продукт ICEM CFD, где для конфигурации модели строилась расчетная область и сетка (рис. 3, *a*). На рис. 3, *б* показана базовая структурированная сетка из примерно 2,48 млн элементов со сгущением сетки в направлениях по потоку и по нормали к стенкам.



*Puc. 3.* Расчетная область (a), структурированная сетка в плоскости симметрии ( $\delta$ ) *Fig. 3.* Computational domain (a), structured mesh in the plane of symmetry (b)

33

На входной границе (INLET) использовалось условие Pressure-far-field, где задавались соответствующие параметры набегающего потока: число Маха M = 5,67, статическое давление P = 3660 Па, а также статическая температура T = 206 К. Данные параметры соответствуют экспериментальным значениям набегающего потока для выбранного времени режима 30 мс (ИТ-302М). Выходных границ две: сечение сзади OUTLET в области внешнего обтекания и сечение во внутреннем канале OUTLET\_2, на которых задавалось условие Pressure outlet. Справа расчетная область ограничена плоскостью симметрии SYMMETRY. На поверхности модели (WALL) использовались условия прилипания для скорости и условия постоянства температуры стенки  $T_{ct} = 300$  К.

## Результаты и обсуждение

На рис. 4 показана общая структура потока в плоскости симметрии воздухозаборника. Сначала поток сжимается в головном скачке уплотнения (1) от передней кромки. Градиент давления из-за отклонения потока между начальным (коническим) и изоэнтропическим участком приводит к возникновению достаточно интенсивного наклонного скачка уплотнения (2).

За угловой точкой центрального тела (5) поток поворачивает во внутренний канал. Такое течение вызывает наклонный скачок уплотнения (4) от кромки обечайки (3). Большой отрицательный градиент давления на центральном теле вызывает отрывной вихрь на нижней стенке (6). Размер отрывной зоны существенным образом зависит от характеристик пограничного слоя, накопленного на поверхности внешнего сжатия. В свою очередь, размер отрыва влияет на запуск воздухозаборника и его расходные характеристики, а также на особенности структуры течения за ним (7), поскольку меняется проходное сечение во внутреннем канале.



*Рис.* 4. Поле чисел Маха в плоскости симметрии модель. Модель турбулентности k- $\varepsilon$  standart *Fig.* 4. Mach number field in the plane of model symmetry. Turbulence model k- $\varepsilon$  standart

Для иллюстрации трёхмерной структуры потока на рис. 5 представлено распределение плотности в различных сечениях воздухозаборника. Видно, что вниз по потоку от передней кромки головной скачок уплотнения изменяет форму от вогнутого на начальном участке течения (X = 25 мм) до выпуклого на конечном участке (X = 255 мм) перед входом в канал воздухозаборника. Это является следствием комбинации процессов формирования головного скачка уплотнения передней кромкой, интенсивным продольным сжатием и боковым растеканием по всей длине поверхности сжатия.



*Puc. 5.* Поле плотности в разных сечениях и поле чисел Маха в плоскости симметрии. Модель турбулентности k-ε standart *Fig. 5.* Density field in different sections and the Mach number field in the plane of symmetry. Turbulence model k-ε standart

Важной особенностью конвергентного течения сжатия является существенная неравномерность поля потока по нормали к поверхности, и она усиливается с ростом числа Маха. Эта особенность течения объясняется свойствами конвергентного течения, поскольку максимальное сжатие достигается вблизи предполагаемой оси симметрии внутреннего течения сжатия.

Ввиду отсутствия боковых щек в эксперименте хорошо видна структура течения на входе воздухозаборника (рис. 6, *a*). Видно, что головной скачок уплотнения от передней кромки (1) и скачок уплотнения (2) фокусируются в области кромки обечайки (3). Скачок от обечайки (4) имеет достаточно большой наклон. Сравнение данных визуализации с расчетными данными позволяет идентифицировать (рис. 6,  $\delta$ ) характерные структуры течения и их геометрические параметры. Результат сравнения показывает, что расчетные данные соответствуют физической картине течения.



*Рис.* 6. Визуализация методом Теплера области входа (*a*), расчетное поле плотности в плоскости симметрии воздухозаборника (*б*). Модель турбулентности *k*-ε standart
 *Fig.* 6. Visualization by the Toepler method of the entrance area (*a*), the calculated density field in the plane of symmetry of the air intake (*b*). Turbulence model *k*-ε standart

Для анализа особенностей продольного распределения статического давления использовался коэффициент давления в виде, предложенном Стратфордом [15]:

$$c_p = \frac{p - p_{\infty}}{\frac{1}{2}\rho_{\infty}u_{\infty 1}^2}.$$

На рис. 7 приведена картина распределения поля давления в плоскости симметрии, а также коэффициента давления на нижней и верхних стенках в расчете с использованием модели турбулентности k- $\varepsilon$  standard. На поверхности внешнего сжатия коэффициент давления достаточно монотонно растет. При развороте потока во внутренний канал давление на нижней стенке скачком снижается, а затем, на дистанции примерно 35 мм, увеличивается до уровня около 2. Коэффициент давления на верхней стенке (около кромки обечайки) резко растет и достигает максимального значения 4,5, что связано с наличием интенсивного скачка уплотнения от кромки обечайки. Далее по внутреннему реализуется «пилообразное» распределение статического давления, характерное для сверхзвукового течения, связанное с переотражением начального скачка уплотнения.

Совместное рассмотрение распределения коэффициента давления и поля статического давления позволяет определить наличие на центральном теле воздухозаборника отрыва пограничного слоя.



*Puc.* 7. Коэффициент давления вдоль нижней и верхней стенок воздухозаборника в плоскости симметрии. Модель турбулентности k-ε standart
 *Fig.* 7. Pressure coefficient along the lower and upper walls of the air intake in the plane of symmetry. Turbulence model k-ε standart

Сравнение расчетных и экспериментальных значений коэффициента давления на нижней стенке (см. рис. 7) показывает их хорошее совпадение на поверхности внешнего сжатия. Внутри канала наблюдается некоторое количественное расхождение, но с сохранением качественного характера распределения по длине. Такое расхождение можно объяснить увеличением трехмерных эффектов после последовательного взаимодействия скачков уплотнения и веера волн разрежения с накопленным турбулентным пограничным слоем. Плюс к этому – на поверхности внешнего сжатия ничто не препятствует боковому растеканию, а в канале появляются ограничения в виде боковых стенок. При подробном анализе векторов скорости четко видны границы отрывного течения в виде линий тока с обратным течением в пристеночной области (рис. 8). Также видно, что область отрыва существенно отличается по длине и высоте при рассмотрении по поперечной координате.

На рис. 9 показана область отрыва с указанием характерных местоположений: начало отрыва потока  $(x_s)$ , центр  $(x_c)$  и место присоединения потока  $(x_r)$ . Видно, что область отрывного течения занимает существенную часть высоты внутреннего канала воздухозаборника. Это может приводить к срыву втекания и снижению расходных характеристик. Кроме того, усиливается неравномерность на входе в камеру сгорания. Такой факт имеет двоякий результат: с одной стороны, неравномерность способствует перемешиванию воздуха и впрыскиваемого топлива; с другой стороны, ухудшает локальные значения стехиометрии с точки зрения воспламенения в границах богатого и бедного срыва.



*Рис.* 8. Поле скорости внутри канала воздухозаборника. Модель турбулентности k- $\varepsilon$  standard *Fig.* 8. Velocity field inside the air intake channel. Turbulence model k- $\varepsilon$  standard



*Puc. 9.* Векторы скорости и линии тока в расчете с использованием модели турбулентности k- $\varepsilon$  standard *Fig. 9.* Velocity vectors and streamlines calculated using the k- $\varepsilon$  standard turbulence model
Как отмечалось выше, были проведены расчеты с 4-мя моделями турбулентности. Две модели семейства k- $\varepsilon$  и две модели семейства k- $\omega$ . Сравнение распределения коэффициента давления  $c_p$  на нижней стенке для разных моделей турбулентности (рис. 10) показало достаточно хорошее совпадение с экспериментальными данными на участке внешнего сжатия. Небольшие различия наблюдаются в локализованных областях, в зоне отрыва пограничного слоя на входе и после отраженной ударной волны внутри канала.



Рис. 10. Влияние модели турбулентности на распределение коэффициента давления вдоль нижней стенки воздухозаборника в плоскости симметрии
 Fig. 10. Influence of the turbulence model on the distribution of the pressure coefficient along the lower wall of the air intake in the plane of symmetry

Было установлено, что выбор модели турбулентности существенно не влияет на внешнюю форму вихря в области отрыва (рис. 11). Модель турбулентности определяет местоположение начала отрыва потока ( $x_s$ ), центра ( $x_c$ ) и места повторного присоединения потока ( $x_r$ ). Разница размеров вихревой области по длине отличается примерно в 1,5 раза для случаев k- $\varepsilon$  standard и k- $\omega$  SST. Применение модели k- $\omega$  SST приводит к наибольшей высоте вихря – около 8 мм, что составляет примерно 41 % высоты канала.



*Puc. 11.* Размер и форма вихревой области для случаев с различными моделями турбулентности *Fig. 11.* The size and shape of the vortex region for cases with different turbulence models

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2 Видно, что в случаях k- $\omega$  начало отрыва смещается практически к угловой точке центрального тела. Стандартные модели показывают меньшую общую длину отрывной области. Тем не менее, следует отметить, что все четыре варианта показывают максимальное расхождение по давлению с экспериментальными данными именно в зоне отрыва. Наилучшее согласование с экспериментальными данными показал вариант с моделью турбулентности k- $\varepsilon$  standart.

## Заключение

Проведены расчетно-экспериментальные исследования течения в конвергентном воздухозаборнике при числе Маха набегающего потока M = 5,7 и угле атаки  $\alpha = 4^{\circ}$ . Установлены особенности структуры течения. Получены распределения давления на поверхностях сжатия и в канале воздухозаборника. Изучено отрывное течение на входе внутреннего канала.

Расчеты выполнены с 4-мя вариантами модели турбулентности. Результаты показали хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных на участке внешнего сжатия. Расхождение наблюдается в области отрывного течения. Установлено, что применение различных моделей турбулентности оказывает существенное влияние на размер и положение отрыва с разницей по длине до полутора раз. Лучшее согласование по уровню статического давления показал вариант с моделью турбулентности k- $\varepsilon$  standart.

## Список литературы

- 1. Van Wie D. M. Scramjet Inlets. In: Curran E. T. and Murthy S. N. B. Scramjet Propulsion. Progress in Astronautics and Aeronautics. 2000, pp. 447–511.
- Otto S. E., Trefny C. J., Slater J. W. Inward-Turning Streamline-Traced Inlet Design Method Low-Boom Low-Drag Applications. *Journal of Propulsion and Power*, 2016, vol. 32, no. 5, pp. 1178–1189.
- 3. **Звегинцев В. И.** Газодинамические проблемы при работе сверхзвуковых воздухозаборников в нерасчетных условиях (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 6. С. 829–858.
- 4. Boyce R. R., Tirtey S. C, Brown L., Creagh M., Ogawa H. SCRAMSPACE: Scramjet-based Access-to-Space Systems. *AIAA*, paper 2011-2297, 9 p.
- Gollan R. J., Smart M. K. Design of Modular Shape-Transition Inlets for a Conical Hypersonic Vehicle. *Journal of Propulsion and Power*, 2013, vol. 29, no. 4, pp. 832–838.
- 6. **Steelant J., Langener T., Di Matteo F. et al.** Conceptual Design of the High-Speed Propelled Experimental Flight Test Vehicle HEXAFLY. *AIAA*, paper 2015-3539.
- 7. **Defoort S., Varvill R., Steelant J., Walton C., Marini M.** Achievements Obtained for Sustained Hypersonic Flight within the LAPCAT-II Project. In: Proceedings of 20<sup>th</sup> International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. Glasgow, Scotland, July 2015.
- 8. **Yao Y.** Scramjet flow and intake SBLI: Technical challenges and case study. *Applied Mechanics and Materials*, 2013, vol. 315, pp. 344–348.
- 9. Yao Y., Rincon D., Zheng Y. Shock Induced Separating Flows in Scramjet Intakes. *International Journal of Modern Physics: Conference Series*, 2012, vol. 19, pp. 73–83.
- Rajashree V., Manivannan P., Dinesh Kumar G. Computational Analysis of Scramjet Inlet. International Journal of Innovative Research in Science, Engineering and Technology, 2014, vol. 3, pp. 2730–2734.
- 11. **Nguyen T. et al.** Details of turbulence modeling in numerical simulations of scramjet intake. 27<sup>th</sup> Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS), 2010, vol. 1, pp. 812–824.

- 12. **Krause M., Reinartz B., Ballmann J.** Numerical computations for designing a scramjet intake. 25<sup>th</sup> Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS), 2006, vol. 5, pp. 2705–2711.
- 13. Гольдфельд М. А., Старов А. В. Реализация течения в гиперзвуковом воздухозаборнике с пространственным сжатием // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 1. С. 51–62. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-51-62
- 14. Goldfeld M. A., Maslov A. A., Starov A. V., Shumskii V. V., Yaroslavtsev M. I. IT-302M Hotshot Wind Tunnel as a Tool for the Development of Hypersonic Technologies. In: 18<sup>th</sup> International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR-2016), AIP Conference Proceedings 1770, pp. 030020(8).
- 15. **Stratford B. S.** The Prediction of Separation of the Turbulent Boundary Layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 1959, vol. 5, no. 1, pp. 1–16.

# References

- 1. **Van Wie D. M.** Scramjet Inlets. In: Curran E. T. and Murthy S. N. B. Scramjet Propulsion. Progress in Astronautics and Aeronautics. 2000, pp. 447–511
- Otto S. E., Trefny C. J., Slater J. W. Inward-Turning Streamline-Traced Inlet Design Method Low-Boom Low-Drag Applications. *Journal of Propulsion and Power*, 2016, vol. 32, no. 5, pp. 1178–1189.
- 3. **Zvegintsev V. I.** Gas-dynamic problems in off-design operation of supersonic inlets (review). *Thermophys. Aeromech.*, 2017, vol. 24, no. 6, pp. 807–834. DOI 10.1134/S0869864317060014
- 4. Boyce R. R., Tirtey S. C, Brown L., Creagh M., Ogawa H. SCRAMSPACE: Scramjet-based Access-to-Space Systems. *AIAA*, paper 2011-2297, 9 p.
- Gollan R. J., Smart M. K. Design of Modular Shape-Transition Inlets for a Conical Hypersonic Vehicle. *Journal of Propulsion and Power*, 2013, vol. 29, no. 4, pp. 832–838.
- 6. **Steelant J., Langener T., Di Matteo F. et al.** Conceptual Design of the High-Speed Propelled Experimental Flight Test Vehicle HEXAFLY. *AIAA*, paper 2015-3539.
- 7. **Defoort S., Varvill R., Steelant J., Walton C., Marini M.** Achievements Obtained for Sustained Hypersonic Flight within the LAPCAT-II Project. In: Proceedings of 20<sup>th</sup> International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. Glasgow, Scotland, July 2015.
- 8. **Yao Y.** Scramjet flow and intake SBLI: Technical challenges and case study. *Applied Mechanics and Materials*, 2013, vol. 315, pp. 344–348.
- 9. Yao Y., Rincon D., Zheng Y. Shock Induced Separating Flows in Scramjet Intakes. *International Journal of Modern Physics: Conference Series*, 2012, vol. 19, pp. 73–83.
- 10. **Rajashree V., Manivannan P., Dinesh Kumar G.** Computational Analysis of Scramjet Inlet. *International Journal of Innovative Research in Science, Engineering and Technology*, 2014, vol. 3, pp. 2730–2734.
- 11. **Nguyen T. et al.** Details of turbulence modeling in numerical simulations of scramjet intake. 27<sup>th</sup> Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS), 2010, vol. 1, pp. 812–824.
- Krause M., Reinartz B., Ballmann J. Numerical computations for designing a scramjet intake. 25<sup>th</sup> Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS), 2006, vol. 5, pp. 2705–2711.
- Goldfeld M. A., Starov A. V. Flow Realization in Hypersonic Air Inlet with Spatial Compression. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 1, pp. 51–62. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-51-62
- 14. Goldfeld M. A., Maslov A. A., Starov A. V., Shumskii V. V., Yaroslavtsev M. I. IT-302M Hotshot Wind Tunnel as a Tool for the Development of Hypersonic Technologies. In:

18<sup>th</sup> International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR-2016), AIP Conference Proceedings 1770, pp. 030020(8).

15. Stratford B. S. The Prediction of Separation of the Turbulent Boundary Layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 1959, vol. 5, no. 1, pp. 1–16.

# Информация об авторах

Сергей Алексеевич Акинин, аспирант Scopus Author ID 57204599747 Алексей Валентинович Старов, кандидат технических наук WoS Researcher ID R-6377-2016 Scopus Author ID 6603941006

# Information about the Authors

Sergey A. Akinin, Postgraduate Student Scopus Author ID 57204599747
Aleksey V. Starov, Candidate of Technical Sciences WoS Researcher ID R-6377-2016 Scopus Author ID 6603941006

> Статья поступила в редакцию 26.01.2021; одобрена после рецензирования 01.03.2021; принята к публикации 01.03.2021 The article was submitted 26.01.2021; approved after reviewing 01.03.2021; accepted for publication 01.03.2021

Научная статья

УДК 532.526 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-41-47

# Развитие возмущений в сверхзвуковом пограничном слое при вдуве в него гелия

# Владимир Иванович Лысенко<sup>1</sup> Борис Владимирович Смородский<sup>2</sup> Александр Дмитриевич Косинов<sup>3</sup>

<sup>1-3</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук Новосибирск, Россия <sup>1</sup> vl@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0003-0209-6299 <sup>2</sup> smorodsk@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-6557-8327 <sup>3</sup> kosinov@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-8626-4669

Аннотация

Проведено исследование влияния распределенного вдува гелия с обтекаемой поверхности в сверхзвуковой пограничный слой на развитие возмущений в нем. Показано, что в некотором диапазоне значений расхода гелия его инжекция ведет к уменьшению скоростей роста естественных возмущений.

Ключевые слова

сверхзвуковой пограничный слой, развитие возмущений, гелий

Источник финансирования

Работа выполнена в рамках государственного задания (№ госрегистрации 121030500161-0) Для иштирования

Лысенко В. И., Смородский Б. В., Косинов А. Д. Развитие возмущений в сверхзвуковом пограничном слое при вдуве в него гелия // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 2. С. 41–47. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-41-47

# Development of Disturbances in the Supersonic Boundary Layer under Helium Injection from the Surface

Vladimir I. Lysenko<sup>1</sup>, Boris V. Smorodsky<sup>2</sup> Alexander D. Kosinov<sup>3</sup>

 <sup>1-3</sup> Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences Novosibirsk, Russian Federation
 <sup>1</sup> vl@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-6299
 <sup>2</sup> smorodsk@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-6557-8327
 <sup>3</sup> kosinov@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-8626-4669

#### Abstract

Experiments on the influence of distributed injection of helium on the development of the supersonic boundary layer unstable disturbances have been performed. It is revealed, that injection of helium in a certain range of blowing mass flow rate, leads to a certain decrease of spatial amplification rates of natural disturbances.

© Лысенко В. И., Смородский Б. В., Косинов А. Д., 2021

Keywords

supersonic boundary layer, development of disturbances, helium

Funding

The research was carried out within the state assignment of Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (project no. 121030500161-0)

For citation

Lysenko V. I., Smorodsky B. V., Kosinov A. D. Development of Disturbances in the Supersonic Boundary Layer under Helium Injection from the Surface. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 2, pp. 41–47. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-41-47

#### Введение

В ряде задач возникает вопрос об управлении пограничным слоем. Один из методов такого управления – отсасывание газа из пограничного слоя через проницаемую поверхность, с помощью которого можно замедлить процесс турбулизации пограничного слоя (стабилизирующая роль отсасывания объясняется уменьшением толщины пограничного слоя и формированием более устойчивого профиля скорости). Вопросу стабилизации течения (как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых скоростях) посвящены статьи [1; 2].

Пористые покрытия являются шероховатыми по природе, ввиду этого их влияние на переход связано как с проницаемостью (нестационарное течение газа внутри пористого покрытия), так и с воздействием шероховатости. В работах [3–6] при определении положения ламинарно-турбулентного перехода и исследовании устойчивости пограничного слоя как к естественным, так и искусственным возмущениям получено, что пористое покрытие ускоряет переход и оказывает дестабилизирующее воздействие на первую моду возмущений.

В то же время, как показали расчеты авторов данной работы [7–9], можно стабилизировать сверхзвуковой пограничный слой с помощью инжекции (вдува) тяжелого газа в пристеночный слой этого погранслоя, тем самым выгодно меняя (делая более устойчивым) течение за счет изменения профиля плотности поперек пограничного слоя.

Также представляет интерес исследование влияния инжекции газа с большой удельной теплоемкостью в сверхзвуковой пограничный слой на его устойчивость, однако подобные исследования (по крайней мере, экспериментальные) ранее не проводились.

Цель данной работы – экспериментальное исследование влияния распределенного вдува гелия в сверхзвуковой (M = 2) пограничный слой на его устойчивость.

#### 1. Постановка эксперимента

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе T-325 ИТПМ СО РАН [10] при числе Маха набегающего потока  $M_{\infty} = 2$ , температуре торможения потока  $T_0 \approx 290$  К и значении единичного числа Рейнольдса  $\text{Re}_{1\infty} = 6,6\cdot10^6 \text{ м}^{-1}$ .

Экспериментальная модель располагалась в рабочей части установки в потоке воздуха, а в качестве инжектируемого в пограничный слой газа использовался гелий – газ с большой удельной теплоемкостью  $C_p = 5\,296 \, \text{Дж/(кг K)}$  (т. е. в 5,3 раза большей, чем у воздуха), плотностью  $\rho = 0,178 \, \text{кг/м}^3$  и температурой кипения  $t_{\text{кип}} = -269 \, ^\circ\text{C}$ . Эксперименты проводились при вдуве гелия в пристенную область пограничного слоя с разным расходом газа.

В качестве модели использовалась теплоизолированная плоская пластина, изготовленная из нержавеющей стали X18H9T, длиной 440, толщиной 10 и шириной 200 мм с носиком, скошенным под углом 14°, и радиусом притупления передней кромки около 0,05 мм (та же, что и в работах [6; 8]). Начало отсчета используемой в дальнейшем продольной (вдоль направления внешнего течения) координаты x находится на передней кромке модели. На участке  $x = 50 \div 170$  мм рабочей поверхности (на всю ширину пластины) в модели был сформирован паз, в который вставлялась заподлицо с основной поверхностью модели пористая

вставка-пластинка с пористостью 39 %, с чистотой фильтрации (аналог размера пор) 10 мкм и толщиной 2,5 мм (с шероховатостью поверхности  $R_z \approx 11-12$  мкм). Эта вставка выполнена из пористой нержавеющей стали ПНС-8, производимой Выксунским металлургическим заводом (спеченной из порошка с размером зерен порядка 70 мкм). В силу конструкции модели проницаемая часть пористой вставки располагалась на участке  $x = 65 \div 155$  мм и  $z = \pm 85$  мм (от оси модели). Пластина жестко крепилась к боковым стенкам рабочей части трубы и устанавливалась под нулевым углом атаки.

Измерения устойчивости пограничного слоя к естественным возмущениям выполнялись с помощью термоанемометра постоянного сопротивления с однониточным датчиком из вольфрамовой нити диаметром 10 мкм и длиной 1,5 мм. Величина перегрева нити датчика составляла 0,8, вследствие этого можно утверждать, что фиксировались преимущественно пульсации массового расхода. Исследования естественных возмущений в пограничном слое модели проводились вблизи максимума пульсаций при E = const (где  $E - \text{среднее напряже$ ние в диагонали моста термоанемометра), что соответствовало линии равного массового расхода.

Пульсационные и средние характеристики потока измерялись с помощью автоматизированной системы сбора данных, которой оборудована аэродинамическая труба T-325. Пульсационное напряжение с термоанемометра записывалось в персональный компьютер с помощью двенадцатиразрядного амплитудно-цифрового преобразователя с частотой отсчетов 750 кГц. Длина реализаций составляла 65 536 точек. В каждой точке для контроля повторяемости результатов выполнялось по четыре измерения. Среднее напряжение термоанемометра фиксировалось вольтметром Agilent 34401A и записывалось в компьютер через последовательный порт. Показания средних и пульсационных характеристик поля потока снимались в основном через каждые 2 мм по продольной координате x. Амплитудно-частотный спектр A(f, x) рассчитывался как результат осреднения спектров мощности.

## 2. Результаты

Воздух и гелий сильно отличаются двумя параметрами – гелий существенно легче воздуха (молекулярный вес меньше), но у гелия в 5,3 раза больше удельная теплоемкость. И на результаты исследования воздействия вдува гелия (по сравнению с воздухом) на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя влияют одновременно два противоположно действующих фактора – происходит дестабилизация пограничного слоя за счет уменьшения плотности (меньшего молекулярного веса) газа [7–9] и одновременно стабилизация за счет роста удельной теплоемкости (рис. 1, здесь приведены результаты расчетов (на основе уравнений Навье – Стокса и прямого численного моделирования) авторов работы [11] для гелия; видно значительное падение температуры возле стенки, что способствует стабилизации пограничного слоя [12]). Поэтому заранее (до эксперимента) не было известно, что будет в итоге – дестабилизация или стабилизация (причем в каком-то диапазоне расхода вдува гелия).

Результаты экспериментов для естественных возмущений при  $M_{\infty} = 2$ ,  $Re_1 = 6,6 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ и x = 85 мм показаны на рис. 2. Приведены степени нарастания возмущений  $-\alpha_i$  от частоты возмущения f для пяти значений расхода гелия Q = 0; 0,25; 1,6; 5,5 и 9 л/мин (кривые 1-5 соответственно). На рисунке видно, что с ростом Q степени нарастания сначала уменьшаются, а затем (начиная с  $Q \approx 1,6$  л/мин) растут. Но даже при Q = 9 л/мин степени нарастания всё еще остаются меньше, чем для Q = 0,25 л/мин.

Рисунок 2 показывает, что в наших экспериментах в некотором диапазоне Q вдува гелия стабилизация пограничного слоя за счет роста удельной теплоемкости оказалась сильнее дестабилизации за счет уменьшения молекулярного веса.



