СИБИРСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Научный журнал Основан в 2006 году

2021. Том 16, № 1

СОДЕРЖАНИЕ

Квантовая оптика, квантовая электроника

Лизунов С. А., Жуков В. П., Булгаков А. В., Булгакова Н. М. Численное исследование динамики нагрева золота ультракороткими дихроматическими импульсами лазерного излучения

Физика высоких энергий, ускорителей и высокотемпературной плазмы

Шаманин И. В., Аржанников А. В., Приходько В. В., Шмаков В. М., Модестов Д. Г., Луцик И. О., Полозков С. Д., Беденко С. В. Гибридная «синтез-деление» реакторная установка на ториевом топливе с источником дополнительных термоядерных нейтронов

21

5

Физика жидкости, нейтральных и ионизованных газов

Кочарин В. Л., Семёнов Н. В., Косинов А. Д., Яцких А. А., Шипуль С. А., Ермолаев Ю. Г. Экспериментальное исследование влияния единичного числа Рейнольдса на поло- жение ламинарно-турбулентного перехода на крыле с дозвуковой передней кром- кой при числе Маха 2	44
Усынина Ю. И., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семёнов Н. В. Исследование влияния единичного числа Рейнольдса на характеристики N-волны при M = 2,5	53
Садовский И. А., Катасонов М. М., Павленко А. М. Исследование развития локализо- ванных возмущений в пограничном слое плоской пластины в условиях повышен- ной степени турбулентности набегающего потока за уступом поверхности	65
Яцких А. А., Панина А. В., Кочарин В. Л., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семёнов Н. В. Экспериментальные исследования влияния периодической модуляции течения на развитие возмущений в пограничном слое скользящего крыла при числе Maxa 2,5	81
Физика твердого тела, полупроводников, наноструктур	
Азаров И. А., Купер К. Э., Лемзяков А. Г., Поросев В. В., Шкляев А. А. Модификация оптических свойств поверхностей методом напыления под скользящими углами	91
Гилев С. Д., Прокопьев В. С. Электросопротивление алюминия при ударном сжатии	101
<i>Измайлова Г. Р.</i> Имитация электромагнитно-акустического нагрева нефтяного пласта в лабораторных условиях	109
Информация для авторов	117



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, № 1

CONTENTS

Quantum Optics, Quantum Electronics

Lizunov S. A., Zhukov V. P., Bulgakov A. V., Bulgakova N. M. A Numerical Study of the Dy- namics of Gold Heating by Ultra-Short Dichromatic Laser Pulses	5
High-Energy and Accelerator Physics, Physics of High-Temperature Plasma	
Shamanin I. V., Arzhannikov A. V., Prikhodko V. V., Shmakov V. M., Modestov D. G., Lu- tsik I. O., Polozkov S. D., Bedenko S. V. Hybrid "Fusion-Fission" Reactor Facility on Thorium Fuel with a Source of Additional Thermonuclear Neutrons	21
Physics of a Fluid, Neutral and Ionized Gases	
Kocharin V. L., Semionov N. V., Kosinov A. D., Yatskikh A. A., Shipul S. A., Yermolaev Yu. G. Experimental Study of the Influence of Unit Reynolds Number on the Laminar- Turbulent Transition on the Model Swept Wing with a Subsonic Leading Edge at $M = 2$	44
<i>Usynina Yu. I., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Semionov N. V.</i> Research on the Influence of the Unit Reynold's Number on the Characteristics of N-Waves at M = 2.5	53
Sadovsky I. A., Katasonov M. M., Pavlenko A. M. Investigation of the Development of Local- ized Disturbances in the Boundary Layer of a Flat Plate under Conditions of Moderate Degree of the Incoming Flow Turbulence behind the Surface Step	65
Yatskikh A. A., Panina A. V., Kocharin V. L., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Semeniov N. V. Experimental Studies of the Impact of Periodic Modulation of the Flow on the Development of Disturbances in the Boundary Layer of a Swept Wing at a M = 2.5	81
Solid-State and Semiconductor Physics, Physics of Nanostructures	
Azarov I. A., Kuper K. E., Lemzyakov A. G., Porosev V. V., Shklyaev A. A. The Modification of Optical Properties of the Surfaces by the Glancing Angle Deposition Technique	91
Gilev S. D., Prokopiev V. S. Electrical Resistivity of Aluminum under Shock Compression	101
Izmailova G. R. Simulation of Electromagnetic-Acoustic Heating of the Oil Layer in Laboratory Conditions	109

Instructions to Contributors

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2021. Том 16, № 1 Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 1

117



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 materials 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/

УДК 544.032.65 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-5-20

Численное исследование динамики нагрева золота ультракороткими дихроматическими импульсами лазерного излучения

С. А. Лизунов¹, В. П. Жуков^{2,3}, А. В. Булгаков¹, Н. М. Булгакова¹

¹ Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН Новосибирск, Россия

² Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий Новосибирск, Россия

> ³ Новосибирский государственный технический университет Новосибирск, Россия

Аннотация

Изучены процессы взаимодействия фемтосекундных импульсов лазерного излучения умеренной интенсивности с металлами на примере золота. Основное внимание уделено исследованию дихроматических режимов лазерного воздействия, что соответствует новой тенденции в области лазерной обработки материалов. На основе двухтемпературного приближения разработана модель, в которую введен дихроматический источник энергии лазерного излучения, а также учтено влияние температуры электронов на коэффициент отражения облучаемого материала и теплофизические свойства его электронной подсистемы. Для численной реализации модели создана неявная дивергентная конечно-разностная схема с улучшенным методом описания процесса плавления в сравнении с предыдущими работами. Расчеты по модели показали, что поглощение энергии золотом зависит от последовательности воздействия двух импульсов на разных длинах волн и времени задержки между ними, а для корректного описания поглощенной энергии необходимо учитывать изменение коэффициента отражения поверхности в процессе облучения. Разработанная модель может представлять интерес для оптимизации процессов обработки материалов ультракороткими дихроматическими лазерными импульсами.

Ключевые слова

лазерная обработка металлов, ультракороткие лазерные импульсы, дихроматическое излучение, оптические свойства, численное моделирование

Источник финансирования

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН и при поддержке РФФИ (проект № 19-38-90203)

Для цитирования

Лизунов С. А., Жуков В. П., Булгаков А. В., Булгакова Н. М. Численное исследование динамики нагрева золота ультракороткими дихроматическими импульсами лазерного излучения // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 1. С. 5–20. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-5-20

© С. А. Лизунов, В. П. Жуков, А. В. Булгаков, Н. М. Булгакова, 2021

A Numerical Study of the Dynamics of Gold Heating by Ultra-Short Dichromatic Laser Pulses

S. A. Lizunov¹, V. P. Zhukov^{2,3}, A. V. Bulgakov¹, N. M. Bulgakova¹

 ¹ S. S. Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation
 ² Federal Research Center for Information and Computational Technologies Novosibirsk, Russian Federation
 ³ Novosibirsk State Technical University Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

The interaction of femtosecond laser pulses of moderate intensity with metals by the example of gold is studied. The main attention is paid to dichromatic regimes of laser irradiation corresponding to a new trend in the field of laser processing of materials. Based on the two-temperature approximation, a new model is created which involves a dichromatic source of the laser radiation energy and also takes into account the influence of the electron temperature on the reflection coefficient of the irradiated material and thermophysical properties of its electronic subsystem. For numerical implementation of the model, an implicit divergent finite-difference scheme is created with an improved method for describing the melting process in comparison with previous works. The model calculations have shown that the absorption of the laser energy by gold depends on the sequence of two pulses at different wavelengths and the delay time between them, and for correct description of the absorbed energy, it is necessary to take into account the change of the reflection coefficient of the surface during irradiation. The developed model may be of interest for optimizing the processing of materials with ultra-short dichromatic laser pulses.

Keywords

laser processing of metals, ultra-short laser pulses, dichromatic radiation, optical properties, numerical simulation *Funding*

The work was carried out within the framework of the state contract with IT SB RAS and with the support of the RFBR (project no. 19-38-90203)

For citation

Lizunov S. A., Zhukov V. P., Bulgakov A. V., Bulgakova N. M. A Numerical Study of the Dynamics of Gold Heating by Ultra-Short Dichromatic Laser Pulses. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 1, p. 5–20. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-5-20

Введение

Ультракороткие (фемто- и пикосекундные) импульсы лазерного излучения представляют значительный интерес как средство исследования фундаментальных явлений в конденсированных средах при их быстром нагреве и находят все более широкое применение в технологиях обработки различных материалов [1-4]. Это связано с наличием ряда преимуществ ультракоротких лазерных импульсов при воздействии на материалы в сравнении с более длинными импульсами. Так, пренебрежимо малый отвод тепла из нагреваемой лазером области за время действия лазерного импульса позволяет управлять размерами этой области и производить прецизионную обработку материалов [5–7]. Другим преимуществом является отсутствие энергетических потерь, связанных с поглощением излучения в плазме продуктов абляции, которая образуется позже окончания лазерного импульса [1: 2; 7]. Благодаря этим преимуществам фемтосекундные лазеры, несмотря на их относительную дороговизну, уже широко используются при резке, сварке, очистке, сверлении и структурировании твердых поверхностей [1; 6; 8], напылении тонких пленок, синтезе наноразмерных частиц и новых наноматериалов [3; 9], изготовлении компонентов микроприборов [8], в различных областях медицины (дерматология, офтальмология, клеточная хирургия) [10] и др. Помимо использования в практических приложениях, воздействие ультракоротких импульсов на различные материалы представляет самостоятельный научный интерес как инструмент для исследования неравновесной термодинамики, изучения в реальном времени химических реакций и проявлений критических явлений в сверхбыстрых процессах [2; 3; 11; 12].

В последнее время возник интерес к воздействию на материалы дихроматических лазерных импульсов, когда облучение осуществляется двумя ультракороткими импульсами разной длины волны. Обнаружено, что такие режимы позволяют повысить эффективность удаления вещества с поверхности материала в сравнении с монохроматическими импульсами [13; 14], что является важным для многих технологических приложений. Найдено также, что облучение металлов, полупроводников и диэлектриков с использованием комбинации двух длин волн лазерного излучения значительно улучшает качество обрабатываемых поверхностей и продуктивность процессов при резке, сверлении микронных отверстий, наноструктурировании поверхностей, синтезе наночастиц [13–18]. Природа повышения эффективности воздействия на материалы при комбинировании двух длин волн остается неясной. Из теоретических работ этого направления можно указать лишь моделирование облучения плавленого кварца при комбинации первой и третьей гармоник титан-сапфирового лазера [19], где показана возможность достижения температуры поверхностного слоя материала, значительно превышающей уровень температур при воздействии каждой из гармоник в отдельности с одинаковой общей энергией.

Следует отметить, что и для монохроматического излучения процессы воздействия ультракоротких импульсов на вещество все еще недостаточно изучены, несмотря на большое количество исследований. Это связано с проблемой описания сильно неравновесной системы, в которой электроны нагреваются до высоких температур, а ионная решетка остается холодной, а также с зависимостью протекания процессов от параметров облучения (интенсивность, длина волны, длительность импульса, поляризация излучения, угол падения на облучаемую поверхность) и свойств облучаемого вещества (оптические и термодинамические свойства, состав, микроструктура, шероховатость поверхности). Совместное воздействие лазерных импульсов на двух длинах волн еще более усложняет общую картину взаимодействия излучения с веществом.

В настоящей работе приведены результаты численного моделирования динамики нагрева золота ультракороткими моно- и дихроматическими лазерными импульсами титан-сапфирового лазера (первая и вторая гармоники, 800 и 400 нм соответственно) в режимах вблизи порога плавления. Моделирование проведено на основе двухтемпературной модели [20], для численной реализации которой построена неявная дивергентная конечно-разностная схема. В модели использованы данные работы [21], где на основе теории функционала плотности получены зависимости от температуры для теплоемкости и теплопроводности электронов и коэффициента электрон-фононного взаимодействия. Эти зависимости, аппроксимированные в данной работе полиномиальными функциями, позволяют более точно описать поведение параметров металла при его неравновесном нагреве в сравнении с широко используемыми упрощенными зависимостями [5; 7; 22]. В настоящей работе также учтена зависимость коэффициета отражения от температуры электронов, что значительно влияет на динамику поглощения излучения [23]. В случае дихроматического облучения расчеты выполнены для одновременного и последовательного воздействия импульсов на разных длинах волн. Выявлено, что при фиксированной полной энергии в двух последовательных импульсах поглощенная энергии зависит от взаимного временного расположения импульсов.

1. Основные положения модели

1.1. Двухтемпературная модель нагрева металлов

Схема взаимодействия лазерного пучка с поглощающим материалом представлена на рис. 1. В металлах энергия лазерного излучения поглощается «газом» свободных электронов в скин-слое с характерным размером от нескольких нанометров до нескольких десятков нанометров в зависимости от типа металла и длины воны облечения. Термализация поглощенной энергии внутри электронного газа происходит намного быстрее, чем ее передача кристаллической решетке, так что уже в течение фемтосекундного импульса (типичная длительность ~ 100 фс) возбужденный газ электронов можно охарактеризовать квазиравновесной (и довольно высокой) температурой. Далее поглощенная энергия передается от электронов атомам решетки за счет столкновений за характерное время от нескольких пикосекунд до десятков пикосекунд в зависимости от вида металла [5]. Отметим, что при таких значениях времени диссипация тепла из зоны нагрева за счет теплопроводности остается незначительной [24]. Таким образом, при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами на материал возникает сильно неравновесное состояние, когда в течение импульса электроны нагреваются до высоких температур, а атомарная решетка материала остается холодной. Благодаря такой неравновесности при больших энергиях импульса реализуется объемный нагрев материала до сверхвысоких температур за ультракороткое время.



Рис. 1. Схема взаимодействия лазерного излучения с материалом (взято из [23]). Красным отмечена область сильного нагрева, которая в случае ультракоротких импульсов остается локализованной до моментов начала плавления и абляции

Fig. 1. Scheme of laser-matter interaction (taken from [23]). The region of strong heating, which remains localized until the moments of the melting and ablation onsets in the case of ultrashort pulses, is indicated by red color

Нагрев металлов фемтосскундными лазерными импульсами принято описывать двухтемпературной моделью [1; 3; 5; 7; 11; 12; 20; 23]. В этой модели вводятся температуры электронов проводимости T_e и решетки T_l , эволюция которых описывается двумя уравнениями теплопроводности, связанными общим членом, описывающим теплообмен между ними. В данной работе рассматривается одномерный случай, что оправдано малостью глубины проникновения энергии лазерного излучения в металл (~ 10 нм) по сравнению с размером пятна облучения (в экспериментах типичный размер пятна облучения фемтосскундными лазерными импульсами составляет 10–100 мкм):

$$C_{e} \frac{\partial T_{e}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{e} \frac{\partial T_{e}}{\partial x} \right) - g(T_{e} - T_{l}) + S(x, t)$$
$$C_{l} \frac{\partial T_{l}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{l} \frac{\partial T_{l}}{\partial x} \right) + g(T_{e} - T_{l})$$

Здесь S(x,t) – объемный источник тепла, описывающий поглощение энергии лазерного излучения электронами проводимости; x – расстояние вглубь мишени по нормали к её поверхности; C_e , C_l и K_e , K_l – теплоемкости и теплопроводности электронов и решетки соответственно; g – коэффициент, характеризующий скорость энергообмена между электронами и решеткой.

Расчеты проведены для фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера на двух его гармониках: фундаментальной (длина волны $\lambda = 800$ нм) и второй ($\lambda = 400$ нм). Причем импульсы двух гармоник могут падать на поверхность материала либо одновременно, либо последовательно с временной задержкой относительно друг друга. Временной профиль им-

пульсов хорошо аппроксимируется гауссовой зависимостью с шириной на полувысоте τ, которая принимается за длительность импульса. Ослабление лазерного излучения при его распространении вглубь материала описывается законом Ламберта – Бэра, который в общем случае имеет вид

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha x)$$
.

Здесь I_0 – интенсивность излучения, падающего на вещество; α – коэффициент поглощения в среде в случае его постоянного значения; x – расстояние, пройденное излучением в среде. Кроме того, в модели принимается во внимание перенос энергии, осуществляемый электронами, не испытывающими рассеяния (баллистические электроны), на глубину, превышающую характерную глубину поглощения [5]. С учетом описанных предположений объемный источник лазерного излучения в металле для случая дихроматического облучения можно записать в следующем виде:

$$S(x,t) = \frac{F_{0}\eta(1-R_{1})}{\tau_{1}\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{t-t_{m1}}{\tau_{1}}\right)^{2}\right] \frac{\exp\left[-x/(1/\alpha_{1}+\lambda_{ball})\right]}{1/\alpha_{1}+\lambda_{ball}} + \frac{F_{0}(1-\eta)(1-R_{2})}{\tau_{2}\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{t-t_{m2}}{\tau_{2}}\right)^{2}\right] \frac{\exp\left[-x/(1/\alpha_{2}+\lambda_{ball})\right]}{1/\alpha_{2}+\lambda_{ball}}.$$
(1)

В выражении (1) F_0 – общая плотность энергии лазерного излучения в двух гармониках; η – доля энергии излучения в импульсе фундаментальной гармоники; R_i и α_i – коэффициенты отражения и поглощения среды на длине волны соответствующей гармоники (величина $1/\alpha_i$ соответствует глубине поглощения излучения для импульса *i*-й гармоники); индексы *i* = 1 и 2 соответствуют фундаментальной и второй гармоникам; t_{mi} – момент времени, соответствующий максимуму лазерного импульса на *i*-й гармонике; τ_i – длительность *i*-го импульса; λ_{ball} – глубина проникновения электронов с баллистическими скоростями ~ 10^6 м/с [5].

Все приведенные ниже результаты получены для следующих значений параметров дихроматического лазерного импульса: $F_0 = 0.55 \text{ Дж/см}^2$, $\tau_1 = \tau_2 = 100 \text{ фc}$, $t_{m1} = t_{m2} + \Delta \tau$, где $\Delta \tau$ – задержка между двумя импульсами. В качестве материала мишени в настоящей работе рассматривается золото. Для него выбранная плотность энергии соответствует режимам облучения вблизи и несколько выше порога плавления для длин волн 800 и 400 нм. Расчеты начинались за 300 фс до максимума первого приходящего импульса. Задержка между импульсами варьировалась от -1 до 1 пс (отрицательная задержка означает, что первым приходит импульс на длине волны 800 нм). Используемые параметры типичны для экспериментов по облучению металлов ультракороткими лазерными импульсами [1; 3; 4; 25], что позволяет провести сравнение результатов расчетов настоящей работы с экспериментальными данными. Отличительной особенностью настоящей работы является введение двойного дихроматического импульсного источника лазерной энергии.

Начальная (фоновая) температура электронов и решетки в облучаемом образце полагалась равной 300 К. На поверхности материала, облучаемой лазерными импульсами, задавалось граничное условие равенства нулю потока тепла через границу:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)\Big|_{x=0} = 0.$$
 (2)

Дальняя граница расчетной области (см. рис. 1) располагалась достаточно глубоко в материале, так чтобы температура на ней оставалась равной фоновой.

1.2. Теплофизические параметры золота

При температурах электронов меньших энергии Ферми, теплоемкость и теплопроводность электронов в металлах обычно описываются упрощенными температурными зависимостями $K_e = K_{e,0}T_e/T_i$ и $C_e = A_eT_e$ (где A_e – константа), а коэффициент электрон-фононного взаимодействия g полагается постоянной величиной [5; 25]. Однако теоретические исследования, основанные на теории функционала плотности [21], показали, что для многих металлов эти параметры являются сильными функциями температуры уже при $T_e \sim 0,5$ эВ, что особенно ярко выражено для переходных и благородных металлов. Учет этого эффекта значительно улучшает теоретическое описание нагрева металлов ультракороткими лазерными импульсами [23]. Поэтому в настоящей работе использованы зависимости для золота, полученные в работе [21] (раздел 2.2), которые были аппроксимированы полиномами вида

$$K_e = v_f^2 C_e \tau_e / 3 [\text{Bt/m}^3 \text{K}], \qquad (3)$$

$$C_{e} = 10^{5} \cdot \left(0,7207 - 6,7589\tilde{T}_{e} + 50,74116\tilde{T}_{e}^{2} - 32,73731\tilde{T}_{e}^{3} + 6,44355\tilde{T}_{e}^{4}\right) \ [\text{Дж/m}^{3}\text{K}], \tag{4}$$

$$g[\text{Bt/m}^{3}\text{K}] = \begin{cases} 2, 6 \cdot 10^{16} \text{ при } T_{e} < 2600 \text{ K} \\ 10^{17} \cdot (0,3905 - 2,02752\tilde{T}_{e} + 6,98567\tilde{T}_{e}^{2} - 5,765999\tilde{T}_{e}^{3} + 1,92621\tilde{T}_{e}^{4} - 0,23943\tilde{T}_{e}^{5}) \\ \text{при } T_{e} > 2600 \text{ K} \end{cases}$$

(5)

В выражениях (4) и (5) используется нормированная температура $\tilde{T}_e = 10^{-4} \cdot T_e[K]$, скорость Ферми в золоте $v_f = 1,39 \cdot 10^6$ м/с, $1/\tau_e = AT_e^2 + BT_l$ с⁻¹ – полная частота рассеяния электронов (в столкновениях друг с другом и с ионами решетки), где $A = 1,2 \cdot 10^7$ K⁻²c⁻¹, $B = 1,23 \cdot 10^{11}$ K⁻¹c⁻¹ [26].