*Рис. 1.* Профили температуры в сверхзвуковом пограничном слое: без вдува (1) и со вдувом гелия (2); M = 2,5,  $Re_{1\infty} = 5,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ , концентрация гелия на поверхности пластины  $c_{1,w} \approx 12$  %, x = 60 мм. Результаты расчетов предоставлены авторами работы [11]

*Fig. 1.* Supersonic boundary layer temperature profiles at zero injection (*1*), and under helium injection (2); M = 2.5,  $Re_{1\infty} = 5.5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ , concentration of helium at the wall  $c_{1,w} \approx 12 \%$ , x = 60 mm (computation of [11])



*Рис.* 2. Скорости пространственного нарастания  $-\alpha_i$  возмущений в зависимости от частоты *f* для различных значений расхода вдуваемого гелия Q = 0; 0,25; 1,6; 5,5 и 9 л/мин (кривые *I*-5 соответственно),  $M_{\infty} = 2$ ,  $\operatorname{Re}_{1\infty} = 6,6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ , x = 85 мм

*Fig.* 2. Spatial amplification rate of disturbances  $-\alpha_i$  versus frequency *f* for various values of helium injection flow rate Q = 0, 0.25, 1.6, 5.5 and 9 liter/min (curves *I*-5 respectively),  $M_{\infty} = 2$ ,  $\text{Re}_{1\infty} = 6.6 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ , x = 85 mm

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2 Таким образом, несмотря на дестабилизирующее [7-9] влияние малой (по сравнению с воздухом) плотности, вдув газа со значительно большей (чем у воздуха) удельной теплоемкостью *Ср* может вести к стабилизации сверхзвукового пограничного слоя в некотором диапазоне значений расхода этого газа.

#### Выводы

Проведено исследование влияния распределенного вдува гелия в сверхзвуковой пограничный слой на развитие возмущений в нем. Эксперименты проводились на плоской пластине при числе Maxa 2.

Показано, что в некотором диапазоне значений расхода гелия его вдув ведет к уменьшению степеней нарастания возмущений.

#### Список литературы

- 1. Бойко А. В., Грек Г. Р., Довгаль А. В., Козлов В. В. Физические механизмы перехода к турбулентности в открытых течениях. Москва; Ижевск: НИЦ РХД, Ин-т комп. исслед., 2006. 304 с.
- 2. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
- 3. Гапонов С. А., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Лысенко В. И., Семенов Н. В., Смородский Б. В. Теоретическое и экспериментальное исследование развития первой моды неустойчивости в сверхзвуковых пограничных слоях на пористых поверхностях // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2014. Т. 9, № 2. С. 65–74.
- 4. Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Лысенко В. И., Семенов Н. В., Смородский Б. В. Совместное влияние проницаемости и шероховатости поверхности на устойчивость и переход сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2014. № 5. С. 52–59.
- 5. Лысенко В. И., Гапонов С. А., Смородский Б. В., Ермолаев Ю. Г, Косинов А. Д., Семенов Н. В. О влиянии толщины пористого покрытия на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, № 3. С. 41–47.
- Lysenko V. I., Gaponov S. A., Smorodsky B. V., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Semionov N. V. Combined Influence of Coating Permeability and Roughness on Supersonic Boundary Layer Stability and Transition. J. Fluid Mech., 2016, vol. 798, pp. 751–773.
- 7. Лысенко В. И., Смородский Б. В., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д. Экспериментальное исследование влияния инжекции тяжелого газа в сверхзвуковой пограничный слой на его устойчивость // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 2. С. 191–198.
- 8. Lysenko V. I., Gaponov S. A., Smorodsky B. V., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D. Influence of Distributed Heavy-Gas Injection on Stability and Transition of Supersonic Boundary-Layer Flow. *Physics of Fluids*, 2019, vol. 31, p. 104103.
- 9. Лысенко В. И., Гапонов С. А., Зубков Н. Н., Смородский Б. В., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д. Влияние распределенного тангенциального вдува тяжелого газа в сверхзвуковой пограничный слой на его устойчивость // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 1. С. 25–32.
- 10. Багаев Г. И., Лебига В. А., Приданов В. Г., Черных В. В. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-325 с пониженной степенью турбулентности // Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972. С. 11–13.
- 11. Гапонов С. А., Семенов А. Н. Влияние направления вдува газа через пористую поверхность на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, № 2. С. 18–26.

12. Lysenko V. I., Maslov A. A. The effect of cooling on the supersonic boundary layer stability. *J. Fluid Mech.*, 1984, vol. 147, pp. 39–52.

# References

- 1. Boiko A. V., Grek G. R., Dovgal A. V., Kozlov V. V. Physical mechanisms of transition to turbulence in open flows. Moscow, 2006. (in Russ.)
- 2. Gaponov S. A., Maslov A. A. Development of disturbances in compressible flows. Novosibirsk, Nauka, 1980, 144 p. (in Russ.)
- 3. Gaponov S. A., Ermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Lysenko V. I., Semionov N. V., Smorodsky B.V. Theoretical and experimental investigation of the first instability mode development in supersonic boundary layers on porous coatings. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2014, vol. 9, no. 2, pp. 65–74. (in Russ.)
- 4. Ermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Gaponov S. A., Semionov N. V., Smorodsky B. V. Joint permeability and roughness effect on the supersonic flat-plate boundary layer stability and transition. *Fluid Dynamics*, 2014, vol. 49, no. 5, pp. 608–613.
- Lysenko V. I., Gaponov S. A., Smorodsky B. V., Ermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Semionov N. V. On the influence of porous coating thickness on supersonic boundary layer stability. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2015, vol. 10, no. 3, pp. 41–47. (in Russ.)
- Lysenko V. I., Gaponov S. A., Smorodsky B. V., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Semionov N. V. Combined Influence of Coating Permeability and Roughness on Supersonic Boundary Layer Stability and Transition. J. Fluid Mech., 2016, vol. 798, pp. 751–773.
- Lysenko V. I., Smorodsky B. V., Ermolaev Yu. G., Kosinov A. D. Stability of supersonic boundary layer under the influence of heavy gas injection: experimental study. *Thermophysics* & Aeromechanics, 2018, vol. 25, no. 2, pp. 183–190.
- 8. Lysenko V. I., Gaponov S. A., Smorodsky B. V., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D. Influence of Distributed Heavy-Gas Injection on Stability and Transition of Supersonic Boundary-Layer Flow. *Physics of Fluids*, 2019, vol. 31, p. 104103.
- Gaponov S. A., Gaponov S. A., Zoobkov N. N., Smorodsky B. V., Ermolaev Y. G., Kosinov A. D. Influence of Dispersed Tangential Heavy-Gas Blowing into the Supersonic Boundary-Layer on Its Stability. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, pp. 25–32. (in Russ.)
- Bagaev G. I., Lebiga V. A., Pridanov V. G., Chernykh V. V. T-325 low-turbulence supersonic wind tunnel. In: Aerophysical Research. ITAM, USSR Acad. Sci. Novosibirsk, 1972, pp. 11–13. (in Russ.)
- 11. Gaponov S. A., Semenov A. N. Influence of the direction of gas injection through a porous surface on supersonic boundary layer stability. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2015, vol. 10, no. 2, pp. 18–26. (in Russ.)
- 12. Lysenko V. I., Maslov A. A. The effect of cooling on the supersonic boundary layer stability. *J. Fluid Mech.*, 1984, vol. 147, pp. 39–52.

#### Информация об авторах

Владимир Иванович Лысенко, доктор физико-математических наук Борис Владимирович Смородский, кандидат физико-математических наук Александр Дмитриевич Косинов, доктор физико-математических наук

#### Information about the Authors

Vladimir I. Lysenko, Doctor of Science (Physics and Mathematics) Boris V. Smorodsky, Candidate of Science (Physics and Mathematics) Alexander D. Kosinov, Doctor of Science (Physics and Mathematics)

> Статья поступила в редакцию 01.01.2021; одобрена после рецензирования 01.03.2021; принята к публикации 01.03.2021 The article was submitted 01.01.2021; approved after reviewing 01.03.2021; accepted for publication 01.03.2021

Научная статья

УДК 533.95 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-48-58

# Влияние электрического поля на оптический разряд в воздушном потоке

# Владимир Николаевич Зудов<sup>1</sup> Андрей Викторович Тупикин<sup>2</sup>

 <sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук Новосибирск, Россия
 <sup>2</sup> Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук Новосибирск, Россия
 <sup>1</sup> zudov@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0001-5043-9263
 <sup>2</sup> tupikin@itp.nsc.ru

Аннотация

Получены экспериментальные данные о влиянии электрического поля на плазму оптического разряда, находящегося в воздушном потоке. Рассмотрено две конфигурации внешнего электрического поля при воздействии на плазму оптического разряда. Для создания электрического поля применялись плоские (поле вдоль луча и поперек потока) и кольцевые (поле поперек лазерного луча и вдоль потока) электроды. Установлено, что существует два режима комбинированного разряда (оптического и электрического). При создании поля симметрично относительно оси потока наблюдался электрический пробой от среза сопла (положительно заряженный электрод) до точки фокусировки лазерного луча, при этом в следе оптического разряда стримеров не наблюдается. В другом случае электрический разряд реализуется между плоскими электродами одновременно с оптическим пробоем. В поле постоянной напряженности выше 3 кВ/см наличие плазмы оптического разряда способствовало электрическому пробою среды. При этом параметры электрического пробоя зависели от формы электродов, полярности приложенного напряжения и скорости воздушного потока.

#### Ключевые слова

экспериментальное моделирование, лазерное излучение, оптический пробой, электрическое поле, электрический разряд, воздушный поток

# Источник финансирования

Работа выполнена в рамках государственного задания (№ госрегистрации 121030500157-3) и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-08-00304) Для иштирования

Зудов В. Н., Тупикин А. В. Влияние электрического поля на оптический разряд в воздушном потоке // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 2. С. 48–58. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-48-58

© Зудов В. Н., Тупикин А. В., 2021

# Effect of an Electric Field on an Optical Breakdown in the Air Stream

Vladimir N. Zudov<sup>1</sup>, Andrey V. Tupikin<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences Novosibirsk, Russian Federation
<sup>2</sup> Kutateladze Institute of Thermophysics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences Novosibirsk, Russian Federation

<sup>1</sup> zudov@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0001-5043-9263 <sup>2</sup> tupikin@itp.nsc.ru

#### Abstract

Experimental data on the effect of an electric field on the plasma of an optical discharge in an air flow have been obtained. Two configurations of an external electric field under the action of an optical discharge on the plasma are considered. To create an electric field, flat (the field along the beam and across the flow) and ring electrodes (the field across the laser beam and along the flow) were used. It was found that there are two modes of combined discharge (optical and electrical). When the field was created symmetrically with respect to the flow axis, an electrical breakdown was observed from the nozzle exit (positively charged electrode) to the focusing point of the laser beam, while no streamers were observed in the optical discharge wake. In another case, an electric discharge is realized between flat electrodes simultaneously with optical breakdown. In a field of constant strength above 3 kV/cm, the presence of an optical discharge plasma promoted electrical breakdown of the medium. In this case, the parameters of the electrical breakdown depended on the shape of the electrodes, the polarity of the applied voltage, and the air flow rate.

Keywords

experimental simulation, laser radiation, optical discharge, electric field, electrical discharge, air stream *Funding* 

This work was carried out within the framework of a state assignment (state registration no. 121030500157-3) and with partial financial support from the Russian Foundation for Basic Research (grant no. 19-08-00304) *For citation* 

Zudov V. N., Tupikin A. V. Effect of an Electric Field on an Optical Breakdown in the Air Stream. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 2, pp. 48–58. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-48-58

#### Введение

Управление горением с использованием внешнего энергоподвода – одно из активно развивающихся направлений научных исследований. Это связано с поиском способов инициирования и стабилизации горения в высокоскоростных камерах сгорания. Для решения возникающих проблем используются электрические разряды различных типов (тлеющие, дуговые, микроволновые, барьерные и др.), лазерное излучение, в том числе оптический пробой [1].

Принципиальная возможность инициирования горения с использованием оптического разряда в сверхзвуковых и трансзвуковых каналах показана в [1–4]. Для стабилизации пламени требуются параметры лазерного излучения, обеспечивающие квазистационарный режим взаимодействия оптического разряда с потоком. В [3; 4] частота и мощность лазерного излучения были недостаточны для реализации квазистационарного режима, т. е. необходимо увеличивать либо частоту следования импульсов при сохранении их интенсивности, либо размер плазменного образования. Первое условие выполнить практически невозможно технически для современного уровня развития лазеров, второе может быть достигнуто путем воздействия на плазму оптического разряда электрическим полем. Один из вариантов – создание ситуации, в которой при наличии лазерного излучения электрический пробой среды произойдет при низкой напряженности поля, ниже порога пробоя среды.

Для реализации в технических приложениях описанных выше принципов управления горением необходимо всестороннее понимание физических механизмов, управляющих распространением интенсивных лазерных импульсов в воздухе, и понимание физических явлений при эволюции плазменных каналов в таких условиях. В предлагаемой работе изучалась возможность совместного существования электрического пробоя в воздушном потоке и оптического разряда, сформированного сфокусированным лазерным излучением.

В дальнейшем процесс совместного существования электрического пробоя и оптического разряда может быть использован для того, чтобы вызвать воспламенение и горение высокоскоростного потока топливовоздушной смеси в диапазоне давлений.

Когда интенсивное лазерное излучение фокусируется в атмосфере, воздух ионизируется из-за многофотонной или туннельной ионизации, и образуются один или несколько плазменных каналов с низкой проводимостью [5]. Особенности филаментации лазерного луча, такие как распространение на большие расстояния [6–9] и пробой в воздухе [10], привели к множеству потенциальных технологических и научных приложений. Лазерная плазма использовалась в качестве источников терагерцового и рентгеновского излучения для спектроскопических и медицинских приложений [11]. Также были разработаны чувствительные методы измерения ультрафиолетового излучения с использованием оптического пробоя газа [12–14].

Реализация совместного оптического и электрического разрядов также находит применение в различных областях научных и технических приложений. В [15-21] комбинация электрического поля с лазерным пробоем применялась для формирования лазерного триггерного переключателя искрового разрядника. Такая схема основана на том, что напряжение пробоя разряда между электродами может быть снижено путем формирования плазмы лазерного пробоя в пространстве [15]. Кроме того, в [22] показано, что за счет создания индуцированного лазером электрического пробоя длину стримеров можно значительно увеличить. Это может быть использовано для снижения пороговых характеристик зажигания и горения легковоспламеняющейся смеси [20]. В эксперименте [21] для создания плазмы излучение СО2-лазера фокусировалось в воздухе низкого давления (давление порядка 20 Торр), Было получено, что образование лазерного пробоя подавляется приложенным внешним электрическим полем. Заметим, что без приложения электрического поля оптический пробой реализовывался практически со 100 % вероятностью. При увеличении электрического поля свыше 600 В/см пробой в значительной степени мог быть подавлен (частота пробоя падала). Дальнейшее увеличение напряженности электрического поля вело к прежнему состоянию оптического разряда. Иначе говоря, существует экстремум по параметрам электрического поля при реализации в нем оптического разряда.

Основной сформировавшейся и развитой теорией оптического пробоя является механизм электронной лавины [5]. Развитие электронной лавины определяется в первую очередь скоростью нарастания энергии электрона в процессе поглощения и вынужденного испускания квантов при столкновении с атомами. В отсутствие внешних полей процессом, ответственным за потери электронов, как правило, считают диффузию, которая при низких давлениях может быть значительной. Наложение внешнего поля на область фокусировки увеличивает отток электронов, повышая порог оптического пробоя. При определенной напряженности поле само начинает способствовать рождению свободных электронов, тем самым обеспечивая комфортные условия для развития области поглощения лазерного излучения, что может служить объяснением существования экстремума по параметрам электрического поля при реализации в нем оптического разряда.

В [22] при атмосферном давлении было показано изменение порога пробоя путем наложения электрического поля на область фокусировки лазера Nd: YAG (длиной волны 1064 нм) в наносекундном временном масштабе, т. е. происходило увеличение пороговой интенсивности излучения при пробое среды. В зависимости пороговой интенсивности от напряженности внешнего электрического поля экстремума не наблюдалось. Аналогично, в работе [23] приложение внешнего электрического поля к фокусному объему газовой ячейки высокого давления вело к увеличению порога оптического пробоя. Авторы считают, что это связано с электростатической очисткой газа (от частиц, являющихся очагами пробоя) и за счет удаления свободных электронов из области фокусировки между лазерными импульсами. В экспериментах с длиной волны лазерного излучения 1,06 нм при длительности 200 пс и интервалом между импульсами 7,5 нс было установлено, что электростатическая очистка эффективно гасит оптический пробой в условиях 20 атм. при максимальной интенсивности единичного импульса 140 Дж/см<sup>2</sup> (~ 0,7 ТВт/см<sup>2</sup>). При этом воздействие внешним электрическим полем на фокальный объем создает дополнительный механизм потерь (дрейф), который помогает снизить плотность свободных электронов ниже пороговой, которая требуется для инициирования оптического пробоя.

Таким образом, в работах [22; 23] не наблюдалось экстремума по параметрам электрического поля при реализации в нем оптического разряда. Возможно, причина в том, что эти эксперименты были проведены при давлениях, существенно превышающих давление в [21].

Заметим, что наличие зависимости пороговой интенсивности лазерного излучения при осуществлении оптического разряда от давления среды экспериментально представлено в [19], где наблюдался экстремум в зависимости интенсивности излучения плазмы от давления для неона и аргона.

В предлагаемой работе наблюдались описанные выше явления, связанные с затуханием оптического разряда. Особое внимание уделялось возможности создания плазменного образования с геометрическими размерами, превышающими размеры оптического разряда. Для этого экспериментально была реализована комбинация из оптического и электрического разрядов. Воздействие на плазму осуществлялось стационарным электрическим полем напряженностью до 3 кВ/см и выше.

## Экспериментальная установка

На рис. 1 представлена экспериментальная установка для исследования влияния электрического поля на лазерный пробой. Эксперименты проводились при истечении воздушной струи в свободную атмосферу.

В опытах применялись различные конфигурации электродов: плоские электроды – электрическое поле вдоль лазерного луча и поперек воздушного потока (рис. 1, a); кольцевые электроды – поле вдоль потока и поперек луча (рис. 1,  $\delta$ ). Была опробована также конфигурация, подобная представленной на рис. 1, a, но вместо плоских пластин устанавливались кольцевые электроды.



Puc. 1. Электрическая схема: a – электрическое поле вдоль луча;  $\delta$  – электрическое поле поперек луча Fig. 1. Electrical circuit: a – electric field along the beam; b – field across the beam

> ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2

В случае плоскопараллельных пластин расстояние между ними было 3 см. В электродах имелись отверстия диаметром 5 мм для лазерного луча, фокусируемого на оси воздушного потока. Пластины располагались вне границы истекающей струи. В ходе опытов полярность электродов могла меняться. Для создания плазмы оптического пульсирующего разряда применялся электроразрядный СО<sub>2</sub>-лазер ЛОК-3СГУ (разработка Института лазерной физики СО РАН), который обеспечивал импульсно-периодический режим работы с частотой следования импульсов до 60 кГц при средней мощности порядка 1,0 кВт. В экспериментах лазер работал в пакетном режиме: частота импульсов в пакете 30 кГц, длина пакета 6–7 импульсов, частота следования пакетов 5 кГц. Излучение СО<sub>2</sub>-лазера распространялось поперек потока и фокусировалось линзой из ZnSe между электродами на оси струи, на заданном расстоянии от среза сопла. В ходе эксперимента применялись линзы с различным фокусным расстояни-ем (f = 63 или 95 мм). На рис. 2. представлена схема эксперимента.



Рис. 2. Схема эксперимента: 1 - объект наблюдения; 2 - линзы; 3 - поглотитель; 4 - шлирен система; 5 - источник света; 6 - фотокамера; 7 - высокоскоростная камера; 8 - интерференционный фильтр; 9 - ССД-камера*Fig. 2.*Scheme of the experiment: 1 - the object of observation; 2 - lenses; 3 absorber; 4 - schlieren system; 5 - light source; 6 - camera; 7 - high-speedcamera; 8 - interference filter; 9 - ССД саmera

Расстояние от среза сопла до точки фокусировки луча в ходе экспериментов варьировалось. Воздушная смесь, подаваемая в форкамеру, проходила через систему измерения расхода и истекала из сопла в затопленное пространство. Внутренний диаметр форкамеры 80 мм, длина 95 мм. Для формирования потока использовалось коническое сопло с угловой точкой. Диаметры критического и выходного сечений равны 15,5 и 20 мм соответственно. Расстояние между указанными сечениями 25 мм. Максимальное давление в форкамере 0,8 МПа, температура 290 К.

Для регистрации структуры теплового следа от пробоя применялась теневая схема со щелью и плоским ножом, в качестве источника подсветки использовался искровой источник с длительностью свечения 1 мкс. Это позволило проследить развитие теплового следа от сфокусированного лазерного излучения.

В опытах размеры плазменной области составляли 5–7 мм, за ней формировался периодический тепловой след. На снимках можно было наблюдать следующие структуры: плазмоид (область энергоподвода при поглощении лазерного излучения); ударные волны, исходящие из области энергоподвода, и тепловые неоднородности, смещающиеся по потоку и формирующие периодическую структуру теплового следа.

На рис. 3 представлен пример теневой регистрации при оптическом пробое в отсутствие электрического поля: *a* – в покоящейся среде, *б* – в сверхзвуковой струе. На рис. 3, *a* хорошо

видна ударная волна, распространяющаяся из области энергоподвода по покоящейся среде. Вначале ударная волна повторяет форму плазменного образования, а затем принимает форму окружности. На рис. 3,  $\delta$  видим структуру сверхзвуковой струи при нерасчетном истечении в атмосферу, область фокусировки находится выше конического скачка уплотнения формирующегося при нерасчетном истечении сверхзвуковой струи. Была выявлена внутренняя структура сверхзвуковой затопленной струи, состоящая из скачков уплотнения, плазмоида, тепловых неоднородностей в следе за ним. В пространстве за границей струи наблюдаются периодические звуковые возмущения, частота которых соответствует частоте следования лазерных импульсов, рис. 3,  $\delta$ .



*Рис. 3.* Теневая регистрация оптического разряда в отсутствие электрического поля: a - 6ез потока;  $\delta - в$  сверхзвуковом потоке ( $P_0 = 0,3$  МПа) *Fig. 3.* Shadow registration of an optical discharge in the absence of an electric field: a - without a flux; b - in a supersonic flow ( $P_0 = 0.3$  MPa)

На рис. 4 представлен пример теневой регистрации в случае плоских электродов для напряженности поля менее 3 кВ/см. Отчетливо видны плазмоид, ударные волны и тепловые неоднородности. Значимого влияния электрического поля на структуру течения не наблюдается.



*Рис. 4.* Теневая регистрация для случая плоских электродов в дозвуковом потоке: a - в отсутствие электрического поля;  $\delta -$  поле направлено слева на право; e - поле направлено справа налево *Fig. 4.* Shadow registration for the case of flat electrodes in a subsonic flow: a - in the absence of an electric field; b - the field is directed from left to right and c - from right to left

В дозвуковом потоке при низкой напряженности электрического поля вне зависимости от полярности наблюдалось снижение вероятности существования оптического пробоя. При наложении поля уменьшалась количество откликов образующейся плазмы оптического разряда. Очевидно, реализуется ситуация, аналогичная представленной в работе [23], т. е., вероятно, происходит электростатическая очистка области фокусировки от посторонних частиц, являющихся центрами развития пробоя. Можно также предположить, что снижение частоты пробоя связано и с увеличением оттока электронов из области фокусировки под воздействием электрического поля.

Схожая ситуация наблюдается и для кольцевых электродов в отсутствие электрического пробоя (рис. 5, *a*, *б*). Увеличение напряженности электрического поля в такой конфигурации электродов ведет к реализации комбинированного оптического и электрического разряда.



*Рис.* 5. Теневая регистрация для случая кольцевых электродов (анод сверху) в дозвуковом потоке: a - в отсутствие электрического поля;  $\delta - слабое$  поле ( $E < 3 ext{ kB/cm}$ ); e - сильное поле ( $E > 3 ext{ kB/cm}$ ) *Fig.* 5. Shadow registration for the case of annular electrodes (anode on top) in a subsonic flow: a - in the absence of an electric field; b - weak field ( $E < 3 ext{ kV/cm}$ ) and c - strong field ( $E > 3 ext{ kV/cm}$ )

На рис. 5 в отчетливо виден стример от нижнего электрода к области оптического пробоя. Отметим, что выше плазменного образования, т. е. в следе оптического разряда, стримерных каналов не наблюдается. Совместное существование оптического и электрического разрядов ведет к дополнительному энергетическому воздействию на структуру течения и тем самым может улучшить условия для инициирования горения и стабилизации топливных смесей в скоростном потоке.

Комбинированный разряд был получен и в конфигурации с полем, направленным вдоль лазерного луча. В этом случае плоские пластины были заменены на кольцевые электроды. Воздушная струя истекала в затопленное пространство со сверхзвуковой скоростью (расчетное число Маха M = 2). Структура сверхзвуковой струи с оптическим и комбинированным разрядами при одинаковых условиях истечения представлена на рис. 6. Стримеры электрического разряда создают дополнительное тепловыделение, о чем свидетельствуют тепловые неоднородности плотности за апертурой струи (см. рис. 6,  $\delta$ ). Следовательно, комбинированный разряд создает область теплоподвода, значительно превышающую размеры оптического пробоя. Режим взаимодействия такого плазменного образования со струей приближается к квазистационарному, что необходимо для инициирования и стабилизации горения в высокоскоростном потоке топливовоздушной смеси.

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2



*Рис.* 6. Теневая регистрация для случая кольцевых электродов в сверхзвуковом потоке  $P_0 = 0,5$  МПа: a - 6ез электрического разряда;  $\delta - c$  электрическим разрядом (V = 22 кВ) *Fig.* 6. Shadow registration for the case of ring electrodes in a supersonic flow  $P_0 = 0.5$  MPa: a - without an electric discharge; b - with an electric discharge (V = 22 kV)

Таким образом, с помощью электрического поля можно осуществлять управление плазмой оптического разряда. Наблюдается снижение вероятности оптического пробоя при наличии поля вне зависимости от конфигурации силовых линий и полярности прикладываемого напряжения. При напряженности поля свыше 3 кВ/см наличие плазмы оптического разряда приводило к возникновению электрического пробоя. Форма и предельные характеристики электрического пробоя зависят от конфигурации электродов, полярности прикладываемого напряжения и скорости воздушного потока. В случае направления поля по потоку наблюдался пробой от сопла (нижний электрод, земля) до места фокусировки лазерного луча, выше по потоку от плазмы оптического пробоя стримеры отсутствовали. Пробой в сверхзвуковом потоке при направлении поля вдоль лазерного луча создает область тепловыделения, значительно превосходящую размерами плазму оптического разряда.

#### Заключение

Разработана и апробирована методика оптических измерений для регистрации структуры течения при взаимодействии сверхзвукового потока с электрическим и оптическим разрядами.

Рассмотрено два режима влияния внешнего электрического поля на плазму оптического разряда: электрическое поле направлено 1) по воздушному потоку, 2) поперек воздушного потока. Были использованы плоские и кольцевые электроды.

Экспериментально показана возможность одновременного существования оптического и электрического разрядов.