В настоящей работе для численной реализации модели использовалась также внутренняя энергия электронов $\varepsilon_e = \int C_e dT_e$ и решетки ε_l . При этом плавление материала учитывалось следующим образом:

$$T_{l} = \begin{cases} \varepsilon_{l} / C_{l} \operatorname{при} \varepsilon_{l} < C_{l} T_{m} \\ (\varepsilon_{l} - H_{m}) / C_{l} \operatorname{прu} \varepsilon_{l} > C_{l} T_{m} + H_{m} \\ T_{m} \operatorname{прu} C_{l} T_{m} < \varepsilon_{l} < C_{l} T_{m} + H_{m} \end{cases}$$
(6)

где T_m и H_m – температура и энтальпия плавления соответственно. Теплоемкость C_l предполагалась постоянной. При численной реализации модели нужна величина $\partial T_l / \partial \varepsilon_l$, для которой, соответственно, имеем

$$\frac{\partial T_l}{\partial \varepsilon_l} = \begin{cases} C_l^{-1} \operatorname{пpu} \varepsilon_l < C_l T_m & \text{или} \varepsilon_l > C_l T_m + H_m \\ 0 \operatorname{пpu} C_l T_m < \varepsilon_l < C_l T_m + H_m \end{cases}$$
(7)

Теплофизические параметры золота, используемые в расчетах, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Теплофизические параметры золота [1; 5; 26]	
	Table 1

Thermophysical parameters of gold [1; 5; 26]

<i>С</i> _{<i>l</i>} , Дж/(м ³ К)	K_l , BT/(M^3 K)	$H_{_m}$, Дж/м 3	T_m , K
$2,5 \cdot 10^{6}$	213	$1, 3 \cdot 10^9$	1337

1.3. Зависимость коэффициента отражения от температуры

Важнейшим параметром для адекватного описания воздействия лазерного излучения на материал является величина поглощенной энергии, которая определяет дальнейшую эволюцию материала (его плавление, испарение, фазовый взрыв) [27]. Для ультракоротких импульсов, когда абляция материала начинается после окончания лазерного воздействия, поглощенная энергия определяется коэффициентом отражения, который может значительно зависеть от температуры образца и, в частности, от температуры электронной подсистемы, меняющейся в процессе облучения [23]. Как известно [26], для поглощающих сред имеют место следующие соотношения для комплексного показателя преломления \tilde{n} и коэффициентов отражения R и поглощения α :

$$\tilde{n} = n + ik$$
, $R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$, (8)

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \,. \tag{9}$$

В некоторых работах при определении источника энергии (1) вводится добавка λ_{ball} , учитывающая глубину проникновения неравновесных баллистических электронов [5], что эквивалентно изменению k в (9), при этом коэффициент k в (8) не меняется [1], что представляется необоснованным. В настоящей работе было сделано предположение, что баллистические электроны не только вносят вклад в перенос поглощенной энергии вглубь материала, но и влияют на коэффициент отражения R. Логично полагать, что так называемые баллистические электроны, бесстолкновительно переносящие энергию на глубину, превышающую характерную длину поглощения излучения, появляются в функции распределения электронов лишь при значительном нагреве «электронного газа». В случае золота химический потенциал электронного газа начинает резко расти при достижении температуры ~ 6000 K [21], что означает стремительный рост внутренней энергии электронов, а значит, и их скоростей. Исходя из этого в данной работе предложена следующая зависимость коэффициента отражения от температуры электронов:

$$R = \begin{cases} R_{tab} - \frac{(R_{tab} - R_{ball})(T_e - 300)}{5700}, \text{ при } T_e < 6000 \text{ K}, \\ R_{ball}, \text{ при } T_e > 6000 \text{ K} \end{cases}$$
(10)

где

$$R_{ball} = \frac{(n-1)^2 + (k/(1+\alpha\lambda_{ball}))^2}{(n+1)^2 + (k/(1+\alpha\lambda_{ball}))^2}.$$
(11)

Выражение (10) предполагает, что при комнатной температуре величина коэффициента отражения R равна её табличному значению R_{tab} для материала (табл. 2) и плавно уменьшается с ростом температуры электронов до величины R_{ball} (11), когда значительная порция электронов может приобрести баллистические скорости.

Таблица 2

Оптические параметры золота [28]

Table 2

	ical parameters of gol	d [28]
--	------------------------	--------

	п	k	α^{-1} , HM	R	$\lambda_{\it ball}$, HM
$\lambda_0 = 400$ нм	1,658	1,956	16,3	0,39	100
$\lambda_0 = 800$ нм	0,178	5,02	12,7	0,97	100

1.4. Конечно-разностная схема

Для решения поставленной выше задачи использовалась неявная дивергентная конечноразностная схема с порядком аппроксимации $O(\Delta x^2, \Delta t)$. В ней искомыми величинами были внутренние энергии электронов $\varepsilon_e = \int C_e dT_e$ и решетки ε_l :

$$\frac{\varepsilon_{ej}^{i+1} - \varepsilon_{ej}^{i}}{\Delta t} = \frac{K_{ej+0.5}^{i} \left(T_{ej+1}^{*i+1} - T_{ej}^{*i+1}\right) - K_{ej-0.5}^{i} \left(T_{ej}^{*i+1} - T_{ej-1}^{*i+1}\right)}{\Delta x^{2}} - g(T_{ei}^{j}) \left(T_{ej}^{i} - T_{lj}^{i}\right) + S_{j}^{i},$$
(12)

 $T_{e\,j}^{*i+1} = T_{ej}^{\,i} + \left(\left(\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial T_e} \right)^{-1} \right)_j^i \left(\varepsilon_{ej}^{\,i+1} - \varepsilon_{ej}^{\,i} \right), \tag{13}$

$$\frac{\varepsilon_{lj}^{i+1} - \varepsilon_{lj}^{i}}{\Delta t} = K_{l} \frac{T_{lj+1}^{*i+1} - 2T_{lj}^{*i+1} + T_{lj+1}^{*i+1}}{\Delta x^{2}} + g(T_{ei}^{j}) \left(T_{ej}^{i} - T_{lj}^{i}\right), \tag{14}$$

$$T_{l\ j}^{*i+1} = T_{l\ j}^{i} + \left(\frac{\partial T_{l}}{\partial \varepsilon_{l}}\right)_{j}^{i} \left(\varepsilon_{l\ j}^{i+1} - \varepsilon_{l\ j}^{i}\right).$$
⁽¹⁵⁾

Здесь и далее индексы *j* и *i* относятся к точкам пространственной сетки и временным слоям, соответственно. В этой схеме для определения температуры электронов $T_{ej}^{i+1} = T_e \left(\epsilon_{ej}^{i+1} \right)$ в случае зависимости теплоемкости от температуры (4) использовался метод Ньютона. Сходимость достигалась не более чем за 3 итерации при использовании T_{ej}^i в качестве начального приближения. В зависимости $T_i(\epsilon_j^{i+1})$ учтено плавление золота с помощью соотношений (6), (7).

Для решения системы разностных уравнений (12)–(15) использовался метод прогонки. Для этого каждое из уравнений записывалось в виде

$$A_{j}^{i}X_{j-1}^{i+1} - C_{j}^{i}X_{j}^{i+1} + B_{j}^{i}X_{j+1}^{i+1} = F_{j}^{i}.$$

Решение ищется в виде

$$X_{j-1}^{i+1} = \chi_{j-1}^{i} X_{j}^{i+1} + v_{j-1}^{i},$$

где

$$\chi_{j+1}^{i} = \frac{-C_{j}^{i}}{B_{j}^{i} - A_{j}^{i}\chi_{j}^{i}}, \quad v_{j+1}^{i} = \frac{A_{j}^{i}v_{j}^{i} - A_{j}^{i}}{B_{j}^{i} - A_{j}^{i}\chi_{j}^{i}}.$$

Из граничного условия (2) имеем $\chi_0^i = 1; \ v_0^i = 0.$

Шаги численной схемы по пространственной сетке и времени выбирались на основе методических расчетов. Шаг по сетке был выбран равным $\Delta x = 0,002$ мкм, а шаг по времени Δt менялся от 1 фс при t < 1 пс до 10 фс при $t \ge 1$ пс. Расчеты показали, что эти значения оптимальны и их уменьшение не приводит к изменению результатов.

2. Результаты и обсуждение

Для тестирования предложенной в настоящей работе численной модели проведено сравнение с данными работы [25] для монохроматического лазерного импульса с длинной волны 400 нм. На рис. 2 приведено распределение температур электронной и решеточной подсистем по глубине образца в момент времени 52 пс после импульса, когда уже произошла термализация подсистем, т. е. $T_e \approx T_l$. Расчет проведен для упрощенных температурных зависимостей теплоемкости и теплопроводности электронов и постоянного коэффициента электрон-фононного взаимодействия (выражения (6)), как было принято в работе [25]. Сравнение показывает отличное совпадение результатов настоящей работы и [25]. Заметное отличие данных для T_l имеется лишь в области плавления, для описания которой в работе [25] использовался метод сквозного расчета с введением δ -функции. В настоящей работе достигнута более точная численная реализация процесса плавления (раздел 2.2), обеспечивающая точное равенство $T_l = T_m$ в области плавления. Использование δ -функции в [25] приводит к некоторому отклонению температуры решетки от T_m в этой области (см. рис. 2). При этом полученные в обоих расчетах значения T_e идентичны во всем диапазоне температур.



Рис. 2. Распределение температур электронов и решетки в случае монохроматического импульса на длине волны 400 нм в момент времени t = 52 пс. Плотность энергии облучения $F_0 = 0,55$ Дж/см². Сплошная и штриховая кривые соответствуют температурам электронов и решетки, полученным в данной работе. Четко видна область плавления в области между 0,4 и 0,5 мкм (на вставке эта область увеличена). Пунктирными линиями приведены данные работы [25]. Получено полное совпадение расчетных данных всюду кроме области плавления, где в настоящей работе применен более точный метод расчета

Fig. 2. Distributions of electron and lattice temperatures in the case of a monochromatic pulse at a wavelength of 400 nm for a time moment t = 52 ns. The irradiation energy density is $F_0 = 0.55$ J/cm². The solid and dashed lines correspond to the electron and lattice temperatures obtained in the present work. The region of melting between 0.4 and 0.5 µm is clearly seen (the region is enlarged in the inset). The dotted line shows data of Ref. [25]. The calculated data are in complete agreement with an exception for the region of melting where a more accurate calculation method is used in the present work



Puc. 3. Распределение температур электронов и решетки на стадии, когда достигнута термализация. Задержка между импульсами $\Delta \tau = 1$ пс (импульс второй гармоники приходит на мишень первым). Плотность энергии облучения $F_0 = 0,55$ Дж/см² *Fig. 3.* Distributions of electron and lattice temperatures when thermalization is achieved. The time delay between pulses $\Delta \tau = 1$ ps (the second-harmonic pulse comes first to the target). The irradiation energy density is $F_0 = 0.55$ J/cm²

На рис. 3 представлено распределение температуры электронов и решетки вглубь образца в момент времени 30 пс после облучения в дихроматическом режиме с одинаковой плотностью энергии в импульсах двух гармоник ($\eta = 0,5$) с задержкой $\Delta \tau = 1$ пс (импульс с $\lambda = 400$ нм приходит первым). Расчет проведен с использованием зависимости коэффициента отражения от температуры электронов согласно выражениям (10), (11) и зависимости теплофизических параметров от температуры электронов и решетки (3)–(7). Видно, что к этому моменту произошло почти полное выравнивание температур электронов и решетки и в узком поверхностном слое материал плавится. Непосредственно на облучаемой поверхности температура несколько превышает температуру плавления, тогда как на глубине ~ 150 нм материал мишени нагрет до температуры плавления, но, согласно анализу, расплавлен лишь частично.

Сравнение эволюции во времени температуры электронов на поверхности образца для случаев моно- и дихроматического облучения представлено на рис. 4. Сплошная линия соответствует расчету для дихроматического режима, когда импульс второй гармоники приходит на поверхность первым, а задержка импульса фундаментальной гармоники составляет 1 пс. В этом расчете коэффициент отражения описывался формулами (10), (11). При использовании постоянного коэффициента отражения (формула (8), пунктирная линия) нагрев электронов (а следовательно, и решетки) значительно ниже, и видно, что в дихроматическом режиме нагрев полностью определяется импульсом второй гармоники (ср. штрихпунктирную и пунктирную линии). Штриховой линией показан результат расчета для монохроматического излучения с $\lambda = 800$ нм.

В табл. 3 обобщены результаты расчетов по плотности энергии лазерного излучения, поглощенной мишенью из золота, для моно- и дихроматических режимов облучения при одинаковой общей плотности энергии 0,55 Дж/см² падающего излучения. Из приведенных в табл. 3 данных видно, что учет зависимости коэффициента отражения от температуры электронов оказывает значительное влияние на результаты расчетов поглощенной материалом энергии. При этом достигается лучшее согласие расчета с имеющимися экспериментальными данными. Так, согласно измерениям [29], порог плавления золота при его облучении фемтосекундными импульсами 800 нм составляет $F_0 \approx 0.7$ Дж/см². В наших расчетах получено, что при $F_0 = 0.55$ Дж/см² поверхность золота достигает максимальной температуры 1102 К, что на 225 К ниже температуры плавления, а температура плавления достигается при увеличении плотности энергии в импульсе до ~ 0,78 Дж/см², что разумно согласуется с экспериментальными данными [29]. Расчет при $F_0 = 0.78$ Дж/см² для случая фиксированного коэффициента отражения дает нагрев поверхности золота лишь до 508 К. Таким образом, предложенная модель отражения, принимающая во внимание роль баллистических электронов в оптическом отклике материала, позволяет разумно описать поглощение лазерного излучения.



Рис. 4. Эволюция во времени температуры электронов на поверхности мишени из золота при облучении фемтосекундными лазерными импульсами в моно- и дихроматическом режимах титан-сапфирового лазера. Общая плотность энергии дихроматического излучения $F_0 = 0.55 \text{ Дж/см}^2$ с отношением энергий 1 : 1 в импульсах на длинах волн 800 и 400 нм. Плотность энергии каждого монохроматического импульса $F_0/2 = 0.275 \text{ Дж/см}^2$

Fig. 4. Time evolutions of the electron temperature at the gold surface upon irradiation by femtosecond pulses in the mono- and dichromatic regimes of a titanium-sapphire laser. The total energy density of dichromatic irradiation is $F_0 = 0.55$ J/cm² with the energy ratio of 1 : 1 in the pulses at 800 and 400 nm wavelengths. The energy density in each mono-chromatic pulse is $F_0/2 = 0.275$ J/cm²

Таблица З

Энергия импульса, поглощенная золотой мишенью на единицу площади. Общая плотность энергии облучения $F_0 = 0,55 \text{ Дж/см}^2$

Table 3

Pulse energy absorbed by the gold target per unit area. The total irradiation energy density $F_0 = 0.55 \text{ J/cm}^2$

		R = const		
λ ₀ =400 нм		0,3355 Дж/см ²		
λ ₀ =800 нм		0,0165 Дж/см ²		
	$\Delta \tau = 1 \ \pi c$	$\Delta \tau = 0$	$\Delta \tau = -1 \ \pi c$	$0.176 \text{ Hyp}/\text{as}^2$
дихроматический импульс	0,368 Дж/см ²	0,366 Дж/см ²	0,356 Дж/см ²	0,170 Дж/см

Из табл. 3 следует, что в дихроматических режимах облучения очередность и задержка между импульсами влияют на количество поглощенной энергии в случае переменного отражения. При этом полусумма поглощенной энергии двух монохроматических импульсов не равна энергии, поглощенной в случае дихроматического облучения с той же начальной энергией. Причина этого эффекта заключается в том, что коэффициент отражения существенно зависит от температуры. Это приводит к нелинейному поглощению энергии лазерных импульсов в дихроматическом режиме облучения. Как следствие, количество поглощенной энергии меняется в зависимости от последовательности импульсов на разных длинах волн и задержки между ними. Хотя полученное в расчетах отличие незначительно, мы предполагаем, что можно найти такие режимы облучения (варьированием длин волн, соотношения энергий импульсов на разных длинах волн, полной энергии облучения, времени задержки между импульсами), которые позволят существенно повысить эффективность лазерного нагрева металлов. Данная модель может служить основой для понимания физических процессов, лежащих в основе эффективной дихроматической обработки материалов [13–18], и оптимизации дихроматических режимов облучения.

Заключение

В настоящей работе на основе двухтемпературного приближения разработана новая модель, в которой в качестве источника лазерной энергии введен дихроматический импульс и учтено влияние температуры электронов на коэффициент отражения. В модели используются уточненные зависимости теплофизических величин от температуры, полученные в работе [21]. Для численной реализации предложенной модели создана неявная дивергентная конечно-разностная схема с улучшенным методом описания процесса плавления в сравнении с более ранними работами.

Показано, что для адекватного описания процесса облучения металлов ультракороткими лазерными импульсами необходимо учитывать зависимость коэффициента отражения от температуры электронов. При этом одним из важных параметров оптической модели может быть доля электронов, вовлекаемых в баллистический перенос энергии. Выявлено, что поглощение энергии мишенью из золота зависит от последовательности падения на поверхность металла двух импульсов на разных длинах волн и времени задержки между ними. Причина заключается в том, что, поскольку коэффициент отражения зависит от температуры поверхности образца, эффективность поглощения энергии лазерного импульса определяется тем, сколько энергии было передано металлу от первого импульса к моменту воздействия вторым. Это, в свою очередь, определяется длинами волн последовательных импульсов, их плотностями энергий и задержкой между ними. Следовательно, варьируя эти параметры, можно добиться разной степени эффективности поглощения энергии при дихроматических режимах облучения. В будущем планируется провести детальные расчеты и экспериментальные исследования по облучению различных металлических мишеней дихроматическими лазерными импульсами с целью оптимизации процессов обработки.

Список литературы

- 1. Bauerle D. W. Laser Processing and Chemistry. Berlin, Springler-Verlag, 2000, 649 p.
- 2. Gamaly E. G., Rode A. V. Physics of ultra-short laser interaction with matter: From phonon excitation to ultimate transformations. *Prog. Quant. Electron.*, 2013, vol. 37, p. 215–323.
- 3. Булгаков А. В., Булгакова Н. М., Бураков И. М. и др. Синтез наноразмерных материалов при воздействии мощных потоков энергии на вещество. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 2009. 462 с.

- Guo B., Sun J., Hua Y., Zhan N., Jia J., Chu K. Femtosecond laser micro/nano-4. manufacturing: Theories, measurements, methods, and applications. Nanomanufacturing and Metrology, 2020, vol. 3, p. 26-67.
- 5. Wellershoff S.-S, Hohlfeld J., Gudde J., Matthias E. The role of electron-phonon coupling in femtosecond laser damage of metals. Appl. Phys. A., 1999, vol. 69, p. S99–S107.
- Korte F., Nolte S., Chichkov B. N., Bauer T., Kamlage G., Wagner T., Fallnich C., Well-6. ing H. Far-field and near field material processing with femtosecond laser pulses. Appl. Phys. A., 1999, vol. 69, p. S7–S11.
- 7. Bulgakova N. M., Bourakov I. M. Phase explosion under ultra-short laser ablation: Modeling with analysis of metastable state of melt. Appl. Surf. Sci., 2002, vols. 197–198, p. 41–44.
- 8. Pique A., Kim H., Arnold C. B. Laser forward transfer of electronic and power generating materials. In: Laser Ablation and its Application. C. Phipps (ed.). 2007. P. 339-373.
- 9. Eliezer S., Eliaz N., Grossman E., Fisher D., Gouzman I., Heniz Z., Pecker S., Horovitz Y., Fraenkel M., Maman S., Lereah Y. Synthesis of nanoparticles with femtosecond laser pulses. Phys. Rev. B., 2004, vol. 69, p. 144119.
- 10. Sibbett W., Lagatsky A. A., Brown C. The development and application of femtosecond laser systems. Opt. Express, 2012, vol. 17, p. 6989-7001.
- 11. Bulgakova N. M., Bulgakov A. V., Bourakov I. M., Bulgakova N. A. Pulsed laser ablation of solids and critical phenomena. Appl. Surf. Sci., 2002, vols. 197–198, p. 96–99.
- 12. Mo M. Z., Chen Z., Li R. K., Dunning M., Witte B. B. L., Baldwin J. K., Fletcher L. B., Kim J. B., Ng A., Redmer R., Reid A. H., Shekhar P., Shen X. Z., Shen M., Sokolowski-Tinten K., Tsui Y. Y., Wang Y. Q., Zheng Q., Wang X. J., Glenzer S. H. Heterogeneous to homogeneous melting transition visualized with ultrafast electron diffraction. Science, 2018, vol. 360, iss. 6396, p. 1451-1454.
- 13. Kumata M., Tsujikawa S., Simiyoshi T., Sekita H. Dual wavelength femtosecond material processing. Proceedings of CLEO/QELS, 2007, vols. 1-5, p. 1207-1208.
- 14. Zoppel S., Merz R., Zehetner J., Reider G. A. Enhancement of laser ablation yield by two color excitation. Appl. Phys. A., 2005, vol. 81, p. 847-850.
- 15. Sugioka K., Akane T., Obata K., Toyoda K., Midorikava K. Multiwavelength excitation processing using F2 and KrF excimer lasers for precision microfabrication of hard materials. Appl. Surf. Sci., 2002, vols. 197–198, p. 814–821.
- 16. Zhao W., Wang W., Mei X., Jiang G., Liu B. Investigations of morphological features of picosecond dual-wavelength laser ablation of stainless steel. Opt. Laser. Technol., 2014, vol. 58, p. 94-99.
- 17. Tan B., Venkatkrishnan K., Sivakumar N. R. Laser drilling of thick material using femtosecond pulse with a focus of dual-frequency beam. Opt. Laser. Technol., 2003, vol. 35, p. 199-202.
- 18. Witanachchi S., Ahmed K., Sakthivel P., Mukherjee P. Dual-laser ablation for particulatefree film grouth. Appl. Phys. Lett., 1995, vol. 6, p. 1469–1471.
- 19. Bulgakova N. M., Zhukov V. P., Collins A. R., Rostohar D., Derrien T. J.-Y., Mocek T. How to optimize ultrashort pulse laser interaction with glass surfaces in cutting regimes? Appl. Surf. Sci., 2015, vol. 336, p. 364–374.
- 20. Анисимов С. И., Капелиович Б. Л., Перельман Т. Л. Электронная эмиссия с поверхности металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1974. Т. 66. С. 776-781.
- 21. Lin Z., Zhigilei L. V. Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium. Phys. Rev. B., 2008, vol. 77, p. 075133.
- 22. Ivanov D. S., Rethfeld B. The effect of pulse duration on the interplay of electron heat conduction and electron-phonon interaction: Photo-mechanical versus photo-thermal damage of metal targets. Appl. Surf. Sci., 2009, vol. 255, p. 9724–9728.