Обнаружено два режима совместного существования плазмы оптического и электрического разрядов. В первом электрический разряд располагался между плазмой оптического разряда и одним из электродов. Во втором случае электрический разряд располагался между электродами с одновременным существованием оптического разряда.

Эффект от реализации в потоке совместно оптического и электрического разрядов приведет к дополнительному энергетическому воздействию на структуру течения и тем самым может улучшить условия для инициирования горения и стабилизации топливных смесей, приближаясь к квазистационарному режиму энергетического воздействия на сверхзвуковое течение. Следует не забывать, что при определенных условиях электрическое поле гасит оптический разряд.

## Список литературы

- 1. **Tran X. Phuoc.** Laser-induced spark ignition fundamental and applications (Review). *Optics and Lasers in Engineering*, 2006, vol. 44, pp. 351–397.
- 2. **Третьяков П. К., Тупикин А. В., Зудов В. Н.** Воздействие лазерного излучения и электрического поля на горение углеводородовоздушных смесей // ФГВ. 2009. Т. 45, № 4. С. 77–85.
- 3. Зудов В. Н., Грачев Г. Н., Смирнов А. Л., Третьяков П. К., Тупикин А. В., Крайнев В. Л. Инициирование горения оптическим разрядом в сверхзвуковой метановоздушной струе // ФГВ. 2013. Т. 49, № 2. С. 144–147.
- 4. Зудов В. Н., Третьяков П. К. Инициирование оптическим разрядом гомогенного горения топливовоздушной смеси в высокоскоростной струе // Физика горения и взрыва. 2017. Т. 53, вып. 3. С. 18–26.
- 5. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
- 6. Асиновский Э. И., Василяк Л. М., Нестеркин О. П. Волна потенциала при электрическом пробое вдоль длинной лазерной искры // ТВТ. 1997. Т. 35, № 6. С. 858–865.
- Takahashi E., Sakamoto S., Imamura O., Ohkuma Y., Yamasaki H., Furutani H., Akihama K. Fundamental characteristics of laser breakdown assisted long distance discharge ignition. J. Phys. D: Appl. Phys., 2019, no. 52, p. 485501 (11 p.)
- Зворыкин В. Д., Николаев Ф. А., Холин И. В., Чугунов А. Ю., Шелоболин А. В. Инициирование протяженных сильноточных разрядов длинной лазерной искрой // Физика плазмы. 1979. Т. 5. С. 1140–1144.
- 9. Данилычев О. Б., Тульский С. А. Исследование характеристик электрического пробоя, инициируемого длинной лазерной искрой в воздухе // ЖТФ. 1978. Т. 48. С. 2040–2043.
- Leonov S. B., Firsov A. A., Shurupov M. A., Michael J. B., Shneider M. N., Miles R. B., Popov N. A. Femtosecond laser guiding of a high-voltage discharge and the restoration of dielectric strength in air and nitrogen. *Physics of Plasmas*, 2012, no. 19, p. 123502.
- 11. Aurelien Houard, Yi Liu, Bernard Prade, Vladimir T. Tikhonchuk, Andre Mysyrowicz. Strong Enhancement of Terahertz Radiation from Laser Filaments in Air by a Static Electric Field. *Physical Review Letters*. 2008, pp. 1–4, 0031-9007-08-100(25), 255006.
- 12. Kopeika N. S., Gellman R., Kushelevsky A. P. Improved detection of ultraviolet radiation with gas-filled phototubes through photoionization of excited atoms. *Appl. Opt.*, 1977, no. 16, pp. 2470–2476.
- 13. **Hahn D. W., Omenetto N.** Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS), part I: Review of basic diagnostics and plasma particle interactions: Still-challenging issues within the analytical plasma community. *Appl. Spectrosc.*, 2010, vol. 64 (12), pp. 335A–366A.
- Hahn D. W., Omenetto N. Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS), part II: Review of instrumental and methodological approaches to material analysis and applications to different fields. *Appl. Spectrosc.*, 2012, vol. 66 (4), pp. 347–419.

- 15. Kushner M. J., Milroy R. D., Kimura W. D. A laser-triggered spark gap model. J. Appl. Phys., 1985, vol. 58 (8), pp. 2988–3000.
- 16. Forestier B. et al. Triggering, guiding and deviation of long air spark discharges with femtosecond laser filament. *AIP Advances*, 2012, no. 2, p. 012151.
- 17. **Takashi Fujii, Alexei Zhidkov, Megumu Miki et al.** Dynamics and Kinetics of laser-filament plasma in strong external electric fields and applications. *Chinese journal of physics*, 2014, vol. 52, no. 1-11, pp. 440-464. DOI 10.6122/CJP.52.440
- 18. Никулин В. Я., Цыбин С. П., Гурей А. Е. О разряде в лазерной плазме во внешнем электрическом поле // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2017. № 6. С. 15–21.
- 19. Kumar V., Thareja R. K. Laser induced gas breakdown in the presence of a static electric field. *Journal of Applied Physics*, 1988, no. 64, pp. 5269–5271.
- 20. Takahashi E., Sakamoto S., Imamura O., Ohkuma Y., Yamasaki H., Furutani H., Akihama K. Fundamental characteristics of laser breakdown assisted long distance discharge ignition. J. Phys. D: Appl. Phys., 2019, no. 52, p.485501 (11 p.).
- 21. **Tulip J., Seguin H.** Influence of a transverse electric field on laser-induced gas breakdown. *Appl. Phys. Lett.*, 1973, vol. 23, no. 3, pp. 135–136.
- 22. Takahashi E., Kato S. Influence of DC electric field on Nd:YAG laser-induced breakdown in gases. *OSAC*, 2020, vol. 3, no. 11/15, pp. 3030–3039. DOI 10.1364/OSAC.399530
- 23. Ruth Ann Mullen, Jesse N. Matossian. Quenching optical breakdown with an applied electric field. *Optics Letters*, 1990, vol. 15, no. 11, pp. 601–603.

# References

- 1. **Tran X. Phuoc.** Laser-induced spark ignition fundamental and applications (Review). *Optics and Lasers in Engineering*, 2006, vol. 44, pp. 351–397.
- Tretyakov P. K., Tupikin A. V., Zudov V. N. Effect of Laser Radiation and Electric Field on Combustion of Hydrocarbon-Air Mixtures. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2009, vol. 45, no. 4, pp. 413–420..
- 3. Zudov V. N., Grachev G. N., Krainev V. L., Smirnov A. L., Tretyakov P. K., Tupikin A. V. Combustion initiation by an optical discharge in a supersonic methane-air jet. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2013, vol. 49, no. 2, pp. 254–256.
- 4. **Zudov V. N., Tretyakov P. K.** Initiation of homogeneous combustion in a high-velocity jet of a fuel-air mixture by an optical discharge. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2017, vol. 53, no. 3, pp. 262–269.
- 5. Raizer Yu. P. Laser-Induced Discharge Phenomena. New York, Consultants Bureau, 1977.
- 6. Asinovsky E. I., Vasilyak L. M., Nesterkin O. P. Potential wave under conditions of electric breakdown along an extended laser-induced spark. *TVT*, 1997, vol. 35, no. 6, pp. 858–865. (in Russ.)
- 7. Takahashi E., Sakamoto S., Imamura O., Ohkuma Y., Yamasaki H., Furutani H., Akihama K. Fundamental characteristics of laser breakdown assisted long distance discharge ignition. J. Phys. D: Appl. Phys., 2019, no. 52, p. 485501 (11 p.)
- 8. Zvorykin V. D., Nikolaev F. A., Kholin I. V., Chugunov A. Yu., Shelobolin A. V. Initiation of extended high-current discharges by a long laser spark. *Plasma Physics Reports*, 1979, vol. 5, no. 5, p. 638.
- 9. **Danilychev O. B., Tulsky S. A.** Investigation of the characteristics of electrical breakdown initiated by a long laser spark in air. *J. Technical Physics*, 1978, vol. 48, pp. 2040–2043.
- Leonov S. B., Firsov A. A., Shurupov M. A., Michael J. B., Shneider M. N., Miles R. B., Popov N. A. Femtosecond laser guiding of a high-voltage discharge and the restoration of dielectric strength in air and nitrogen. *Physics of Plasmas*, 2012, no. 19, p. 123502.

- 11. Aurelien Houard, Yi Liu, Bernard Prade, Vladimir T. Tikhonchuk, Andre Mysyrowicz. Strong Enhancement of Terahertz Radiation from Laser Filaments in Air by a Static Electric Field. *Physical Review Letters*. 2008, pp. 1–4, 0031-9007-08-100(25), 255006.
- Kopeika N. S., Gellman R., Kushelevsky A. P. Improved detection of ultraviolet radiation with gas-filled phototubes through photoionization of excited atoms. *Appl. Opt.*, 1977, no. 16, pp. 2470–2476.
- Hahn D. W., Omenetto N. Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS), part I: Review of basic diagnostics and plasma particle interactions: Still-challenging issues within the analytical plasma community. *Appl. Spectrosc.*, 2010, vol. 64 (12), pp. 335A–366A.
- Hahn D. W., Omenetto N. Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS), part II: Review of instrumental and methodological approaches to material analysis and applications to different fields. *Appl. Spectrosc.*, 2012, vol. 66 (4), pp. 347–419.
- 15. Kushner M. J., Milroy R. D., Kimura W. D. A laser-triggered spark gap model. J. Appl. Phys., 1985, vol. 58 (8), pp. 2988–3000.
- 16. Forestier B. et al. Triggering, guiding and deviation of long air spark discharges with femtosecond laser filament. *AIP Advances*, 2012, no. 2, p. 012151.
- 17. Takashi Fujii, Alexei Zhidkov, Megumu Miki et al. Dynamics and Kinetics of laser-filament plasma in strong external electric fields and applications. *Chinese journal of physics*, 2014, vol. 52, no. 1-11, pp. 440-464. DOI 10.6122/CJP.52.440
- 18. Nikulin V. Ya., Tsybin S. P., Gurei A. E. On the Discharge in Laser Plasma in an External Electric Field. *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, 2017, vol. 44, no. 6, pp. 163–167.
- 19. Kumar V., Thareja R. K. Laser induced gas breakdown in the presence of a static electric field. *Journal of Applied Physics*, 1988, no. 64, pp. 5269–5271.
- Takahashi E., Sakamoto S., Imamura O., Ohkuma Y., Yamasaki H., Furutani H., Akihama K. Fundamental characteristics of laser breakdown assisted long distance discharge ignition. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2019, no. 52, p.485501 (11 p.).
- 21. **Tulip J., Seguin H.** Influence of a transverse electric field on laser-induced gas breakdown. *Appl. Phys. Lett.*, 1973, vol. 23, no. 3, pp. 135–136.
- 22. Takahashi E., Kato S. Influence of DC electric field on Nd:YAG laser-induced breakdown in gases. *OSAC*, 2020, vol. 3, no. 11/15, pp. 3030–3039. DOI 10.1364/OSAC.399530
- 23. Ruth Ann Mullen, Jesse N. Matossian. Quenching optical breakdown with an applied electric field. *Optics Letters*, 1990, vol. 15, no. 11, pp. 601–603.

#### Информация об авторах

Владимир Николаевич Зудов, доктор физико-математических наук Андрей Викторович Тупикин, доктор физико-математических наук

#### Information about the Authors

Vladimir N. Zudov, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics) Andrey V. Tupikin, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics)

> Статья поступила в редакцию 19.04.2021; одобрена после рецензирования 20.05.2021; принята к публикации 01.06.2021 The article was submitted 19.04.2021; approved after reviewing 20.05.2021; accepted for publication 01.06.2021

Научная статья

УДК 534.222.2:544.34 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-59-70

# Температура плавления углеродных частиц за фронтом газовой детонации

#### Евгений Степанович Прохоров

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева Сибирского отделения Российской академии наук Новосибирск, Россия prokh@hydro.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0003-1572-2420

#### Аннотация

Сформулирована математическая модель газовой детонации переобогащенных смесей углеводородов с кислородом, позволяющая численно исследовать равновесные течения продуктов детонации при наличии конденсации свободного углерода. Для описания термодинамических свойств углеродного конденсата использованы справочные данные для графита. Проведено сопоставление расчетов с известными результатами экспериментальных исследований, в которых при детонации ацетиленокислородной смеси в закрытой с одного конца трубе удается получать наноразмерные частицы из углеродного материала с особыми свойствами. Сделано предположение, что температура плавления такого материала ниже, чем у графита, и составляет около 3 100 К. Только при такой корректировке температуры плавления получено наилучшее согласование (с точностью около 3 %) между расчетной и экспериментальной зависимостью скорости детонационного фронта от молярной доли ацетилена в смеси.

# Ключевые слова

газовая детонация, химическое равновесие, конденсация углерода

Для цитирования

Прохоров Е. С. Температура плавления углеродных частиц за фронтом газовой детонации // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 2. С. 59–70. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-59-70

# Melting Point of Carbon Particles behind the Gas Detonation Front

#### **Evgeniy S. Prokhorov**

Lavrentiev Institute of Hydrodynamics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences Novosibirsk, Russian Federation prokh@hydro.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0003-1572-2420

#### Abstract

A mathematical model of gas detonation of fuel-enriched mixtures of hydrocarbons with oxygen has been formulated, which makes it possible to numerically study the equilibrium flows of detonation products in the presence of free carbon condensation. Reference data for graphite were used to describe the thermodynamic properties of carbon condensate. The calculations are compared with the known results of experimental studies in which, when detonating an acetylene-oxygen mixture in a pipe closed at one end, it is possible to obtain nanoscale particles from a carbon material with special properties. It is assumed that the melting point of such a material is lower than that of graphite and is about 3100 K. Only with such an adjustment of the melting temperature, the best agreement (with an accuracy

© Прохоров Е.С., 2021

of about 3 %) was obtained between the calculated and experimental dependence of the detonation front velocity on the molar fraction of acetylene in the mixture.

Keywords

gas detonation, chemical equilibrium, carbon condensation

For citation

Prokhorov E. S. Melting Point of Carbon Particles behind the Gas Detonation Front. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 2, pp. 59–70. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-59-70

#### Введение

В процессе сажеобразования при горении углеводородов возможно получение различных форм конденсата углерода (технический углерод, графит, фуллерены, графены, нанотрубки и др.), востребованных в различных отраслях промышленности. Достаточно полный обзор публикаций по данному направлению представлен в [1]. В последнее время значительное внимание стало уделяться детонационному (взрывному) сжиганию смесей на основе ацетилена или других газообразных топлив при дефиците окислителя (кислорода или воздуха), поскольку при таком способе сжигания углеводородов в продуктах детонации возможно формирование наноразмерного углеродного конденсата с особыми свойствами [2-4]. Новые возможности для его производства открывает импульсный газодетонационный аппарат (ИГДА), который был разработан на базе компьютеризованного комплекса CCDS200 для нанесения порошковых покрытий (детонационного напыления) [5; 6]. В ИГДА, работающем в автоматическом (циклическом) режиме, используется проточная подача газов в реакционную камеру (детонационную трубу) при атмосферном давлении, что обеспечивает высокую производительность и безопасность этого способа. Существенным преимуществом ИГДА является возможность формировать в детонационной трубе продольно стратифицированные заряды взрывчатой смеси заданного состава. Эффективность смешения компонентов и точность состава взрывчатой смеси подтверждены измерением параметров газовой детонации.

С помощью детонации переобогащенных ацетиленокислородных смесей в [5; 6] получен конденсат углерода с различной морфологией частиц, зависящей от соотношения компонентов в смеси. Для его идентификации и сопоставления с другими формами углеродных материалов в [7] предложено использовать название «детонационный нанодисперсный углеродный материал» (ДНУМ). При изучении физико-химических свойств ДНУМ полезна информация об условиях (давлении и температуре), при которых он формируется за фронтом детонационной волны. С этой целью в [2] предпринята попытка оценить параметры самоподдерживающейся детонации, когда молярная доля (концентрация) ацетилена в смеси больше, чем у кислорода, и в продуктах химической реакции возможно появление свободного углерода. Расчеты выполнены для двух предельных случаев: когда углерод находится в продуктах детонации 1) только в газообразном состоянии, 2) только в конденсированном состоянии. Для этого был использован вычислительный алгоритм [8], частично совпадающий с методами расчета равновесных течений газообразных продуктов сгорания углеводородных топлив [9]. Сопоставление расчетов с экспериментальными измерениями скорости фронта детонации в [5] показало, что численное решение в обоих случаях существенно отличается от опытных данных. Экспериментальные точки располагаются примерно посередине между расчетными кривыми на графике и расхождения в значениях скорости детонационного фронта достигают более 10 %. Это может означать, что в продуктах детонации одновременно присутствует газообразная и конденсированная фазы углерода, и нужны особые подходы к расчету химического равновесия в таких термодинамических системах.

Так, в [10] был сформулирован унифицированный подход к расчету равновесных состояний продуктов сгорания углеводородов при недостатке кислорода. Этот подход обладает простотой и универсальностью, так как пригоден для широкого диапазона углеводородных топлив. Его легко можно обобщить на случай, когда вместо кислорода используется воздух. Он предоставляет возможность оценки массы конденсированного углерода при детонационном сжигании углеводородного топлива.

В настоящей работе такой унифицированный подход использован для моделирования детонационного сгорания газообразных углеводородов при дефиците кислорода, чтобы добиться лучшего согласования численного решения с экспериментальными данными. Прежде чем приступить к формулировке математической модели явления, сделаем ряд предварительных замечаний для ее обоснования.

## Предварительные замечания

При моделировании фронт детонационной волны часто рассматривается как скачок уплотнения с мгновенным выделением тепла, на котором должны выполняться законы сохранения массы, импульса и энергии. Такое положение имеет место, когда толщина зоны основного энерговыделения за счет химических реакций (для газовой детонации порядка размера детонационной ячейки [11]) мала по сравнению с характерным линейным масштабом всего течения, например с диаметром трубы, в которой распространяется детонация. В этом случае трубу уже можно считать «широкой» [12], когда отличие газодинамических параметров на детонационном фронте от параметров идеальной (без потерь на трение и теплообмен) детонации пренебрежимо мало.

При исследованиях течений газа за детонационным фронтом значительная часть задач может быть решена в предположении о равновесности химического состава продуктов детонации [9]. Под равновесными течениями реагирующих газов имеют в виду такие течения, в которых скорость установления химического равновесия намного превышает скорость изменения внешних параметров, т. е. реакцию можно считать мгновенной. Правомерность такого подхода для детонационных волн, у которых продукты химической реакции являются только газообразными, подтверждается хорошим согласованием между результатами экспериментов и расчетами параметров на фронте идеальной детонации [13], часто называемой детонацией Чепмена – Жуге (Chapman – Jouget) [11].

Можно предположить, что при адекватном расчете равновесия в гетерогенных термодинамических системах такое описание будет пригодно и для моделирования распространения газовой детонации в переобогащенных углеводородным топливом смесях, когда среди продуктов химической реакции возможно появление углеродного конденсата. Здесь для этих целей планируется применить унифицированный подход к расчету химического равновесия [10], который сформулирован на анализе ранее установленных закономерностей.

Так, с одной стороны, согласно [14], при недостатке кислорода в продуктах сгорания его почти полностью «забирает на себя» углерод, образуя молекулы оксида углерода СО, которые при температурах до 5 000 К (характерных для процессов горения и детонации) практически не диссоциируют на атомы. Концентрациями других соединений с кислородом можно пренебречь. В продуктах сгорания допускается протекание лишь двух химических реакций:  $H_2 \rightleftharpoons H+H$  (диссоциация водорода) и  $C \rightleftharpoons C^*$  (конденсация углерода), где символом  $C^*$  обозначен конденсат углерода.

С другой стороны, в [15] показана высокая эффективность метода «больших молекул» для расчета равновесия в сложных гетерогенных системах. Этот метод позволяет определять компонентный состав таких систем по схеме, принятой для гомогенных рабочих тел. Так, в расчетах предполагается, что частицы конденсированного вещества являются «большими молекулами», состоящими из k обычных молекул (как правило k = 1000). Тогда реакцию образования частицы конденсированной фазы можно условно представить как  $k \ C \rightleftharpoons C_k^*$ .

#### Математическая модель

Пусть плоская детонационная волна со скорость фронта D распространяется по неподвижной газовой взрывчатой смеси (скорость газа  $u_0 = 0$ ) с начальными давлением  $p_0$ , плотностью  $\rho_0$ , температурой  $T_0$ , молярной массой  $\mu_0$  и удельной (на единицу массы) энтальпией  $H_0$ . Применение законов сохранения на скачке уплотнения (сильном разрыве) дает три уравнения, связывающих газодинамические параметры перед и за детонационным фронтом:

$$\rho_0 D = \rho(D-u), \quad p_0 + \rho_0 D^2 = p + \rho(D-u)^2, \quad H_0 + D^2/2 = H + (D-u)^2/2.$$
 (1)

Здесь полагаем, что энтальпию продуктов детонации H можно представить в виде функции (в общем случае неявной) давления p и плотности  $\rho$ :  $H = H(p, \rho)$ . В силу необратимости химической реакции при детонации  $H_0 \neq H(p_0, \rho_0)$ .

Для самоподдерживающейся детонации Чепмена – Жуге также справедливо условие

$$D - u = c , (2)$$

где *с* – равновесная скорость звука в среде, с учетом уравнения первого начала термодинамики  $dU = d(H - p/\rho) = TdS - pd(1/\rho)$ , определяется из соотношения

$$c^{2} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{s} = H_{\rho} / \left(1/\rho - H_{\rho}\right), \ H_{\rho} = \left(\frac{\partial H}{\partial \rho}\right)_{\rho}, \ H_{\rho} = \left(\frac{\partial H}{\partial \rho}\right)_{\rho}.$$
(3)

Для замыкания системы уравнений (1)–(3) будем использовать унифицированный подход к расчету равновесных состояний закрытой термодинамической системы, состоящей из продуктов сгорания углеводородов при недостатке кислорода [10]. Так, атомарный состав системы будем характеризовать относительными концентрациями атомов кислорода  $z_0$ , углерода  $z_C$ , водорода  $z_H$ , азота  $z_N$  и любых других одноатомных инертных веществ  $A - z_A$ , которые связаны соотношением

$$z_{\rm O} + z_{\rm C} + z_{\rm H} + z_{\rm N} + z_{\rm A} = 1.$$
(4)

Это соотношение получено с учетом того, что окислителем может служить не только чистый кислород, но и воздух (Air), например, со следующим химическим составом: Air =  $0,21O_2 + 0,78N_2 + 0,01$ Ar.

Полагаем, что компоненты химической реакции, протекающей в такой системе при некоторых значениях давления p и температуры T в случае дефицита кислорода ( $z_{\rm C} \ge z_{\rm O}$ ), могут иметь только нижеприведенный равновесный состав (доля остальных веществ незначительна):

$$b_{\rm CO} {\rm CO} + b_{\rm C} {\rm C} + b_{\rm C_k^*}^* {\rm C}_k^* + b_{\rm H_2}^* {\rm H}_2 + b_{\rm H}^* {\rm H} + b_{\rm N_2}^* {\rm N}_2 + b_{\rm A}^* {\rm A},$$
(5)

где  $b_s$  – стехиометрический коэффициент вещества  $s = \{CO, C, C_k^*, H_2, H, N_2, A\}$ . Все вещества являются газообразными и могут быть описаны моделью идеального газа.

Обозначим общее число молей веществ, участвующих в химической реакции в точке равновесия  $b = b_{CO} + b_C + b_{C_k^*} + b_{H_2} + b_H + b_{N_2} + b_A$ , тогда можно следующим образом определить  $y_s = b_s/b$  – молярную долю компонента *s*, и  $p_s = py_s$  – его парциальное давление. Сопоставляя (4) и (5), уравнения атомарного баланса в термодинамической системе можно представить в следующем виде:

$$z_{\rm O}/b = y_{\rm CO},\tag{6}$$

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2

$$z_{\rm C}/b = y_{\rm CO} + y_{\rm C} + k y_{\rm C_k^*},$$
(7)

$$z_{\rm H}/b = 2y_{\rm H_2} + y_{\rm H},\tag{8}$$

$$z_{\rm N}/b = 2y_{\rm N_2},\tag{9}$$

$$z_{\rm A}/b = y_{\rm A},\tag{10}$$

$$y_{\rm CO} + y_{\rm C} + y_{\rm C_t^*} + y_{\rm H_2} + y_{\rm H} + y_{\rm N_2} + y_{\rm A} = 1.$$
(11)

Дополним эти соотношения двумя уравнениями химического равновесия

$$K_{\rm H_2} y_{\rm H_2} = y_{\rm H}^2 p, \tag{12}$$

$$\left(y_{c_k^*}\right)^{1/k} p_{C}^{\text{sat}} = y_{C} p^{1-1/k},$$
 (13)

где переменные  $p_{\rm C}^{\rm sat} = p_{\rm C}^{\rm sat}(T), K_{\rm H_2} = K_{\rm H_2}(T)$  являются известными функциями от температуры. Здесь для аппроксимации термодинамических свойств углеродного конденсата (в нашем случае ДНУМ) предлагается использовать справочные данные для графита [16].

Уравнение (13) следует из формулы  $p_{\rm C} = p_{\rm C}^{\rm sat} \left( p_{{\rm C}_k^*} \right)^{1/k}$ , применяемой в [15] для описания равновесия в реакции образования «больших молекул», где  $p_{\rm C}^{\rm sat}$  – давление насыщенного пара углерода над плоской поверхностью (от англ. *saturated*),  $p_{{\rm C}_k^*}$  – парциальное давление «больших молекул». При  $k \to \infty$  парциальное давление  $p_{\rm C}$  газовой фазы конденсированного вещества стремится к давлению его насыщенного пара.

Постановка задачи расчета равновесия, основанная на уравнениях (4)–(13), позволяет при её численном решении (например, методом Ньютона) находить искомые переменные, а именно молярные доли всех компонентов химической реакции:  $y_{CO}, y_C, y_{C_k^*}, y_{H_2}, y_H, y_{N_2}, y_A$ . Таким образом, варьируя давление *p* и температуру *T*, можно определить для любого компонента  $s = \{CO, C, C_k^*, H_2, H, N_2, A\}$  в состоянии химического равновесия функциональную зависимость  $y_s = y_s(p,T)$ .

Представленная методика расчета  $y_s$  (при условии  $z_C \ge z_0$ ) является унифицированной, поскольку позволяет с единых позиций определять молярные доли компонентов продуктов сгорания в состоянии равновесия, ориентируясь только на атомарный состав, а не на конкретную химическую формулу сгоревшего углеводорода и его концентрацию.

Установленные зависимости  $y_s = y_s(p,T)$  в дальнейшем можно использовать для расчета других параметров, характеризующих термодинамическую систему в состоянии химического равновесия. Например, для продуктов сгорания найти среднюю молярную массу  $\mu = \sum_s y_s \mu_s$  (для «больших молекул» полагаем  $\mu_{C_k^*} = k \mu_C$ ), а с учетом уравнения состояния

идеального соответственно и плотность

$$\rho = p\mu/RT, \qquad (14)$$

где *R* – газовая постоянная.