17

- Shugaev M. V., He M., Lizunov S. A., Levy Y., Derrien T. J.-Y., Zhukov V. P., Bulgakova N. M., Zhigilei L. V. Insights into laser-materials interaction through modeling on atomic and macroscopic scales. In: Advances in the Application of Lasers in Materials Science, Springer Series in Materials Science. Ed. by P. M. Ossi. Cham, Switzerland, Springer, 2018, vol. 274, chapter 5, p. 107–148.
- Булгакова О. А. Численное моделирование импульсной лазерной абляции сложных полупроводников на примере теллурида кадмия. Выпускная квалификационная работа магистра / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2012.
- 25. Бураков И. М. Теоретическое исследование механизмов и динамики фемтосекундной лазерной абляции: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 2005.
- 26. **Dresselhaus M. S.** Solid State Physics. Part II: Optical Properties of Solids. MIT Solid State Physics Course, 2001.
- 27. Bulgakova N. M., Bulgakov A. V., Babich L. P. Energy balance of pulsed laser ablation: Thermal model revised. *Appl. Phys. A.*, 2004, vol. 79, p. 1323–1326.
- 28. Shugaev M. V., Bulgakova N. M. Thermodynamic and stress analysis of laser-induced forward transfer of metals. *Appl. Phys. A.*, 2010, vol. 101, p. 103–109.
- Pronko P. P., Dutta S. K., Du D., Singh R. K. Thermophysical effects in laser processing of materials with picosecond and femtosecond pulses. J. Appl. Phys., 1995, vol. 78, p. 6233– 6240.

References

- 1. Bauerle D. W. Laser Processing and Chemistry. Berlin, Springler-Verlag, 2000, 649 p.
- 2. Gamaly E. G., Rode A. V. Physics of ultra-short laser interaction with matter: From phonon excitation to ultimate transformations. *Prog. Quant. Electron.*, 2013, vol. 37, p. 215–323.
- 3. Bulgakov A. V., Bulgakova N. M., Burakov I. M. et al. Nanosized material synthesis by action of high-power energy fluxes on matter. Novosibirsk, Institute of Thermophysics SB RAS, 2009, 462 p. (in Russ.)
- 4. Guo B., Sun J., Hua Y., Zhan N., Jia J., Chu K. Femtosecond laser micro/nanomanufacturing: Theories, measurements, methods, and applications. *Nanomanufacturing and Metrology*, 2020, vol. 3, p. 26–67.
- 5. Wellershoff S.-S, Hohlfeld J., Gudde J., Matthias E. The role of electron-phonon coupling in femtosecond laser damage of metals. *Appl. Phys. A.*, 1999, vol. 69, p. S99–S107.
- 6. Korte F., Nolte S., Chichkov B. N., Bauer T., Kamlage G., Wagner T., Fallnich C., Welling H. Far-field and near field material processing with femtosecond laser pulses. *Appl. Phys. A.*, 1999, vol. 69, p. S7–S11.
- 7. Bulgakova N. M., Bourakov I. M. Phase explosion under ultra-short laser ablation: Modeling with analysis of metastable state of melt. *Appl. Surf. Sci.*, 2002, vols. 197–198, p. 41–44.
- 8. **Pique A., Kim H., Arnold C. B.** Laser forward transfer of electronic and power generating materials. In: Laser Ablation and its Application. C. Phipps (ed.). 2007. P. 339–373.
- 9. Eliezer S., Eliaz N., Grossman E., Fisher D., Gouzman I., Heniz Z., Pecker S., Horovitz Y., Fraenkel M., Maman S., Lereah Y. Synthesis of nanoparticles with femtosecond laser pulses. *Phys. Rev. B.*, 2004, vol. 69, p. 144119.
- Sibbett W., Lagatsky A. A., Brown C. The development and application of femtosecond laser systems. *Opt. Express*, 2012, vol. 17, p. 6989–7001.
- 11. Bulgakova N. M., Bulgakov A. V., Bourakov I. M., Bulgakova N. A. Pulsed laser ablation of solids and critical phenomena. *Appl. Surf. Sci.*, 2002, vols. 197–198, p. 96–99.
- 12. Mo M. Z., Chen Z., Li R. K., Dunning M., Witte B. B. L., Baldwin J. K., Fletcher L. B., Kim J. B., Ng A., Redmer R., Reid A. H., Shekhar P., Shen X. Z., Shen M., Sokolowski-Tinten K., Tsui Y. Y., Wang Y. Q., Zheng Q., Wang X. J., Glenzer S. H. Heterogeneous to

homogeneous melting transition visualized with ultrafast electron diffraction. *Science*, 2018, vol. 360, iss. 6396, p. 1451–1454.

- 13. Kumata M., Tsujikawa S., Simiyoshi T., Sekita H. Dual wavelength femtosecond material processing. *Proceedings of CLEO/QELS*, 2007, vols. 1–5, p. 1207–1208.
- 14. **Zoppel S., Merz R., Zehetner J., Reider G. A.** Enhancement of laser ablation yield by two color excitation. *Appl. Phys. A.*, 2005, vol. 81, p. 847–850.
- 15. Sugioka K., Akane T., Obata K., Toyoda K., Midorikava K. Multiwavelength excitation processing using F2 and KrF excimer lasers for precision microfabrication of hard materials. *Appl. Surf. Sci.*, 2002, vols. 197–198, p. 814–821.
- 16. Zhao W., Wang W., Mei X., Jiang G., Liu B. Investigations of morphological features of picosecond dual-wavelength laser ablation of stainless steel. *Opt. Laser. Technol.*, 2014, vol. 58, p. 94–99.
- Tan B., Venkatkrishnan K., Sivakumar N. R. Laser drilling of thick material using femtosecond pulse with a focus of dual-frequency beam. *Opt. Laser. Technol.*, 2003, vol. 35, p. 199– 202.
- 18. Witanachchi S., Ahmed K., Sakthivel P., Mukherjee P. Dual-laser ablation for particulatefree film grouth. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, vol. 6, p. 1469–1471.
- 19. Bulgakova N. M., Zhukov V. P., Collins A. R., Rostohar D., Derrien T. J.-Y., Mocek T. How to optimize ultrashort pulse laser interaction with glass surfaces in cutting regimes? *Appl. Surf. Sci.*, 2015, vol. 336, p. 364–374.
- 20. Anisimov S. I., Kapeliovich B. L., Perelman T. L. Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses. *Sov. Phys.-JETP*, 1974, vol. 39, p. 375–377.
- 21. Lin Z., Zhigilei L. V. Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium. *Phys. Rev. B.*, 2008, vol. 77, p. 075133.
- 22. **Ivanov D. S., Rethfeld B.** The effect of pulse duration on the interplay of electron heat conduction and electron-phonon interaction: Photo-mechanical versus photo-thermal damage of metal targets. *Appl. Surf. Sci.*, 2009, vol. 255, p. 9724–9728.
- 23. Shugaev M. V., He M., Lizunov S. A., Levy Y., Derrien T. J.-Y., Zhukov V. P., Bulgakova N. M., Zhigilei L. V. Insights into laser-materials interaction through modeling on atomic and macroscopic scales. In: Advances in the Application of Lasers in Materials Science, Springer Series in Materials Science. Ed. by P. M. Ossi. Cham, Switzerland, Springer, 2018, vol. 274, chapter 5, p. 107–148.
- 24. **Bulgakova O. A.** Numerical simulation of pulsed laser ablation of compound semiconductors by the example of cadmium telluride. Master thesis / Novosibirsk State University. Novosibirsk, 2012. (in Russ.)
- 25. **Burakov I. M.** A theoretical study of mechanisms and dynamics of femtosecond laser ablation. PhD thesis / Institute of Thermophysics SB RAS. Novosibirsk, 2005. (in Russ.)
- 26. **Dresselhaus M. S.** Solid State Physics. Part II: Optical Properties of Solids. MIT Solid State Physics Course, 2001.
- 27. Bulgakova N. M., Bulgakov A. V., Babich L. P. Energy balance of pulsed laser ablation: Thermal model revised. *Appl. Phys. A.*, 2004, vol. 79, p. 1323–1326.
- 28. Shugaev M. V., Bulgakova N. M. Thermodynamic and stress analysis of laser-induced forward transfer of metals. *Appl. Phys. A.*, 2010, vol. 101, p. 103–109.
- Pronko P. P., Dutta S. K., Du D., Singh R. K. Thermophysical effects in laser processing of materials with picosecond and femtosecond pulses. J. Appl. Phys., 1995, vol. 78, p. 6233– 6240.

Материал поступил в редколлегию Received 05.08.2020

Сведения об авторах / Information about the Authors

- **Лизунов Сергей Александрович**, аспирант, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Sergey A. Lizunov, PhD student, S. S. Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

lizunov.sergey.1993@yandex.ru

- Жуков Владимир Петрович, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий (Новосибирск, Россия), Новосибирский государственный технический университет (Новосибирск, Россия)
- **Vladimir P. Zhukov**, Doctor of Sciences in Physics and Mathematics, Senior Scientist, Federal Research Center for Information and Computational Technologies (Novosibirsk, Russian Federation), Novosibirsk State Technical University (Novosibirsk, Russian Federation)

zukov@icp.nsc.ru

- Булгаков Александр Владимирович, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Alexander V. Bulgakov, Doctor of Sciences in Physics and Mathematics, Principal Scientist, S. S. Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

bulgakov@itp.nsc.ru

- Булгакова Надежда Михайловна, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Nadezhda M. Bulgakova, Doctor of Sciences in Physics and Mathematics, Principal Scientist, S. S. Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

nbul@itp.nsc.ru

УДК 621.039.5 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-21-43

Гибридная «синтез-деление» реакторная установка на ториевом топливе с источником дополнительных термоядерных нейтронов

И. В. Шаманин¹, А. В. Аржанников², В. В. Приходько², В. М. Шмаков³ Д. Г. Модестов³, И. О. Луцик¹, С. Д. Полозков¹, С. В. Беденко¹

¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет Томск, Россия

> ² Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН Новосибирск, Россия

³ Федеральное государственное унитарное предприятие «Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно- исследовательский институт технической физики им. академика Е. И. Забабахина» Снежинск, Россия

Аннотация

В работе представлены результаты полномасштабного численного моделирования процессов, протекающих в гибридной «синтез-деление» реакторной установке на торийсодержащем топливе в условиях ее управления через источник термоядерных D-T нейтронов. Установка представляет собой комплекс, состоящий из активной зоны высокотемпературного газоохлаждаемого ядерного реактора и аксиально симметричного протяженного плазменного источника дополнительных термоядерных нейтронов, размещенного в приосевой области его активной зоны. Созданные в работе расчетные модели активной зоны (бланкета реактора) и плазменного генератора D-T нейтронов позволили провести исследование нейтронных характеристик установки в стационарном и импульсно-периодическом режимах работы. Результаты исследования дают основу для концептуального рассмотрения конструкции безопасного источника энергии на ториевом топливе, работающего в многолетнем рабочем цикле по гибридной «синтез-деление» схеме при эпитепловом спектре нейтронов.

Ключевые слова

гибридный «синтез-деление» реактор, торийсодержащее топливо, плазменный источник D-T нейтронов, импульсно-периодический режим работы, «волна» делений

Источник финансирования

Работа поддержана РФФИ, грант № 19-29-02005

Для цитирования

Шаманин И. В., Аржанников А. В., Приходько В. В., Шмаков В. М., Модестов Д. Г., Луцик И. О., Полозков С. Д., Беденко С. В. Гибридная «синтез-деление» реакторная установка на ториевом топливе с источником дополнительных термоядерных нейтронов // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 1. С. 21–43. DOI 10.25205/ 2541-9447-2021-16-1-21-43

© И.В. Шаманин, А.В. Аржанников, В.В. Приходько, В.М. Шмаков, Д.Г. Модестов, И.О. Луцик, С.Д. Полозков, С.В. Беденко, 2021

Hybrid "Fusion-Fission" Reactor Facility on Thorium Fuel with a Source of Additional Thermonuclear Neutrons

I. V. Shamanin¹, A. V. Arzhannikov², V. V. Prikhodko², V. M. Shmakov³ D. G. Modestov³, I. O. Lutsik¹, S. D. Polozkov¹, S. V. Bedenko¹

> ¹ National Research Tomsk Polytechnic University Tomsk, Russian Federation
> ² Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS

Novosibirsk, Russian Federation ³ Federal State Unitary Enterprise "Russian Federal Nuclear Center –

Zababakhin All-Russia Research Institute of Technical Physics" Snezhinsk, Russian Federation

Abstract

The results of full-scale numerical experiments of a hybrid thorium-containing fuel cell facility operating in a close-tocritical state due to a controlled source of fusion neutrons are discussed in this work. The facility under study was a complex consisting of two blocks. The first block was based on the concept of a high-temperature gas-cooled thorium reactor core. The second block was an axially symmetrical extended plasma generator of additional neutrons that was placed in the near-axial zone of the facility blanket. The calculated models of the blanket and the plasma generator of D-T neutrons created within the work allowed for research of the neutronic parameters of the facility in stationary and pulse-periodic operation modes. This research will make it possible to construct a safe facility and investigate the properties of thorium fuel, which can be continuously used in the epithermal spectrum of the considered hybrid fusion-fission reactor.

Keywords

hybrid "fusion-fission" reactor, thorium-containing fuel, plasma pulse-periodic generator, repetitively pulsed operation, "wave" fission

Funding

This research was supported by RFBR, project no. 19-29-02005

For citation

Shamanin I. V., Arzhannikov A. V., Prikhodko V. V., Shmakov V. M., Modestov D. G., Lutsik I.O., Polozkov S. D., Bedenko S. V. Hybrid "fusion-fission" reactor on thorium fuel with additional source of thermonuclear neutrons. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 1, p. 21–43. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-21-43

Введение

Высокотемпературный ториевый реактор со съемом тепловой энергии потоками гелия [1: 2] представляется авторам наиболее подходящим для применения в северных малонаселенных и труднодоступных регионах Российской Федерации. Для получения от такого реактора тепловой мощности на уровне 60 МВт плотность нейтронного потока в критической сборке активной зоны реактора должна составлять $(3-4) \times 10^{13}$ см⁻² с⁻¹ в стационарном режиме его работы (см. [1; 2]). Основная особенность выработки энергии с использованием ториевого топлива состоит в нехватке нейтронов на каждом цикле цепной ядерной реакции, что вынуждает привлекать источник дополнительных нейтронов, поступающих в бланкет реактора. Таким источником дополнительных нейтронов может служить процесс слияния тяжелых изотопов водорода (дейтерия и трития) в плазме при высокой температуре. Концепция такого гибридного «синтез-деление» реактора с топливной сборкой, аналогичной той, что описана в работах [1; 2], была предложена авторами в [3-6]. В этих работах рассматривается топливная сборка в подкритическом состоянии, в окрестности оси которой размещается источник термоядерных нейтронов с удельным выходом ~ 10¹⁴ см⁻¹ с⁻¹. Характеристики такой установки применительно к ее использованию в качестве стенда для исследования характеристик ториевого топлива в длительном рабочем цикле бланкета были описаны в работах [5; 6].

В настоящей работе рассматриваются особенности пространственной кинетики процессов в гибридной «синтез-деление» установке при ее использовании в составе источника тепловой и электрической энергии. В этой установке необходимое энерговыделение обеспечивается бланкетом с ториевым топливом. По оси этой топливной сборки проходит протяженный аксиально симметричный плазменный источник нейтронов (ПИН), которые генерируются при протекании термоядерных реакций в дейтерий-тритиевой плазме. Этот источник дополнительных нейтронов необходим для компенсации эффектов, связных с отравлением бланкета во время старта установки, выгоранием ядерного топлива и шлакованием при длительной ее эксплуатации [7].

Инженерное решение по генератору термоядерных нейтронов базируется на возможности использования газодинамической магнитной ловушки (ГДЛ) для получения плазмы с параметрами, приемлемыми для протекания отмеченных термоядерных реакций. Данная концепция ПИН разработана в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН [8; 9]. В рамках этой концепции источник нейтронов с большой долей вероятности будет работать в импульсно-периодическом режиме. Но в случае использования ПИН в импульсно-периодическом режиме, физика процессов, протекающих в бланкете гибридной установки, может принципиально отличаться от физики этих процессов в случае непрерывного потока дополнительных нейтронов, как это ожидается при его генерации при бомбардировке мишени из тяжелых изотопов пучками протонов высоких энергий [10–16]. Принимая во внимание возможность использования ПИН в импульсно-периодическом режиме, приходим к необходимости проведения детального компьютерного моделирования временной динамики распределения по объему бланкета процесса деления ядер топлива и формирования пространственного распределения энерговыделения в нем. Прежде всего это моделирование необходимо для прогнозирования поведения энергетической установки во время ее пуска в работу. Но это моделирование также требуется и для анализа процесса ее длительной эксплуатации.

Существующие на сегодняшний день методики расчета физики подкритических ядерных систем основаны на модификации методов, разработанных ранее для расчета традиционных реакторов деления. В то же время особенность конструкции бланкета [3–6], дисперсная гетерогенная структура топливной компоненты [17], специфическая конструкция пространственно-распределенного источника нейтронов [8; 9] и режим его работы требуют дополнительного использования целого комплекса расчетных программных кодов. В этой работе мы объединили программные коды DOL [18], PRIZMA [19; 20] и SERPENT2.1.31 [20; 21] в единый расчетный инструмент, позволивший провести полномасштабные численные эксперименты, а именно: 1) создать плазменно-физическую модель ПИН на основе ГДЛ; 2) выполнить моделирование пространственно-временного распространения «волны» делений в бланкете установки с подпиткой нейтронами от ПИН, работающего в импульсно-периодическом и стационарном режиме; 3) выполнить нейтронно-физическую и теплофизическую оптимизацию бланкета установки; 4) настроить режим эксплуатации ПИН и всей установки для поддержания ее в околокритическом состоянии. Эти этапы компьютерного моделирования и нашли отражение в тексте данной статьи.

2. Схема установки и генерация нейтронов в плазме

2.1. Концептуальная схема гибридной энергетической установки и выбор кодов для моделирования процессов

Как следует из вышесказанного, гибридная энергетическая установка представляет собой комплекс, состоящий из двух составляющих его блоков. В основу первого блока, который является энергогенерирующей частью установки, положена топливная сборка высокотемпературной газоохлаждаемой ториевой реакторной установки малой мощности [1; 2].





Основная особенность энергогенерирующей части исследуемой гибридной установки состоит в том, что ее бланкет собирается из гексагональных графитовых блоков унифицированной конструкции. Геометрия такого блока представлена на рис. 1, δ , красным цветом указаны каналы для топлива, синим – для гелия. При этом размеры бланкета и, следовательно, мощность и производительность установки можно варьировать в зависимости от потребности в энергопотреблении в каждом конкретном регионе. Во время работы энергетической установки с подпиткой бланкета термоядерными нейтронами из плазмы обеспечиваются условия его надежного удержания в подкритическом состоянии ($k_{eff} = 0,95$) или в состоянии, близком к критическому ($k_{eff} = 0,98-0,99$), что позволяет исключить целый класс наиболее тяжелых аварий, связанных с возникновением неконтролируемого процесса деления на мгновенных нейтронах. В такой установке, выключение плазменного источника нейтронов гарантировано переводит весь ее блок, генерирующий энергию, в глубокоподкритическое состояние ($k_{eff} < 0,95$).

В свою очередь, инженерное решение по генератору термоядерных нейтронов базируется на концепции использования ГДЛ для получения плазмы с параметрами, приемлемыми для протекания отмеченных термоядерных реакций [8; 9]. Таким образом, приосевой блок гибридного реакторной установки представляет собой цилиндрическую вакуумную камеру,

в которой магнитное поле удерживает высокотемпературную плазму в условиях протекания термоядерных реакций. К этой цилиндрической камере присоединена камера большого диаметра с пониженным магнитным полем, в которую инжектируются пучки высокоэнергетичных нейтральных атомов дейтерия и трития. Магнитное поле на этих двух участках вакуумной камеры, содержащих высокотемпературную плазму, обеспечивает термоизоляцию плазмы от стенок камеры в радиальном направлении. Термоизоляция плазмы вдоль силовых линий магнитного поля обеспечивается магнитными пробками и следующими за ними участками камеры с гофрированным магнитным полем, которые примыкают к обоим концам камеры с высокотемпературной плазмой. Суммарная длина двух участков камеры с высокотемпературной плазмой и примыкающих к ним двух участков с гофрированным магнитным полем составляет около 12 м. Цилиндрическая камера, предназначенная для генерации термоядерных нейтронов в приосевой области бланкета гибридного реактора, соответствует по диаметру и длине размерам приосевой области бланкета с ядерным топливом.

2.2. Плазменно-физическая модель источника термоядерных нейтронов, оптимизационные расчеты по их генерации

Ранее в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН был разработан программный код DOL [18], предназначенный для моделирования параметров плазмы в длинных открытых магнитных ловушках, который был верифицирован в сопоставлении с экспериментальными данными, полученными на установке ГДЛ [8]. Исходя из этого обстоятельства, данный код выбран нами в качестве расчетного инструмента при создании плазменнофизической модели ПИН на основе осесимметричной зеркальной ловушки с неравновесной плазмой в условиях ее применения в составе гибридной «синтез-деление» энергетической установки. Вообще говоря, в качестве отправной точки при рассмотрении ядерной энергетической установки мы взяли распределение индукции магнитного поля, которое было использовано в предложении по созданию стенда для исследования ториевого топлива (см. [6]). Это распределение индукции B(z) вдоль оси симметрии магнитной ловушки Z представлено на рис. 2 под номером v1. Там же представлены другие профили B(z), использованные в данной работе, а также полученное в расчетах относительное распределение удельного выхода нейтронов $I_n(z)$ вдоль оси Z для случая, когда в вакуумную камеру с представленным распределением магнитного поля инжектируются пучки, содержащие совместно атомы дейтерия и трития. Область вакуумной камеры, в которой удерживается высокотемпературная плазма, ограничивается магнитными пробками. Максимум индукции в этих пробках достигается на оси с координатами $z_1 = -5$ м и $z_2 = 10$ м (см. рис. 2, *a*). Данную область вакуумной камеры можно условно разделить на две части. Первая из них предназначена для размещения инжекторов атомарных пучков (угол инжекции был выбран равным 30° и оставался неизменным во всех вариантах расчетов), осуществлявших ввод энергии в плазму. Эта часть камеры имеет большой диаметр и служит основным объемом, где удерживается компонента плазмы с теплыми ионами. Индукция магнитного поля в этой части камеры практически не зависит от координаты Z в интервале ее значений –1,8 м < z < 2,2 м. Вторая часть камеры (см. координаты 4 м < z < 7 м на рис. 2, *a*) располагается внутри подкритического бланкета. Именно в этой части камеры генерируются первичные для бланкета нейтроны. Магнитное поле здесь медленно нарастает, обеспечивая почти равномерный профиль производства нейтронов. Радиус плазменного столба в минимуме индукции магнитного поля имеет величину $a_{\rm pl} = 20$ см. В этом случае на координатах 4 м < z < 7 м, которые лежат внутри бланкета, имеющего длину 3 м, радиус плазмы будет около 10 см. Указанные размеры вполне приемлемы для инженерной реализации магнитно-вакуумной системы ПИН.

Предварительный анализ, проведенный в работах [5], показал, что источник нейтронов, использующий только дейтерий в составе плазмы, не обеспечивает необходимый уровень нейтронного выхода из единицы объема плазменного столба. Требуемое увеличение выхода



Рис. 2. Результаты оптимизации магнитного поля ПИН: a – распределение индукции магнитного поля B(z) (штриховая линия) по координате z вдоль оси установки и нейтронный выход $I_n(z)$ на погонный метр длины плазменного столба (непрерывная коричневая линия) для варианта расчета v3; δ – распределение B(z) по координате z в энергогенерирующей установке для различных вариантов расчета, проведенных в данной работе, вариант v1 профиля B(z) использовался ранее в [6]. Подкритический бланкет располагается вокруг области, занимающей по оси Z интервал 6 м < z < 9 м для вариантов v1 и v2 и, в свою очередь, диапазон 4 м < z < 7 м для вариантов от v3 до v6 *Fig.* 2. Results of optimization of the magnetic field of the plasma neutron source (PNS): a – the distribu-

tion of the magnetic field induction B(z) (dashed line) along the z axis of the facility and the neutron yield per meter of the plasma column length $I_n(z)$ (continuous brown line)for v3 model configuration; b – the distribution B(z) for different model configurations presented in this paper, distribution B(z) of v1 type were used previously in [6]. The subcritical blanket is located along Z-axis in range of 6 m < z < 9 m for the versions v1 and v2 and in range of 4 m < z < 7 m for versions from v3 to v6

нейтронов может быть достигнуто путем добавления трития в инжектируемом высокоэнергетическом нейтральном пучке. Исходя из этого представленные в данной статье результаты относятся к серии расчетов по оптимизации параметров плазмы применительно к достижению максимального выхода нейтронов при равном содержании двух изотопов тяжелого водорода: дейтерия и трития. На первом этапе этих расчетов с помощью кода DOL рассчитывались параметры плазмы и выход нейтронов. В каждой серии расчетов первого этапа были зафиксированы профиль магнитного поля B(z) и мощность инжекции P_{ini} , а варьировались энергия инжектируемых частиц Е_{inj} (энергия частиц в нагревающих атомарных пучках) и величина «газового поддува» J_{gas}. Газовый поддув – это поток атомов с комнатной температурой, вводимый в плазму для поддержания необходимой плотности теплых ионов, которая требуется для обеспечения устойчивого состояния плазмы. Лучшей считалась конфигурация источника нейтронов, в которой достигается максимальный выход нейтронов. Следует отметить, что с формальной точки зрения максимальный выход нейтронов достигается в случае пробкотрона, работающего в классическом режиме удержания плазмы. Такой режим удержания соответствует использованию кода DOL при отсутствии газового поддува, т. е. при условии $J_{gas} = 0$ еq.А. Однако известно, что при приближении к классическому режиму удержания состояние плазмы становится неустойчивым. В этом случае параметры плазмы, в том числе и производство нейтронов, сильно ухудшаются, что означает невозможность использование такого режима в плазменном источнике нейтронов. В связи с этим обстоятельством был проведен подбор распределений магнитного поля, удовлетворяющих критериям устойчивости плазмы.

Результаты расчетов по подбору распределения магнитного поля продемонстрированы на рис. 2, δ и 3. Вариант распределения индукции поля v1 на рис. 2, δ был взят из прежних расчетов [5; 6], в которых использовалась инжекция в плазму только изотопа дейтерия. Вариант v2 предполагает увеличение индукции поля вдвое по сравнению с v1 везде, кроме пробочных катушек, где индукция поля в максимуме остается на уровне 15 Т. При одинаковых условиях по входным параметрам для проводимых расчетов B(z), P_{inj} и E_{inj} , результаты расчетов для v1 и v2 отличаются следующим образом. В случае v2, по сравнению с v1, выход нейтронов падает примерно вдвое, температура ионов уменьшается в 2–3 раза, плотность плазмы падает в 1,5–2 раза. По этой причине вариант v2 был признан менее приемлемым.



Рис. 3. Зависимость выхода D-T нейтронов из плазменного столба от коэффициента столкновительности (τ_{kin}/τ_{gd}) для вариантов v1 и v3 при различной энергии инжектируемых атомов *Fig. 3.* The fusion D-T neutron yield from the plasma column versus the collision coefficient (τ_{kin}/τ_{gd}) for variants v1 and v3

Профиль магнитного поля по оси Z для варианта расчета v3 был получен из профиля для v1 за счет укорочения части основной ячейки с 8 до 4 м, предназначенной для размещения нагревающих пучков. Для выбора наиболее эффективной конфигурации плазмы, проведем сравнение различных вариантов расчета путем сопоставления суммарного количества D-T нейтронов, производимых в плазме в единицу времени на участке, который находится внутри бланкета. В качестве дополнительного параметра при этом сопоставлении будем использовать «коэффициент столкновительности» – отношение времени удержания в кинетическом режиме τ_{kin} к его величине в газодинамическом режиме τ_{ed} . Включение этого дополнительного параметра в схему расчетов будет использоваться для оценки положения границы устойчивости плазмы. В данных расчетах была заложена полная мощность инжекции P_{ini} = 20 MBT, а варьировалась энергия инжектируемых атомов. Как следует из рис. 3, вариант распределения поля v3, при котором область инжекции пучков занимает укороченный участок по оси Z, дает существенно более высокий нейтронный выход из плазмы в бланкет по сравнению с вариантом v1, рассмотренным в работе [6]. Дальнейшее сокращение протяженности области, в которую инжектируются нагревающие атомарные пучки, сопряжено с преодолением больших препятствий при технической реализации атомарной инжекции, и поэтому он не рассматривался. Вариант расчетов v4 получен из v3 аналогично тому, как был получен вариант v2 из v1, т. е. за счет удвоения индукции магнитного поля везде, кроме пробочных катушек. Сравнение v4 с v3 дало результат аналогичный тому, что следовал из сравнения v2 с v1, а именно: в конфигурации с повышенным магнитным полем температура и плотность компонент плазмы оказались пониженными, и, в результате, для этих условий получился пониженный выход нейтронов. Таким образом, в качестве наилучшей из рассмотренных нами конфигураций магнитного поля для дальнейших расчетов была выбрана конфигурация из варианта v3. Варианты расчетов v5 и v6 имели такую же конфигурацию магнитного поля, как и в варианте v3, за одним исключением – поле в пробочных катушках было увеличено с 15 до 20 Т.

Проведению следующего этапа моделирования предшествовал выбор критерия для границы устойчивости плазмы. В качестве такого критерия устойчивости теплых ионов с температурой 0,1–1 кэВ использовалось условие $\tau_{kin}/\tau_{gd} \leq 1$. При выполнении этого неравенства функция распределения теплых ионов остается близка к равновесной, максвелловской функции, которая характерна для газодинамического режима удержания, критерием наличия которого служит более сильное неравенство, а именно $\tau_{kin}/\tau_{gd} << 1$. При выполнении неравенства $\tau_{kin}/\tau_{gd} \leq 1$ кинетические неустойчивости, вызываемые некоторым отклонением функции распределения от равновесного состояния, подавляются. В качестве критерия устойчивости быстрых ионов, формируемых инжекцией пучков и имеющих энергии десятки кэВ, была взята оценка на границу допустимых значений параметров из работы [22] в следующем виде: $n_w/n_f \geq 0,1$ и $T_w/E_{inj} \geq 0,01$, где n_w и n_f – плотности теплых и быстрых ионов соответственно, а T_w – температура теплых ионов.

На втором этапе детально рассматривались три конфигурации источника нейтронов: v3 при полной мощности инжекции $P_{inj} = 20$ MBT, v5 при $P_{inj} = 30$ MBT и v6 при $P_{inj} = 40$ MBT. Для конфигурации v3 оптимальные параметры, удовлетворяющие критериям устойчивости плазмы, достигнуты для расчета с $E_{inj} = 50$ кэВ. Для вариантов v5 и v6 в обоих случаях оптимальными оказываются расчеты с $E_{inj} = 70$ кэВ (табл. 1).

Таблица 1

Параметры оптимальных конфигураций источника для разных вариантов расчета (значения некоторых параметров для D и T разделяются косой чертой)

Table 1

(values for some D and T parameters are separated by a slash)						
Вариант расчета	v1	v3	v5	vб		
Изотопный состав плазмы	100 % D	5	0 % D + 50 %	Т		
Радиус плазмы (см)	20					
Полная мощность инжекции (МВт)	20	20	30	40		
Энергия инжекции (кэВ)	40	50	70	70		
«Поддув» газа (для каждого изотопа)	4	2	2,5	3,2		
Температура электронов (кэВ)	0,54	0,57	0,74	0,77		
Температура ионов (кэВ)	0,46	0,41/0,40	0,65/0,63	0,72/0,70		
Плотность быстрых ионов в бланкете $(10^{13} \text{ см}^{-3})$	37,7	3,6/5,0	4,7/6,4	5,5/7,5		
Плотность теплых ионов в бланкете $(10^{13} \text{ см}^{-3})$	1,9	0,7/0,9	1,4/1,8	1,8/2,3		
Максимальное относительное давление β	0,08	0,1	0,18	0,22		
Захваченная доля нагревных пучков	0,91	0,89/0,94	0,93/0,96	0,95/0,98		
Нейтронный выход в бланкете $(H \times c^{-1})$	3,9×10 ¹⁴	0,62×10 ¹⁷	1,8×10 ¹⁷	2,6×10 ¹⁷		
Полный выход нейтронов из плазмы $(H \times c^{-1})$	8,7×10 ¹⁴	1,4×10 ¹⁷	3,9×10 ¹⁷	5,6×10 ¹⁷		

Parameters of optimum source configurations for different calculation variants (values for some D and T parameters are separated by a slash)

Таким образом, по результатам всех описанных выше компьютерных расчетов, оптимальным оказался вариант v6 (см. рис. 2, 3 и табл. 1). Продольный профиль плотности выхода D-T нейтронов, используемый в дальнейших исследованиях, для оптимального варианта v6 изображен на рис. 4.



Рис. 4. Продольный профиль выхода нейтронов $I_n(z)$ на погонный метр длины плазменного столба для оптимальной конфигурации магнитного поля, используемой при расчетах в варианте v6 *Fig. 4.* Longitudinal profile of neutron yield $I_n(z)$ per linear meter of the plasma column length for the optimum magnetic field configuration used in the calculations for the variant v6



2.3. Расчетная модель гибридной ядерной энергетической установки

Для использования кода PRIZMA при моделировании распространения «волны» деления ядер топлива создана эквивалентная 3D-модель (рис. 5, б) гибридной установки, ранее исследуемой в [6].

Рис. 5. Два варианта представления сечения расчетной 3D модели установки: a – поперечное сечение детализированной модели установки [6] для кода SERPENT; δ – поперечное сечение эквивалентной модели установки для кода PRIZMA *Fig.* 5. Two variants of the cross section for 3D design model of the facility: a – cross-section of the detailed design model of the facility [6] for the SERPENT code; b – cross-section of the equivalent design model for the PRIZMA code

Расчетная модель, используемая в симуляциях по коду PRIZMA, представляет собой аксиально-симметричную 3D конфигурацию с четырьмя различными по свойствам областями, которые разделены окружностями с радиусом 30, 41,03, 89,8 и 122,4 см (см. рис. 5, δ). Бесконечная и однородная по оси Z система этих вложенных цилиндров смоделирована ее отрезком длиной 100 см, на торцах которого реализован принцип «белое зеркало». Граничное условие «зеркало» – это граница, обеспечивающая зеркально-диффузионный характер рассеяния нейтронов. Это позволяет моделировать бесконечную протяженность по оси 0Z моделируемой системы при решении двумерной аксиально-симметричной нейтронно-физической задачи. Во внутренней приосевой области модели (желтый кружок в центре на рис. 5, δ) содержится импульсно-периодический источник D-T нейтронов, в наружной области (серое кольцо) размещен графит отражателя плотностью 1,78 г/см³. Между этими областями содержится топливный бланкет, состоящий из 50-ти слоев равного объема, которые заполнены гомогенизированным Th_(1-a)Pu_a-топливом (коричневое кольцо на рис. 5, δ) и слой графитовых блоков без топливных каналов с каналами под теплоноситель (серое кольцо на рис. 5, δ , прилегающее к источнику D-T нейтронов).

Расчет распространения «волны» делений в бланкете установки с подпиткой нейтронами от ПИН выполнен по программе PRIZMA [19] методом статистического моделирования переноса нейтронов от пространственно-распределенного источника D-T нейтронов, размещенного внутри бланкета (см. рис. 1, *в* и 5). Рассмотрены два режима работы источника D-T нейтронов: постоянный (квазистационарный) и импульсно-периодический (длитель-

ность импульса 1 мс, скважность 2). При моделировании использовались оцененные ядерные данные в поточечном представлении, конвертированные из библиотеки ENDF-B/VII.1 [20], а также дополнительные данные для рассеяния нейтронов в графите из библиотеки ENDF-B/VII.0 [20]. В каждом расчете разыгрывалось 10⁹ историй, что позволило обеспечить точность искомого решения, равную 0,01 %, а также учесть нелинейность в интенсивности размножения нейтронов в бланкетной части установки. Отметим, что число разыгрываемых в системе нейтронов не соответствует реальному значению нейтронов, испускаемых ПИН, по этой причине результат расчета нормирован на 1 нейтрон, испущенный источником в единицу времени. Результат, представленный с нормировкой на один нейтронов в бланкете (см. нижнюю строку в табл. 1) простым умножением этой относительной величины на полный нейтронный выход из плазменного источника нейтронов. Эта возможность обеспечена линейной зависимостью интенсивности нейтронных потоков в бланкете от нейтронного выхода из плазменного источника.

Нейтронно-физическая и теплофизическая оптимизация бланкета установки, настройка режима эксплуатации установки во внутренней ее области, где размещен пространственнораспределенный источник D-T нейтронов интенсивностью $2,6 \times 10^{17}$ н × c⁻¹ (см. табл. 1, v6) и продольным профилем $I_n(z)$, выполнены по программе SERPENT 2.1.31 [21]. При моделировании использовались оцененные ядерные данные в поточечном представлении в формате ACE, конвертированные из библиотеки ENDF-B/VII.0 [20] с дополнительной библиотекой ядерных данных в области термолизации нейтронов для графита (TSL).

3. Результаты моделирования и их обсуждения

3.1. Нейтронно-физические характеристики гибридной установки

Результаты расчета нейтронно-физических характеристик активной зоны, модифицированной под размещение дополнительного источника D-T нейтронов, приведены на рис. 6 и в табл. 2.



Рис. 6. Зависимость размножающих свойств установки от содержания плутония α (вес.) в Th_{(1- α})Pu_{α}O₂-композиции *Fig. 6.* Dependence of neutron-multiplying coefficient $k_{\rm eff}$ of the facility on plutonium content α (wt.) in the Th_{(1- α})Pu_{α}O₂ composition

Таблица 2

Нейтронно-физические характеристики моделируемой системы в стационарном состоянии

Table 2

Neutronic characteristics of the simulated system in stationary state

Th	Pu	Концентрация, 6^{-1} см $^{-1}$				
вес.%	вес.%	²³² Th	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	$k_{ m eff}$
95	5	1,71E-04	8,22E-06	4,37E-07	8,74E-08	0,9894

Из рис. 6 и табл. 2 видно, что подобранный компонентный состав топливной композиции обеспечил требуемое для гибридных систем значение $k_{\rm eff} = 0.9894$, при этом процентное содержание плутония в этой композиции составило приемлемую для практической реализации величину, а именно $\alpha = 5$ %.

3.2. Пространственно-временные характеристики установки

Расчет пространственно-временных характеристик установки был проведен для состава топлива в момент ее пуска с «холодным» бланкетом, который представлен в табл. 2. Это топливо было распределено в 50-ти равнообъемных слоях между радиусами 41,03 и 89,8 см, как это представлено на рис. 5, б. Результаты этих расчетов представлены на рис. 7 и 8.



Рис. 7. Поведение во времени скорости делений ядер в различных слоях бланкета при поступлении нейтронов от ПИН, работающего в импульсно-периодическом режиме. Нормировка на единичный нейтрон $(1 \text{ н} \times \text{c}^{-1} \times \text{m}^{-1})$, поступающий из ПИН *Fig.* 7. Dependence of nuclear fission rate on time in different blanket layers when neutrons are received from the PNS operating in a pulse-periodic mode. Normalization to a single neutron $(1 \text{ n} \times \text{s}^{-1} \times \text{m}^{-1})$ coming from PNS



Рис. 8. Сопоставление скорости ядерных делений в бланкете при работе ПИН
 в импульсно-периодическом (красная линия) или квазистационарном (голубая линия) режиме
 Fig. 8. Comparison of fission reactions rate in the blanket when the PNS operates in the pulse-periodic (red line) or quasi-stationary (blue line) modes

Из рис. 7 видно, что импульсно-периодическое изменение во времени интенсивности потока, поступающего от ПИН, проявляется в поведении во времени скорости делений ядер, прежде всего в прилегающих к источнику нейтронов слоях топливной сборки в течение первых 100 мс с момента его включения. При этом влияние импульсно-периодического изменения нейтронного потока слабо проявляется на динамике повышения скорости деления ядер на периферии топливной части бланкета с момента начала работы установки. В дальнейшем выход процесса деления ядер в стационарное состояние наблюдается в промежутке времени от 100 мс до 1 с. Замена импульсно-периодического режима источника (см. рис. 8, синяя линия) на постояннодействующий (квазистационарный, красная линия) дает практически такой же результат по времени выхода скорости деления ядер на стационарный уровень.

Результаты расчетов показали, что за временной интервал одна секунда полное число делений ядер *S* в топливной части бланкета достигает уровня 20-ти событий на единичный нейтрон, поступивший в бланкет из ПИН, и этот уровень остается в дальнейшем неизменным. При постоянной нейтронной эмиссии из плазменного столба, содержащегося в приосевой области бланкета, с интенсивностью $I_n = 2,6 \times 10^{17}$ н × c⁻¹ (см. рис. 4), достигаемый уровень числа делений ядер на один нейтрон из плазмы S = 20 обеспечивает разогрев бланкета со скоростью не более10 К × ч⁻¹, что соответствует требованиям теплотехнической надежности при старте энергетической ядерной установки из «холодного» состояния.

3.3. Нейтронно-физическая и теплофизическая оптимизация установки

Нейтронно-физическая и теплофизическая оптимизация рабочего состояния установки выполнена за счет профилирования энерговыделения по радиусу топливной части бланкета путем подбора подходящего распределения локального содержания Ри по объему бланкета. Для того чтобы снизить энерговыделение в приосевой области, т. е. в области, где размещен ПИН установки, первый ряд примыкающих к нему топливных блоков (топливных сборок) был заменен на графитовые блоки с отверстиями под гелиевый теплоноситель (см. рис. 5, *a*). Топливные блоки занимают последующие 2, 3 и 4-й ряды, отсчитывая от окружности в центре рисунка, и загружены топливными таблетками с объемной долей дисперсной фазы $\omega = 17 \%$ (рис. 9, *a*).