Это позволяет оценивать и объемную плотность углеродного конденсата (вещества, сосредоточенного в «больших молекулах») –  $\rho_{C_k^*} = \rho \left( y_{C_k^*} \mu_{C_k^*} / \mu \right)$ . Если привлечь справочные данные

[16] по теплофизическим свойствам веществ *s*, включая их энергию образования из атомов, то можно также рассчитать энтальпию смеси, состоящей из продуктов химической реакции.

Так, удельная (на единицу массы) энтальпия будет равна  $H = (\sum_{s} y_{s}H_{s})/\mu$ , где  $H_{s} = H_{s}^{\circ}(T) - \Delta H_{s}$  – энтальпия 1 моля вещества s. Здесь  $H_{s}^{\circ}(T)$  соответствует функциональной зависимости энтальпии от температуры, а  $\Delta H_{s}$  – энтальпии реакции образования (сублимации для конденсированных веществ) при T = 0 К. Для справки приведем значения  $\Delta H_{s}$  для некоторых веществ:  $\Delta H_{c} = \Delta H_{H} = \Delta H_{A} = 0$ ,  $\Delta H_{C^{*}} = 711.185$ ,  $\Delta H_{H_{2}} = 432.068$ ,  $\Delta H_{N_{2}} = 941.636$ ,  $\Delta H_{co} = 1071.78$  кДж/моль. В [15] при вычислении энтальпии конденсата виде «больших молекул» рекомендовано применять формулу  $H_{C_{s}^{*}} = kH_{C^{*}}$ . Как уже говорилось ранее, для определения  $H_{c^{*}}$  предлагается использовать термодинамические данные для графита [16], который при температуре  $T_{m} = 4130$  К испытывает фазовый переход (плавление). Теплота плавления составляет  $L_{c^{*}} = 100$  КДж/моль. Поэтому для расчета энтальпии  $H_{c^{*}}$  при фазовом переходе полагали, что она линейно возрастает в зависимости от степени проплавления твердых частиц  $\beta$  ( $0 \le \beta \le 1$ ):  $H_{c^{*}} = H_{c^{*}}^{\circ}(T_{m}) + \beta L_{c^{*}} - \Delta H_{c^{*}}$ .

Чтобы связать между собой системы уравнений (1)–(3) и (4)–(13) для их совместного решения, приведем следующее обоснование. Так как соотношение (14) устанавливает неявную функциональную зависимость между плотностью  $\rho$ , давлением p и температурой T типа  $F(\rho, p, T) = 0$ , то это позволяет представить температуру, как  $T = T(p, \rho)$  и описывать решение системы уравнений (4)–(13) в переменных p и  $\rho$ , в том числе полагать энтальпию в виде однозначной функции  $H = H(p, \rho)$ . Отметим, что последнее замечание нами уже использовано при обосновании соотношения (3).

# Расчеты параметров детонации

Для иллюстрации возможностей сформулированной математической модели и сопоставления с экспериментальными данными были проведены расчеты параметров детонации ацетиленокислородной смеси  $nC_2H_2 + (1-n)O_2$  для значений молярной доли топлива  $n \ge 0.5$ , т. е. при недостатке  $O_2$ . Соответственно для этой смеси имеем следующие значения относительных концентраций атомов в продуктах сгорания:

$$z_{\rm C} = z_{\rm H} = \frac{n}{1+n}, \quad z_{\rm O} = \frac{1-n}{1+n}.$$

Пусть смесь перед инициированием детонации находится при стандартных условиях: давлении  $p_0 = 1$  атм. (или 101 325 Па) и температуре  $T_0 = 298.15$  К. Тогда, используя справочные данные [16], можно для каждого конкретного значения *n* рассчитать начальные значения плотности  $\rho_0$  и энтальпии  $H_0$ . При вычислениях равновесных состояний продуктов сгорания за детонационным фронтом полагали, что число атомов С<sup>\*</sup>, входящих в состав «большой молекулы», k = 1000.

На рис. 1 представлена расчетная зависимость скорости детонации D (кривая 1) от молярной доли ацетилена n в смеси. Численное решение существует даже при  $n \rightarrow 1$ . Как показывает анализ расчетов, при n = 0.5 свободного углерода в продуктах детонации нет. Однако даже при незначительном увеличении n в них появляется сначала газообразный, а затем (при n > 0.502) и конденсированный углерод. На кривой 1 имеются две точки перегиба, между которыми скорость детонации медленно изменяется, и поэтому этот участок кривой напоминает «плато». Это плато обусловлено фазовым переходом в углеродных частицах. При



*Рис. 1.* Скорость детонации в смеси  $nC_2H_2 + (1 - n)O_2$  в зависимости от молярной доли ацетилена *n* при различных значениях температуры плавления углеродного конденсата  $T_m$  за фронтом детонационной волны:  $T_m = 4\,130$  К (кривая *1*), 3 600 К (2), 3 100 К (3). Точки – экспериментальные данные [5]

Fig. 1. The velocity of detonation in mixture  $nC_2H_2 + (1 - n)O_2$  versus molar fraction of acetylene *n* for different values of melting temperature of carbon condensate  $T_m$  behind the front of detonation wave:  $T_m = 4\,130$  K (curve 1), 3600 K (curve 2), 3100 K (curve 3). The dots illustrate experimental data [5]

Здесь же на рис. 1 приведены данные измерения скорости фронта детонации в переобогащенных ацетиленом смесях с кислородом [5]. Видно, что экспериментальные точки близки к участку кривой 1 (при 0.5 < n < 0.56), когда согласно численному решению частицы углеродного конденсата находятся в жидком состоянии. При других значениях молярной доли ацетилена *n* в смеси наблюдается значительное расхождение расчетных и экспериментальных данных. Одной из возможных причин такого расхождения является не совсем адекватная замена термодинамических свойств ДНУМ справочными данными для графита. Проанализируем эту ситуацию подробнее.

### Температура плавления ДНУМ

На рис. 1 обращает на себя внимание следующий факт: на экспериментальной кривой зависимости скорости детонации D от содержания ацетилена в исходной детонирующей смеси имеется плато в интервале 0.7 < n < 0.8. Разумно предположить, что это плато также обусловлено фазовым переходом частиц ДНУМ, имеющих температуру плавления  $T_m$  ниже, чем у графита. Попробуем оценить эту  $T_m$  при других фиксированных значениях параметров графита. Отметим, что вопрос, какую температуру плавления имеют различные модификации углерода, до сих пор остается открытым [18].

В [16] для описания термодинамических свойств графита, в частности для определения значений  $H_{C^*}^{\circ}(T)$ , полагали, что теплоемкость жидкой фазы равна  $C_p^{\circ} = 27$  Дж/(моль·К), а теплоемкость твердой фазы можно рассчитать по формуле  $C_p^{\circ} = a + bT - cT^{-2} + dT^2 + eT^3$ с заданными постоянными коэффициентами (a,b,c,d,e). Это, в свою очередь, дает возможность построения для графита теоретической кривой равновесия насыщенного пара  $p_C^{sat}$  при испарении и сублимации. Обычно величину  $p_C^{sat}$  обезразмеривают на стандартное давление, равное 1 атм. Логарифмическая зависимость  $p_C^{sat}$  (кривая *1*) от обратной температуры 1/*T* представлена на рис. 2. Её пересекает вертикальная пунктирная линия 1/T = const, соответствующая температуре плавления  $T_m = 4130$  К.



*Рис.* 2. График зависимости  $\lg(p_C^{sat})$  от 1/*T*, построенный для различных температур плавления углеродного конденсата  $T_m$ :  $1 - T_m = 4\,130$  K;  $2 - T_m = 3\,100$  K

*Fig. 2.* The graph of dependence  $lg(p_{C}^{sat})$  on 1/T, constructed for different melting temperatures of carbon condensate  $T_m$ :  $l - T_m = 4130$  K;  $2 - T_m = 3100$  K

Участок кривой выше точки пересечения соответствует равновесию между паром и жидкой фазой, а ниже – между паром и твердой фазой. Эти участки представляют почти прямые линии с разным наклоном. Если аппроксимировать их зависимостью (в виде приближенного решения уравнения Клайперона – Клаузиса для фазового перехода [17])

$$p_{\rm C}^{\rm sat} = {\rm const} \cdot \exp(-Q/RT),$$

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2 то по наклону прямых можно оценить молярную теплоту перехода Q. Установлено, что при сублимации Q = 707 кДж/моль, т. е. она практически совпадает с  $\Delta H_{C^*}$ , а при испарении отличие Q от  $\Delta H_{C^*} - L_{C^*}$  не превышает 3 %.

Отметим, что нет принципиальных трудностей, следуя методике [16], описать поведение функциональной зависимости энтальпии от температуры  $H_{C^*}^{\circ}(T)$  и построить кривую равновесия  $p_{C}^{\text{sat}}$  при корректировке величины  $T_m$ , которая будет лучше соответствовать ДНУМ. Для примера на рис. 2 представлен еще один график для  $p_{C}^{\text{sat}}$  (кривая 2), построенный для  $T_m = 3100$  К. Видно, что такая корректировка незначительно влияет на характер кривой равновесия, а лишь сдвигает вертикальную пунктирную линию 1/T = const на графике.

На рис. 1 можно проследить, как изменяется расчетная зависимость D = D(n) при варьировании температуры плавления углеродных частиц  $T_m$ . Наилучшего согласования между численным решением и экспериментальными данными удалось достигнуть при  $T_m = 3100$  К. В этом случае, по крайней мере в интервале 0.5 < n < 0.83, их расхождение не превышает  $1 \div 3$  %, что соответствует погрешности измерения скорости детонации (порядка 2 %) в эксперименте [5]. Для этого интервала молярной доли ацетилена в смеси в таблице представлены результаты расчетов параметров на детонационном фронте (точнее непосредственно за ним), в том числе и массовой доли углеродного конденсата  $\rho_{C_n}/\rho$  в продуктах детонации.

# Расчеты параметров детонации ацетиленокислородной смеси<br/> $n\mathbf{C}_{2}\mathbf{H}_{2}+(1-n)\mathbf{O}_{2}$

Calculations of detonation parameters of acetylene-oxygen mixture  $nC_2H_2 + (1-n)O_2$ 

n	<i>D</i> , м/с	<i>р</i> , атм.	<i>Т</i> , К	ρ, кг/м <sup>3</sup>	μ, г/моль	$\rho_{C_k^*} / \rho$
0.5	2940	46.20	4516	2.143	17.19	0
0.55	2751	40.51	4179	2.137	18.09	0.0829
0.60	2575	35.39	3870	2.122	19.04	0.1688
0.65	2399	30.60	3549	2.103	20.02	0.2562
0.70	2219	26.06	3201	2.081	20.97	0.3453
0.75	2140	26.02	3100	2.216	21.66	0.4363
0.80	2108	25.00	3100	2.190	22.29	0.5293
0.83	2088	24.39	3100	2.175	22.69	0.5861

При больших значениях n, как показывает эксперимент, размер детонационной ячейки соизмерим с диаметром трубы, а при  $n \simeq 0.9$  в ней уже распространяется спиновая детонация, и картина газодинамического течения становится существенно не одномерной. Что уже выходит за рамки рассмотрения модели детонации, представленной в данной работе.

Таким образом, при корректировке  $T_m$  удалось решить сразу две задачи: во-первых, добиться вполне удовлетворительного согласования расчетных и экспериментальных данных по скорости детонационного фронта, а во-вторых, оценить возможную температуру плавления ДНУМ.

## Заключение

Итак, представлена математическая модель детонации газовых смесей на основе углеводородного топлива при недостатке окислителя (кислорода или воздуха). Она сформулирована с учетом ранее разработанной унифицированной методики расчета равновесных состояний продуктов сгорания, когда среди компонентов химической реакции возможно появление одновременно газообразной и конденсированной фаз углерода. Для определения молярной доли конденсата углерода в продуктах реакции использованы справочные данные для кривой равновесия газообразной и конденсированной фаз графита. В рамках этой модели проведены расчеты параметров детонации ацетиленокислородной смеси при повышенных значениях концентрации (молярной доли в смеси) ацетилена от 50 % и более. Установлено, что конденсированный углерод за детонационным фронтом может быть в твердом, жидком или в частично расплавленном состоянии. Проведено сопоставление расчетов с известными результатами экспериментальных исследований, в которых при детонации ацетиленокислородной смеси в стволе специальной установки, работающей при атмосферном давлении, удается получать наноразмерные частицы из углеродного материала с особыми свойствами. Выдвинута гипотеза, что температура плавления такого материала ниже, чем у графита. Только при ее корректировке удалось добиться хорошего согласования между расчетной и экспериментальной зависимостью скорости детонационного фронта от концентрации ацетилена в смеси. Показано, что при температуре плавления углеродных частиц около 3 100 К расхождение результатов численного решения и опытных данных практически совпадает с погрешность измерения скорости детонации в эксперименте.

# Список литературы

- 1. **Мансуров З. А.** Сажеобразование в процессах горения (обзор) // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 6. С. 137–156.
- 2. Васильев А. А., Пинаев А. В. Образование углеродных кластеров в волнах горения и детонации // Физика горения и взрыва. 2008. Т. 44, № 3. С. 81–94.
- 3. Штерцер А. А., Ульяницкий В. Ю., Батраев И. С., Громилов С. А., Окотруб А. В., Сапрыкин А. И. Диагностика структуры и состава ультрадисперсного углерода, получаемого детонационным способом // Журнал структурной химии. 2014. Т. 55, № 5. С. 1031–1034.
- 4. Sorensen C., Nepal A., Singh G. P. Process for high-yield production of graphene via detonation of carbon-containing material. In: U.S. Patent no. 9440857 B2. Patented Sept. 13, 2016.
- 5. Батраев И. С., Васильев А. А., Ульяницкий В. Ю., Штерцер А. А., Рыбин Д. К. Исследование газовой детонации переобогащенных смесей углеводородов с кислородом // Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54, № 2. С. 89–97.
- 6. Штерцер А. А., Ульяницкий В. Ю., Батраев И. С., Рыбин Д. К. Получение наноразмерного детонационного углерода на импульсном газодетонационном аппарате // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, вып. 6. С. 65–72.
- 7. Шайтанов А. Г., Суровикин Ю. В., Резанов И. В., Штерцер А. А., Ульяницкий В. Ю., Васильев А. А., Лихолобов В. А. Получение и исследование нанодисперсного углерода при сжигании ацетилена в проточной детонационной трубе // Журнал прикладной химии. 2018. Т. 91, вып. 12. С. 1751–1739.
- 8. Васильев А. А., Валишев А. И., Васильев В. А., Панфилова Л. В., Топчиян М. Е. Параметры детонационных волн при повышенных давлениях и температурах // Химическая физика. 1997. Т. 16, № 11. С. 114–118.
- 9. Николаев Ю. А., Топчиян М. Е. Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 3. С. 393–404.

- 10. **Прохоров Е. С.** К расчету равновесных состояний продуктов сгорания углеродов при недостатке кислорода // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 4, С. 74–81. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-4-74-81
- 11. **Митрофанов В. В.** Детонация гомогенных и гетерогенных систем. Новосибирск: Изд-во ИГиЛ СО РАН, 2003. 200 с.
- 12. **Николаев Ю. А.** Теория детонации в широких трубах // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 3. С. 142–149.
- 13. Щетинков Е.С. Физика горения газов. М.: Наука, 1965. 740 с.
- 14. **Прохоров Е. С.** Расчет равновесных состояний реагирующей углеродокислородной термодинамической системы // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 1. С. 95–101. DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-95-101
- 15. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания: Справочник / Под ред. В. П. Глушко. М.: ВИНИТИ, 1973. Т. 3. 624 с.
- 16. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание: В 4 т. / Под ред. В. П. Глушко. М.: Наука, 1978.
- 17. Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М.: Наука, 1977. 552 с.
- 18. Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Костановский А. В. Еще раз об экспериментальном исследовании термических свойств углерода // Успехи физических наук. 2003. Т. 173, № 12. С. 1380–1381.

# References

- 1. Mansurov Z. A. Soot Formation in combustion processes (review). *Combust. Explos. Shock Waves*, 2005, vol. 41, no. 6, pp. 727–744.
- 2. Vasilev A. A., Pinaev A. V. Formation of Carbon Clusters in Deflagration and Detonation Waves in Gas Mixtures. *Combust. Explos. Shock Waves*, 2008, vol. 44, no. 3, pp. 317–329.
- 3. Shtertser A. A., Ulyanitsky V. Yu., Batraev I. S., Gromilov S. A., Okotrub A. V., Saprykin A. I. Diagnostics of the Structure and Composition of Ultrafine Carbon Obtained by Detonation. *J. Struct. Chem.*, 2014, vol. 55, no. 5, pp. 986–989.
- 4. Sorensen C., Nepal A., Singh G. P. Process for high-yield production of graphene via detonation of carbon-containing material. In: U.S. Patent no. 9440857 B2. Patented Sept. 13, 2016.
- 5. Batraev I. S., Vasilev A. A., Ulyanitsky V. Yu., Shtertser A. A., Rybin D. K. Investigation of Gas Detonation in Over-Rich Mixtures of Hydrocarbons with Oxygen. *Combust. Explos. Shock Waves*, 2018. vol. 54, no. 2, pp. 207–215.
- 6. Shtertser A. A., Ulyanitsky V. Yu., Batraev I. S., Rybin D. K. Production of Nanoscale Detonation Carbon Using a Pulse Gas-Detonation Device. *Tech. Phys. Lett.*, 2018, vol. 44, no. 5, pp. 395–397.
- Shaitanov A. G., Surovikin Yu. V., Rezanov I. V., Likholobov V. A., Shtertser A. A., Ulyanitsky V. Yu., Vasilev A. A. Synthesis and Study of Nanodispersed Carbon in the Combustion of Athetylene in a Flow Detonation Tube. *Russian Journal of Applied Chemistry*, 2018, vol. 91, no. 12, pp. 2003–2011.
- 8. Vasilev A. A., Valishev A. I., Vasilev V. A., Panfilova L. V., Topchiyan M. E. Parameters of Denotation Waves at Elevated Pressures and Temperatures. *Khim. Fiz.*, 1997, vol. 16, no. 11, pp. 114–118. (in Russ.)
- 9. Nikolaev Yu. A., Topchiyan M. E. Calculation of Equilibrium Flows in Denotation Waves in Gases. *Combust. Explos. Shock Waves*, 1977, vol. 13, no. 3, pp. 327–337.
- Prokhorov E. S. To the Computation of Equilibrium States of Hydrocarbon Combustion Products under the Lack of Oxygen. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 4, pp. 74– 81. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-4-74-81

- 11. **Mitrofanov V. V.** Detonation of Homogeneous and Heterogeneous Systems. Novosibirsk, Lavrentiev Inst. of Hidrodynam. SB RAS Publ., 2003, 200 p. (in Russ.)
- 12. Nikolaev Yu. A. The Theory of Detonation in Wide Tubes. *Combust. Explos. Shock Waves*, 1979. vol. 15, no. 3, pp. 142–149.
- 13. Shchetinkov E. S. Combustion Physics of Gases. Moscow, Nauka, 1965, 740 p. (in Russ.)
- Prokhorov E. S. Computation of Equilibrium States of Reacting Carbon-Oxygen Thermodynamic System. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, pp. 95–101. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-95-101
- 15. **Glushko V. P.** (ed.) Thermodynamic and Thermophysical Properties of Combustion products. A Reference Book. Moscow, VINITI, 1973, iss. 3, 624 p. (in Russ.)
- 16. **Glushko V. P.** (ed.) Thermodynamic Properties of Individual Substances. A Reference Book. In 4 vols. Moscow, Nauka, 1978. (in Russ.)
- 17. **Rumer Yu. B., Ryvkin M. Sh.** Thermodynamics, Statistical Physics and Kinetics. Moscow, Nauka, 1977, 552 p. (in Russ.)
- 18. Asinovsky E. I., Kirillin A. V., Kostanovsky A. V. Once more about the Experimental Investigation of the Thermal Properties of Carbon. Phys. Usp., 2003, vol. 46, pp. 1305–1306.

#### Информация об авторе

Прохоров Евгений Степанович, доктор физико-математических наук

# Information about the Author

Evgeniy S. Prokhorov, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics)

Статья поступила в редакцию 29.03.2021; одобрена после рецензирования 01.05.2021; принята к публикации 01.05.2021 The article was submitted 29.03.2021; approved after reviewing 01.05.2021; accepted for publication 01.05.2021 Научная статья

УДК 534.25:551.515.3 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-71-80

# Об акустической природе «грозового носа», воронок «supercell» и торнадо

## Валерий Иванович Пинаков

Конструкторско-технологический филиал Института гидродинамики им. М. А. Лаврентьева Сибирского отделения Российской академии наук Новосибирск, Россия vip@sibexplo.com

#### Аннотация

В реальной атмосфере, на средних широтах, рассматривается процесс формирования кучево-дождевого облака Cb calvus. Его развитие от исходной стадии жизненного цикла до «зрелости» происходит благодаря формированию в тропосфере в окрестности уровня минимума температуры, близкого к 2 км, волновода «надземный акустический канал», являющегося аналогом «подводного звукового канала», соответствующего в океане уровню минимума скорости звука. Тропосферный «канал», связанный с зоной инверсии температуры, практически не ограничен по горизонтали. Восхождением купола Cb calvus в тропосфере обусловлено синхронное генерирование его точками пары волн сжатия: восходящей (над облаком) и нисходящей (в облаке). Первая может вызывать необъясненные «аэродинамические подхваты» самолетов; вторая формирует «грозовой нос» и опускания в облаке – приосевое и периферийное. Проникание облака в стратосферу приводит к нарушению динамического баланса в окрестности вершины облака и приводит к его разгрузке в нисходящей волне разрежения. Воздух в ней охлаждается до «точки росы» в месте примыкания к основанию материнского облака, что, в соответствии с законом Снеллиуса, приводит к формированию фронта конденсации в виде аэрозольной «воронки», с близкой к расчетной величине угла образующих к вертикали. В рамках оценки Д. Сноу из нее формируются либо воронка «supercell», либо воронка торнадо.

#### Ключевые слова

фронт конденсации, закон Снеллиуса, мезоциклон, докритические углы скольжения, волновое давление, фазовая и массовая скорости

#### Для цитирования

Пинаков В. И. Об акустической природе «грозового носа», воронок «supercell» и торнадо // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 2. С. 71–80. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-71-80

© Пинаков В. И., 2021

# The Acoustic Nature of "Storm Nose", "Supercell" Vortices and Tornadoes

#### Valeriy I. Pinakov

Design and Technology Division of Lavrentiev Institute of Hydrodynamics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences Novosibirsk, Russian Federation vip@sibexplo.com

#### Abstract

The process of cumulonimbus cloud Cb calvus formation in the middle latitudes of real atmosphere is analyzed in this work. Its transformation from initial lifecycle stage to "maturity" undergoes due to the formation of the waveguide called "aerial acoustic channel" in the troposphere near the level of temperature minimum that is close to 2 km altitude. This "aerial acoustic channel" can be considered as analog of "deep sound channel" that corresponds to the minimal sound speed level. Tropospheric "channel" related to the thermal inversion zone is almost unlimited horizontally. Synchronous generation of two compression waves (ascending one above Cb and descending one inside Cb) is caused by Cb calvus dome ascension. The first one can provoke the aerodynamic draft previously unexplained. The second one results in the growth of its "storm nose" and in the axial and peripheral descending mechanisms in Cb. The penetration of Cb into stratosphere results in the destruction of dynamic balance around Cb top and hence in its unloading in the descending decompression wave. Here the air cools down to the "dew point" in the place of conjugation with parental cloud – due to Snellius law it results in the formation of aerosol "vortex" as condensation front; this "vortex" has calculated value of its generatrix against vertical. Due to D. Snow's criterion, this vortex forms either "supercell" vortex or tornado vortex.

#### Keywords

condensation front, Snellius law, mesocyclone, subcritical slip angle, wave pressure, phase velocity For citation

Pinakov V. I. The Acoustic Nature of "Storm Nose", "Supercell" Vortices and Tornadoes. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 2, pp. 71–80. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-71-80

#### Введение

Кучево-дождевое облако Cb calvus (лысое) всплывает в тропосфере, как «теплый пузырь», только в зоне свободной конвекции, находящейся, ориентировочно, выше уровня 5 км, над которым тепловой эффект конденсации обеспечивает действие архимедовых подъемных сил. На меньших высотах подъему воздуха препятствует его утяжеление вследствие действия сухоадиабатического градиента в зоне инверсии температуры на уровне, близком к 2 км. Пространство между этими уровнями в [1] квалифицируется как «область высокой устойчивости», в которой всплытие «пузырей» исключено. Тем не менее, через время прядка 10<sup>4</sup> с это препятствие перестает «работать», и процесс его устранения Д. Сноу сравнивает даже с «благодатным взрывом», оказывающим помощь «пузырю». Взрыв здесь, очевидно, отсутствует, но этот позитивный процесс можно идентифицировать как «волновой эффект». Удивительно, но при восхождении Cb calvus визуально наблюдается активное развитие нисходящих процессов. На барограмме регистрируется «прибавка» к действующему аэростатическому давлению, для которой введен термин «грозовой нос». В восходящих облаках реализуется интенсивное приосевое опускание капельно-воздушной смеси под основание облака, доходящее до земной поверхности. Кроме того, имеет место периферийное опускание, наблюдаемое как опускание аэрозоля боковой поверхности облака [2; 3]. Необходимо отметить позитивную роль актуальной монографии [4], в которой дан обзор и анализ всех направлений и работ, связанных с объяснением механизмов формирования тропических циклонов и торнадо. Охвачено по меньшей мере полторы сотни лет до ее появления в 2013 г. Примечательно, что в ней хронологически первой является публикация знаменитого философа Фрэнсиса Бэкона в 1622 г., т. е. за одиннадцать лет до суда папской инквизиции над Га-
лилео Галилеем! В монографии поставлен вопрос об отсутствии реальных соображений, связанных с формированием на основании материнского облака аэрозольной «воронки», являющейся предвестником возможного урагана торнадо.

### Вероятный механизм формирования Сb

По-видимому, с упомянутым выше «волновым эффектом» имели дело авторы деления жизненного цикла Cb на три стадии (кучевого облака Cu, зрелости, диссипации) X. Байерс (H. Byers) и P. Брейам (R. Braham) (США). В 1948 г., при исследовании Cu, первой стадии «жизни» Cb, они выяснили, что в таком облаке «конвергенция скорости ветра» много больше, чем дивергенция. Иначе говоря, это не обычное кучевое облако; его можно идентифицировать, например, как «Cu conv.». Оно формируется течением, в котором в интервале значений z примерно от 1 до 7 км при горизонтальных габаритах около 10 км реализуется горизонтальный приток воздуха в приосевое пространство, много больший, чем отток из него [2]. В результате Cu conv. как бы вовлекается в стадию зрелости и преобразуется в Cb calvus.