Результаты расчета коэффициентов неравномерности энерговыделения $k_{\rm TE}$ ($k_{\rm TE} = (q_{\rm MaKC}/q_{\rm cp}) \times 100$ %, здесь $q_{\rm MaKC}$ – отношение максимального значения энерговыделения $Q_{\rm TE}$ в топливном блоке к энерговыделению $Q_{\rm бланкет}$ во всем бланкете, $q_{\rm cp}$ – среднее значение энерговыделения во всем бланкете) до профилирования топлива представлены на рис. 9, δ .

В результате профилирования получено распределение топлива, изображенное на рис. 9, *в*. В свою очередь, распределение неравномерности энерговыделения для такого модифицированного распределения топлива приведено на рис. 9, *г*.

Как и следовало ожидать, наиболее энергонапряженные топливные блоки находятся в первом из прилегающих к ПИН рядах. Расчет показал, что максимальное энерговыделение в отдельном шестигранном блоке в бланкете без оптимизации профиля (см. рис. 9, e) составляет величину, равную $q_{\text{макс}} = 1,69$ %, а коэффициент неравномерности энерговыделения $k_{\text{ТБ}}$ имеет уровень 1,22. После профилирования коэффициент неравномерности энерговыделения снижен до 1,08 (см. рис. 9, e), полученная при этом картограмма загрузки бланкета проиллюстрирована на рис. 9, e. Отметим, что масса Th и Pu в начальной загрузке после профилирования осталась неизменной, что обеспечило неизменность длительности топливной кампании.

3.4. Компенсация излишней реактивности бланкета установки

Необходимое значение подкритичности бланкета достигнуто за счет начальной загрузки выгорающих поглотителей и постоянных компенсаторов реактивности. Отметим, что эти два способа компенсации реактивности являются традиционными и наиболее удачными технологичными решениями для всех типов реакторов деления и подкритических систем. В табл. 3 сведены 9 варианта компенсации реактивности с использованием наиболее известных и эффективных выгорающих поглотителей. Эти результаты демонстрируют решение условнокритической задачи (critical source mode), т. е. решение проведено в условиях постоянной тепловой мощности установки P_{th} = const и при отсутствии генерации дополнительных нейтронов в плазменном источнике. Использование выгорающего поглотитель (BП) рассмотрено в трех вариантах его размещения. Вариант 1 – выгорающий поглотитель распределен гомогенно за счет его включения в состав микрокапсул топлива (расчетные варианты: 04_Gd2O3Hom, 07_Er2O3Hom, 09_HfO2Hom и 11_Pa-231Hom). Вариант 2 – он распределен гетерогенно в виде отдельных поглощающих стрежней (расчетные варианты: 05_Gd2O3Het, 06_B4CHet, 08_Er2O3Het, 10_HfO2Het). Вариант 3 – поглотитель нанесен в виде микронного слоя на поверхности топливной таблетки (расчетные варианты: 03_ZrB2 и 12_3_ZrB2).

Таблица 3

Результаты расчета различных вариантов компенсации реактивности бланкета установки *Table 3*

Calculation results of the different reactivity compensation variants of the blanket

		Масса, кг	Время	
Вариант расчета	тяж. мет.	Pu	ВΠ	облучения (250 МВт×сут/кг)
				год
01_не профилированный бланкет	290,77	147,57	0	3,32
02_профилированный бланкет	302,33	153,44	0	3,45
03_ZrB2	305,05	154,82	5,23	3,48
04_Gd2O3Hom	277,12	157,76	22,86	3,16
05_Gd2O3Het	292,69	148,55	265,85	3,34
06_B4CHet	297,68	151,08	47,15	3,40
07_Er2O3Hom	238,34	160,48	56,18	2,72
08_Er2O3Het	288,65	146,50	376,67	3,29
09_HfO2Hom	235,96	157,85	57,73	2,69
10_HfO2Het	297,24	150,85	346,46	3,39
11_Pa-231Hom	233,78	157,41	76,04	3,53
12_3_ZrB2	307,35	155,99	4,29	3,87

Варианты расчетов 01 и 02: не профилированная и профилированная топливная часть бланкета установки, соответственно, при полном отсутствии выгорающего поглотителя. Варианты 03_ZrB2 и 12_3_ZrB2: гетерогенный способ размещения ВП, предложен в [2] как подходящее технологическое решение. Это решение состоит в компенсации реактивности за счет нанесения микронного слоя ZrB_2 на поверхность топливной таблетки. Для вариантов расчета 04 Gd2O3Hom, 07 Er2O3Hom, 09 HfO2Hom и 11 Pa-231Hom использовано гомо-

генное размещение выгорающего поглотителя. В этих вариантах расчета ВП размещался в микрокапсулах топливных таблеток за счет уменьшения содержания в них Th, а масса исходного делящегося материала оставалась прежней. Расчетные варианты 05_Gd2O3Het, 06_B4CHet, 08_Er2O3Het и 10_HfO2Het соответствуют гетерогенному способу размещения выгорающего поглотителя: стержни с ВП размещены в отверстиях для топливных таблеток, как это изображено на рис. 10 кружками желтого цвета.



Puc. 10. Схема размещения стрежней с выгорающим поглотителем в топливных блоках: a – топливные блоки с ω = 13, 17 %, δ – топливные блоки с ω = 21, 23 % *Fig. 10.* Arrangement diagram of rods with BP in the fuel blocks: a – fuel blocks with ω = 13, 17 %, b – fuel blocks with ω = 21, 23 %

Анализ приведенных в табл. 3 результатов показал, что с точки зрения наиболее приемлемых нейтронно-физических характеристик горения топлива лучшими вариантами компенсации реактивности являются варианты 03_ZrB2 и 07_Er2O3Hom (см. табл. 3 и рис. 11).



Рис. 11. Зависимость размножающих свойств профилированного бланкета без ПИН и выгорающих поглотителей (красные точки) и гибридной установки при двух вариантах ВП (желтые и зеленые точки) от глубины выгорания топлива *Fig. 11.* The multiplying properties of a profiled blanket without PNS and burnable absorbers (red dots) and a hybrid installation with two variants of BP (yellow and green circles), as a function of the depth of fuel burnout
В дальнейших исследованиях мы использовали вариант 03_ZrB2, поскольку технология нанесения подобных покрытий разработана в лабораториях Томского политехнического университета [23]. Важно отметить, что решение с данным вариантом присутствия ВП в бланкете установки в дальнейшем не требует внешнего вмешательства системы управления реактивностью и / или использования постоянных компенсаторов реактивности. Кроме того, масса ВП минимальна из всех представленных в табл. 3, а длительность топливной кампании составляет 3 480 эффективных суток при достигнутом выгорании 250 MBT × сут/кг (тяж. мет.).

Постоянные компенсаторы реактивности в исследуемой конфигурации бланкета представляют собой систему стержней с выгорающим поглотителем (B₄C) диаметром 2 см (см. рис. 12). Система стрежней размещена в каналах для прокачки гелия и используется для перевода всей системы в состояние с $k_{eff} \leq 0.95$. Расчет количества стержней с ВП для достижения нужного значения k_{eff} в соответствии с требованиями ядерной безопасности выполнен с использованием консервативного подхода, т. е. расчет выполнен для «холодного» бланкета полностью заполненного водой. Отметим, что предварительные оценки показали, что температурный коэффициент и эффект реактивности бланкета – имеют отрицательные значения. Такой подход позволяет рассчитать необходимое число стержней с большим запасом.

Fig. 12.Cross-section of the calculated 3D model of the facility in which the permanent reactivity compensator B_4C is placed in the rods passing through the channels intended for pumping helium (shown by yellow dots)



Система стержней с выгорающим поглотителем (ВП) размещена в первом ряду графитовых блоков и в третьем ряду блоков с $\omega = 23$ %, см. картограмму загрузки бланкета на рис. 9, *е* и поперечное сечение расчетной 3D модели, которое изображено на рис. 12. Из картограммы видно, что полное число стрежней с ВП равно 108, а их физический вес оценивается как 45,77 × β_{eff} (здесь β_{eff} – эффективная доля запаздывающих нейтронов). Отметим, что для безопасного и надежного управления реакторной установкой в переходных режимах величина β_{eff} должна составлять не менее 0,0065. При этом k_{eff} бланкета составляет величину 0,9224, что соответствует требованиям ядерной безопасности при проведении ядерно-опасных работ на остановленной установке.

Система стрежней управления и аварийной защиты для данной конфигурации бланкета не рассчитывалась, так как 1) установка на протяжении всего рабочего цикла находится в подкритическом состоянии (см. рис. 11); 2) все управление ее работой осуществляется за счет использования ПИН.

Отметим также, что использование ПИН в качестве дополнительного источника нейтронов повышает ядерную безопасность установки, так как при отключении инжекции нейтральных атомов, генерация нейтронов падает примерно вдвое за первые 2,5 мс и еще в 20 раз за последующие 5 мс (см. рис. 13). Данный результат свидетельствует о том, что снижение ге-

Рис. 12. Поперечное сечение расчетной 3D-модели установки, в которой постоянный компенсатор реактивности В₄С размещен в стержнях, проходящих в каналах, предназначенных для прокачки гелия (показаны желтыми точками)

нерации нейтронов в бланкете протекает значительно быстрее, чем это происходит в активной зоне традиционного реактора деления.



Рис. 13. Динамика изменения мощности, выделяемой из ПИН в потоке D-T нейтронов для варианта расчета v6. Инжекция нагревающих атомарных пучков включается в момент времени t = 0 с и выключается в t = 0.2 с *Fig. 13.* Dynamics of power released from the PNS in the DT neutron flux for the v6 calculation version. The injection of heating atomic beams is switched on at time t = 0 c and off at t = 0.2 c

3.5. Требование к ПИН по нейтронной эмиссии в бланкет

На рис. 14 продемонстрированы результаты расчета размножающих свойств установки (см. табл. 3, вариант 12_3_ZrB2, толщина слоя ZrB_2 9,2 мкм) в случае, когда ПИН работает в режиме постоянной эмиссии D-T нейтронов на уровне $2,6 \times 10^{17}$ н × c⁻¹. В этих условиях решалась задача с внешним источником нейтронов (external / fixedsourcemode) в рамках расчетной 3D-модели установки, которая приведена на рис. 5, *a*, при картограмме загрузки, представленной на рис. 9, *в*. Полученное решение представлено на рис. 14.



Рис. 14. Зависимости размножающих свойств бланкета установки (*a*) и генерируемой в нем тепловой мощности (δ) от выгорания загруженного топлива *Fig. 14.* Dependencies of the multiplying properties of the installation blanket (*a*) and the thermal power (*b*) generated in it on the burn-up of the loaded fuel

Для компенсации эффектов, связанных с постепенным выгоранием, отравлением и шлакованием бланкета, работа ПИН должна быть настроена таким образом, чтобы в ходе выгорания топлива нейтронный выход в бланкет непрерывно нарастал в соответствии с зависимостью, представленной на рис. 15.



Puc. 15. Требуемый рост нейтронной эмиссии из ПИН в бланкет по мере выгорания в нем топлива *Fig.* 15. The required increase of neutron emission from the PNS to the blanket while the fuel burn up

Для достижения уровня выгорания 250 MBт \times сут/кг, в условиях постоянной эмиссии нейтронов из ПИН на уровне 2,6 \times 10¹⁷ н \times с⁻¹ (оптимальный вариант v6), тепловая мощность установки $P_{\rm th}$ не может превышать 10 MBт. Такой режим работы установки может использоваться на практике только для исследования характеристик топлива, но совершенно не приемлем для ее применения в качестве источника энергии. Поэтому требуется дальнейшая проработка вариантов ПИН с целью достижения возможности его использования в высокоэффективной и безопасной энергетической установке.

4. Суммирование результатов и выводы

1. Создана плазменно-физическая модель плазменного источника нейтронов (ПИН) на основе газодинамической ловушки для ее использования в гибридной установке «синтезделение». Выполнен подбор параметров плазмы газодинамической ловушки, отвечающих критериям устойчивости и дающих максимальный выход нейтронов в области бланкета. В случае плазмы, состоящей из равного количества изотопов D и T, в ней генерируется $0,6 \times 10^{17}$ н \times c⁻¹ при вводимой в плазму мощности 20 МВт через инжекцию в нее высокоэнергетичных нейтральных пучков. Нейтронная эмиссия возрастает до $2,6 \times 10^{17}$ н \times c⁻¹ при двукратном увеличении этой мощности.

2. Проведено моделирование пространственно-временного распространения волны делений ядер в ториевом бланкете установки при подпитке его термоядерными нейтронами от ПИН, работающего в импульсно-периодическом и стационарном режимах. Результаты моделирования на этом этапе показали, что влияние нейтронного потока от ПИН, работающего в импульсно-периодическом режиме с периодом осцилляций 2 мс, наиболее заметно в непосредственно прилегающих к нему слоях. В свою очередь, на периферии топливной части бланкета это влияние сильно снижено и исчезает не позднее, чем через 100 мс. В последующие моменты времени, диффузионная плотность потока нейтронов устанавливается до стационарного состояния в промежутке времени от 100 мс до 1 с. При усредненной по осцилляциям нейтронной эмиссии из ПНИ $I_n = 2,6 \times 10^{17}$ н × c⁻¹ установившаяся плотность нейтронов обеспечивает разогрев бланкета со скоростью не более 10 К × ч⁻¹, что соответствует требованиям теплотехнической надежности при пуске установки из «холодного» состояния. В этих условиях решение дальнейшей нейтронно-физической задачи (criticalsourcemode; fixed source mode) в полной мере допустимо проводить, заменив импульсно-периодический режим источника дополнительных нейтронов на постоянный (квазистационарный) режим. Это позволяет существенно уменьшить объем компьютерных вычислений в расчетах нейтронно-физических и тепловых характеристик.

3. Проведена нейтронно-физическая и теплофизическая оптимизация бланкета установки, в результате которой достигнуты следующие результаты: выполнено профилирование энерговыделения по радиусу топливной части бланкета, в результате которого коэффициент неравномерности энерговыделения снижен с уровня 1,22 до 1,08; выполнены расчеты компенсации реактивности за счет выгорающих поглотителей и постоянных компенсаторов реактивности.

4. Размещение выгорающего поглотителя (ZrB₂, Gd₂O₃, B₄C, Er₂O₃, HfO₂, ²³¹Pa) рассмотрено по двум вариантам: гомогенно, когда он входил в состав микрокапсул топлива, и гетерогенно, когда поглотитель использовался в виде микронного слоя на поверхности топливной таблетки или отдельных поглощающих стрежней, вводимых в цилиндрические каналы топливных блоков. Расчеты показали, что наиболее удачным способом компенсации реактивности является нанесение микронного слоя ZrB₂ на топливную таблетку. В свою очередь, система постоянных компенсаторов реактивности включает в себя 108 стрежней, содержащих карбид бора B₄C. Физический вес всей системы стрежней равен 45,77 $\beta_{eff.}$, а $k_{eff} = 0.9224$, что соответствует требованиям ядерной безопасности при проведении ядерно-опасных работ на остановленной установке.

5. Система стрежней управления и аварийной защиты для данной конфигурации бланкета не рассматривалась исходя из следующих предпосылок: установка на протяжении всего рабочего цикла находится в подкритическом состоянии, и все управление ее режимами может осуществляться за счет варьирования потока нейтронов из ПИН в бланкет. Для поддержания подкритического коэффициента размножения и тепловой мощности на постоянном уровне ПИН должен постоянно подпитывать активную зону ядерного реактора потоком дополнительных нейтронов, интенсивность которого должна расти по мере выгорания топлива по строго заданной закономерности.

Список литературы / References

- 1. Shamanin I., Bedenko S., Chertkov Y., Gubaydulinet I. Gas-Cooled Thorium Reactor with Fuel Block of the Unified Design. *Advances in Materials Science and Engineering*, 2015, vol. 2015, p. 392721. DOI 10.1155/2015/392721
- Shamanin I. V., Grachev V. M., ChertkovYu. B. et al. Neutronic properties of hightemperature gas-cooled reactors with thorium fuel. *Annals of Nuclear Energy*, 2018, vol. 113, p. 286–293.
- 3. Arzhannikov A. V., Anikeev A. B., Beklemishev A. D. et al. Subcritical Assembly with Thermonuclear Neutron Source as Device for Studies of Neutron-physical Characteristics of Thorium Fuel. *AIP Conference Proceedings*, 2016, vol. 1771, p. 090004. DOI 10.1063/ 1.4964246
- Arzhannikov A. V., Bedenko S. V., Ivanov A. A. et al. Isotopic Composition Changes in the Fuel Assembly of a Hybrid Reactor with a Neutron Source Based on D-D Reaction in Plasma Column (Computer Simulation of a Long Operation Cycle). *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 4, p. 5–24. (in Russ.)
- 5. Arzhannikov A., Bedenko S., Shmakov V. et al. Gas-cooled thorium reactor at various fuel loadings and its modification by a plasma source of extra neutrons. *Nuclear Science and Techniques*, 2019, vol. 30 (181). DOI 10.1007/s41365-019-0707-y

- 6. Arzhannikov A. V., Shmakov V. M., Modestov D. G. et al. Facility to study neutronic properties of a hybrid thorium reactor with a source of thermonuclear neutrons based on a magnetic trap. *Nuclear Engineering and Technology*, 2020, vol. 52 (11), p. 2460–2470.
- 7. Shamanin I. V., Bedenko S. V., Shmakov V. M. et al. Power density dynamics in a nuclear reactor with an extended in-core pulse-periodic neutron source based on a magnetic trap. *Izvestiya Wysshikh Uchebnykh Zawedeniy, Yadernaya Energetika*, 2020, vol. 2, p. 17–26.
- 8. Beklemishev A., Anikeev A., Astrelin V. et al. Novosibirsk Project of Gas-Dynamic Multiple-Mirror Trap. *Fusion Science and Technology*, 2013, vol. 63, p. 46–51.
- Anikeev A. V., Bagryansky P. A., Beklemishev A. D. et al. The GDT Experiment: Status and Recent Progress in Plasma Parameters. *Fusion Science and Technology*, 2015, vol. 68 (1), p. 1–7.
- 10. Gandini A., Salvatores M. The Physics of Subcritical Multiplying Systems. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 2002, vol. 39 (6), p. 673–686.
- 11. Shiroya S., Yamamotoc A., Shina K. et al. Basic study on neutronics of future neutron source based on accelerator driven subcritical reactor concept in Kyoto University Research Reactor Institute (KURRI). *Progress in Nuclear Energy*, 2002, vol. 40 (3–4), p. 489–496.
- 12. Knastera J., Arbeiter F., Carac P. et al. IFMIF, the European-Japanese efforts under the Broader Approach agreement towards a Li(*d*, *xn*) neutron source: Current status and future options. *Nuclear Materials and Energy*, 2016, vol. 9, p. 46–54.
- 13. Wu Y. Design and R&D Progress of China Lead-Based Reactor for ADS Research Facility. *Engineering*, 2016, vol. 2 (1), p. 124–131.
- 14. Abderrahim H. A., Baeten P., Bruyn D. D., Fernandez R. MYRRHA A multi-purpose fast spectrum research reactor. *Energy Conversion and Management*, 2012, vol. 63, p. 4–10.
- 15. Yang L., Zhan W. A New Concept for ADS Spallation Target: Gravity-Driven Dense Granular Flow Targets. *Thorium Energy for the World. Springer, Cham*, 2016.
- Gudowski W., Arzhanov V., Broeders C. et al. Review of the European project Impact of Accelerator-Based Technologies on nuclear fission safety (IABAT). *Progress in Nuclear Energy*, 2001, vol. 38, p. 135–151.
- 17. Bedenko S. V., Ghal-Eh N., Lutsik I. O., Shamanin I. V. A fuel for generation IV nuclear energy system: Isotopic composition and radiation characteristics. *Applied Radiation and Isotopes*, 2019, vol. 147, p. 189–196.
- Yurov D. V., Prikhodko V. V., Tsidulko Yu. A. Nonstationary Model of an Axisymmetric Mirror Trap with Nonequilibrium Plasma. *Plasma Physics Reports*, 2016, vol. 42 (3), p. 210– 225.
- 19. Kandiev Y. Z., Kashaeva E. A., Khatuntsev K. E. et al. PRIZMA status. Annals of Nuclear Energy, 2015, vol. 82, p. 116–120.
- 20. Evaluated Nuclear Data Library Descriptions, Nuclear Energy Agency. URL: https://oecd-nea.org/dbdata/data/nds_eval_libs.htm(2020) (accessed 03.03.2019).
- 21. Leppaanen J., Pusa M., Viitanen T., Valtavirta V., Kaltiaisenaho T. The Serpent Monte Carlo code: Status, development and applications in 2013. *Annals of Nuclear Energy*, 2015, vol. 82, p. 142–150.
- 22. Kotelnikov I. A., Chernoshtanov I. S., Prikhodko V. V. Stability of the Drift-Cyclotron Loss-Cone and Double-Humped Modes in Multispecies Plasmas. *Plasma and Fusion Research*, 2019, vol. 14, p. 2403001. DOI 10.1585/pfr.14.2403001
- 23. Linnik S. A., Gaydachuk A. V., Shamanin I. V. Istochnik plazmy tlejushhego razrjada s effektom pologe katoda dlja modifikacii svojstv poverhnosti i nanesenija pokrytij. *Izvestija Tomskogo politehnicheskogo universiteta*, 2011, vol. 318, p. 86–88. (in Russ.)