Этот же «научный тандем» после определения конфигураций 250-ти Cb calvus, высоты которых составляли  $h_1 = 7,5$ ,  $h_2 = 9$ ,  $h_3 = 11$  и  $h_4 = 12,5$  км, провел осреднение их реальных размеров, что привело к практически симметричным осевым сечениям  $\Omega_i$  (i = 1,..4). Уместно предположить, что мы рассматриваем поверхность одного развивающегося кучево-дождевого облака, сечения  $\Omega_i$  которого являются сечениями изохрон растущего в стадии зрелости купола  $\Omega$  Cb calvus. Они соответствуют моментам времени  $t_i = t$  ( $h_i$ ) и даны на рис. 1 слева от оси *z* в цилиндрических координатах *Z* (*r*, *z*), где  $r \ge 0$ .

Исходя из значений параметров тропосферы, соответствующих «средним широтам» [5], полагаем уровень тропопаузы  $H \approx h_4$ . Кривые безразмерных распределений даны справа от оси *z* над единичным отрезком (см. рис. 1). Изменение температуры линейно,  $\alpha(z) = \underline{T}/\underline{T}_0 \approx 1 - \theta z/\underline{T}_0$ , здесь  $\underline{\theta} \approx 6,6$  К/км и  $\underline{T}_0 \approx 300$  К – температура приземного слоя.



*Puc. 1.*  $\Omega_i$  – фазы роста купола Cb calvus; зависимости параметров воздуха от *z Fig. 1.*  $\Omega_i$  – growth phases for Cb calvus dome; dimensionless dependencies of air parameters upon *z* 

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2 Здесь, и далее подчеркнуты параметры воздуха. Скорость звука и плотность воздуха соответствуют кривым  $\beta(z) = \underline{c}/\underline{c_0} \approx \alpha^{0.5}$  и  $\kappa(z) = \underline{\rho}/\underline{\rho_0} \approx \alpha^{2.5}$ , где  $\underline{c_0} \approx 344$  м/с,  $\underline{\rho_0} \approx 1,18$  кг/м<sup>3</sup> при атмосферном давлении 1 000 гПа.

В середине прошлого века в США и в СССР было открыто природное явление «подводный звуковой канал» (ПЗК). Это неограниченный по горизонтали волновод, который реализуется в океане, в окрестности уровня минимума скорости звука. В реальности ее уменьшение составляет  $\varepsilon = 0.5$  %. В соответствии с «лучевой трактовкой», разработанной Л. М. Бреховских [6], некоторые лучи точечного источника гармонических волн длиной  $\lambda \to 0$  захватывается волноводом. Реализуются углы скольжения  $\varkappa$  (дополнительные к углам падения) лучей по отношению к горизонтали. Они удовлетворяют неравенству  $|\varkappa| \leq \varkappa_c \approx$  $\approx$  Arccos(1 –  $\epsilon$ )  $\approx$  6°, и значения  $\varkappa$  соответствуют интервалу от –6° до +6°. Согласно теории, вертикальный габарит пучка захваченных лучей близок к 120 м. В окрестности подводного точечного источника амплитуда гармонической волны падает как 1/L, в то же время при распространении в ПЗК она меняется как  $1/L^{\frac{1}{2}}$  (L – расстояние от источника) [7]. К сожалению, использование термина «лучи» корректно только при рассмотрении гармонических волновых полей. Тем не менее, взрывной опыт в ПЗК показал, что сигнал от взрыва 2,7 кг тротила с растянутым на 90 км фронтом был зафиксирован гидрофонами через 1 час 15 мин. на расстоянии 5 750 км [7]. Таким образом, можно сделать вывод, что в ПЗК закон Снеллиуса в основном «работает» и в случае апериодических волн. Появляется смысл введения термина «квазилучи» для линий, нормальных к фронтам негармонических волн.

В отличие от океанского минимума, в атмосфере є константой не является, тем не менее, реализуются волноводы с различными минимумами скорости звука <u>с</u>. В тропосфере они наблюдаются в окрестности уровня <u>г</u>.  $\approx 2$  км, близкого к основанию зоны термической инверсии  $\Psi$ , показанной на рис. 1 узорной штриховкой, в связи с наличием в ней облаков Cu hum. (хорошей погоды). Эффекты, порождаемые волноводом, можно рассматривать как возмущения в тропосфере, параметры которой заданы кривыми  $\alpha$ ,  $\beta$  и к (см. рис. 1). В окрестности  $\Psi$  формируется волновод «надземный акустический канал» (НАК). Например, на диаграмме Д. Сноу уменьшение  $\varepsilon = 0.5$  %, при понижении температуры на  $2\varepsilon = 1$  % (на 3 K), здесь  $\varkappa_c \approx 6^\circ$ . В то же время возможны понижения до 15 K [5], при которых  $\varepsilon = 2,5$  %, и углы захвата  $|\varkappa| \le \varkappa_c \approx Arccos0,975 \approx 12^\circ$ .

По-видимому, в НАК реализуется процесс формирования Си conv., в котором горизонтальное разбегание волны (от взрыва в ПЗК) выглядит как «обращенное вспять». Естественно полагать, что такой процесс запускается предгрозовым падением давления на величину порядка 1 гПа на территории с габаритами в тысячи километров. Оно должно приводить к генерированию в НАК сходящихся волн сжатия, что, в соответствии с принципом Ле Шателье, можно считать реакцией на внешнее воздействие находящейся в равновесии атмосферы. На барограмме с «грозовым носом» время между началом снижения давления и грозой – порядка 10<sup>4</sup> с [3]. Процесс формирования в НАК пологих фронтов волнового сжатия чрезвычайно сложен, тем не менее, им свойственно самовыравнивание вследствие отклонения квазилучей в сторону меньших значений с. Их проекции на грунт должны пересекаться в зоне будущего Cb, где реализуется и адиабатический, и диссипативный нагрев, который обусловлен столкновением разнонаправленных масс воздуха с множеством хаотически ориентированных завихрений. Такое повышение Т в зоне габаритом порядка 10 км может приводить к локальному «отпусканию» волноводом НАК захваченных квазилучей, с реализацией конвергенции, которая обеспечивает формирование восходящего Cu conv. Обычно перед грозой послеполуденная жара сменяется «предгрозовой духотой», обусловленной, по-видимому, высоким уровнем конвергенции скорости ветра, перемещающего воздух с частицами пыли с периферии в эпицентр родившегося кучево-дождевого облака. Мощные, значительные по площади поперечного сечения восходящие токи воздуха формируются над эпицентром [5]. Выявление «надземного акустического канала» позволяет объяснить процессы, связанные с развитием Cb.

### Генерирование волн куполом $\Omega$

Известно, что в зоне свободой конвекции реализуется нарастание архимедовой подъемной силы, обусловленной тепловым эффектом конденсации пара в Cb [1; 2]. При симметричной конфигурации имеет место и симметричное распределений скоростей: *v* (восхождения в Cb, конвекции) и *w* (роста  $\Omega$  по нормалям). Совпадающие с осью *z* векторы можно обозначать как скаляры *v* и w = dh/dt (их направление определяют знаки). Скорость восхождения *O* (роста Cb)  $w = \max|w|$ . Точки купола  $\Omega$  генерируют по внешним нормалям Cb-волну сжатия в воздухе атмосферы, покоящемся на большом удалении по оси *z*. Она соответствует исходной эпюре скоростей  $\underline{\omega} = w$  и распределению волнового давления  $\underline{\sigma}_{\Omega} \approx \underline{\rho} \cdot \underline{c} \cdot |\underline{\omega}| = \underline{\rho} \cdot \underline{c} \cdot |w|$ ; на вершине  $\underline{\sigma}_{O} = \underline{\sigma}(h) \approx \underline{\rho} \cdot \underline{c} \cdot w$ . Высота нарастает от  $h_1 = 7,5$  км до тропопаузы H = 12,5 км. При этом давление  $\varphi \approx \underline{\sigma}/\underline{\sigma}_H$  (см. рис. 1) изменяется по пунктирной кривой от 0,33 до 1 (от 12 до 38 гПа), если скорость  $\Psi = w/w_H$  соответствует прерывистой прямой от  $\Psi_1 = 0,2$  до  $\Psi_H = 1$  (от 5 до 25 м/с).

При росте Сb геометрия его «абсолютно мягкой» контактной поверхности  $\Omega$  изменяется достаточно слабо, поскольку в точках купола, в соответствии с третьим законом Ньютона, облаку противодействует тропосфера и реализуется динамический баланс. В связи с этим точки купола синхронно с Cb-волной генерируют Cb-антиволну сжатия, которая распространяется в аэрозоле облака со скоростью звука *c*. Ее исходная массовая скорость  $\omega \approx -\underline{\omega}$  направлена по внутренним нормалям  $\Omega$ .

В реальности существования Cb-антиволны убеждает переход в систему отсчета Z' с началом в вершине O. В ней происходит столкновение восходящего со скоростью v' = v - w Cb calvus и воздуха тропосферы, нисходящего со скоростью (-w). Неинерциальность системы координат Z' несколько возрастает, от |g| = 9,8 м/с<sup>2</sup> до |g| + |a|, где  $|a| \le 1,2$  м/с<sup>2</sup>. Это изменение существенно не влияет на ход рассматриваемого процесса. Выявляется акустический механизм реализации нисходящей активности в восходящем Cb.

Атмосфера состоит в основном из смеси двухатомных газов – воздуха, который подчиняется уравнению Клайперона  $\underline{p} = \rho RT$  (газовая постоянная  $\underline{R} = 287 \text{ Дж/(кгK)}$ ) и соответствует значению показателя адиабаты  $\underline{\gamma} = \underline{c_p}/\underline{c_v} = 1,4$ , где  $\underline{c_p}$  и  $\underline{c_v}$  – удельные теплоемкости. Согласно монографии Л. В. Овсянникова [8], законы динамики *совершенного* газа выражаются системой из пяти квазилинейных дифференциальных уравнений первого порядка, для пяти искомых функций, с четырьмя независимыми переменными. Здесь доказывается, что решениям гиперболической системы не свойственны разрывы первого рода (скачки), в то же время такие разрывы могут иметь первые производные решений. Такие же уравнения соответствуют и динамике «калорически совершенного» [9] (*идеального политропного*) газа, являющегося моделью аэрозоля облака, в котором  $R < \underline{R}$  и показатель  $\gamma < \underline{\gamma}$ .

Фундаментальным свойством системы является ее гиперболичность, описываемая с помощью «характеристик»: контактной –  $C_0$ , и пары звуковых –  $C_+$  и  $C_-$ . Конвективное восхождение воздуха в атмосфере представляет собой сложнейшую «иерархию» растущих и взаимодействующих характеристик  $C_0$ , габариты которых пропорциональны их высотам. По-видимому, наибольшая из контактных характеристик соответствует поверхности  $\Omega_4$ . Важно, что  $C_0$  «не только отделяет одни частицы от других, но и является геометрическим местом их траекторий». В то же время «характеристики»  $C_+$  и  $C_-$  должны соответствовать Сb-волнам и Cb-антиволнам сжатия ( $\underline{\sigma}(\underline{\omega})$  и  $\sigma(\underline{\omega})$ ).

### Приосевые опускания и «грозовой нос»; периферийные опускания

Поскольку грозовое облако посылает в направлении земной поверхности только Cb-антиволну, являющуюся волной сжатия, следует ожидать, что «грозовой нос» представляет собой некоторое неотрицательное «приращение» к уровню реализующегося аэростатического давления. Согласно наблюдениям, из основания облака исходит приосевой воздушно-капельный поток с габаритным размером  $d \approx 1$  км. Такая картина «приосевого опускания» в облаке визуально наблюдается и в сотнях метров от его основания [2]. Частицы потока достигают земной поверхности и движутся по ней слоем, растекаясь от эпицентра. «Грозовым носом» называют результат регистрации на ленте барографа изменений динамического напора потока воздушно-капельной смеси, который генерируется Cb-антиволной. Применение доплеровских радаров позволило специалистам США вести измерения нисходящих массовых скоростей q «на живых облаках» в метеоусловиях южных штатов [2]. Из 116-ти измерений, полученных на уровнях z < 5 км, в 14-ти случаях реализовались q от нуля до 3 м/с, в 59-ти случаях – от 3 до 6 м/с, в 27-ми – от 6 до 9 м/с, в 12-ти – от 9 до 12 м/с, в 2-х – от 12 до 15 м/с; большие скорости 21 и 24 м/с реализовались по разу. Более высокие значения q не наблюдались, и в литературе фигурирует максимальная скорость приосевого опускания  $q_m = 24$  м/с. Сb-антиволна распространяется вниз в восходящем конвективном потоке, скорость которого в точках оси z может достигать значений  $v_{-} \approx 40$  м/с [2]. Наличие разности скоростей  $v_{-} - w \approx 15$  м/с приводит к понижению приосевой скорости распространения возмущения до некоторого значения  $c_{-}$ . В соответствии с соотношением Р. Эмдена [10]  $c_{-} \approx c - v_{-}$ , т. е. в точках оси имеет место «волноводный эффект», понижающий скорость звука на  $\varepsilon \approx 5$  %; его действие неминуемо отразилось на результатах описанных выше измерений q.

Для выявления механизма периферийного опускания в Сb следует учитывать, что при приземной влажности воздуха  $f_0 = 0,6$  и  $T_0 = 300$  К точка росы соответствует  $T^{*} = 291$  К, и конденсация достигается на уровне 1,3÷1,4 км. Под куполом Ω<sub>4</sub> температура составляет -50 °C. Массовая доля конденсата в облачном аэрозоле этого облака составляет  $k_4 = 1,4$  %, в менее высоких облаках она может быть только ниже. Соотношения [9] приводят к граничным минимальным значениям: R = 283 Дж/(кгК) и γ = 1,37. Значения фазовой скорости c в аэрозоле Cb соответствуют неравенству:  $1 > c/c \ge ((1 - k_4)\gamma/\gamma)^{\frac{1}{2}} = 0.982$ . При распространении из облака может реализоваться полное внутреннее отражение, если углы скольжения удовлетворяют неравенству  $|\varkappa| \le \underline{\varkappa}_c$ , где  $\underline{\varkappa}_c \le \operatorname{Arccos0,982} \approx 10^\circ$ . Нетрудно увидеть (см. рис. 1), что нормальные к поверхностям Ω<sub>1</sub> и Ω<sub>2</sub> квазилучи Cb-антиволны не пересекаются с «собственными» поверхностями под малыми углами скольжения. В то же время это не свойственно изохроне  $\Omega_3$ , в нижней части которой антиволна испытывает полное внутреннее отражение на «отражающей поверхности»  $\Omega_3$ , соответствующей участку IJ контура  $\Omega_3$ . Квазилучи сжатия о Cb-антиволны после отражения превращаются в квазилучи, которые соответствуют массовой скорости  $\omega$ , вызывающей перемещение облачного аэрозоля, воспринимаемое наблюдателями, как опускание «с боков облака» [2]. Оно существенно изменяет геометрию купола, на сечении  $\Omega_3$  появляются перегибы, не характерные для  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$ .

## Волна разрежения, формирование «воронки»

При проникании восходящего купола  $\Omega$  в стратосферу возможно кардинальное изменение ситуации. В стратосфере при  $h \ge H$  тропосферное противодействие восхождению Cb calvus падает, устойчивость купола в проникшей в стратосферу зоне теряется; она начинает перемещение вверх (в том числе и за счет накопленной упругой энергии воздуха, максимальной при  $\sigma \approx 38$  гПа). Такие события регулярно наблюдаются с искусственных спутников, когда над уровнем тропопаузы образуется купол из воздуха и ледяных частиц высотой около 2 км [1], который внешне сходен с изохроной  $\Omega_s$  (см. рис. 1). Важно, что сверху идет разгрузка облака, распространяющаяся в виде волны разрежения, в которой Cb-антиволна прекращает существование, как и Cb-волна. При этом «грозовой нос» может стать отрицательной величиной, что фиксируется в [11] сотрудниками ИФА им. А. М. Обухова РАН как «скачок разрежения», что некорректно, так как при распространении волны разрежения параметров. По-видимому, под «скачком» подразумевается снижение давления за время порядка одной секунды.

Нисходящая волна с нарастанием разрежения до µ по вертикали дается соотношением  $\mu = -\rho c \delta$ . В ней массовая скорость  $\delta > 0$  направлена вверх. Сигнал о начале спада «грозового носа» бежит от стратосферы до наземного барографа в волне µ примерно 40 с. Целесообразен анализ упрощенной схемы, которая показана на рис. 2, где при давлении р`из тумана в воздух, вертикально, бежит плоская волна μ, в которой скорость δ нарастает достаточно быстро, и фазовая скорость, например, составляет  $c \approx 0.982 \underline{c}$ , поскольку не зависит от знака волны. Так как воронки нарастают на выступах оснований материнских облаков [4], полагаем, что горизонтальное плоское основание  $\Theta$  снабжено аэрозольным выступом  $\Gamma$  в виде полушария, с привязкой локальных цилиндрических координат (ξ, ζ). Полагаем также, что температурное поле однородно и соответствует точке росы T. Понятно, что прохождение  $\mu$  по квазилучам g приводит к адиабатическому охлаждению воздуха с некоторым «конденсационным подогревом», который должен учитываться в выражении для охлаждения  $\eta = ((\gamma - 1)/\gamma)T'\mu/p'$  при  $\gamma < \gamma$ , и во всех точках квазилучей g устанавливается температура  $T` - \eta$ .



Рис. 2. Фронт конденсации в плоской волне разрежения, распространяющейся из выступа на основании материнского облака

*Fig. 2.* The condensation front in the flat depression wave spreading from protuberance on the parental cloud base

В то же время для квазилучей, которые достигают Г, картина не так проста. Получается, что доминирует «критическое отражение». Квазилучи  $j_c$  достигают сферического купола Г под углом  $\varkappa_c$  в точке  $J_c$ , которая на полусфере соответствует окружности, показанной пунктиром. Согласно Снеллиусу, квазилучи  $j_c$  раздваиваются. Преломляясь, они становятся касательными к Г квазилучами  $j_{\uparrow}$ , образующими коническую поверхность  $\Lambda$  с половинным углом при вершине  $\varkappa_c \leq 10^\circ$  (учитываем  $k < k_4$ ). При этом  $\Lambda$  является «отражающей» поверхностью для всех лучей, нисходящих в круге радиусом  $0J_c$ . Имеет место их полное внутреннее отражение; отраженные квазилучи  $j_*$  показаны на рис. 2. Так как  $|\delta^*| = |\delta|$ , суперпозиция этих волн в точках внутренней приповерхностной зоны  $\Lambda$  приводит практически к удвоению массовой скорости ( $|\delta + \delta_*| = 1,96 \cdot |\delta|$ ). В результате охлаждение  $\Lambda \eta^2 \approx 2\eta$ , и в воздухе выявляется аэрозольный объект с геометрией, близкой к  $\Lambda$ , за которым закрепился термин «воронка». Относительно  $\Theta$  она переохлаждена на  $\eta^2 - \eta = \eta$ , вращение не является ее атрибутом. Воронкам посвящено множество фото- и видеоматериалов информационных систем «Яндекс» и «Google».

## Воронки в условиях градиента температуры

Рассмотренную схему следует согласовать с реальными условиями, когда к распределениям параметров  $\alpha$ ,  $\beta$  и к добавляется приземная влажность, например,  $f_0 \approx 0.7$ , с точкой росы  $T^{\sim} = 294$  К. На рис. З в координатах ( $\xi$ ,  $\zeta$ ) имеет место выступ  $\Gamma^{\sim}$  на исходном основании материнского облака (ОМО)  $\Theta^{\sim}$ , уровень которого дается равенством  $\zeta^{\sim} = (T_0 - T^{\sim})/\theta \approx 0.9$  км. Здесь  $c = 340 \text{ м/c}; \rho = 1,12 \text{ кг/м}^3; p = 932 \text{ гПа}; и \gamma = 1,37. При скорости <math>\delta_1 = 2 \text{ м/c}$  волновое разрежение  $\mu_1 = -7,6$  гПа вызывает охлаждение аэрозоля на  $\eta_1 = ((\gamma - 1)/\gamma)T^*\mu_1/p = 0,66 \text{ K},$ что

*Рис. 3.* Коническая аэрозольная воронка с вершиной на уровне  $\zeta_1 \approx 0.6$  км; воронки «supercell», которые «усечены» при  $\zeta_2 \approx 0.3$  км и при  $\zeta_3 \approx 0$ *Fig. 3.* Conical aerosol vortex with the top at  $\zeta_1 \approx 0.6$ 

*Fig. 3.* Conical aerosol vortex with the top at  $\zeta_1 \approx 0.6$  km; "truncated" supercell vortices at  $\zeta_2 \approx 0.3$  km and at  $\zeta_3 \approx 0$ 

приводит к понижению фронта конденсации на  $\eta_1/\theta \approx 100$  м (и слой такой толщины нарастает на  $\Theta$ `). Так как охлаждение воронки  $\Lambda_1$ соответствует  $\eta^{2} = 2\eta_{1}$ , она переохлаждена по сравнению с понизившемся на 100 м фронтом конденсации  $\Theta$ `. Этим обусловлено ее выступание на  $\eta_1/\theta = 100$  м из  $\Theta$ `. Далее происходит «событие», при котором в течение 10 с после исходного генерирования  $\mu_1$  (из  $\Theta$ ) волна разрежения отражается от грунта и распространяется вверх со скоростью с`в виде волны (-µ1). Это приводит к дополнительному охлаждению во всех токах системы на η<sub>1</sub>. Процесс генерирования волны разрежения с массовой скоростью  $-\delta_1 = -2$  м/с приводит к выявлению стационарного фронта конденсации ОМО  $\Theta_1$  на высоте  $\zeta_1 \approx 0.7$  км с уровнем охлаждения 2η1. При этом охлаждение воронки  $\Lambda_1 \eta_1^* = 3\eta_1$ . Она имеет конфигурацию перевернутого конуса радиусом  $\xi_1 \approx 20$  м с координатой вершины  $\zeta_1^2 = 0,6$  км.

В аналогичном процессе при вдвое большей скорости  $\delta_2 \approx 4$  м/с снижение температуры ОМО  $\Theta_2$  на  $4\eta_1$  приводит его на уровень  $\zeta_2 \approx 0,5$  км; при этом уровень «усечения» воронки  $\Lambda_2$ , охлажденной на  $6\eta_1$ , имеет значение  $\zeta_2^2 \approx 0,3$  км. При  $\delta_3 \approx 6$  м/с температура ОМО  $\Theta_3$  понижается на  $6\eta_1$ , и его уровень  $\zeta_3 \approx 0,3$  км; при этом «усечение» воронки  $\Lambda_3$ , охлажденной на  $9\eta_1$ , реализуется на уровне  $\zeta_3^2 \approx 0$ , она примыкает к грунту.

Приращение  $9\eta_1 \approx -6$  К соответствует разрежению  $\mu_3 \approx -24$  гПа в окрестности оси  $\zeta$ , которая может совпадать с осью *z*, реализуется радиальный приток в поверхность  $\Lambda_3$  окружающего воздуха, обладающего моментом импульса  $N_{\zeta}$ , величина которого определяет «характер» процесса дальнейшего развития кучево-дождевого облака.

### «Supercell», торнадо, пылевой вихрь

В [1] описан метод оценки параметра  $N_{\zeta}$  в будущем Cb, вырастающем из «мезоциклона» диаметром около 10 км, с применением доплеровского радара. Прогноз оказался достоверным. По-видимому, при  $N_{\zeta} \approx 0$  формируются внешне зловещие, но, в сущности, безопасные воронки облаков «supercell», их фото- и видеоизображения в системах «Яндекс» и «Google» обычно отнесены к разделу «торнадо». Они сходны с воронками  $\Lambda_2$  и  $\Lambda_3$ , которые формируются при массовых скоростях  $\delta_2 = 4$  м/с и  $\delta_3 = 6$  м/с. Внутренние отражения волн разрежения от образующих должны «стягивать» воронки по горизонтали со скоростями  $\Delta\delta \approx$  $\approx -2\sin \chi_c \cdot \cos \chi_c \cdot \delta$ , т. е.  $\Delta\delta_2 \approx -1,2$  м/с и  $\Delta\delta_3 \approx -1,8$  м/с. Воронки стабилизируются циклострофическим балансом, при котором разрежение  $\Delta\mu$  компенсируется центробежным разрежением  $\Delta p$  воздуха на поверхности воронки. Течение на высотах более 100 м близко к вращению воздуха около  $\zeta$ , и можно приближенно исходить из уравнения Бернулли. Отсюда



азимутальная скорость аэрозоля воронки  $u \approx (2c \cdot \Delta \delta)^{\frac{1}{2}}$ . И  $\Lambda_2$ , и  $\Lambda_3$  сохраняют форму, если они вращаются с линейными скоростями  $u_2 \approx 28$  м/с и  $u_3 \approx 35$  м/с.

При больших значениях  $N_{\zeta}$ , выявляющихся в процессе «приземления» поверхности циклострофического баланса  $\Sigma$  (являвшейся в исходном состоянии «воронкой»), ее приближение к грунту приводит к нарушению баланса с «разрушением»  $\Sigma$  в приземной зоне (вследствие вязкого торможения воздуха). Над этой зоной поверхность  $\Sigma$  «исполняет роль всасывающего рукава пылесоса» [1]. Радиально стекающийся с циклонической завихренностью воздух в приземной зоне формирует азимутальное течение с большой скоростью  $u^*$ , показывающей «свирепый характер урагана торнадо». Он захватывает и тащит песок, пыль, листья, мусор и различные обломки, частично втягиваемые в хобот  $\Sigma$ . Согласно Д. Сноу,  $\mu^* \approx -100$  гПа, но здесь следует ожидать, что  $c^* \approx 300$  м/с и  $\rho^* \approx 1,3$  кг/м<sup>3</sup>, поэтому массовая скорость подъема  $\delta^* \approx -\mu^*/(\rho^* c^*) \approx 25$  м/с. Применение квазистационарного приближения (упомянутого выше) позволяет получить оценку скорости азимутального вращения в торнадо  $u^* \approx (2c^* \delta^*)^{\frac{1}{2}} \approx 120$  м/с; потери на разрушения снижают ее величину. Устойчивость ядер длиной в километры – результат отражений от  $\Sigma$  волн разрежения с докритическими углами скольжения квазилучей.

Пылевой вихрь формируется при восхождении больших термиков в слой инверсии  $\Psi$  с образованием кучевого «облака на вершине» [12]. Исследования процессов подъема термиков проведены в рамках несжимаемой жидкости. В упругом воздухе эффект усиливается, поскольку тыльная сторона большого термика генерирует волну разрежения, квазилучи которой захватываются и фокусируются в двухфазном вихре с частицами сыпучего грунта. Структура вихря сложнее, чем структура торнадо. По-видимому, здесь значения исходного момента импульса достаточно высоки, и процесс поддерживается благодаря фокусировке волны разрежения на разрушаемом сыпучем грунте. Процесс прекращается при перемещении фокуса волны, например, на травянистый участок. Всем знакомые, вызывающие удивление приземные вихри в солнечную погоду – результат действия флуктуаций разрежения в надземном воздухе.

### Выводы

Основным результатом настоящей работы является объяснение механизма формирования, в соответствии с законом Снеллиуса, симметричной аэрозольной «воронки» с оценочным значением угла образующих к ее оси. Вращение не является неотъемлемым признаком воронки. Она представляет собой фронт конденсации в волне разрежения, которая генерируется при вхождении вершины Cb calvus в стратосферу.

Впервые указывается, что в растущих Cb calvus купол Ω синхронно генерирует в тропосфере пару волн сжатия: Cb-волну и Cb-антиволну. Их выявление с анализом процессов и оценкой физических параметров позволило найти ответы на важные вопросы и, в частности, объяснить механизм формирования урагана торнадо.

Оправдан качественный анализ при использовании термина «волновод» в случаях негармонических волновых полей. Обосновано выявление «надземного акустического канала» (НАК), аналогичного «подводному звуковому каналу» (ПЗК).

Объяснена природа «аэродинамического подхвата», причиной которого является полет над быстрорастущим Cb, так как восходящая «Cb-волна» нарушает режим стационарного обтекания авиалайнера, превращая его в неустановившееся, с потерей внутренней балансировки и скорости полета. Сегодня скорости роста облаков можно измерять с помощью доплеровских радаров, серийный выпуск которых в России освоен.

## Список литературы

- 1. Сноу Д. Т. Торнадо // В мире науки. 1984. № 6. С. 44–55.
- 2. Боровиков А. М., Гайворонский И. И., Зак Е. Г., Костарев В. В., Мазин И. П., Минервин В. Е., Хргиан А. Х., Шметер С. М. Физика облаков. Л.: Гидрометеоиздат, 1961. 459 с.
- 3. **Хромов С. П., Мамонтова Л. И**. Метеорологический словарь. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 568 с.
- 4. Белоцерковский О. М., Андрущенко В. А., Шевелев Ю. Д. Динамика вихреобразных течений в атмосфере, обусловленных природными факторами. М.: ИЦ «Полет Джонатана», 2013. 431 с.
- 5. Хромов С. П., Петросянц М. А. Метеорология и климатология. М.: Наука, 2006. 582 с.
- 6. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1975. 343 с.
- 7. Исаакович М. А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 495 с.
- 8. Овсянников Л. В. Лекции по основам газовой динамики. М.: Наука, 1981. 368 с.
- 9. Нигматуллин Р. И. Динамика многофазных сред, часть 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
- 10. Чернов Л. А. Акустика движущейся среды // АЖ. 1958. Вып. 4. С. 300-306.
- 11. Калашник М. В., Куличков С. Н. О возмущениях давления, вызываемых движущимся тепловым источником фронтального типа (гидростатический режим) // ФАО. 2019. Т. 55, № 5. С. 51–61.
- 12. Скорер Р. Аэрогидродинамика окружающей среды. М.: Мир, 1980. 549 с.

## Информация об авторе

Валерий Иванович Пинаков, кандидат технических наук

## Information about the Author

Valeriy I. Pinakov, Candidate of Technical Sciences

Статья поступила в редакцию 15.03.2021; одобрена после рецензирования 20.04.2021; принята к публикации 11.05.2021 The article was submitted 15.03.2021; approved after reviewing 20.04.2021; accepted for publication 11.05.2021 Научная статья

УДК 535.14 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-81-93

# Исследование долговременной стабильности генерации однофотонного квантового ключа в схеме с поляризационным кодированием

Александр Владимирович Коляко<sup>1</sup>, Александр Сергеевич Плешков<sup>2</sup> Денис Борисович Третьяков<sup>3</sup>, Василий Матвеевич Энтин<sup>4</sup> Игорь Ильич Рябцев <sup>5</sup>, Игорь Георгиевич Неизвестный <sup>6</sup>

> <sup>1-6</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук Новосибирск, Россия

<sup>1-5</sup> Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики

Новосибирск, Россия <sup>5</sup> Новосибирский государственный технический университет Новосибирск, Россия

<sup>1</sup> kolyako@isp.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0003-0163-6580

<sup>2</sup> pleshkov@isp.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0001-5856-6304

dtret@isp.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-3708-6253 <sup>4</sup> ventin@isp.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0001-5436-2849

<sup>5</sup> ryabtsev@isp.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-5410-2155

6 neizv@isp.nsc.ru

Аннотация

Представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие долговременную стабильность работы созданной нами атмосферной квантово-криптографической установки, использующей протокол ВВ84 и поляризационное кодирование. Показано, что скорость генерации «просеянного» квантового ключа и уровень ошибочных битов в ключе оставались постоянными в течение 1 часа и равнялись 10 кбит/с и 6,5 % соответственно при расстоянии между передатчиком и приемником, равном 20 см. Приведены теоретические зависимости скорости генерации секретного квантового ключа от коэффициента пропускания квантового канала для детекторов одиночных фотонов, которые использовались в данном эксперименте, и новых детекторов с пониженным уровнем темновых шумов.

Ключевые слова

квантовая криптография, протокол BB84, поляризационное кодирование, детекторы одиночных фотонов Источник финансирования

Работа поддержана Институтом физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН и Новосибирским государственным университетом

Для цитирования

Коляко А. В., Плешков А. С., Третьяков Д. Б., Энтин В. М., Рябцев И. И., Неизвестный И. Г. Исследование долговременной стабильности генерации однофотонного квантового ключа в схеме с поляризационным кодированием // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 2. С. 81-93. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-81-93

© Коляко А. В., Плешков А. С., Третьяков Д. Б., Энтин В. М., Рябцев И. И., Неизвестный И. Г., 2021

# Investigation of Long-Term Stability of Single-Photon Quantum Key Distribution in a Polarization Coding Scheme

Alexander V. Kolyako<sup>1</sup>, Alexander S. Pleshkov<sup>2</sup> Denis B. Tretyakov<sup>3</sup>, Vasiliy M. Entin<sup>4</sup> Igor I. Ryabtsev<sup>5</sup>, Igor G. Neizvestny<sup>6</sup>

<sup>1–6</sup> A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences Novosibirsk, Russian Federation

<sup>1–5</sup> Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation

 <sup>2</sup> Siberian State University of Telecommunications and Information Science Novosibirsk, Russian Federation
 <sup>5</sup> Novosibirsk State Technical University Novosibirsk, Russian Federation

<sup>1</sup> kolyako@isp.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0003-0163-6580 <sup>2</sup> pleshkov@isp.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0001-5856-6304 <sup>3</sup> dtret@isp.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-3708-6253 <sup>4</sup> ventin@isp.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0001-5436-2849

<sup>5</sup> ryabtsev@isp.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-5410-2155

<sup>6</sup> neizv@isp.nsc.ru

Abstract

Experimental results demonstrating long-term stability of the operation of our atmospheric quantum cryptography setup using the BB84 protocol and polarization coding are presented. It was shown that the "sifted" quantum key distribution rate and the quantum bit error rate in the key remained constant for 1 hour and were equal to 10 kbit/s and 6.5 %, respectively, at a distance between the transmitter and the receiver equal to 20 cm. Theoretical dependences of the secret quantum key generation rate on a quantum channel transmission coefficient for single-photon detectors, which were used in this experiment, and for new detectors with a reduced level of dark pulses are given.

Keywords

quantum cryptography, BB84 protocol, polarization coding, single-photon detectors

Funding

This work was supported by A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS and Novosibirsk State University

For citation

Kolyako A. V., Pleshkov A. S., Tretyakov D. B., Entin V. M., Ryabtsev I. I., Neizvestny I. G. Investigation of Long-Term Stability of Single-Photon Quantum Key Distribution in a Polarization Coding Scheme. *Siberian Journal* of *Physics*, 2021, vol. 16, no. 2, pp. 81–93. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-81-93

### Введение

В квантово-криптографических линиях связи защита передаваемой информации от подслушивания обеспечивается законами квантовой механики [1] в отличие от классических криптографических систем, в которых секретность основана на сложности математических вычислений. С помощью передачи квантовых объектов – одиночных фотонов – по оптоволоконной или атмосферной линии связи генерируется секретный двоичный ключ, известный только отправителю (Алисе) и получателю (Бобу). Используя данный ключ, Алиса зашифровывает свое сообщение и передает его Бобу по открытому каналу [2].

Первый квантово-криптографический протокол BB84 был предложен в 1984 г. [3] и экспериментально реализован в 1992 г. [4]. В данном протоколе используются четыре поляризационных состояния одиночных фотонов, ориентированных под углами 0, 90, 45 и -45° по отношению к некоторой оси. Из них первые два состояния составляют вертикально-горизонтальный базис, а вторые два – диагональный. Двоичные значения «0» и «1» произвольно присваиваются одному и другому состоянию в каждом базисе. Далее Алиса случайным образом выбирает одно из четырех поляризационных состояний фотона и посылает фотон Бобу. Боб, получив фотон, измеряет его состояние в случайно выбранном базисе. После сеанса квантовой связи Боб сообщает Алисе по открытому каналу номера тактовых импульсов, в которых был зарегистрирован один фотон. Все остальные тактовые импульсы отбрасываются. Таким образом, Алиса и Боб формируют так называемый «сырой» ключ в виде случайной последовательности битов. Далее Алиса и Боб обмениваются информацией о выбранных базисах для каждого бита и отбрасывают те биты, для которых базисы не совпали. В результате получается «просеянный» ключ, который у Алисы и Боба будет отличаться вследствие того, что используемая ими аппаратура неидеальна. Чтобы получить идентичный ключ, Алисе и Бобу нужно провести процедуру коррекции ошибок. Вклад в уровень ошибочных битов будет вносить также любая попытка получения злоумышленником (Евой) информации о ключе путем внедрения в квантовый канал. Поэтому Алиса и Боб проводят дополнительную процедуру усиления конфиденциальности, после которой количество информации у Евы о ключе становится ничтожно малым. После этих двух процедур Алиса и Боб получают один секретный ключ, размер которого меньше, чем размер «просеянного» ключа, и тем меньше, чем больше уровень ошибочных битов. Теоретически доказано, что для протокола

К настоящему времени иностранными группами была успешно продемонстрирована генерация квантового ключа на расстояниях 400÷500 км по оптоволоконным линиям связи [5; 6]. По открытому пространству максимальная длина квантово-криптографической линии связи через спутники составляет уже 7 600 км [7].

BB84 при уровне ошибочных битов в «просеянном» ключе больше 11 % сгенерировать сек-

ретный ключ становится невозможно [2].

В России оптоволоконные квантово-криптографические системы были опробованы в городских условиях на расстоянии нескольких десятков километров [8; 9]. Атмосферные квантовые линии связи реализованы пока на расстояниях 20 м на основе метода боковых частот [10] и 180 м с применением релятивистской квантовой криптографии [11].

Одной из основных целей исследований в области квантовой криптографии, проводимых в мире, является повышение скорости генерации секретного ключа и дальности квантовых линий связи. Препятствием к этому являются неизбежные потери одиночных фотонов при прохождении по квантовому каналу (атмосфере или оптоволокну). Они приводят к увеличению уровня ошибочных битов в «просеянном» ключе и, следовательно, уменьшению скорости генерации секретного ключа. Однако в случаях, когда скорость генерации секретного ключа не обладает большим приоритетом перед секретностью, на первый план выходит долговременная стабильность работы квантово-криптографической системы. Тогда за достаточно долгое время можно сгенерировать секретный ключ нужной длины даже при уровне ошибочных битов, близком к 11 %, и при низкой скорости генерации ключа.

Целью данной статьи являлось исследование долговременной стабильности работы созданной нами атмосферной квантово-криптографической экспериментальной установки, использующей протокол BB84 и поляризационное кодирование. Аналогичная установка, применявшаяся нашей группой ранее [12], была почти полностью модернизирована. В результате была существенно увеличена скорость генерации квантового ключа и улучшена долговременная стабильность работы установки.

## Экспериментальная установка

В качестве источников фотонов передатчика использовались четыре полупроводниковых лазера с длиной волны излучения 780 нм, которая соответствует окну прозрачности атмосферы [2]. Каждый из лазеров имел отдельный источник питания, который был способен работать как в импульсном режиме, так и в непрерывном. Лазерные импульсы длительностью 5 нс формировались при подаче на лазеры импульсов тока и использовались для генерации квантового ключа. Запуск импульсов тока осуществлялся тактовыми импульсами с компьютера, подаваемыми отдельно на каждый источник питания лазеров. Непрерывный режим использовался для предварительной настройки оптической схемы передающего и приемного узлов.

На рис. 1 показана оптическая схема передатчика. В схеме задавалась поляризация излучения каждого лазера. Поскольку из лазеров излучение выходило уже поляризованным, то их корпуса были повернуты так, чтобы излучения 1-го и 4-го лазеров имели поляризацию относительно плоскости оптического стола 90°, а 2-го и 3-го лазеров – 0°. Далее излучения 1-го и 4-го лазеров отражались от призм Глана, а излучения 2-го и 3-го лазеров проходили через них. В данном случае призмы Глана использовались в качестве как отражающих элементов, так и дополнительных поляризаторов. Далее поляризация излучения 3-го и 4-го лазеров поворачивалась на 45° с помощью полуволновой пластинки. В итоге 1-й и 2-й лазеры посылали фотоны, поляризованные в вертикально-горизонтальном базисе, а 3-й и 4-й – в диагональном.



Рис. 1. Оптическая схема передатчика (Алисы): Л1, Л2, Л3, Л4 – лазеры, 3 – зеркала, ПГ – призмы Глана, λ/2 – полуволновая пластинка, СК – светоделительный кубик (50: 50), К – коллиматор, ОСД – оптоволоконный светоделитель (50: 50), ИМ – измеритель мощности, КП – контроллер поляризации. Пунктирной линией обозначен теплоизоляционный кожух

*Fig. 1.* Optical scheme of the transmitter (Alice):  $\Pi 1$ ,  $\Pi 2$ ,  $\Pi 3$ ,  $\Pi 4$  – lasers, 3 – mirrors,  $\Pi \Gamma$  – Glan prisms,  $\lambda/2$  – half-wave plate, CK – beam splitter cube (50 : 50), K – collimator, OC $\Pi$  – fiber-optics beam splitter (50 : 50),  $\mu$ M – power meter, K $\Pi$  – polarization controller. The dotted line indicates the thermal insulation jacket

Лучи всех четырех лазеров совмещались на светоделительном 50 : 50 кубике и заводились в оптоволоконный кабель. На выходе кабеля стоял коллиматор, из которого выходил пучок диаметром 3 мм и посылался к приемному узлу (Бобу).

Заведение в оптоволоконный кабель было использовано для точного совмещения лучей от лазеров в один луч и пространственной фильтрации, а также для удобства соединения передающего узла с телескопом с большой апертурой, который планируется использовать в будущем для генерации квантового ключа на большом расстоянии между передатчиком и приемником. Кроме того, если использовать не обычный кабель, а светоделитель с двумя выходами, то второй выход можно использовать для контроля мощности выходящего излучения (см. рис. 1).

Однако использование оптоволоконного кабеля приводит к искажению поляризации входного излучения, поэтому на кабель необходимо установить контроллер поляризации, восста-

навливающий на выходе поляризацию входного излучения. Кроме того, поляризация выходного излучения зависит от температуры оптоволоконного кабеля. Поэтому также необходимо, особенно при работе установки на открытом воздухе, обеспечить тепловую изоляцию оптоволоконных компонент и в зависимости от ситуации применить активную стабилизацию температуры волокна.

Следует заметить, что использование оптического волокна с сохранением поляризации невозможно, поскольку данное волокно сохраняет линейную поляризацию излучения только в том случае, если поляризация входного излучения ориентирована вдоль одной из двух выделенных перпендикулярных осей волокна, в то время как для реализации протокола BB84 при поляризационном кодировании требуются четыре поляризационных состояния фотонов.

Для получения одиночных фотонов мы использовали стандартный метод сильного ослабления мощности лазерного излучения [2]. Тогда число фотонов в лазерном импульсе описывается распределением Пуассона. С помощью четырех калиброванных поглощающих фильтров (не показаны на рисунках) мы ослабляли мощность излучения лазеров передатчика до такой степени, чтобы среднее число фотонов на импульс по теоретическим расчетам составляло  $\mu = 0,1$ . В этом случае вероятность «пустых» импульсов равняется 0,905, вероятность однофотонных импульсов – 0,09, а многофотонных – 0,005. Косвенным доказательством того, что передатчик является квазиоднофотонным источником света, является соответствие частоты срабатывания фотодетекторов в приемнике и эффективности однофотонной регистрации фотодетекторов, приведенной в техническом описании. При многофотонном режиме частота срабатывания будет завышена.

Расстояние от коллиматора передатчика до входа в установку приемника составляло 20 см. Луч проходил от коллиматора внутри непрозрачной трубки для изоляции от внешних засветок.

Оптическая схема приемника показана на рис. 2. Лазерное излучение разделялось на два луча светоделительным 50 : 50 кубиком, один из которых потом шел на регистрацию фотонов в вертикально-горизонтальном базисе, а другой – в диагональном. В каждом базисе

фотоны разделялись по поляризации с помощью призм Глана и регистрировались однофотонными детекторами: 1-й и 2-й фотодетекторы использовались для регистрации фотонов в вертикально-горизонтальном базисе, 3-й и 4-й – в диагональном. Для регистрации фотонов в диагональном базисе использовалась полуволновая пластинка, поворачивающая поляризацию фотонов на угол 45°.

Основу однофотонных детекторов составляли кремниевые лавинные фотодиоды (ЛФД) C30902S производства фирмы «EG&G Optoelectronics». Для регистрации одиночных фотонов ЛФД вводились в постоянный гейгеровский режим, для чего напряжение питания ЛФД поднималось выше напряжения пробоя. Использовалась схема с пассивным гашением лавины. Импульсы с ЛФД длительностью 50 нс усиливались и посылались на блок стробирования, в котором дискриминировались по амплитуде для отсечения паразитных наводок и стробировались для уменьшения уровня темновых импульсов. Длительность строб-импульса составляла 20 нс. В блоке стробирования сигналы с фотодетекторов преобразовывались в стандартные



Рис. 2. Оптическая схема приемника (Боба): ФД1, ФД2, ФД3, ФД4 – фотодетекторы, 3 – зеркала, ПГ – призмы Глана, λ/2 – полуволновая пластинка, СК – светоделительный кубик (50 : 50)

*Fig.* 2. Optical scheme of the receiver (Bob):  $\Phi Д1$ ,  $\Phi Д2$ ,  $\Phi Д3$ ,  $\Phi Д4$  – photodetectors, 3 – mirrors, ПГ – Glan prisms,  $\lambda/2$  – half-wave plate, CK – beam splitter cube (50 : 50)

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2 ТТL-импульсы и направлялись на вход счетчика. Частота темновых импульсов уменьшалась также за счет охлаждения корпусов ЛФД до температуры 0 °C с помощью элементов Пельтье. Для защиты от внешних засветок установка находилась в непрозрачном кожухе.

Однофотонные детекторы на основе ЛФД не различают число зарегистрированных фотонов, что для генерации квантового ключа не является важным, но может оказаться полезным для обнаружения атаки с делением числа фотонов. Данная атака может быть выявлена по отклонению распределения числа фотонов в импульсе от статистики Пуассона. Однако, как указано в нашей статье [13], для регистрации изменения распределения числа фотонов в импульсе необязательно иметь детектор, различающий число фотонов, а можно использовать два обычных фотодетектора.

Запуск лазерных импульсов и строб-импульсов тактовыми импульсами с частотой следования 1 МГц, а также счет TTL-импульсов с блока стробирования осуществлялись быстродействующей схемой на базе программируемой логической платы сбора данных NI 7811 R Series Multifunction RIO компании «National Instruments», встраиваемой в блок персонального компьютера. Плата позволяла изменять задержку и совмещать лазерные и строб-импульсы во времени с точностью 5 нс. Управление платой осуществлялось программой, написанной в среде LabVIEW.

## Предварительная настройка системы

Предварительная настройка системы проводилась с лазерами, работающими в непрерывном режиме. Поляризационные элементы Алисы и Боба настраивались так, чтобы излучение от 1-го лазера попадало в основном на первый фотодетектор, 2-го лазера – на второй и т. д. При этом в каждом базисе значение контраста поляризации, который находится как отношение мощности излучения, идущего на смежный фотодетектор, к мощности излучения, идущего на основной фотодетектор, должно было быть минимальным для уменьшения уровня ошибочных битов в ключе. Поскольку в блоке Алисы до оптического волокна поляризация излучений всех четырех лазеров была с высокой точностью настроена с помощью призм Глана, основная проблема заключалась в восстановлении этой поляризации при прохождении излучения через оптическое волокно с помощью контроллера поляризации. Однако при настройке контраста для одного базиса у Боба на уровне 0,1 % во втором базисе контраст ухудшался и составлял 3÷4 %. Поэтому в результате приходилось настраивать контроллер поляризации таким образом, чтобы контраст для обоих базисов составлял 1÷2 %.

Окончательная проверка настройки всей системы проводилась в импульсном режиме работы лазеров. Специально написанная для настройки программа в среде LabVIEW позволяла подавать тактовые импульсы на один из четырех лазеров и измерять частоты срабатывания всех четырех фотодетекторов.

В табл. 1 и 2 приведены результаты данной проверки, из которых можно получить значения параметров нашей системы.

В табл. 1 во второй колонке приводятся частоты темновых импульсов  $f_{\text{темн}}$  для каждого фотодетектора. В третьей колонке – частоты срабатывания фотодетекторов  $f_{\text{пазер+темн}}$  при включении одного основного лазера для каждого фотодетектора. Например, для ФД1 включен лазер 1, для ФД2 – лазер 2 и т. д. В четвертой – уровень темновых импульсов  $\varepsilon_{\text{темн}}$ , найденный по формуле  $\varepsilon_{\text{темн}} = (f_{\text{темн}}/f_{\text{лазер+темн}}) \times 100 \%$ . В пятой колонке приводится эффективность регистрации одного фотона, найденная по формуле  $\eta = (f_{\text{лазер+темн}} - f_{\text{темн}})/(0,5 \cdot \mu \cdot f_{\text{такт}}) \times 100 \%$ , где  $\mu = 0,1$  – среднее число фотонов в лазерном импульсе,  $f_{\text{такт}} = 10^6 \Gamma_{\text{Ц}}$  – частота тактовых импульсов. Коэффициент 0,5 в знаменателе возникает из-за того, что луч лазера делится пополам на светоделительном кубике, и фотон с вероятностью 50 % проходит прямо или отражается.

В табл. 2 приводятся частоты срабатывания всех четырех фотодетекторов при включении одного из лазеров.

## Таблица 1

### Измеренные параметры фотодетекторов

Table 1

№ ЛФД	$f_{\text{темн}}, \Gamma$ ц	$f_{\text{лазер+темн}}, \Gamma$ ц	$\epsilon_{\text{temh}}, \%$	η, %
1	510	12045	4,2	23,1
2	501	11 259	4,4	21,5
3	505	8337	6,0	15,7
4	493	8010	62	15.0

### Measured parameters of the photodetectors

Таблица 2

Table 2

Частоты срабатывания фотодетекторов при включении одного из лазеров

Frequency of counts of photodetectors when one of the lasers is working

No manana	<i>f</i> , Гц						
л⁰ лазера	ФД1	ФД2	ФД3	ФД4			
1	12045	651	4 702	3773			
2	639	11 259	4 2 9 0	4 105			
3	6581	6173	8 3 3 7	625			
4	6231	6222	648	8010			

## Исследование параметров генерации «просеянного» квантового ключа

Программа для исследования скорости генерации «просеянного» квантового ключа и уровня ошибочных битов подавала тактовые импульсы с частотой следования 1 МГц на запуск одного из четырех лазеров в случайной последовательности и на запуск блока стробирования. Время одного сеанса равнялось 1 с. Среднее число фотонов в лазерном импульсе составляло  $\mu = 0,1$ . После каждого тактового импульса программа проверяла срабатывание всех четырех фотодетекторов. При одновременном срабатывании более одного фотодетектора, а также в случае несовпадения базисов Алисы и Боба эти тактовые импульсы отбрасывались. В случае совпадения базисов подсчитывалось общее количество срабатываний фотодетекторов, которое для времени сеанса 1 с равнялось скорости генерации «просеянного» ключа R, а также уровень ошибочных битов как отношение количества срабатывания смежных фотодетекторов к общему количеству срабатываний.

Скорость генерации «просеянного» ключа *R* для протокола BB84 при среднем числе фотонов в импульсе  $\mu \ll 1$  находится по следующей формуле [12]:  $R = 0.5 \cdot f_{\text{такт}} \cdot \mu \cdot \eta \cdot T$ , где  $\eta - эффективность регистрации детекторами одного фотона, <math>T - коэффициент$  пропускания квантового канала (в наших экспериментах он равен 1). Множитель 0,5 возникает, поскольку отбрасывается примерно половина данных при несовпадении базисов Алисы и Боба. В случае, когда эффективность регистрации детекторов разная, ожидаемую скорость генерации «просеянного» ключа можно найти по следующей формуле:

$$R = 0.5 \cdot f_{\text{такт}} \cdot \mu \cdot \eta_{\text{cp}} \cdot T, \tag{1}$$

где  $\eta_{cp}$  – средняя эффективность однофотонной регистрации всех четырех детекторов. В нашем случае  $\eta_{cp} = 18,8$  % и R = 9400 бит/с.

Уровень ошибочных битов в «просеянном» ключе (QBER – Quantum Bit Error Rate) находится по следующей формуле [2]:

$$QBER = \frac{N_{\text{ошиб}}}{N_{\text{прав}} + N_{\text{ошиб}}} = \frac{R_{\text{ошиб}}}{R_{\text{прав}} + R_{\text{ошиб}}},$$
(2)

где  $N_{\text{ошиб}}$  – количество ошибочных битов в ключе,  $N_{\text{прав}}$  – количество правильных битов,  $R_{\text{ошиб}}$  – скорость передачи ошибочных битов,  $R_{\text{прав}}$  – скорость передачи правильных битов. Используя выражение (2), из табл. 2 можно найти ожидаемое значение уровня ошибочных битов в «просеянном» ключе для наших экспериментальных условий по следующей формуле:

QBER = 
$$\frac{1}{4} \sum_{i=1}^{4} f_i / \sum_{i=1}^{4} (F_1 + f_i),$$
 (3)

где i – номер лазера в табл. 2,  $F_i$  – частота срабатываний основного фотодетектора для *i*-го лазера,  $f_i$  – частота срабатываний смежного фотодетектора для *i*-го лазера. Найденное ожидаемое значение QBER = 6 %.