Материал поступил в редколлегию Received 28.01.2021

Сведения об авторах / Information about the Authors

- Шаманин Игорь Владимирович, доктор физико-математический наук, профессор, заведующий кафедрой, Томский политехнический университет (Томск, Россия)
- **Igor V. Shamanin**, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Head of Department, Tomsk Polytechnic University (Tomsk, Russian Federation)

shiva@tpu.ru

- Аржанников Андрей Васильевич, доктор физико-математический наук, профессор, главный научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера (Новосибирск, Россия); профессор, физический факультет, Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)
- Andrey V. Arzhannikov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Head Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics (Novosibirsk, Russian Federation); Professor, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

arzhan1@ngs.ru

- **Приходько Вадим Вадимович**, кандидат физико-математический наук, старший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера (Новосибирск, Россия)
- Vadim V. Prikhodko, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics (Novosibirsk, Russian Federation)

v.v.prikhodko@inp.nsk.su

- Шмаков Владимир Михайлович, кандидат физико-математический наук, ведущий научный сотрудник, Российский федеральный ядерный центр ВНИИТФ (Снежинск, Россия)
- Vladimir M. Shmakov, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Leading Researcher, FSUE "RFNC – VNIITF named after Academ. E. I. Zababakhin" (Snezhinsk, Russian Federation)

v.m.shmakov@vniitf.ru

- **Модестов Дмитрий Геннадьевич**, научный сотрудник, Российский федеральный ядерный центр ВНИИТФ (Снежинск, Россия)
- **Dmitry G. Modestov**, Senior Research Fellow, FSUE "RFNC VNIITF named after Academ. E. I. Zababakhin" (Snezhinsk, Russian Federation)

v.v.prikhodko@inp.nsk.su

Луцик Игорь Олегович, аспирант, Томский политехнический университет (Томск, Россия)

Igor O. Lutsik, PhD student, Tomsk Polytechnic University (Tomsk, Russian Federation)

iol4@tpu.ru

- Полозков Сергей Дмитриевич, аспирант, Томский политехнический университет (Томск, Россия)
- Sergey D. Polozkov, PhD student, Tomsk Polytechnic University (Tomsk, Russian Federation) sdp2@tpu.ru
- Беденко Сергей Владимирович, кандидат физико-математический наук, доцент, Томский политехнический университет (Томск, Россия)
- Sergey V. Bedenko, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Associate Professor, Tomsk Polytechnic University (Tomsk, Russian Federation)

bedenko@tpu.ru

УДК 532.526 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-44-52

Экспериментальное исследование влияния единичного числа Рейнольдса на положение ламинарно-турбулентного перехода на крыле с дозвуковой передней кромкой при числе Maxa 2

В. Л. Кочарин¹, Н. В. Семёнов¹, А. Д. Косинов¹, А. А. Яцких^{1, 2} С. А. Шипуль¹, Ю. Г. Ермолаев¹

¹ Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН Новосибирск, Россия ² Новосибирский государственный университет

Новосибирск, Россия

Аннотация

Проведены экспериментальные исследования влияния единичного числа Рейнольдса на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой при числе Маха 2. Эксперименты выполнены на модели скользящего крыла с углом скольжения передней кромки 72° и задней кромки 58° с 3 % профилем у основания. Полученные термоанемометрические данные показали, что ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой передней кромкой в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой передней кромкой паступает раньше (≈ 25÷30 %), чем на модели со сверхзвуковой передней кромкой при одних и тех же параметрах набегающего потока. Показано, что изменение единичного числа Рейнольдса набегающего потока слабо влияет на ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой.

Ключевые слова

эксперимент, сверхзвуковой поток, ламинарно-турбулентный переход, турбулентность, пограничный слой, скользящее крыло

Источник финансирования

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-00772) с использованием оборудования ЦКП «Механика» (ИТПМ СО РАН)

Для цитирования

Кочарин В. Л., Семёнов Н. В., Косинов А. Д., Яцких А. А., Шипуль С. А., Ермолаев Ю. Г. Экспериментальное исследование влияния единичного числа Рейнольдса на положение ламинарно-турбулентного перехода на крыле с дозвуковой передней кромкой при числе Маха 2 // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 1. С. 44–52. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-44-52

Experimental Study of the Influence of Unit Reynolds Number on the Laminar-Turbulent Transition on the Model Swept Wing with a Subsonic Leading Edge at M = 2

V. L. Kocharin¹, N. V. Semionov¹, A. D. Kosinov¹, A. A. Yatskikh^{1,2} S. A. Shipul¹, Yu. G. Yermolaev¹

> ¹ Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation
> ² Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

Experimental studies of the influence of unit Reynolds number on the laminar-turbulent transition in a supersonic boundary layer of a swept wing with a subsonic leading edge at Mach number 2 are performed. The experiments were

© В.Л. Кочарин, Н.В. Семёнов, А.Д. Косинов, А.А. Яцких, С.А. Шипуль, Ю.Г. Ермолаев, 2021

performed on a model of a swept wing with a swept angle of the leading edge of 72 degrees and with a 3 % profile with a variable chord length in span. The hot-wire measurements showed that a laminar-turbulent transition in a supersonic boundary layer of a swept wing with a subsonic leading edge occurs earlier ($\approx 25 \div 30$ %) than on a model with a supersonic leading edge with the same oncoming flow parameters. It is shown that a change unit Reynolds number insignificant influence the laminar-turbulent transition in the boundary layer of a swept wing with a subsonic leading edge.

Keywords

experiment, supersonic flow, laminar-turbulent transition, turbulence, boundary layer, swept wing *Funding*

The work is supported by Russian Foundation for Basic Research (grant No. 19-08-00772). The study was conducted at the Joint Access Center "Mechanics" of ITAM SB RAS

For citation

Kocharin V. L., Semionov N. V., Kosinov A. D., Yatskikh A. A., Shipul S. A., Yermolaev Yu. G. Experimental Study of the Influence of Unit Reynolds Number on the Laminar-Turbulent Transition on the Model Swept Wing with a Subsonic Leading Edge at M = 2. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 1, p. 45–53. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-45-53

Введение

Исследование ламинарно-турбулентного перехода на скользящем крыле при сверхзвуковых скоростях потока имеет практический интерес для развития высокоскоростной авиационной техники. Отметим, что имеется только несколько работ, в которых на трехмерных моделях крыла при сверхзвуковых скоростях потока проводились измерения положения ламинарно-турбулентного перехода. Обзор работ, где приводятся экспериментальные данные по влиянию единичного числа Рейнольдса на положение перехода на скользящем крыле в высокоскоростном потоке приведен в [1]. Обтекание скользящего крыла сверхзвуковым потоком принято классифицировать по числу Маха по нормали к передней кромке. Передняя кромка называется дозвуковой, если число Маха по нормали M' < 1; звуковой, если M' = 1, и сверхзвуковой, если M' > 1. Отметим работы, где приводятся данные для случая дозвуковой передней кромки. Эксперименты на дельта-крыле с углом скольжения 74° выполнены в баллистических трассах в диапазоне чисел Маха от 2.8 до 5.3 [2] для случаев дозвуковой и сверхзвуковой передней кромки (в зависимости от числа Maxa) (M = 2,81; 3,02; 3,24; 3,35;4,1; 5,3 → М' = 0,77; 0,83; 0,89; 0,92; 1,13; 1,46). Влияния единичного числа Рейнольдса на положение ламинарно-турбулентного перехода не было зафиксировано. Получено, что для случая дозвуковой передней кромки $\text{Re}_{\text{tr}} = 3 \times 10^6$ при M = 2,78, $\text{Re}_{\text{tr}} = 3.3 \times 10^6$ при M = 3,35, для сверхзвуковой передней кромки $Re_{tr} = 4.8 \times 10^6$ при M = 4.1 и $Re_{tr} \approx 3 \div 4 \times 10^6$ при М = 5,3. В работе [3] приводятся результаты измерений на модели дельта-крыла с углом скольжения $\chi = 77,1^{\circ}$ (дозвуковая передняя кромка) при M = 3,5. Отмечается, что переход наблюдался параллельно боковой кромке модели и единичное число Рейнольдса оказывает влияние на положение перехода.

Измерения положения перехода при M = 2 на модели крыла с дозвуковой передней кромкой (углы скольжения внутренней и внешней частей крыла составляли 66 и 61,2° соответственно) были выполнены при помощи термопленочных датчиков и инфракрасной камеры в [4]. Показано, что единичное число Рейнольдса не влияет на положение перехода, и при нулевом угле атаки число Рейнольдса перехода составляло примерно $0,8 \times 10^6$. Результаты летных измерений Re_{tr} на скользящем крыле при M = 2 приведены в работе [5]. Передняя кромка крыла имела те же два угла скольжения, что и в работе [4]. Числа Рейнольдса перехода в работе не приведены, а из представленных данных можно только сказать, что переход происходит вблизи передней кромки.

Результаты экспериментальных исследований по влиянию единичного числа Рейнольдса на положение ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое на скользящем крыле при сверхзвуковых скоростях потока приведены в [1]. В экспериментах использовались 3 % симметричная модель скользящего крыла с чечевицеобразным профилем и углом скольже-

ния кромок 45°, что соответствует случаю сверхзвуковой передней кромки. Положение перехода определялось с помощью термоанемометра. Получено, что при M = 2 и 2,5 увеличение единичного числа Рейнольдса (Re₁) приводит к затягиванию перехода. Показано, что увеличение числа Маха набегающего потока и уровня пульсаций в рабочей части аэродинамической трубы приводит к уменьшению влияния Re₁ на положение перехода. При высоком уровне шума, вызванного ростом числа Маха или введением вихревых возмущений, влияние не фиксируется.

В работе [6] приведены данные о возникновении турбулентности на модели эллиптического конуса с углом полураствора 7° при M = 6,5, полученные для нескольких значений единичного числа Рейнольдса. По представленным в работе результатам визуализации нами выполнены оценки положения перехода у боковых кромок модели. Получено, что увеличение значения Re_1 от 3×10^6 до $6,8 \times 10^6$ м⁻¹ приводит к затягиванию положения ламинарнотурбулентного перехода от $Re_{nep} \approx 0,7 \times 10^6$ до $\approx 1 \times 10^6$.

Следовательно, вопрос о влиянии единичного числа Рейнольдса на положение ламинарнотурбулентного перехода в пограничном слое на скользящем крыле с дозвуковой передней кромкой остается открытым.

Постановка экспериментов

Эксперименты выполнены в малотурбулентной сверхзвуковой аэродинамической трубе T-325 ИТПМ СО РАН при числе Маха М = 2. Измерения проводились на модели скользящего крыла с 3 % профилем с изменяемой длиной хорды по размаху (хорда у основания – 498 и 200 мм в конце крыла). Угол скольжения передней кромки составляет 72°. Схема модели представлена на рис. 1.



Puc. 1. Схема модели крыла с углом скольжения передней кромки $\chi = 72^{\circ}$ *Fig. 1.* Scheme of a wing model with a sweep angle of the leading edge $\chi = 72^{\circ}$

Возмущения в потоке регистрировались термоанемометром постоянного сопротивления. Датчики термоанемометра изготавливались из вольфрамовой нити диаметром 10 мкм и длиной около 1,5 мм. Величина перегрева нити датчика устанавливалась 0,8, а измеренные возмущения преимущественно соответствовали пульсациям массового расхода. Измерения пульсационных и средних характеристик потока проводились автоматизированной системой сбора данных [7]. Обработка экспериментальных данных проводилась при помощи быстрого преобразования Фурье, определялись спектры мощности по полным осциллограммам. Более подробно постановка эксперимента, система сбора и процедура обработки данных описана в [1; 7; 8].

В данных экспериментах использовались два способа определения положения ламинарнотурбулентного перехода с помощью термоанемометра: в первом случае измерения выполняются при фиксированном положении датчика, изменяется значение Re₁, во втором – выбирается $Re_1 = const$, а датчик перемещается вдоль координаты *x*. В результате измерений определялась зависимость амплитуды возмущений от числа Рейнольдса.

Результаты

Выполнено экспериментальное исследование влияния единичного числа Рейнольдса на положение ламинарно-турбулентного перехода в трехмерном сверхзвуковом пограничном слое на модели скользящего крыла с углом скольжения 72°, что соответствует случаю дозвуковой передней кромки при M = 2. На рис. 2 представлены зависимости интегральных среднеквадратичных пульсаций массового расхода от числа Рейнольдса $\text{Re}_x = \text{Re}_1 \times x$, где x - продольная координата, измеренных при фиксированных положениях датчика x = 80, 100, 119 мм при M = 2,0. Датчик устанавливался немного ниже области максимальных пульсаций поперек пограничного слоя при минимальных значениях Re_1 , тогда как при измерениях в переходной области датчик находился в окрестности максимума пульсаций. В результате измерений определялось значение числа Рейнольдса перехода, которое соответствовало максимуму кривой нарастания среднеквадратичных пульсаций. Из графика видно, что с увеличением единичного числа Рейнольдса положение перехода слабо смещается вниз по потоку.



Рис. 2. Зависимость среднеквадратичных пульсаций массового расхода от числа Рейнольдса при M = 2. Измерения по Re₁ при x = 80 мм (*I*), x = 100 мм (2) и x = 119 мм (3) *Fig.* 2. Dependence of the rms pulsations on the Reynolds number at M = 2. Measurements by Re₁ at x = 80 mm (*I*), x = 100 mm (2) and x = 119 mm (3)

Незначительное влияние числа Re₁ было зафиксировано при измерениях среднеквадратичных пульсаций массового расхода вниз по потоку при $\rho U \approx$ const для значений Re₁ = 14 × 10⁶ и 18 × 10⁶ м⁻¹ (рис. 3). В этом случае, при фиксированном значении единичного числа Рейнольдса, проводилось перемещение датчика по координате *x* в области максимальных пульсаций по нормали к поверхности модели, а напряжение в диагонали моста термоанемометра поддерживалось постоянным за счет перемещения датчика по нормальной координате *y*. Получено, что увеличение единичного числа Рейнольдса Re₁ приводит к росту числа Рейнольдса перехода Re_{tr}, как и в случае сверхзвуковой передней кромки [1]. По данным, представленным на рис. 2 и 3 были получены зависимости числа Рейнольдса перехода Re_{tr} от единичного числа Рейнольдса Re₁ на модели скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой ($\chi = 72^{\circ}$), представленные на рис. 4. Для сравнения на этом же графике представлены результаты измерений, выполненных на модели крыла с углом скольжения передней кромки $\chi = 45^{\circ}$ из работы [1]. Получено, что ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой наступает раньше ($\approx 25 \div 30$ %), чем на модели со сверхзвуковой передней кромкой при одних и тех же параметрах набегающего потока. Причиной более раннего перехода и слабого влияния Re₁ может быть определяющая роль стационарных возмущений в процессе ламинарно-турбулентного перехода на модели скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой.





Fig. 3. Dependence of rms pulsations on the Reynolds number. Measurements in x at $\text{Re}_1 = 14 \times 10^6 \text{m}^{-1}$ (1) and $\text{Re}_1 = 18 \times 10^6 \text{m}^{-1}$ (2)



Рис. 4. Зависимости числа Рейнольдса перехода Re_{tr} от единичного числа Рейнольдса Re_1 на моделях со скользящим крылом с дозвуковой ($\chi = 72^\circ$) (*1*, 2) и со сверхзвуковой передней кромкой ($\chi = 45^\circ$) (*3*) при M = 2 *Fig. 4.* Dependences of the Reynolds number of the transition Re_{tr} on the unit Reynolds number Re_1

on models of swept wings with a subsonic leading edge ($\chi = 72^\circ$) (1, 2)

and with a supersonic leading edge ($\chi = 45^{\circ}$) (3) at M = 2



Рис. 5. Кривая нарастания возмущений (*a*) при z = 60 мм и эволюция амплитудно-частотных спектров (*б*) при Re₁ = 4,6 × 10⁶ м⁻¹ *Fig.* 5. Curve of growth of disturbances (*a*) at z = 60 mm and evolution of amplitude-frequency spectra (*b*) at Re₁ = 4.6 × 10⁶ m⁻¹

Кривая нарастания возмущений и полученные по этим данным амплитудно-частотные спектры при M = 2 и $Re_1 = 4,6 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ представлены на рис. 5. В работе [9] было выполнено сравнение экспериментальных степеней нарастания с результатами расчетов для модели крыла с углом скольжения передней кромки $\chi = 45^{\circ}$ при M = 2 и $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ и x = 80 мм. Получено хорошее согласование экспериментальных и теоретических данных в области линейного развития возмущений ($Re_x \le 0,6 \times 10^6$). Данные, представленные на рис. 5 будут использоваться для сравнения скорости пространственного нарастания естественных возмущений, полученных путем обработки экспериментальных спектров с результатами расчета по линейной теории устойчивости.

Заключение

Проведены исследования влияния единичного числа Рейнольдса на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой. Показано, что ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой наступает раньше (≈ 25÷30 %), чем на модели со сверхзвуковой передней кромкой при одних и тех же параметрах набегающего потока. Увеличение единичного числа Рейнольдса Re₁ приводит к незначительному росту числа Рейнольдса перехода Re_{tr}. Изменение единичного числа Рейнольдса слабо влияет на ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой, в отличие от модели крыла со сверхзвуковой передней кромкой. Причиной такого влияния может быть определяющая роль стационарных возмущений в процессе ламинарно-турбулентного перехода на модели скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой.

Список литературы

1. Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов А. Н., Семенов Н. В., Яцких А. А. Влияние единичного числа Рейнольдса на ламинарно-турбулентный переход на скользящем крыле при сверхзвуковых скоростях потока // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 5. С. 685–692. DOI 10.1134/S08698643180500

- 2. Chapman G. T. Transition of the laminar boundary layer on a delta wing with 74 deg. sweep in free flights at Mach numbers from 2.8 to 5.3. In: NASA TN D-1066. 1961.
- 3. Cattafesta L. N. III, Iyer V., Masad J. A., King R. A., Dagenhart J. R. Three-dimensional boundary-layer transition on a swept wing at Mach 3.5. *AIAA J.*, 1995, vol. 33, no. 11, p. 2032–2037.
- 4. Sugiura H., Yoshida K., Tokugawa N., Takagi S., Nishizawa A. Transition measurements on the natural laminar flow wing at Mach 2. *J. of Aircraft*, 2002, vol. 39, no. 6, p. 996–1002.
- Kwak D-Y., Tokugawa N., Yoshida K. Validation of aerodynamic design technology of supersonic experimental airplane (nexst-1) by flight test. In: West-East High Speed Flow Field Conference. Moscow, 2007, p. 1–13.
- 6. Shi M., Zhu W., Lee C. Crossflow instability of hypersonic flow over an elliptic cone. In: AIAA Aviation 2020 forum. June 15–19, 2020 (virtual event). DOI 10.2514/6.2020-3073
- 7. Kosinov A. D., Semionov N. V., Yermolaev Yu. G. Disturbances in test section of T-325 supersonic wind tunnel. Novosibirsk, 1999, 24 p. (Preprint Institute of Theoretical and Applied Mechanics, № 6-99).
- Semionov N. V., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Kocharin V. L., Panina A. V., Semenov A. N., Shipul S. A., Yatskikh A. A. Experimental study of the laminar-turbulent transition on models of wings with subsonic and supersonic leading edge at M = 2. *Journal of Physics: Conf. Series*, 2019, vol. 1404, p. 012097(5). DOI 10.1088/1742-6596/1404/1/012097
- Semionov N. V., Yermolaev Yu. G., Kocharin V. L., Kosinov A. D., Semenov A. N., Smorodsky B. V., Yatskikh A. A. An effect of small angle of attack on disturbances evolution in swept wing boundary layer at Mach number M = 2. *AIP Conf. Proc.*, 2018, vol. 2027, no. 1, p. 030156(6). DOI 10.1063/1.5065250.

References

- 1. Ermolaev Y. G., Kosinov A. D., Semenov A. N., Semionov N. V., Yatskikh A. A. Effect of unit Reynolds number on the laminar-turbulent transition on a swept wing in supersonic flow. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2018, vol. 25, no. 5, p. 659–665.
- 2. Chapman G. T. Transition of the laminar boundary layer on a delta wing with 74 deg. sweep in free flights at Mach numbers from 2.8 to 5.3. In: NASA TN D-1066. 1961.
- 3. Cattafesta L. N. III, Iyer V., Masad J. A., King R. A., Dagenhart J. R. Three-dimensional boundary-layer transition on a swept wing at Mach 3.5. *AIAA J.*, 1995, vol. 33, no. 11, p. 2032–2037.
- 4. Sugiura H., Yoshida K., Tokugawa N., Takagi S., Nishizawa A. Transition measurements on the natural laminar flow wing at Mach 2. *J. of Aircraft*, 2002, vol. 39, no. 6, p. 996–1002.
- Kwak D-Y., Tokugawa N., Yoshida K. Validation of aerodynamic design technology of supersonic experimental airplane (nexst-1) by flight test. In: West-East High Speed Flow Field Conference. Moscow, 2007, p. 1–13.
- 6. Shi M., Zhu W., Lee C. Crossflow instability of hypersonic flow over an elliptic cone. In: AIAA Aviation 2020 forum. June 15–19, 2020 (virtual event). DOI 10.2514/6.2020-3073
- 7. Kosinov A. D., Semionov N. V., Yermolaev Yu. G. Disturbances in test section of T-325 supersonic wind tunnel. Novosibirsk, 1999, 24 p. (Preprint Institute of Theoretical and Applied Mechanics, № 6-99).
- Semionov N. V., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Kocharin V. L., Panina A. V., Semenov A. N., Shipul S. A., Yatskikh A. A. Experimental study of the laminar-turbulent transition on models of wings with subsonic and supersonic leading edge at M = 2. *Journal of Physics: Conf. Series*, 2019, vol. 1404, p. 012097(5). DOI 10.1088/1742-6596/1404/1/012097
- 9. Semionov N. V., Yermolaev Yu. G., Kocharin V. L., Kosinov A. D., Semenov A. N., Smorodsky B. V., Yatskikh A. A. An effect of small angle of attack on disturbances evolution in

swept wing boundary layer at Mach number M = 2. *AIP Conf. Proc.*, 2018, vol. 2027, no. 1, p. 030156(6). DOI 10.1063/1.5065250.