Вклад в уровень ошибочных битов дают темновые импульсы фотодетекторов и несовершенство оптической системы. Вклад от темновых импульсов можно найти, подставив в уравнение (3) на место  $f_i$  значения частот темновых импульсов из табл. 1. Тогда QBER<sub>темн</sub> = = 4,8 %. Вклад в уровень ошибочных битов вследствие несовершенства оптической системы будет равняться разности общего уровня ошибочных битов и части от темновых импульсов QBER<sub>опт</sub> = QBER – QBER<sub>темн</sub> = 1,2 %, что совпадает с контрастом поляризации, измеренным в непрерывном режиме.

На рис. 3 показаны экспериментальные зависимости скорости генерации «просеянного» квантового ключа и уровня ошибочных битов от времени. Каждая точка соответствует одному сеансу передачи битов длительностью 1 с. Временной интервал между сеансами – 9 с. Количество сеансов – 360, т. е. общая продолжительность приведенного периода времени работы установки составляет 3 600 с = 1 час.

Как видно из рис. 3, значение скорости генерации «просеянного» квантового ключа находится в пределах  $R = 10\,000 \div 10\,500$  бит/с. Наблюдается небольшое отличие в 600÷1 100 бит/с от ожидаемого значения 9 400 бит/с, найденного по формуле (1). Это объясняется тем, что вклад в скорость генерации «просеянного» ключа дают и темновые импульсы фотодетекторов, суммарные значения которых в одном базисе составляют 1 000 Гц (см. табл. 1). Вклад от этих импульсов не учитывается в формуле (1), поскольку эта формула работает при условии  $f_{\text{темн}} = 0$ .



Уровень ошибочных битов находится в пределах  $QBER = 6 \div 7$  %, что совпадает с ожидаемым значением 6 %.

> Рис. 3. Экспериментальные зависимости скорости генерации «просеянного» квантового ключа (синие символы, левая шкала) и уровня ошибочных битов (красные символы, правая шкала) от времени

> *Fig. 3.* Experimental dependences of the "sifted" quantum key distribution rate (blue symbols, left scale) and the error bits level (red symbols, right scale) on time

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2

## Обсуждение

Для генерации секретного ключа Алиса и Боб должны применить к «просеянному» ключу классические протоколы обработки информации, а именно коррекцию ошибок и усиление конфиденциальности. Первый протокол необходим для получения Алисой и Бобом идентичного ключа, а второй – непосредственно для обеспечения его секретности. Скорость генерации секретного ключа  $R_{cekp}$  обратно пропорциональна относительному количеству ошибочных битов в «просеянном» ключе и описывается следующим выражением [2]:

$$R_{\text{cerp}} = R \Big[ I \big( \alpha, \beta \big) - I^{\max} \big( \alpha \varepsilon \big) \Big], \tag{4}$$

где  $I(\alpha, \beta)$  – мера информации по Шеннону, которая оказывается общей у Алисы и Боба после генерации «просеянного» ключа, а  $I^{\max}(\alpha, \varepsilon)$  – максимальная мера информации по Шеннону, которую может извлечь Ева в процессе подслушивания. Обе величины зависят от уровня ошибочных битов в ключе. Для нахождения  $I(\alpha, \beta)$  и  $I^{\max}(\alpha, \varepsilon)$  мы использовали выражения, приведенные в [2] для симметричных индивидуальных атак. Тогда для уровня ошибочных битов QBER = 6,5 % и скорости генерации «просеянного» ключа  $R = 10\,000$  бит/с скорость генерации секретного ключа будет составлять  $R_{\text{секр}} = 4\,700$  бит/с.

В наших экспериментах расстояние между передатчиком и приемником составляло 20 см, и потери фотонов практически отсутствовали. Однако увеличение расстояния приведет к дифракционной расходимости лазерного луча и потерям фотонов, а также к уменьшению скорости генерации ключа и увеличению уровня ошибочных битов QBER в ключе в соответствии с формулой (2). Как уже было сказано, в общем случае при QBER > 11 % для протокола ВВ84 сгенерировать секретный ключ становится невозможно [2]. Одним из методов уменьшения QBER является понижение частоты темновых импульсов фотодетектора с помощью охлаждения корпуса ЛФД. В текущих экспериментах мы охлаждаем корпуса всех четырех ЛФД до 0 °C, поскольку при более низких температурах происходит намерзание инея на площадку ЛФД. Для работы при отрицательных температурах нами был изготовлен и испытан новый фотодетектор, в котором ЛФД находится в герметичном корпусе. Внутри корпуса помещается силикагель для осушения воздуха. Понижение температуры корпуса ЛФД до −20 °C привело к значительному падению частоты темновых импульсов, что дало возможность поднять напряжение питания ЛФД и увеличить эффективность регистрации одиночных фотонов до  $\eta = 48$  %. С учетом стробирования частота темновых импульсов составляла  $f_{\text{темн}} = 180$  Гц.

На рис. 4 показана теоретическая зависимость скорости генерации секретного квантового ключа от коэффициента пропускания квантового канала при использовании новых фотодетекторов. Расчет сделан по формуле (4). При коэффициенте пропускания T = 0,1 скорость генерации секретного ключа составляет  $R_{\text{секр}} = 1\,000\,$  бит/с. На этом же рисунке для сравнения приведена зависимость скорости генерации секретного ключа при использовании старых фотодетекторов. В этом случае скорость генерации секретного ключа  $R_{\text{секр}} = 1\,000\,$  бит/с соответствует коэффициенту пропускания T = 0,5.

Коэффициент пропускания атмосферного квантового канала во многом зависит от параметров приемо-передающей оптической системы. В частности, чем больше апертура передающей и принимающей оптики, тем меньше потери фотонов, связанные с дифракционной расходимостью лазерного пучка.

В работе [14] коэффициент пропускания атмосферного квантового канала длиной 0,95 км составлял T = 0,14 при использовании телескопов с апертурой 89 мм. В работе другой групппы [15] коэффициент пропускания канала длиной 23,4 км составлял T = 0,01 при использовании телескопов с апертурой 40 мм у передатчика и 250 мм у приемника.



Рис. 4. Теоретические зависимости скорости генерации секретного квантового ключа от коэффициента пропускания квантового канала при использовании новых (синяя кривая) и старых (красная кривая) фотодетекторов *Fig. 4.* Theoretical dependences of the secret quantum key distribution rate on the quantum channel transmission coefficient when using new (blue curve) and old (red curve) photodetectors

В наших будущих экспериментах мы планируем использовать телескопы с апертурой 150 мм. Судя по работам [14; 15], мы можем достичь на расстоянии 1÷10 км коэффициента пропускания  $T = 0,01\div0,1$ . Тогда скорость генерации секретного ключа будет составлять  $R_{cekp} = 100\div1000$  бит/с в соответствии с рис. 4.

В статье [16] скорость «просеянного» ключа при передаче фотонов со спутника на наземную станцию на расстояние 530 км составляла R = 40 кбит/с, а на расстояние 1034 км – R = 1,2 кбит/с с уровнем ошибок QBER = 1÷3 %. Данные параметры были достигнуты за счет большой частоты следования лазерных импульсов (100 МГц), низкого уровня темнового шума однофотонных детекторов (25 Гц), высокой эффективности регистрации одиночных фотонов (50 %), применением широкоапертурных телескопов (диаметр 0,3 м у передатчика и 1 м у приемника), а также использованием протокола с «состояниями-ловушками» (decoy states) [17], в котором среднее число фотонов в импульсе составляет  $\mu = 0,8$ .

## Заключение

Созданная нами лабораторная система атмосферной квантово-криптографической связи стабильно проработала в течение как минимум одного часа при скорости генерации «просеянного» квантового ключа R = 10 кбит/с и уровне ошибочных битов QBER = 6,5 % при расстоянии между приемником и передатчиком 20 см и отсутствии потерь фотонов. При имеющихся параметрах фотодетекторов данную систему можно использовать для генерации секретного ключа со скоростью  $R_{секр} \ge 1000$  бит/с в квантовых каналах с коэффициентом пропускания  $T \ge 0,4$ .

Для квантовых каналов с коэффициентом пропускания  $T = 0,01\div0,1$ , с соответствующей длиной 1÷10 км потребуется увеличение частоты следования лазерных импульсов, использование фотодетекторов с более низким уровнем темновых импульсов и более высокой эффективностью однофотонной регистрации, применение широкоапертурных телескопов, а также протоколов, способных обеспечить не только секретность, но и дальность связи, например, протокол с «состояниями-ловушками» (decoy states) [17]. В данном протоколе для генерации квантового ключа используются лазерные импульсы со средним числом фотонов в импульсе  $\mu \sim 1$  [16], что может значительно увеличить расстояние между Алисой и Бобом.

### Список литературы

- Wooters W. K., Zurek W. H. A Single Quantum Cannot Be Cloned. *Nature*, 1982, vol. 299, pp. 802–803.
- 2. Gisin N., Ribordy G., Tittel W., Zbinden H. Quantum cryptography. *Rev. of Mod. Phys.*, 2002, vol. 74, pp. 145–195.

- 3. **Bennet C. H., Brassard G.** Quantum cryptography: public key distribution and coin tossing. In: Proc. of IEEE Inter. Conf. on Comput. Sys. and Sign. Proces. Bangalore, India, 1984, pp. 175–179.
- 4. Bennet C. H., Bessette F., Brassard G., Salvail L. Experimental quantum cryptography. *J. Cryptology*, 1992, vol. 5, pp. 3–28.
- 5. Boaron A. et al. Secure Quantum Key Distribution over 421 km of Optical Fiber. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, vol. 121, 190502.
- 6. Chen J.-P. et al. Sending-or-Not-Sending with Independent Lasers: Secure Twin-Field Quantum Key Distribution over 509 km. *Phys. Rev. Lett.*, 2020, vol. 124, 070501.
- 7. Liao S.-K. et al. Satellite-Relayed Intercontinental Quantum Network. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, vol. 120, 030501.
- 8. **Duplinskiy A. V. et al.** Quantum-Secured Data Transmission in Urban Fiber-optics Communication Lines. *Journal of Russian Laser Research*, 2018, vol. 39, p. 113.
- 9. Глейм А. В. и др. Многоузловая квантовая сеть на основе технологии квантовой коммуникации на боковых частотах // Проблемы техники и технологий коммуникаций: Сб. тр. XVIII Междунар. науч.-техн. конф. Казань, 2017. С. 65–66.
- Kynev S. M., Chistyakov V. V., Smirnov S. V., Volkova K. P., Egorov V. I., Gleim A. V. Free-space subcarrier wave quantum communication. J. Phys.: Conf. Ser., 2017, vol. 917, 052003.
- 11. Kravtsov K. S., Radchenko I. V., Kulik S. P., Molotkov S. N. Relativistic quantum key distribution system with one-way quantum communication. *Scientific Reports*, 2018, no. 8, 6102.
- 12. Третьяков Д. Б., Коляко А. В., Плешков А. С., Энтин В. М., Рябцев И. И., Неизвестный И. Г. Генерация квантового ключа в однофотонных системах связи // Автометрия. 2016. Т. 52. С. 44–54.
- Третьяков Д. Б., Коляко А. В., Плешков А. С., Энтин В. М., Рябцев И. И., Неизвестный И. Г. Исследование статистики регистрации одиночных фотонов двумя фотодетекторами для применений в квантовой криптографии // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 4. С. 91–104.
- 14. Buttler W. T. et al. Practical Free-Space Quantum Key Distribution over 1 km. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, vol. 81, no. 15, pp. 3283–3286.
- 15. **Kurtsiefer C. et al.** Quantum Cryptography: A step towards global key distribution. *Nature*, 2002, vol. 419, p. 450.
- 16. **Sheng-Kai Liao et al.** Satellite-to-ground quantum key distribution. *Nature*, 2017, vol. 549, pp. 43–47.
- 17. Hwang Won-Young. Quantum Key Distribution with High Loss: Toward Global Secure Communication. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, vol. 91, 057901.

### References

- 1. Wooters W. K., Zurek W. H. A Single Quantum Cannot Be Cloned. *Nature*, 1982, vol. 299, pp. 802–803.
- 2. Gisin N., Ribordy G., Tittel W., Zbinden H. Quantum cryptography. *Rev. of Mod. Phys.*, 2002, vol. 74, pp. 145–195.
- 3. **Bennet C. H., Brassard G.** Quantum cryptography: public key distribution and coin tossing. In: Proc. of IEEE Inter. Conf. on Comput. Sys. and Sign. Proces. Bangalore, India, 1984, pp. 175–179.
- 4. Bennet C. H., Bessette F., Brassard G., Salvail L. Experimental quantum cryptography. *J. Cryptology*, 1992, vol. 5, pp. 3–28.
- 5. **Boaron A. et al.** Secure Quantum Key Distribution over 421 km of Optical Fiber. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, vol. 121, 190502.
- 6. Chen J.-P. et al. Sending-or-Not-Sending with Independent Lasers: Secure Twin-Field Quantum Key Distribution over 509 km. *Phys. Rev. Lett.*, 2020, vol. 124, 070501.

- 7. Liao S.-K. et al. Satellite-Relayed Intercontinental Quantum Network. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, vol. 120, 030501.
- 8. **Duplinskiy A. V. et al.** Quantum-Secured Data Transmission in Urban Fiber-optics Communication Lines. *Journal of Russian Laser Research*, 2018, vol. 39, p. 113.
- 9. Gleim A. V. et al. Multi-node quantum network based on quantum communication side fre quencies technology. In: Proc. of XVIII Int. sci.-tech. conference "Problems of technics and technologies of communications". Kazan, 2017, pp. 65–66. (in Russ.)
- Kynev S. M., Chistyakov V. V., Smirnov S. V., Volkova K. P., Egorov V. I., Gleim A. V. Free-space subcarrier wave quantum communication. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2017, vol. 917, 052003.
- 11. Kravtsov K. S., Radchenko I. V., Kulik S. P., Molotkov S. N. Relativistic quantum key distribution system with one-way quantum communication. *Scientific Reports*, 2018, no. 8, 6102.
- Tretyakov D. B., Kolyako A. V., Pleshkov A. S., Entin V. M., Ryabtsev I. I., Neizvestny I. G. Quantum Key Distribution in Single-Photon Communication System. *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, 2016, vol. 52, no. 5, pp. 453–461. (in Russ.)
- Tretyakov D. B., Kolyako A. V., Pleshkov A. S., Entin V. M., Ryabtsev I. I., Neizvestny I. G. Investigation of the statistics of single-photon counting by two photodetectors for applications in quantum information. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 4, pp. 91–104. (in Russ.)
- 14. Buttler W. T. et al. Practical Free-Space Quantum Key Distribution over 1 km. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, vol. 81, no. 15, pp. 3283–3286.
- 15. **Kurtsiefer C. et al.** Quantum Cryptography: A step towards global key distribution. *Nature*, 2002, vol. 419, p. 450.
- 16. **Sheng-Kai Liao et al.** Satellite-to-ground quantum key distribution. *Nature*, 2017, vol. 549, pp. 43–47.
- 17. Hwang Won-Young. Quantum Key Distribution with High Loss: Toward Global Secure Communication. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, vol. 91, 057901.

### Информация об авторах

Александр Владимирович Коляко, инженер WoS Researcher ID AAD-8523-2021 Scopus Author ID 56369246900 Александр Сергеевич Плешков, младший научный сотрудник WoS Researcher ID ABG-6199-2020 Scopus Author ID 56401232600

Денис Борисович Третьяков, кандидат физико-математических наук WoS Researcher ID AAD-9791-2021 Scopus Author ID 6507147052

Василий Матвеевич Энтин, кандидат физико-математических наук

- **Игорь Ильич Рябцев**, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН Scopus Author ID 7004241094
- **Игорь Георгиевич Неизвестный**, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН

## Information about the Authors

Alexander V. Kolyako, Engineer WoS Researcher ID AAD-8523-2021 Scopus Author ID 56369246900
Alexander S. Pleshkov, Junior Research Fellow WoS Researcher ID ABG-6199-2020 Scopus Author ID 56401232600
Denis B. Tretyakov, Candidate of Science (Physics and Mathematics) WoS Researcher ID AAD-9791-2021 Scopus Author ID 6507147052
Vasiliy M. Entin, Candidate of Science (Physics and Mathematics)
Igor I. Ryabtsev, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Corresponding Member of RAS Scopus Author ID 7004241094
Igor G. Neizvestny, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Corresponding Member of RAS

> Статья поступила в редакцию 26.02.2021; одобрена после рецензирования 01.04.2021; принята к публикации 01.04.2021 The article was submitted 26.02.2021; approved after reviewing 01.04.2021; accepted for publication 01.04.2021

Научная статья

УДК 378.147.88 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-94-104

# Индивидуализированные компьютерные симуляции лабораторных работ по физике

## Заикин Андрей Дмитриевич<sup>1</sup> Суханов Игорь Иванович<sup>2</sup>

<sup>1, 2</sup> Новосибирский государственный технический университет Новосибирск, Россия <sup>1</sup> zaikin@pitf.ftf.nstu.ru, https://orcid.org/0000-0001-9096-4599

<sup>2</sup> suhanov@pitf.ftf.nstu.ru, https://orcid.org/0000-0001-6405-2254

### Аннотация

Изложен опыт создания и эксплуатации компьютерных симуляций лабораторных работ по физике. Значительное количество лабораторных работ можно классифицировать как «черный ящик». Исследуемое физическое явление скрыто от непосредственного наблюдения, контроль осуществляется посредством электрических измерительных приборов. При выполнении такой работы отличить физическую реальность от ее имитации затруднительно. Виртуализация подобных лабораторных работ не требует реалистичности изображений. Схематичность представления лабораторной установки существенно упрощает процесс создания симулятора. Для каждого студента, выполняющего лабораторную работу на симуляторе, формируется уникальный набор параметров установки, что способствует самостоятельности работы студента. Эти параметры хранятся в сервисе электронных таблиц Google Sheets. Их передача в html-шаблон лабораторной работы осуществляется в зашифрованном виде посредством платформы Google Apps Script. Виртуальные лабораторные работы реализованы в виде кроссплатформенного веб-приложения.

Ключевые слова

лабораторная работа, симулятор, Google таблица, Google Apps Script

Для цитирования

Заикин А. Д., Суханов И. И. Индивидуализированные компьютерные симуляции лабораторных работ по физике // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 2. С. 94–104. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-94-104

# The Physics Laboratory Works – Individualized Computer Simulations

### Andrey D. Zaikin, Igor I. Suhanov,

 <sup>1, 2</sup> Novosibirsk State Technical University Novosibirsk, Russian Federation
 <sup>1</sup> zaikin@pitf.ftf.nstu.ru, https://orcid.org/0000-0001-9096-4599
 <sup>2</sup> suhanov@pitf.ftf.nstu.ru, https://orcid.org/0000-0001-6405-2254

### Abstract

The physics laboratory-works creating and operating computer simulations experience is described. A significant amount of laboratory works can be classified as a "black box". The studied physical phenomenon is hidden from direct observation, the control is carried out by means of electrical measuring devices. It is difficult to distinguish physical reality from its imitation when performing such work, so the virtualization of this one does not require realistic images. The schematic representation of the laboratory installation greatly simplifies the process of creating a simulator.

© Заикин А.Д., Суханов И.И., 2021

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2. С. 94–104 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2, pp. 94–104 A unique set of installation parameters is formed for each student performing laboratory work on the simulator, which contributes to the independence of the student's work. These parameters are stored in Google Sheets. Their transfer to the laboratory work's html-template is carried out in encrypted form through the Google Apps Script service. Virtual laboratory work is implemented as a cross-platform web application.

Keywords

laboratory assignment, simulator, Google Sheet, Google Apps Script

For citation

Zaikin A. D., Suhanov I. I. The Physics Laboratory Works – Individualized Computer Simulations. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 2, pp. 94–104. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-94-104

### Введение

Развитие дистанционного образования, имеющего богатую историю, в последние два года приобрело взрывной характер. Перед преподавательским сообществом внезапно возникли неведомые ранее большинству вопросы методического, организационного, научного характера.

Специфика дисциплин высшей школы такова, что для некоторых из них переход был почти безболезненным, для других же требовалась коренная ломка учебного процесса, а отдельные учебные курсы просто невозможны в дистанционном формате.

Курс физики для инженерных специальностей предполагает разнообразные формы взаимодействия со студентом. По-видимому, наиболее сложно перевести в дистанционный формат лабораторный практикум. Хотя виртуальные и дистанционные лабораторные работы практиковались и ранее. В основе таких наработок лежали энтузиазм и соответствующие навыки преподавателя. Пандемия сделала это направление обязательным.

Лабораторный практикум по физике весьма важен и поучителен для формирования у студента полноценного представления о сути физических явлений. Выполненная лабораторная работа совместно с изучением теоретического материала помогает ощутить связь физического эксперимента с теоретическими представлениями, глубже понять и усвоить новые знания. В дополнение к этому студент получает навык работы с приборами, учится измерять и обрабатывать результаты измерений, строить зависимости и графики.

Приведем краткий обзор существующих решений в данной области.

Лабораторные работы, выполняемые в домашних условиях, – один из способов проведения дистанционных занятий. В таких работах <sup>1</sup> предполагается использование студентом не специализированного оборудования, а устройств, имеющих бытовое предназначение, например весы, термометр, 3D-очки, лазерная указка, смартфон и т. п. Методические рекомендации к домашним лабораторным работам обычно регламентируют лишь основные этапы их выполнения. Студенту предоставляется бо́льшая, по сравнению с работой в учебной лаборатории, свобода действий. Изучаемое физическое явление при этом реально и осязаемо.

Весьма интересен проект интернет-лаборатории с дистанционным управлением для проведения экспериментов по физике [1]. Пользователь посредством браузера получает доступ к находящимся в удаленной лаборатории веб-камере и электронным компонентам, таким как плата USB K8055, Arduino c Ethernet Shield, Raspberry Pi, для управления реальным физическим прибором. Естественное ограничение проекта – пропускная способность. Эту проблему, возникающую при работе на любой реальной лабораторной установке, разработчики решают путем бронирования времени доступа.

Компьютерные симуляции имитируют физическое явление, позволяя визуализировать недоступные для непосредственного наблюдения процессы, масштабировать их в пространстве и времени. На занятиях – как лекциях, так и семинарах, симуляторы используются в качестве анимированных иллюстраций. Такая форма подачи материала более эффективна, чем статические рисунки, и зачастую может конкурировать с натурными демонстрациями.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> https://mipt.ru/education/chair/physics/news/laboratornye\_raboty\_v\_domashnikh\_usloviyakh

Отдельный класс таких симуляций – законченный модуль, представляющий собой исполняемую в конкретной операционной системе программу [2]. Практически всегда этой операционной системой служит семейство OS Windows. Кроссплатформенные решения для таких продуктов авторам неизвестны. Скачав программу, студент устанавливает ее на свой компьютер и выполняет виртуальную лабораторную работу. Далеко не всегда процесс установки проходит гладко. Причины возникающих трудностей весьма разнообразны: устаревшие и не поддерживаемые версии операционной системы, отсутствие требуемого архиватора и прикладных библиотек, взаимодействие программы с антивирусной защитой, отсутствие прав на установку программного продукта, проприетарность программного обеспечения.

До недавнего времени наиболее популярными технологиями для создания кроссплатформенных решений были продукты Java и Adobe Flash. Симуляции, созданные на их основе, получили широкое распространение.

Один из самых известных и проработанных в этой области проект – PhET<sup>2</sup>, реализуемый Университетом Колорадо, предлагает обширный набор интерактивных научных и математических симуляций.

Более двухсот виртуальных лабораторных работ и демонстраций по всем разделам физики содержит интернет-ресурс<sup>3</sup>, также использующий плагин Adobe Flash Player.

Зачастую симуляционная модель физического процесса реализована так, что включает в себя в той или иной степени реалистичное изображение измерительных приборов и иного оборудования. Проявляя известную долю изобретательности [3], такие симуляции можно приспособить в качестве стенда для проведения лабораторной работы.

Следует отметить, что технологии Java и Adobe Flash являются устаревшими и более не поддерживаются производителями. Демонстрация симуляторов, реализованных с использованием данных технологий, на устройстве пользователя – весьма непростая, а иногда и нереализуемая задача. Сложности запуска могут превышать сложность выполнения самой лабораторной работы. Поэтому проект PhET осуществляет планомерную миграцию своих симуляций на технологию HTML5.

Современный подход – создание веб-приложений, использующих открытые стандарты, в частности язык JavaScript. Такие симуляции исполняются непосредственно в браузере, на любом устройстве: компьютере, планшете, смартфоне. Данный подход к разработке виртуальных лабораторных работ представляется оптимальным.

### 1. Предлагаемые решения

Далее излагается опыт перевода в дистанционный формат лабораторного практикума курса общей физики инженерных специальностей технического университета.

Наглядность некоторых совсем простых с точки зрения реализации физических опытов трудно переоценить. Явления, возникающие при свободных колебаниях связанных маятников, образовании стоячей волны на струне, интерференция и дифракция лазерного света, гашение светового пучка двумя прозрачными пластинками поляризаторов, граничат с магией. При виртуализации таких физических явлений, несмотря на всю мощь современных технологий, неизбежны потери непосредственного участия в процессе.

Вместе с тем в рамках стандартного лабораторного практикума по физике существует значительное количество работ, которые можно классифицировать как «черный ящик». Как правило, это работы, связанные с электрическими измерениями.

Фактически, регистрируя показания приборов при выполнении этих работ, отличить физическую реальность от ее имитации крайне затруднительно.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> https://phet.colorado.edu/

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> http://mediadidaktika.ru

На наш взгляд, виртуализация подобных работ не требует натуралистичности изображения приборов, вполне достаточно условной схемы, что существенно упрощает технологию разработки симулятора. А в целях ознакомления студента с реальными приборами при недоступности иных вариантов подойдут сопутствующие видеоролики.

Самостоятельность при выполнении лабораторной работы студентом – проблема, актуализировавшаяся в условиях дистанционного обучения. Контролируемые преподавателем и индивидуальные для каждого студента параметры виртуальной лабораторной установки – один из возможных ответов на данный вызов.

В качестве первого шага из обширного лабораторного практикума для виртуализации было выбрано пять лабораторных работ, востребованных в текущем учебном процессе. Каждая из них соответствует определению «черный ящик». Подробное описание работ приводится далее.

Создание всех симуляторов осуществлялось по единой разработанной для данной задачи технологии. В основу положены браузерные решения на базе языка JavaScript, который упрощает создание и управление мультимедийными объектами без необходимости использования сторонних плагинов.

На веб-странице<sup>4</sup> университетского портала студент формирует запрос на выполнение конкретной лабораторной работы. Для этого он заполняет соответствующие поля, определяя номер учебной группы, фамилию и пароль. Пароль студент, допущенный к выполнению работы, получает у преподавателя. При нажатии кнопки «Выполнить» исполняется PHPскрипт, который загружает html-шаблон лабораторной работы, содержащий схемы, рисунки, управляющие элементы и Java-скрипты, реализующие математическую модель исследуемого физического процесса.

Общие для работы элементы шаблона дополняются персональными данными студента и индивидуализированными для него параметрами установки. Индивидуализированные данные содержит Google-таблица, включающая в себя групповые списки студентов и лист – журнал входов, в котором регистрируется работа студента: дата входа, группа, фамилия, IP-адрес и браузер. Такая таблица создается для каждой лабораторной работы.

Доступ к Google-таблице осуществляется посредством сценария на платформе Google Apps Script, опубликованного как веб-приложение и имеющего уникальный URL. Сценарий Google Apps Script проверяет соответствие введенных персональных данных данным, содержащимся в таблице. Несоответствие приводит к отказу в выполнении работы. Если этот этап успешно пройден, то формируется строка индивидуальных параметров, которая в зашифрованном виде возвращается в шаблон лабораторной работы.

Некоторые из индивидуализированных параметров установки являются скрытыми, недоступными для наблюдения в процессе выполнения работы. Они определяются студентом по результатам обработки измерений. Другие, наоборот, открыты. Такими параметрами могут быть величина емкости, индуктивности, ЭДС, максимальное значение силы тока. Эти параметры отображается на экране, включаются в протокол лабораторной работы. Они индивидуальны, следовательно, позволяют идентифицировать каждого студента не только по фамилии.

Кафедральный практикум, содержащий значительное количество реальных лабораторных работ по различным разделам физики, представлен в [4]. Принцип отбора работ для виртуализации, определенный выше, сочетался с требованиями текущего учебного процесса. Далее опишем особенности пяти разработанных симуляторов.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> http://pitf.ftf.nstu.ru/files/zaikin/LabComSim.html

## 2. Обработка результатов прямых многократных измерений

Лабораторный практикум по физике обычно начинается с освоения студентом методов обработки результатов прямых многократных измерений. Способы реализации конкретной измерительной процедуры весьма разнообразны. Измерение периода колебаний пружинного маятника, интенсивности изотопного источника, диаметра шарика, параметров электрической цепи – это лишь малый перечень возможных вариантов. В практикуме [4] для этих целей проводится измерение микросекундомером времени соударения металлических шаров.

Предварительно генерируется для каждого студента выборка из 50 распределенных по нормальному закону чисел. Индивидуальными являются среднее значение и стандартное от-клонение.

Способы генерации могут быть различными, например, ее можно осуществить непосредственно в сервисе электронных таблиц Google Sheets.

Не следует использовать полученную выборку вслепую, без визуализации. Выборка из 50 значений не очень представительна, и, как следствие, гистограмма не всегда принимает канонический симметричный колоколообразный вид, теряя свою наглядность. Приемлемый вариант получается простым пересчетом введенных формул.

Шаблон данной работы содержит короткий видеофрагмент соударения двух шаров, а также управляющий элемент – кнопку «Пуск» (рис. 1). При нажатии кнопки воспроизводится видеофрагмент, а на табло секундомера выводится время соударения.



*Рис. 1.* Экран виртуальной лабораторной работы «Обработка результатов прямых многократных измерений» *Fig. 1.* The screen of the virtual laboratory work "The direct multiple measurements processing"

Пуск Секундомер: 101.5 мкс Номер опыта: 3

Выполнение студентом лабораторной работы заключается в пятидесятикратном нажатии кнопки «Пуск» и регистрации в таблице измерений показаний секундомера. Последующая обработка результатов измерений производится в соответствии с требованиями методических рекомендаций.

## 3. Изучение распределения Больцмана

Объект исследования в данной работе – облако электронов, находящихся между катодом и анодом электровакуумного диода. Эмитированные катодом электроны – идеальный газ, температура которого равняется температуре катода. В отсутствие электрического поля концентрация электронного газа постоянна. В присутствии внешнего силового поля концентрация становится различной в разных точках пространства. Обратное включение диода (на катод подается положительный потенциал, а на анод – отрицательный) приводит к тому, что концентрация электронов от катода к аноду убывает согласно распределению Больцмана.

Шаблон компьютерной симуляции наряду с управляющими элементами содержит принципиальную схему установки (рис. 2). Схема включает амперметр, вольтметр, измеряющий напряжение между анодом и катодом, и реостат.

Рис. 2. Экран виртуальной лабораторной работы «Изучение распределения Больцмана»

*Fig.* 2. The screen of the virtual laboratory work "The Boltzman distribution study"



Ползунковым реостатом можно изменять показания вольтметра U от 0 до 700 мВ с шагом 1 мВ. Анодный ток I при этом изменяется согласно зависимости  $I = I_{max} \exp(-qU/kT)$ .

В каждой лабораторной работе индивидуальны значения силы тока в отсутствие электрического поля  $I_{\text{max}}$  и температура электронного газа *T*. Диапазон рабочих значений силы тока 2 100–2 400 мкА, а температуры – 1 100–1 400 К.

Персонификация студента осуществляется по значению силы тока, это открытый параметр, температура рассчитывается и однозначным признаком быть не может.

Для придания естественности измерениям расчетные показания амперметра модифицируются. Значения анодного тока *I* заменяются значениями, полученными генерацией случайных чисел, равномерно распределенных в интервале (0.8*I*; 1.2*I*). Исключение составляет лишь используемое для персонификации значение  $I(0) = I_{max}$ , оно остается неизменным.

В процессе выполнения данной лабораторной работы студент, перемещая бегунок реостата, регистрирует показания амперметра и вольтметра. Построив вольтамперную характеристику, рассчитывает температуру электронного газа.

### 4. Изучение работы источника постоянного тока

Неразветвленная электрическая цепь постоянного тока состоит из источника тока и резистора с переменным сопротивлением. Измерительные приборы, амперметр и вольтметр подключены, как показано на схеме (рис. 3). Зависимость падения напряжения на резисторе от силы тока U = E - Ir линейна. Сняв вольтамперную характеристику, можно определить электродвижущую силу источника *E*, его внутреннее сопротивление *r*, ток короткого замыкания  $I_{\kappa 3} = E/r$ , полезную и полную мощность.

В рамках симуляции принято, что диапазон изменения ЭДС составляет 10–60 В с шагом 0.5 В, а диапазон изменения внутреннего сопротивления 400–700 Ом. Тогда диапазон тока короткого замыкания 15–150 мА.

Перемещая ползунок реостата, задаем дискретное вещественное число  $n_i$ , лежащее в интервале [0;1] с шагом 0.001. Тогда значения силы тока определяются выражением  $I_i = I_{\kappa 3} n_i$ , а напряжения – выражением  $U_i = E - rI_i$ . Итого в симуляции можно получить 1 000 значений измеряемых параметров. Если номер i > 900, то регистрируется перегрузка по току, и вместо показаний амперметр выводит сообщение об этом. Если значение i < 100, то значения берутся в сотой точке. Это значение соответствует остаточному сопротивлению реостата. При значении i > 300 производится модификация показаний вольтметра в диапазоне  $\pm 1$  % от расчетного значения посредством генератора случайных чисел.



Персонифицированными и передаваемыми в шаблон симуляции для конкретного студента являются величина ЭДС (открытый параметр) и внутреннее сопротивление источника (закрытый параметр). Идентификация студента осуществляется по показаниям вольтметра при разомкнутом ключе, соответствующим значению ЭДС.

## 5. Определение удельного заряда электрона

Центральный элемент лабораторной установки для измерения удельного заряда электрона – магнетрон, электровакуумный триод, помещенный в соленоид. Зависимость анодного тока от тока соленоида позволяет рассчитать удельный заряд. Шаблон компьютерной симуляции включает принципиальную схему установки и управляющие элементы (рис. 4). В их число входят два амперметра, один – в цепи соленоида, другой – в анодной цепи, вольтметр, измеряющий напряжение между анодом и катодом, и два реостата.



*Рис. 4.* Экран виртуальной лабораторной работы «Определение удельного заряда электрона»

*Fig.* 4. The screen of the virtual laboratory work "The electron specific charge measuring"

#### Управляющие элементы

Реостат R<sub>1</sub> Вольтметр V: 52 В Реостат R<sub>2</sub> Амперметр A<sub>1</sub>: 13.6 mA Амперметр A<sub>2</sub>: 0.593 A Параметры магнетрона: 1=(62±2) мм, R= (2.8±0.2) мм, N=1900

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2 С помощью реостата  $R_1$  выставляется напряжение анод-катод. Реостат  $R_2$  регулирует ток в цепи соленоида от 0 до 2 A с шагом 1 мА. Анодный ток измеряется амперметром  $A_1$ , а ток в цепи соленоида – амперметром  $A_2$ .

Анализ движения электронов в магнетроне приводит к следующему выводу. Идеальная зависимость анодного тока от тока в цепи соленоида  $I_a(I_s)$  имеет вид ступеньки. Ток соленоида, при котором анодный ток прекращается, называется отсекающим. В условиях реального эксперимента ступенька размывается прежде всего по причине неоднородности магнитного поля вдоль оси соленоида конечной длины. На реальных кривых ток отсечки определяется из условия  $I_a(I_{omc}) = I_0/2$ .

Для вычисления анодного тока при нулевом токе в цепи соленоиде  $I_0$  воспользуемся законом трёх вторых  $I_0 = aU^{3/2}$ , где a – первеанс, коэффициент, зависящий от конфигурации и геометрических размеров и материала электродов.

Параметры симуляции подбираются так, чтобы количественно результаты опытов соответствовали режимам работы реальной установки. Если для значений первеанса определить интервал  $0.05 \le a \le 0.0995$ , то при напряжениях (60–80) В значение анодного тока будет лежать в интервале (23–71) мА.

Пусть число витков соленоида – *N*, длина – *l*, а радиус – *R*, тогда эти параметры и удельный заряд электрона связаны соотношением

$$\frac{e}{m} = \frac{8l^2}{\left(K\mu_0 NR\right)^2} \frac{U}{I_{\text{orc}}^2}.$$

Поправочный коэффициент К вводится для учета неоднородности магнитного поля.

Для тока отсечки идеальной ступеньки получаем  $I_{omc} = b\sqrt{U}$ , где  $b = \frac{2l}{K\mu_0 NR} \sqrt{\frac{2m}{e}}$ .

Индивидуальными и передаваемыми в шаблон для конкретного студента являются константы a и N. Число витков соленоида ограничено интервалом  $1900 \le N \le 4000$ .

Известные константы a и N и выставленное напряжение катод-анод в построенной модели однозначно определяют значения  $I_0$  и  $I_{orc}$ .

Реостат  $R_2$  меняет ток соленоида от 0 до 2 А с шагом 1 мА. Для расчета величины анодного тока была подобрана функция, размывающая идеальную ступеньку,

$$I_a(I_s) = I_0\left(\exp\left(-\frac{I_{omc}}{D}\right) + 1\right) / \left(\exp\left(\frac{I_s - I_{omc}}{D}\right) + 1\right).$$

Здесь  $D = cI_{omc}$  – ширина области размытия, полагалось, что c = 0.15. Для построенной функции справедливо  $I_a(0) = I_0$ , ее график приведен на рис. 5.

*Puc.* 5. Зависимость анодного тока от тока соленоида *Fig.* 5. The anode current vs the solenoid current



ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 2 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 2

Для придания реалистичности показания амперметра A<sub>1</sub> в диапазоне (10–90) % от максимального значения зашумлялись генератором случайных чисел.

Открытым параметром в этой работе является число витков магнетрона, а закрытым – первеанс. Выполнение работы заключается в том, что, выставив реостатом  $R_1$  напряжение на аноде, студент, перемещая ползунок реостата  $R_2$ , снимает зависимость анодного тока от тока соленоида.

### 6. Вынужденные колебания в колебательном контуре

Напряжение на конденсаторе колебательного контура, содержащего последовательно включенный генератор гармонических сигналов, зависит от частоты этого сигнала. Явление резонанса можно изучать, снимая зависимость напряжения от частоты. Для измерения напряжения используется вольтметр. Принципиальная схема лабораторной установки приведена на рис. 6.

Управляющие элементы симуляции – ползунок, изменяющий частоту выходного сигнала генератора, и ползунковый реостат, изменяющий сопротивление колебательного контура.





#### Управляющие элементы



Индивидуальными и передаваемыми в шаблон для конкретного студента являются следующие константы: электроемкость конденсатора C, индуктивность соленоида L и три значения сопротивления, для которых снимаются резонансные кривые. Выходное напряжение генератора E полагается постоянным и равным одному вольту.

Для того чтобы параметры симуляции в целом соответствовали параметрам реальной установки, принято, что диапазон используемых сопротивлений составляет 30–400 Ом, емкость конденсатора 20–80 нФ, индуктивность катушки 2–50 мГн. Тогда резонансная частота контура лежит в диапазоне 2 920–25 200 Гц.

Частоту гармонического сигнала генератора можно изменять в интервале 10–100 000 Гц с шагом 10 Гц. Сопротивление ползункового реостата в колебательном контуре изменяется дискретно с шагом 1 Ом в диапазоне 10–500 Ом.

Установив заданное значение сопротивления, студент, изменяя частоту генератора v, снимает амплитудно-частотную характеристику U(v). Регистрируемые показания вольтметра U рассчитываются согласно известным соотношениям для колебательного контура.

Построив по результатам измерений резонансную кривую, студент определяет частоту резонанса и добротность контура.

### Заключение

Апробация описанных работ прошла в процессе изучения физики студентами инженерных специальностей технического университета. Вынужденный переход к дистанционному обучению в условиях пандемии обусловил поиски новых форм взаимодействия преподавателя и студента. Студенты выполняли лабораторную работу, используя любое доступное им компьютерное устройство. Индивидуализация параметров виртуальной установки благотворно сказывалась на самостоятельности работы. Редкие попытки использования чужих результатов немедленно становились очевидными. Полученный в процессе работы опыт будет полезен при расширении списка симуляторов лабораторных работ.

## Список литературы

- Lustig F., Brom P., Kuriscak P., Dvorak J. "Hands-on-Remote" Laboratories. In: Proc of the 15<sup>th</sup> International Conference on Remote Engineering and Virtual Instrumentation (REV 2018), 21–23.03.2018. University of Applied Science Dusseldorf (HSD), Germany, 2018, pp. 446– 455.
- 2. **Baranov A. V.** Virtual students' laboratories in the physics practicum of the Technical University. In: 13<sup>th</sup> International Scientific-Technical Conference on Actual Problems of Electronics Instrument Engineering (APEIE), 2016, pp. 326–328. DOI 10.1109/APEIE.2016.7802287
- 3. Интерактивное моделирование физических явлений в среде Phet: Метод. указания и сб. заданий / Сост. М. П. Сарина, А. В. Топовский. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2014. 72 с.
- 4. Механика и термодинамика: Лабораторный практикум по физике для 1, 2 курса технических специальностей всех форм обучения. Сост. В. Г. Дубровский и др. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2015. 80 с.

## References

- Lustig F., Brom P., Kuriscak P., Dvorak J. "Hands-on-Remote" Laboratories. In: Proc of the 15<sup>th</sup> International Conference on Remote Engineering and Virtual Instrumentation (REV 2018), 21–23.03.2018. University of Applied Science Dusseldorf (HSD), Germany, 2018, pp. 446– 455.
- 2. **Baranov A. V.** Virtual students' laboratories in the physics practicum of the Technical University. In: 13<sup>th</sup> International Scientific-Technical Conference on Actual Problems of Electronics Instrument Engineering (APEIE), 2016, pp. 326–328. DOI 10.1109/APEIE.2016.7802287
- 3. The physical phenomena interactive simulation in the Phet environment. Method. instructions and the collection of tasks. Comp. by M. P. Sarina, A. V. Topovskiy. Novosibirsk, NSTU Press, 2014, 72 p. (in Russ.)
- 4. Mechanics and thermodynamics. Laboratory practical training in physics for the 1<sup>st</sup>, 2<sup>nd</sup> year of technical specialties of all forms of education. Comp. by V. G. Dubrovskiy et al. Novosibirsk, NSTU Press, 2015, 80 p. (in Russ.)

## Информация об авторах

Андрей Дмитриевич Заикин, кандидат технических наук, доцент Игорь Иванович Суханов, кандидат физико-математических наук, доцент

## Information about the Authors

Andrey D. Zaikin, Candidate of Technical Sciences, Associate Professor Igor I. Suhanov, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Associate Professor

> Статья поступила в редакцию 30.08.2021; одобрена после рецензирования 01.10.2021; принята к публикации 01.10.2021 The article was submitted 30.08.2021; approved after reviewing 01.10.2021; accepted for publication 01.10.2021

«Сибирский физический журнал» публикует обзорные, оригинальные и дискуссионные статьи, посвященные научным исследованиям и методике преподавания физики в различных разделах науки, соответствующих направлениям подготовки на кафедрах физического факультета НГУ. Журнал издается на русском языке, однако возможна публикация статей иностранных авторов на английском языке.

1. Очередность публикации статей определяется их готовностью к печати. Рукописи, оформленные без соблюдения правил, к рассмотрению не принимаются.

Вне очереди печатаются краткие сообщения (не более четырех журнальных страниц), требующие срочной публикации и содержащие принципиально новые результаты научных исследований, проводимых в рамках тематики журнала.

Рекламные материалы публикуются при наличии гарантии оплаты, устанавливаемой по соглашению сторон.

2. В журнале печатаются результаты, ранее не опубликованные и не предназначенные к одновременной публикации в других изданиях. Публикация не должна нарушить авторского права других лиц или организаций.

Направляя свою рукопись в редакцию, авторы автоматически передают учредителям и редколлегии права на издание данной статьи на русском или английском языке и на ее распространение в России и за рубежом. При этом за авторами сохраняются все права как собственников данной рукописи. В частности, согласно международным соглашениям о передаче авторских прав за авторами остается право копировать опубликованную статью или ее часть для их собственного использования и распространения внутри учреждений, сотрудниками которых они являются. Копии, сделанные с соблюдением этих условий, должны сохранять знак авторского права, который появился в оригинальной опубликованной работе. Кроме того, авторы имеют право повторно использовать весь этот материал целиком или частично в компиляциях своих собственных работ или в учебниках, авторами которых они являются. В этих случаях достаточно включить полную ссылку на первоначально опубликованную статью.

3. Направлять рукописи в редакцию авторам рекомендуется по электронной почте либо приносить в редакцию электронную версию (в форматах MS WORD – \*.doc, или \*.docx, или \*.rtf) на диске или флэш-памяти. Такая отправка исходных материалов значительно ускоряет процесс рецензирования.

Авторам предлагается посылать свои сообщения в наиболее сжатой форме, совместимой с ясностью изложения, в совершенно обработанном и окончательном виде, предпочтительно без формул и выкладок промежуточного характера и громоздких математических выражений. Не следует повторять в подписях к рисункам пояснений, уже содержащихся в тексте рукописи, а также представлять одни и те же результаты и в виде таблиц, и в виде графиков.

Рекомендованный объем присылаемых материалов: обзорные статьи – до 25-ти страниц, оригинальные материалы – до 12-ти страниц, краткие сообщения – до 4-х страниц. В любом случае объем рукописи должен быть логически оправданным.

Не рекомендуется предоставление электронных копий рукописей в формате LATEX. По техническим условиям издательства в этом случае рукопись будет преобразована редакцией в формат MS WORD, что может привести к значительному увеличению времени обработки рукописи и искажениям авторского текста.

Сокращений слов, кроме стандартных, применять нельзя. Все страницы рукописи должны быть пронумерованы.

4. При отправке файлов по электронной почте просим придерживаться следующих правил:

• указывать в поле subject (тема) название, номер журнала и фамилию автора;

использовать attach (присоединение);

• в случае больших объемов информации возможно использование общеизвестных архиваторов (ARJ, ZIP, RAR);

- в состав электронной версии рукописи должны входить:
  - ✓ файл, содержащий текст рукописи со вставленными в него рисунками;
  - ✓ отдельные файлы с рисунками высокого качества;

✓ файл со сведениями об авторах (полностью фамилия, имя, отчество, ученые степень и звание, место работы, служебный адрес и телефон, адрес электронной почты для оперативной связи);

✓ файл с переводом на английский язык следующей информации: ФИО авторов, аффилиация, адрес, название статьи, аннотация, ключевые слова, подрисуночные подписи, названия таблиц.

Авторы вставляют рисунки и таблицы в текст рукописи так, как считают нужным. Рукопись обязательно должна быть подписана автором, а при наличии нескольких авторов – всеми соавторами.

Редакция обращает внимание авторов на возможность и целесообразность использования цветного графического материала.

5. В начале рукописи должны быть указаны индекс УДК, название статьи, ФИО авторов (полностью), название и почтовый адрес учреждений, в которых выполнена работа, аннотация, содержащая основные результаты и выводы работы (в английском варианте не менее 1 000 знаков, русский вариант должен соответствовать английскому), ключевые слова, сведения о финансовой поддержке работы.

## Например:

УЛК 29 19 37 <sup>.</sup> 47 03 08					
Оценка конвективного массопереноса					
Иван Иванович Иванов					
Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук Новосибирск, Россия ivan@academ.org, https://orcid.org/xxxx-xxxx-xxxx					
Аннотация					
Ключевые слова					
Благодарности					
Evaluation of Convective Mass Transfer					
Ivan I. Ivanov					
Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences Novosibirsk, Russian Federation ivan@academ.org, https://orcid.org/xxxx-xxxx-xxxx					
Abstract					
Keywords					
Acknowledgements					
Основной текст статьи					

Список литературы / References (в порядке цитирования)

Сведения об авторе / Information about the Author

Иванов Иван Иванович, доктор физико-математических наук, профессор

Ivan I. Ivanov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor

WoS Researcher ID Scopus Author ID SPIN

Подпись автора (авторов)

6. Параметры страницы: формат – А4; ориентация – книжная; поля (*см*): слева – 2,5; справа – 1; сверху – 2,5; снизу – 2,3; от края до нижнего колонтитула – 1,3.

7. Основной текст: стиль – «Обычный»: гарнитура (шрифт) Times New Roman (Cyr), кегль (размер) 12 пунктов, абзацный отступ – 0,5 см, через 1,5 интервала, выравнивание – по ширине.

В тексте рукописи следует избегать аббревиатур, даже таких общепринятых, как ЭДС, ВТСП и т. п. Использование аббревиатур и простых химических формул в заголовках рукописей совершенно недопустимо. Следует писать: высокотемпературная сверхпроводимость, кремний, арсенид галлия и т. п., давая при необходимости соответствующую аббревиатуру или химическую формулу в тексте. Исключение могут составлять формулы сложных химических соединений. Каждое первое употребление аббревиатуры в тексте должно быть четко пояснено.

## Не следует:

• производить табуляцию;

• разделять абзацы пустой строкой;

• использовать макросы, сохранять текст в виде шаблона и с установкой «только для чтения»;

распределять текст по двум или более столбцам;

• расставлять принудительные переносы.

8. Таблицы должны иметь заголовки (на русском и английском языках). В таблицах обязательно указываются единицы измерения величин.

9. Число рисунков должно быть логически оправданным, качество – высоким. Файлы изображений должны находиться в том же каталоге, что и основной документ и иметь имена, соответствующие номерам рисунков в рукописи (например, 09.tif или 22a.jpg).

10. Подписи к рисункам (на русском и английском языках) в электронной версии рукописи выполняются под рисунками, точка в конце не ставится. Если имеется несколько рисунков, объединенных одной подписью, они обозначаются русскими строчными буквами: а, б, в...

11. Формулы набираются в редакторе формул Microsoft Equation MathType в подбор к тексту или отдельной строкой по центру, кегль 11 пт.

Нумерация формул сквозная, в круглых скобках, прижатых к правому полю. Нумеровать следует только те формулы, на которые есть ссылки в тексте.

## Настройки редактора формул

Define Sizes						×
Full	11	pt	•			ОК
Subscript/Superscript	58	%	•		$(1+B)^2$	Cancel
Sub-Subscript/Superscript	42	%	-		$\nabla kp$	
Symbol	150	8	•		$\sum X_{n_k}$	Help
Sub-symbol	100	8	•		p=1 ~	
User 1	75	8	•			Apply
User 2	150	8	•	-	🔽 Use for new equati	ons Factory settings
r	,			_		

а

efine Styles		×
Simple	C Advanced	OK
Primary font: Time	es New Roman 🗾	Cancel
Greek and math fonts: Sym	ibol and MT Extra	Help
✓ Italic variables		Apply
🔲 Italic lower-case Greek		Factory settings
		Use for new equations
	б	

12. Библиографические ссылки. В тексте в квадратных скобках арабскими цифрами указывается порядковый номер научного труда в библиографическом списке, например: [2; 3], [4–6] и т. д. В конце рукописи помещается список литературы в порядке упоминания в рукописи. Ссылки на российские издания приводятся на русском языке и сопровождаются переводом на английский язык (в отдельной строке, но под тем же номером). Библиографическое описание публикации включает: фамилию и инициалы автора, полное название работы, а также издания, в котором опубликована (для статей), город, название издательства, год издания, том (для многотомных изданий), номер, выпуск (для периодических изданий), объем публикации (количество страниц – для монографии, первая и последняя страницы – для статьи).

Ссылки на интернет-источники, базы данных и т. п. ресурсы, не поддающиеся библиографическому описанию, оформляются в виде примечаний (сносок).

13. В конце рукописи авторы могут поместить список использованных обозначений и сокращений.

14. Возвращение рукописи на доработку не означает, что рукопись уже принята к печати. Доработанный вариант необходимо прислать в редакцию в электронном виде с соблюдением
всех требований вместе с ее начальной версией, рецензией и ответом на замечания рецензента не позднее двух месяцев со дня его отсылки. В противном случае первоначальная дата поступления рукописи при публикации не указывается.

15. Решение редакционной коллегии о принятии рукописи к печати или ее отклонении сообщается авторам.

В случае приема рукописи к публикации авторы должны прислать или передать в редакцию два бумажных экземпляра рукописи. Материалы печатаются на принтере на одной стороне стандартного (формат A4) листа белой бумаги. При этом тексты рукописи в бумажной и электронной версиях должны быть идентичными.

16. К рукописи прилагаются письмо от учреждения, в котором выполнена работа, и экспертное заключение о возможности ее опубликования в открытой печати. Если коллектив авторов включает сотрудников различных учреждений, необходимо представить направления от всех учреждений.

Сообщения, основанные на работах, выполненных в учреждении (учреждениях), должны содержать точное название и адрес учреждения (учреждений), публикуемые в статье.

17. После подготовки рукописи к печати редакция отправляет авторам электронную версию статьи с просьбой срочно сообщить в редакцию электронной почтой о замеченных опечатках для внесения исправлений в печатный текст.

18. После выхода журнала статьи размещаются на сайте физического факультета НГУ, а также на сайте Научной электронной библиотеки (elibrary.ru).

Адрес редакции

Физический факультет, к. 140 главного корпуса НГУ ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, редакция «Сибирского физического журнала»

> тел. +7 (383) 363 44 25 physics@vestnik.nsu.ru