Материал поступил в редколлегию Received 05.10.2020

Сведения об авторах / Information about the Authors

Кочарин Василий Леонидович, младший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия)

Vasilii L. Kocharin, Junior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

kocharin@itam.nsc.ru

- Семёнов Николай Васильевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Nikolai V. Semionov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Leading Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

semion@itam.nsc.ru

- Косинов Александр Дмитриевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, заведующий лабораторией, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Alexander D. Kosinov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Head of Laboratory, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

kosinov@itam.nsc.ru

- **Яцких Алексей Анатольевич**, кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия); младший научный сотрудник, Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)
- Aleksey A. Yatskikh, PhD, Junior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); Junior Researcher, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

73.yatskikh@gmail.com

- Шипуль Софья Андреевна, старший лаборант с высшим профессиональным образованием, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Sofia A. Shipul, PhD Student, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

sofa.shipul@gmail.com

- Ермолаев Юрий Геннадьевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Yury G. Yermolaev, PhD, Senior Fellow, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

yermol@itam.nsc.ru

УДК 532.526 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-53-64

Исследование влияния единичного числа Рейнольдса на характеристики N-волны при M = 2,5

Ю. И. Усынина^{1, 2}, Ю. Г. Ермолаев^{1, 3}, А. Д. Косинов^{1, 3}, Н. В. Семенов¹

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН Новосибирск, Россия

> ² Новосибирский государственный технический университет Новосибирск, Россия
> ³ Новосибирский государственный университет

> > Новосибирск, Россия

Аннотация

Представлены результаты изучения особенностей развития слабых ударных волн, генерируемых двумерной шероховатостью на стенке рабочей части сверхзвуковой аэродинамической трубы, в свободном потоке при числе Маха 2,5. Измерения выполнены термоанемометром постоянного сопротивления. Показано, что двумерная наклейка индуцирует в свободный поток слабые ударные волны. Они вызывают искажения среднего течения, форма которых соответствует N-волне. В области прохождения пары слабых ударных волн зафиксированы высокоинтенсивные пульсации. При увеличении единичного числа Рейнольдса уровень искажений среднего течения остается практически постоянным, но наблюдается рост нестационарных возмущений. Получено, что наибольший рост пульсаций, вызванный слабыми волнами Маха, наблюдается в области максимального градиента среднего течения. Обнаружено, что увеличение единичного числа Рейнольдса приводит к расширению диапазона частот неустойчивых возмущений, порождаемых парой слабых ударных волн. *Ключевые слова*

экспериментальные исследования, сверхзвуковой поток, N-волна, единичное число Рейнольдса, термоанемометрия

Источник финансирования

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610125-7). Авторы благодарны Центру коллективного пользования «Механика» за предоставленное оборудование

Для цитирования

Усынина Ю. И., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семёнов Н. В. Исследование влияния единичного числа Рейнольдса на характеристики N-волны при M = 2,5 // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 1. С. 53–64. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-53-64

Research on the Influence of the Unit Reynold's Number on the Characteristics of N-Waves at M = 2.5

Yu. I. Usynina^{1,2}, Yu. G. Yermolaev^{1,3}, A. D. Kosinov^{1,3}, N. V. Semionov¹

¹ Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation
² Novosibirsk State Technical University

Novosibirsk, Russian Federation ³ Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

This paper presents the results of studying the features of the development of weak shock waves generated by a twodimensional roughness on the wall of the working part of a supersonic wind tunnel in a free flow at a Mach number of 2.5. The measurements were performed with a constant resistance thermoanemometer. It is shown that a twodimensional sticker induces weak shock waves into the free flow. They cause distortion of the average flow, the shape

© Ю. И. Усынина, Ю. Г. Ермолаев, А. Д. Косинов, Н. В. Семёнов, 2021

of which corresponds to the N-wave. High-intensity pulsations were recorded in the region of passage of a pair of weak shock waves. With an increase in the unit Reynolds number, the level of distortions of the average flow remains practically constant, but an increase in nonstationary disturbances is observed. It was found that the greatest increase in pulsations caused by Mach waves is observed in the area of the maximum gradient of the average flow. It is found that an increase in the number Re_1 leads to an expansion of the frequency range of unstable disturbances generated by a pair of weak shock waves.

Keywords

experimental studies, supersonic flow, N-wave, unit Reynolds number, thermoanemometer

Funding

The work was carried out within the framework of the Program of Fundamental Scientific Research of the State Academies of Sciences for 2013-2020 (project AAAA-A17-117030610125-7). The authors are grateful to the Center for collective use "Mechanics" for the provided equipment

For citation

Usynina Yu. I., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Semionov N. V. Research on the Influence of the Unit Reynold's Number on the Characteristics of N-Waves at M = 2.5. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 1, p. 53–64. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-53-64

Введение

Процесс возникновения турбулентности в сдвиговых пристенных течениях является одной из наиболее сложных фундаментальных проблем механики. Исследования процесса перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентное состояние проводятся уже более 100 лет, но до сих пор нет полного понимания всех механизмов, приводящих к неустойчивости сдвигового течения и собственно перехода к турбулентности. Лобовое сопротивление и нагрев поверхности при турбулентном обтекании летательного аппарата значительно больше, чем в случае ламинарного течения. Именно поэтому интерес исследователей к теме ламинарно-турбулентного перехода не угасает. В настоящее время общепризнано, что переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный происходит из-за неустойчивости ламинарного течения, приводящей к росту возмущений потока [1].

В сжимаемых течениях процесс ламинарно-турбулентного перехода сильно зависит от уровня турбулентности набегающего потока [1]. Источником возмущений может являться турбулентный пограничный слой на стенках сопла, который излучает акустические возмущения в набегающий поток [2; 3]. Малые акустические колебания усиливаются пограничным слоем в десятки раз, что может привести к более раннему переходу [4]. Кроме того, в набегающем потоке есть слабые скачки уплотнения (волны Маха), которые зарождаются на различных неровностях поверхности (стыках) рабочей части трубы.

Взаимодействие скачка уплотнения с поверхностью обтекаемого тела – одна из фундаментальных проблем современной аэродинамики [5], поскольку в областях взаимодействия появляются локальные «пики» тепловых потоков, которые затрудняют обеспечение теплозащиты летательного аппарата от аэродинамического нагрева. Основные закономерности этого явления исследовались, как правило, на модельных задачах, связанных с обтеканием тел простой конфигурации сверхзвуковым потоком, например плоской пластины.

Процесс взаимодействия ударной волны с пограничным слоем изучен достаточно хорошо [6–10]. Известно, что динамические и тепловые нагрузки, возникающие вследствие такого взаимодействия, как правило, являются критическими для летательного аппарата. Структура реализующегося при этом течения наиболее хорошо исследована. Сильный градиент давления, вызванный воздействием ударной волны на пограничный слой, может приводить к отрыву потока. Это явление сопровождается увеличением динамической нагрузки на обтекаемую поверхность, ее высоким локальным нагревом, повышением коэффициента сопротивления. При большой интенсивности скачка результаты расчета теплового потока и трения в случае турбулентного течения обычно существенно отличаются от экспериментальных данных [9]. Однако в случае умеренной интенсивности скачка численные решения дают удовлетворительные результаты [10].

При экспериментальном изучении взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем обычно используется клин (короткая тонкая пластинка с острой кромкой) для генерации ударной волны. Клин устанавливается над исследуемой моделью. Стандартная схема проведения подобных измерений приведена, например, в [11]. Изменение угла установки клина относительно набегающего потока влияет на интенсивность генерируемой ударной волны и на положение области взаимодействия с пограничным слоем.

С другой стороны, практически любая неоднородность поверхности сверхзвукового сопла создает скачок уплотнения в потоке. Эта особенность была использована в экспериментах [12], в которых изучалось взаимодействие ударных волн с пограничным слоем плоского дельта крыла. Результаты [12] и последующих исследований [13–19] показывают, что неоднородность поверхности в виде клейкой ленты, установленная вертикально на боковой поверхности рабочей части трубы, генерирует пару волн Маха, которые образуют известную N-волну. Увеличение толщины неоднородности поверхности приводит к росту интенсивности скачков уплотнения и к незначительному расширению N-волны в поперечном направлении. Увеличение ширины наклейки в основном сказывается на пространственных масштабах N-волны [18; 19].

В настоящей работе будут изучены особенности развития слабых ударных волн, порождаемых двумерной неровностью поверхности рабочей части трубы, в свободном потоке при вариации значения единичного числа Рейнольдса Re₁.

Методика экспериментального исследования

Для изучения влияния единичного числа Рейнольдса на картину развития возмущений в набегающем потоке были проведены экспериментальные исследования в малотурбулентной сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН при числе Маха M = 2,5.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Сверхзвуковой поток набегает на модель плоской пластины слева направо. На боковую поверхность рабочей части трубы устанавливалась 2D неровность, которая индуцировала пару слабых ударных волн, имеющих вид N-волны. Первая волна P_1 порождалась выступом переднего края двумерной шероховатости, которая распространяется в свободном потоке под углом α_1 , а P_2 – уступом заднего края с углом распространения α_2 . Результатом взаимодействия N-волны с острой передней кромкой пластины становится возникновение стационарных структур в сжимаемом пограничном слое, которые распространяются в продольном направлении по потоку. В свободном потоке над пластиной N-волна практически не меняет своего направления.



Puc. 1. Схема экспериментов на модели плоской пластины с острой передней кромкой *Fig. 1.* The scheme of experiments on models of a flat plate with a sharp leading edge

Двумерной неровностью являлась клейкая лента ПВХ, имеющая следующие размеры: ширина b = 14 мм, толщина h = 130-135 мкм. Двумерная наклейка устанавливалась на таком расстоянии L от модели плоской пластины, чтобы пара слабых ударных волн P_1 и P_2 падала вблизи центра начала координат. В ходе серий экспериментов лента находилась на расстоянии $L = 225,5\div225,8$ мм от модели.

Система координат привязывалась к модели следующим образом: OX – от передней кромки по направлению набегающего потока, OY – от поверхности модели по нормали, OZ – перпендикулярно направлению потока (z = 0 соответствует центральной линии симметрии модели).

Измерения проводились в набегающем потоке (в сечении x = -10 мм перед моделью) при двух различных числах Рейнольдса $\text{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ и $\text{Re}_1 = 11.8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$.

Измерение средних и пульсационных характеристик потока осуществлялось с помощью термоанемометра постоянного сопротивления [20]. В экспериментах использовались датчики ТПС с вольфрамовой нитью диаметром d = 10 мкм и длиной l = 1,5 мм. Величина перегрева нити a_w была приблизительно равна 0,8. Это позволяет утверждать, что пульсации массового расхода составляли 95 % от возмущений, измеренных термоанемометром постоянного сопротивления. В экспериментах датчик термоанемометра перемещался с помощью координатного устройства по трем направлениям: по направлению потока (ось x), поперек набегающего потока (ось z) и по вертикали (ось y). Точность измерения координат составляет 0,1 мм.

Нестационарный по времени сигнал термоанемометра оцифровывался с помощью 12-разрядного аналого-цифрового преобразователя с частотой дискретизации 750 кГц. Цифровой вольтметр Agilent 34401A измерял постоянную составляющую напряжения с выхода термоанемометра.

Результаты

На рис. 2 представлены результаты измерения среднего течения в поперечном направлении в виде зависимостей нормированного среднего массового расхода $(\rho U)/(\rho U)_{\infty}$. Распределения среднего массового расхода показывают, что волна P_1 , индуцируемая уступом переднего края двумерной неровности, и волна P_2 , генерируемая выступом заднего края, двигаются вниз по потоку и локально искажают картину среднего течения. Такое искажение имеет определенную форму и напоминает известную N-волну. Амплитуда колебаний среднего массового расхода практически не меняется с увеличением режима работы трубы и составляет около 4 % относительно набегающего потока.

Распределения интегральных пульсаций в трансверсальном направлении показаны на рис. 3. Среднеквадратичные пульсации массового расхода, нормированные на значения среднего течения, отложены по оси ординат в процентах.

Согласно данным, приведенным на рис. 2, в сечении x = -10 мм по трансверсальной координате N-волна располагается в границах $-14 \le z \le 11$ мм. Область течения при z > 12 мм является невозмущенной. Здесь значения среднего массового расхода выходят на постоянный уровень, соответствующий набегающему потоку. Также в этой области течения среднеквадратичные пульсации имеют минимальные значения.

Из графиков распределений интегральных пульсаций видно, что максимумы пульсаций соответствуют месту прохождения слабых ударных волн P_1 и P_2 . Для $\text{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ координаты пиков $z_1 = 10,2$ мм и $z_2 = -7,9$ мм, а для $\text{Re}_1 = 11,8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ значения $z_1 = 9,8$ мм и $z_2 = -7,6$ мм. Сравнивая отношение амплитуд возмущений можно видеть, что для волны P_1 увеличение Re_1 вызывает рост максимума интегральных пульсаций примерно в 2 раза. Для волны P_2 рост среднеквадратичных амплитуд происходит меньшими темпами, он не превышает 1,5 раза.







Puc. 3. Распределения среднеквадратичных пульсаций от координаты *z* при *x* = -10 мм: $a - \operatorname{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$; $\delta - \operatorname{Re}_1 = 11, 8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ *Fig. 3.* Distributions of root-mean-square ripples from the *z* coordinate at *x* = -10 mm: $a - \operatorname{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$; $b - \operatorname{Re}_1 = 11.8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$

При увеличении Re₁ величина пульсаций возрастает с 0,8 до 1,2 %. Максимум пульсаций, полученный от первой слабой ударной волны, в случае Re₁ = 11,8 · 10⁶ м⁻¹ становится равным по амплитуде максимуму второй волны. При меньшем значении единичного числа Рейнольдса влияние от второй волны в 1,5 раза больше, чем от первой. Расстояние между максимумами пульсаций почти не изменяется. Положение пиков отличается незначительно ($\Delta z_1 = 0,4$ мм и $\Delta z_2 = 0,3$ мм) и укладывается в погрешности установки начального положения датчика ТПС по поперечной координате *z*.

Течение, расположенное левее слабой ударной волны P_2 (z < -10 мм), является тоже возмущенным. Поскольку значения нормированного среднего массового расхода не выходят на уровень, равный 1, и интегральные пульсации имеют повышенные величины относительно невозмущенного сверхзвукового потока. Возмущенность течения связана с наличием веера волн разряжения, возникающего в окрестности заднего края 2D неровности.

Максимум интегральных пульсаций соответствует максимальному градиенту среднего течения. Это видно на рис. 4, где представлен случай $\text{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$. Правая ось ординат соответствует распределению градиента среднего течения от поперечной координаты *z*. Для второго случая ($\text{Re}_1 = 11,8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$) получены аналогичные результаты.



 Puc. 4. Распределения интегральных пульсаций и градиента среднего течения от поперечной координаты z

 Fig. 4. Distributions of integral pulsations and the mean flow gradient from the transverse z coordinate

Для дальнейшего анализа были построены амплитудно-частотные спектры для области влияния волны P_1 (рис. 5) и волны P_2 (рис. 6).

На рис. 5, *а* показаны амплитудно-частотные спектры при $\text{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Амплитудный спектр в области невозмущенного потока, с которым сравниваются данные возмущенного передним фронтом N-волны течения, соответствует координате z = 21,6 мм. Остальные кривые соответствуют области прохождения слабой ударной волны P_1 от переднего края 2D наклейки. Максимальные амплитуды возмущений наблюдаются при z = 10,2 мм. Слабая ударная волна P_1 при распространении в свободном течении вызывает рост возмущений в широкой области частот. В максимуме среднеквадратичных пульсаций происходит усиление возмущений с частотами до 15 кГц, а в остальной области прохождения волны P_1 – до 10 кГц.







Puc. 6. Амплитудно-частотные спектры в области прохождения скачка уплотнения P_2 : $a - \operatorname{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$; $\delta - \operatorname{Re}_1 = 11, 8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ *Fig. 6.* Amplitude-frequency spectra in the area of the shock wave P_2 : $a - \operatorname{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$; $b - \operatorname{Re}_1 = 11.8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$

Случай $\text{Re}_1 = 11,8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ приведен на рис. 5, б. Здесь амплитудный спектр при z = 17,8 мм соответствует области невозмущенного течения. Максимальные амплитуды возмущений наблюдаются при z = 9,8 мм. Можно видеть, что рост единичного числа Рейнольдса приводит к значительному расширению диапазона частот неустойчивых возмущений, возбуждаемых передним фронтом N-волны. Так, при $\text{Re}_1 = 11,8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ в максимуме среднеквадратичных пульсаций наблюдается усиление возмущений с частотами до 40–50 кГц, что в несколько раз больше, чем при $\text{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Несколько другая картина наблюдается при прохождении слабой ударной волны, образующей задний фронт N-волны. При Re₁ = $8 \cdot 10^6$ м⁻¹ (см. рис. 6, *a*) волна P_2 возбуждает возмущения в области частот вплоть до 30–35 кГц, что значительно шире, чем в случае воздействия волны P_1 . На этом графике, как и на рис. 5, *a*, приведен амплитудный спектр в области невозмущенного течения при z = 21,6 мм. Максимальные амплитуды возмущений, вызванных волной P_2 , наблюдаются при z = -7,9 мм. Однако при увеличении единичного числа Рейнольдса неустойчивые возмущения, возбуждаемые задним фронтом N-волны, имеют тот

же самый диапазон частот (до 50 кГц), что и для волны P_1 при Re₁ = 11,8 · 10⁶ м⁻¹. Иначе говоря, с ростом единичного числа Рейнольдса происходит расширение диапазона частот неустойчивых возмущений, вызванных прохождением слабой ударной волны P_2 . Однако это расширение частотного диапазона происходит в меньшей степени, чем для волны P_1 .

Результаты статистического анализа представлены в виде экспериментальных оценок распределения плотности вероятности в области прохождения слабых ударных волн P_1 и P_2 , показанных на рис. 7 и 8 соответственно. Для сопоставления с нормальным законом на рисунках приведена функция Гаусса с единичной дисперсией и нулевым математическим ожиданием, которая выделена черной сплошной линией.



Рис. 7. Распределения плотности вероятности в области прохождения скачка уплотнения P_1 : $a - \operatorname{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \operatorname{m}^{-1}$; $\delta - \operatorname{Re}_1 = 11, 8 \cdot 10^6 \operatorname{m}^{-1}$ *Fig.* 7. Probability density distributions in the area of the shock wave P_1 : $a - \operatorname{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \operatorname{m}^{-1}$; $b - \operatorname{Re}_1 = 11.8 \cdot 10^6 \operatorname{m}^{-1}$





При $\text{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ (см. рис. 7, *a*) полигон частот в области невозмущенного течения (z = 21,6 мм) совпадает с гауссовской функцией. В области прохождения слабой ударной

волны P_1 , генерируемой передним краем 2D неровности, наблюдаются слабые отклонения от нормального закона. При увеличении единичного числа Рейнольдса возмущения в области невозмущенного течения соответствуют нормальному распределению плотности вероятности. Это можно видеть по измерениям при z = 17,8 мм (см. рис. 7, δ). Построенные при z = 8,3 и 11,0 мм полигоны также имеют гауссовский вид. Наиболее сильные отклонения от нормального закона проявляются в области максимальных среднеквадратичных пульсаций (z = 9,8 мм) и в минимуме среднего массового расхода (z = 10,2 мм).

На рис. 8, *а* показан случай $\text{Re}_1 = 8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, где во всей области влияния слабой ударной волны P_2 при значении *z* от -11,1 до -6,9 мм отклонения гистограмм от функции Гаусса более выражены, чем для волны P_1 . Скорее всего, это связано с веером волн разрежения, возникающих при обтекании заднего края 2D неровности.

Изменение режима работы трубы для волны P_2 (см. рис. 8, δ) приводит к росту отклонения распределений плотности вероятности от нормального закона по всей области исследования – при значении z от –8,1 до –6,8 мм. При этом значительные отклонения гистограмм от нормального распределения плотности вероятности могут быть связаны с веером волн разрежения, порождаемых уступом заднего края двумерной неровности. Подчеркнем, что увеличение единичного числа Рейнольдса приводит к сильному частотному расширению неустойчивых возмущений для обоих фронтов N-волны.

Выводы

В настоящей работе были проведены экспериментальные исследования влияния единичного числа Рейнольдса на развитие слабых ударных волн в сверхзвуковом набегающем потоке. По результатам проведенных измерений можно сделать следующие выводы.

1. Слабые волны Маха, зарождающиеся на краях двумерной неровности, в набегающем потоке локально искажают среднее течение и повышают уровень пульсаций в несколько раз относительно невозмущенного течения. Показано, что наибольший рост пульсаций, вызванный слабыми ударными волнами, наблюдается в области максимального по модулю градиента среднего течения.

2. Вариации единичного числа Рейнольдса приводят к изменению интенсивности слабых волн Маха. При этом происходит изменение спектрального состава возмущений, возбуждаемых слабыми ударными волнами. Для волны P_1 частотный диапазон усиливаемых возмущений расширяется в 3 раза при увеличении единичного числа Рейнольдса в 1,5 раза. Для волны P_2 расширение частотного диапазона неустойчивых возмущений происходит в меньшей степени.

3. Статистический анализ данных подтверждает результаты исследования спектрального состава. Увеличение единичного числа Рейнольдса приводит к существенному отклонению распределений плотности вероятности от нормального закона.

Список литературы

- 1. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 134 с.
- Laufer J. Aerodynamic noise in supersonic wind tunnels. *Aerospase Sci.*, 1961, vol. 28, no. 9, p. 685–692.
- Semionov N. V. An experimental study of receptivity of supersonic boundary layer on a blunted plate. In: Proc. 6th IASME / WSEAS International Conference on Fluid Mechanics and Aerodynamics. WSEAS Press, 2008. P. 119–124.
- 4. Гапонов С. А., Семенов А. Н. Численное моделирование взаимодействия сверхзвукового пограничного слоя с акустической волной // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 6. С. 76–86.

- 5. Боровой В. Я., Егоров И. В., Ноев А. Ю., Скуратов А. С., Струминская И. В. Двумерное взаимодействие падающего скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем в присутствии энтропийного слоя. // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 6. С. 88–109.
- 6. **Чжен П.** Отрывные течения. М.: Мир, 1972. Т. 1; 1973. Т. 2, 3.
- 7. Green J. E. Interactions between shock waves and turbulent boundary layers. *Progr. Aerospace Sci.*, 1970, vol. 11, p. 235–340.
- 8. **Delery J.** Shock wave / turbulent boundary layer interaction and its control. *Progr. Aerospace Sci.*, 1985, vol. 22, p. 209–280.
- Knight D., Yan H., Panaras A. G., Zheltovodov A. Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions. *Progr. Aerospace Sci.*, 2003, vol. 39, no. 2–3, p. 121–184.
- 10. **Федорова Н. Н., Федорченко И. А.** Расчет взаимодействия падающего косого скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем на пластине // ПМТФ. 2004. № 3. С. 61–71.
- 11. Поливанов П. А., Сидоренко А. А., Маслов А. А. Влияние ламинарно-турбулентного перехода на взаимодействие ударной волны с пограничным слоем при малом сверхзвуковом числе Маха // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, вып. 19. С. 29–37.
- 12. Ваганов А. В., Ермолаев Ю. Г., Колосов Г. Л., Косинов А. Д., Панина А. В., Семёнов Н. В. О воздействии падающей волны Маха на поле пульсаций в пограничном слое при обтекании плоского дельта крыла // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2014. Т. 9, № 1. С. 29–38.
- Ваганов А. В., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В., Шалаев В. И. Экспериментальное исследование структуры течения и перехода в пограничном слое треугольного крыла с затупленными передними кромками при числах Маха 2, 2.5 и 4 // Тр. МФТИ. 2013. Т. 5, № 3. С. 164–173.
- 14. Ваганов А. В., Ермолаев Ю. Г., Колосов Г. Л., Косинов А. Д., Панина А. В., Семенов Н. В., Яцких А. А. К воздействию падающей волны Маха на сверхзвуковой пограничный слой // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 1. С. 45–50.
- 15. Yermolaev Yu. G., Yatskih A. A., Kosinov A. D., Semionov N. V., Kolosov G. L., Panina A. V. Experimental study of the effects of couple weak waves on laminar-turbulent transition on attachment-line of a swept cylinder. *AIP Conf. Proc.*, 2016., vol. 1770, p. 020012.
- 16. Косинов А. Д., Голубев М. П., Павлов Ал. А. К определению механизма взаимодействия волн Маха с головной ударной волной // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 2. С. 20–27.
- 17. Vaganov A. V., Kosinov A. D., Noev A. Yu., Radchenko V. N., Skuratov A. S. Regimes of flow turbulization near swept wing edge in hypersonic flow. *AIP Conf. Proc.*, 2018, vol. 2027, no. 1, p. 030112.
- 18. Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Кочарин В. Л., Семенов Н. В., Яцких А. А. Об экспериментальном исследовании воздействия слабых ударных волн на пограничный слой плоской притупленной пластины при числе Маха 2.5 // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 2. С. 112–118.
- 19. Косинов А. Д., Семенов Н. В., Яцких А. А., Ермолаев Ю. Г., Питеримова М. В. Экспериментальное исследование взаимодействия слабых ударных волн со сверхзвуковым пограничным слоем плоской затупленной пластины при числе Маха 2 // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 3. С. 16–23.
- Yatskikh A. A., Kosinov A. D., Semionov N. V., Smorodsky B. V., Ermolaev Yu. G., Kolosov G. L. Investigation of laminar-turbulent transition of supersonic boundary layer by scanning constant temperature hot-wire anemometer. In: XIX International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018). AIP Conference Proceedings, 2018, vol. 2027, no. 1, p. 040041(5).

References

- 1. Gaponov S. A., Maslov A. A. Development of perturbations in compressible flows. Novosibirsk, Nauka, 1980, 134 p. (in Russ.)
- Laufer J. Aerodynamic noise in supersonic wind tunnels. *Aerospase Sci.*, 1961, vol. 28, no. 9, p. 685–692.
- Semionov N. V. An experimental study of receptivity of supersonic boundary layer on a blunted plate. In: Proc. 6th IASME / WSEAS International Conference on Fluid Mechanics and Aerodynamics. WSEAS Press, 2008. P. 119–124.
- 4. Gaponov S. A., Semenov A. N. Numerical simulation of the interaction of a supersonic boundary layer with an acoustic wave. *Fluid Dynamics*, 2018, no. 6, p. 76–86. (in Russ.)
- 5. Borovoi V. Y., Egorov I. V., Noev A. Y., Skuratov A. S., Struminskaya I. V. Twodimensional interaction between an incident shock and a turbulent boundary layer in the presence of an entropy layer. *Fluid Dynamics*, 2011, vol. 46, no. 6, p. 917–934.
- 6. Paul K. Chang. Separation of flow. Moscow, Mir, 1972, vol. 1; 1973. vol. 2, 3. (in Russ.)
- 7. Green J. E. Interactions between shock waves and turbulent boundary layers. *Progr. Aerospace Sci.*, 1970, vol. 11, p. 235–340.
- 8. **Delery J.** Shock wave / turbulent boundary layer interaction and its control. *Progr. Aerospace Sci.*, 1985, vol. 22, p. 209–280.
- Knight D., Yan H., Panaras A. G., Zheltovodov A. Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions. *Progr. Aerospace Sci.*, 2003, vol. 39, no. 2–3, p. 121–184.
- 10. Fedorova N. N., Fedorchenko I. A. Computations of interaction of an incident oblique shock wave with a turbulent boundary layer on a flat plate. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2004, vol. 45, no. 3, p. 358–366.
- 11. **Polivanov P. A., Sidorenko A. A., Maslov A. A.** The influence of the laminar-turbulent transition on the interaction between the shock wave and boundary layer at a low supersonic Mach number. *Technical Physics Letters*, 2015, vol. 41, no. 19, p. 933–937.
- Vaganov A. V., Ermolaev Yu. G., Kolosov G. L., Kosinov A. D., Panina A. V., Semionov N. V. Impact of an incident mach wave on the fluctuation field in the boundary layer on a plane delta wing. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2014, vol. 9, no. 1, p. 29–38. (in Russ.)
- 13. Vaganov A. V., Yermolaev Y. G., Kosinov A. D., Semionov N. V., Shalaev V. I. Experimental study of flow structure and transition in the boundary layer of a delta wing with blunted leading edges at Mach numbers 2, 2.5 and 4. *Proceedings of the MIPT*, 2013, vol. 5, no. 3, p. 164–173.
- Vaganov A. V., Ermolaev Yu. G., Kolosov G. L., Kosinov A. D., Panina A. V., Semionov N. V. Impact of incident mach wave on supersonic boundary layer. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2016, vol. 23, no. 1, p. 45–50.
- 15. Yermolaev Yu. G., Yatskih A. A., Kosinov A. D., Semionov N. V., Kolosov G. L., Panina A. V. Experimental study of the effects of couple weak waves on laminar-turbulent transition on attachment-line of a swept cylinder. *AIP Conf. Proc.*, 2016., vol. 1770, p. 020012.
- Kosinov A. D., Golubev M. P., Pavlov Al. A. On the determination of the mechanism of the interaction between mach waves and a bow shock wave. *Siberian Journal of Physics*, 2017, vol. 12, no. 2, p. 20–27 (in Russ.)
- 17. Vaganov A. V., Kosinov A. D., Noev A. Yu., Radchenko V. N., Skuratov A. S. Regimes of flow turbulization near swept wing edge in hypersonic flow. *AIP Conf. Proc.*, 2018, vol. 2027, no. 1, p. 030112.
- Ermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Kocharin V. L., Semenov N. V., Yatskikh A. A. Experimental investigation of the weak shock wave influence on the boundary layer of a flat blunt plate at the Mach number 2.5. *Fluid Dynamics*, 2019, vol. 54, no. 2, p. 257–263.
- 19. Kosinov A. D., Semionov N. V., Yatskikh A. A., Yermolaev Yu. G., Piterimova M. V. Experimental study of effect of weak shock waves on supersonic boundary layer of flat plate with

blunt leading edge at mach number 2. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 3, p. 16–23.

Yatskikh A. A., Kosinov A. D., Semionov N. V., Smorodsky B. V., Ermolaev Yu. G., Kolosov G. L. Investigation of laminar-turbulent transition of supersonic boundary layer by scanning constant temperature hot-wire anemometer. In: XIX International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018). AIP Conference Proceedings, 2018, vol. 2027, no. 1, p. 040041(5).

Материал поступил в редколлегию Received 30.10.2020

Сведения об авторах / Information about the Authors

- Усынина Юлия Игоревна, лаборант, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия); студент, Новосибирский государственный технический университет (Новосибирск, Россия)
- Yulia I. Usynina, Laboratory Assistant, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); Student, Novosibirsk State Technical University (Novosibirsk, Russian Federation)

u.i.chudo@mail.ru

- Ермолаев Юрий Геннадьевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия); ассистент преподавателя, Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)
- **Yury G. Yermolaev**, PhD, Senior Fellow, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); Teaching Assistant, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

yermol@itam.nsc.ru

- Косинов Александр Дмитриевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, заведующий лабораторией, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия); профессор, Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)
- Alexander D. Kosinov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Head of Laboratory, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); Professor, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

kosinov@itam.nsc.ru

- Семёнов Николай Васильевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Nikolai V. Semionov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Leading Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

semion@itam.nsc.ru

УДК 532.526 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-65-80

Исследование развития локализованных возмущений в пограничном слое плоской пластины в условиях повышенной степени турбулентности набегающего потока за уступом поверхности

И. А. Садовский, М. М. Катасонов, А. М. Павленко

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН Новосибирск, Россия

Аннотация

В аэродинамической трубе на плоской пластине в отрывном течении за прямоугольным уступом исследовано возникновение и развитие локализованных возмущений, порождаемых низкочастотными импульсными отклонениями локального участка обтекаемой потоком поверхности в условиях низкой и повышенной степени турбулентности набегающего потока. Результаты получены методом термоанемометрии при малой дозвуковой скорости потока. Установлено, что импульсные отклонения стенки генерируют возмущения, представляющие собой так называемые полосчатые структуры и волновые пакеты колебаний. Отрыв ламинарного пограничного слоя ускоряет нарастание волновых пакетов с последующей турбулизацией пристенного течения. Выявлены особенности поведения локализованных возмущений в условиях повышенной степени турбулентности набегающего потока.

Ключевые слова

пограничный слой, отрыв потока, переход к турбулентности, полосчатые структуры, волновые пакеты, повышенная степень турбулентности

Источник финансирования

Работа частично выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610128-8) и при государственной поддержке научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах, соглашение № 075-15-2019-1923

Для цитирования

Садовский И. А., Катасонов М. М., Павленко А. М. Исследование развития локализованных возмущений в пограничном слое плоской пластины в условиях повышенной степени турбулентности набегающего потока за уступом поверхности // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 1. С. 65–80. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-65-80

Investigation of the Development of Localized Disturbances in the Boundary Layer of a Flat Plate under Conditions of Moderate Degree of the Incoming Flow Turbulence behind the Surface Step

I. A. Sadovsky, M. M. Katasonov, A. M. Pavlenko

Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

In a wind tunnel on a flat plate in a separated flow behind a rectangular step, the emergence and development of localized disturbances generated by low-frequency impulse deviations of the local surface section under conditions of low and moderate degrees of the incoming flow turbulence is studied. The results were obtained by hot-wire anemometry

© И. А., Садовский М. М. Катасонов, А. М. Павленко, 2021

at low subsonic flow velocity. It was found that impulse deviations of the wall generate disturbances, which are socalled Streaky structures and wave packets of oscillations. The separation of the laminar boundary layer accelerates the growth of wave packets with subsequent turbulization of the near-wall flow. The specific features of the behavior of localized disturbances under conditions of moderate degree of free-stream turbulence are revealed.

Keywords

boundary layer, flow separation, transition to turbulence, streaky structures, wave packets, moderate free-stream turbulence level

Funding

This work was partially carried out within the framework of the Program of Basic Scientific Research of State Academies of Sciences for 2013–2020 (project AAAA-A17-117030610128-8) and with state support for scientific research conducted under the guidance of leading scientists in Russian universities, agreement No. 075-15-2019-1923

For citation

Sadovsky I. A., Katasonov M. M., Pavlenko A. M. Investigation of the Development of Localized Disturbances in the Boundary Layer of a Flat Plate under Conditions of Moderate Degree of the Incoming Flow Turbulence behind the Surface Step. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 1, p. 65–80. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-65-80

Введение

В изучении перехода течения от ламинарного к турбулентному в пограничном слое в условиях повышенной степени турбулентности набегающего потока (ПСТ) исследователи важную роль отводят локализованным возмущениям ламинарного течения, обозначаемым термином «полосчатые структуры». Формирование таких структур – результат немодового усиления гидродинамических возмущений, которое не соответствует традиционной модели неустойчивости течений со сдвигом скорости по отношению к элементарным волнам [1–3]. Наблюдаемые в многочисленных экспериментах полосчатые структуры являются квазистационарными деформациями слоя сдвига, ориентированными вдоль потока и ограниченными в поперечном к нему направлении. Такие деформации способны возникнуть в пограниченными слое под влиянием различных факторов, в том числе, за счет турбулентности внешнего потока. Развиваясь в пограничном слое, они способствуют усилению волновых (вторичных) возмущений и возникновению турбулентного режима течения.

Сравнительно недавно обнаруженный эффект неустойчивости, связанный с образованием полосчатых структур, заключается в генерации на их фронтах пакетов волн Толлмина – Шлихтинга. Зарождение и эволюция пакетов подробно изучались в предшествующих экспериментальных работах авторами настоящего исследования, где полосчатые структуры пограничного слоя моделировались различными способами. В их числе генерация структур вдувом – отсосом воздуха через щели в обтекаемой потоком поверхности, ее локализованными низкочастотными вибрациями, а также, возмущениями завихренности набегающего потока в градиентном и безградиентном течениях [4–10].

Настоящее исследование предпринято в продолжение упомянутых выше экспериментов с локализованными возмущениями течения в условиях отрыва ламинарного пограничного слоя и повышенной степени турбулентности набегающего потока. Известно, что при отрыве ламинарного течения в большинстве случаев происходит его дестабилизация и быстрое усиление возмущений завихренности оторвавшегося пограничного слоя с последующим переходом к турбулентности. С точки зрения линейной теории устойчивости сдвиговых течений это объясняется формированием в отрывной зоне профилей средней скорости с точкой перегиба, которые оказываются более неустойчивыми относительно колебаний малых амплитуд, чем локальные распределения скорости в присоединенном пограничном слое [11–14]. Данный теоретический вывод хорошо согласуются с результатами экспериментальных исследований и прямого численного моделирования течения в локальных отрывных областях, в том числе за уступом поверхности [15]. В условиях повышенной степени турбулентности набегающего потока течение внутри пограничного слоя еще больше усложнено. Например, отмечается стабилизирующее влияние (подавление) собственных возмущений пограничного

слоя – волн Толлмина – Шлихтинга и волновых пакетов на начальной, линейной, стадии их развития [15].

Таким образом, разумно предположить заметное влияние как отрыва ламинарного пограничного слоя, так и повышенной степени турбулентности набегающего потока, на развитие полосатых структур и сопровождающих их волновых пакетов, генерируемых искусственно в пограничном слое за счет импульсного отклонения участка поверхности. В настоящей работе эта возможность исследована в условиях отрывного обтекания прямоугольного уступа на поверхности плоской пластины, расположенной продольно низкоскоростному воздушному потоку в условиях низкой и повышенной степени турбулентности набегающего потока.

1. Методика эксперимента

Исследование проведено в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе МТ-324 Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН. Экспериментальная установка замкнутого типа имеет закрытую рабочую часть с поперечным сечением $0,2 \times 0,2$ м и длиной 0,8 м, степень турбулентности свободного потока в которой не превышает $0,2 \% U_{\infty}$. В качестве экспериментальной модели использована плоская пластина длиной 680 мм, шириной 200 мм, толщиной 10 мм с обтекаемой носовой частью в виде двух сопряженных полуэллипсов, установленная горизонтально в рабочей части трубы под нулевым углом атаки (рис. 1). На рабочей стороне пластины помещалась накладка размерами 50×200 мм, задний срез которой образовывал прямоугольный уступ поверхности высотой h = 3,0 мм на расстоянии 202 мм от передней кромки модели. В задней части пластины располагался закрылок, служащий для изменения положения линии растекания вблизи передней кромки и установления ламинарного течения над поверхностью модели. Угол установки закрылка определялся экспериментально и составлял около 15° от горизонтальной плоскости.





1 – пластина с уступом; 2 – мембрана; 3 – успокоительная емкость; 4 – динамический громкоговоритель;
 5 – закрылок; 6 – турбулизирующая сетка (размеры приведены в миллиметрах)
 Fig. 1. Scheme of the experiment:
 1 – plate with a step; 2 – membrane; 3 – damper; 4 – dynamic speaker;

5 -flap; 6 -turbulizing grid (dimensions are in millimeters)

Низкочастотное возмущение в ламинарном течении генерировалось контролируемыми колебаниями эластичной лавсановой мембраны круглой формы диаметром 18,6 мм, расположенной на поверхности пластины перед уступом в центральном сечении модели. Мембрана приводилась в движение динамическим громкоговорителем, подвижный диффузор которого герметично соединялся с ней пневмотрассой. На громкоговоритель подавались прямоугольные электрические импульсы частотой 2 Гц, длительностью 0,5 с и амплитудой 10 В. При подаче импульса диффузор громкоговорителя приходил в движение, создавая избыточное давление в пневмотрассе, отклоняющее мембрану от стенки, после чего она возвращалась в исходное положение. Генерация импульсов была синхронизирована с записью сигнала измерительной аппаратурой. Максимальное отклонение мембраны по нормали к поверхности составляло 0,35 мм.

Измерения проводились термоанемометром постоянной температуры фирмы A.A. Lab. Systems Ltd, модель AN-1003 с использованием однониточного датчика. Перемещение датчика в области измерений осуществлялось полуавтоматическим программируемым координатным устройством с точностью 0,5 мм в продольном, 0,02 мм в трансверсальном потоку направлениях и 0,01 мм по нормали к поверхности модели. Регистрировались средняя во времени U и пульсационная u компоненты продольной составляющей скорости течения.

Скорость потока в рабочей части аэродинамической трубы измерялась трубкой Прандтля в сочетании с электронным дифференциальным микроманометром. Датчик термоанемометра тарировался в свободном потоке в диапазоне скоростей 1–15 м/с. Погрешность определения средней скорости течения была менее 1 %. Особенности тарировки датчика и применяемое для этого экспериментальное оборудование подробно описаны в работе [16].

Исходные экспериментальные данные представляли собой набор осциллограмм, записанных в различных точках измерения вблизи поверхности модели. Сигнал термоанемометра, оцифрованный 14-разрядным аналого-цифровым преобразователем *L-Card E14-440*, сохранялся в памяти персонального компьютера с осреднением осциллограмм по ансамблю для улучшения отношения сигнал / шум. Осреднение выполнялось по 10–30 единичным реализациям в зависимости от уровней выделяемого сигнала и шума.

Обработка результатов измерений, фильтрация сигнала (выделение его высокочастотной составляющей) проводились при помощи прямого и обратного преобразований Фурье в выбранном диапазоне частот. Прямое преобразование Фурье осциллограмм сигнала датчика термоанемометра давало представление о его спектральном составе. Далее выбиралась область частот, соответствующая исследуемому возмущению – волновому пакету, в пренебрежении другими спектральными составляющими. Модифицированный частотный спектр подвергался обратному преобразованию Фурье с восстановлением сигнала в координатах «амплитуда – время». По наборам осциллограмм вдоль выделенной пространственной координаты строились изоконтуры пульсаций скорости, что позволило получить картины термоанемометрической визуализации возмущений.

Экспериментальные данные получены при скорости набегающего потока $U_{\infty} = 6,5$ м/с и соответствующем числе Рейнольдса $\operatorname{Re}_h = U_{\infty}h/v = 1300$. Повышенный (Tu = 0,8 % U_{∞}) уровень турбулентности набегающего потока создавался с помощью турбулизирующей сетки, установленной перед входом в рабочую часть (см. рис. 1). В принятой системе координат ее начало отсчета лежит в плоскости симметрии модели на передней кромке пластины; ось *x* направлена вдоль потока, ось *z* – вдоль передней кромки модели, ось *y* – перпендикулярна направлениям *x*, *z* с началом отсчета на поверхности пластины.

2. Результаты исследования. Низкая степень турбулентности

Среднее во времени исходное течение позади источника возмущений и в окрестности уступа поверхности пластины иллюстрирует рис. 2. В крайнем левом сечении x = 150 мм изображен профиль скорости ламинарного присоединенного пограничного слоя с толщиной вытеснения 1,14 мм и толщиной потери импульса 0,42 мм. На рис. 3, *б*, *в* показаны распределения скорости при x = 205 и 215 мм в области течения за уступом, по мере удаления от уступа вниз по потоку. В сечениях за уступом профили U(y) имеют характерный для отрывного течения вид, при x = 150 мм поток присоединен к поверхности пластины.

Как было показано в работе [4], импульсное воздействие мембраны на пограничный слой приводит к образованию в нем возмущений двух типов: локализованной в трансверсальном потоку направлении полосчатой структуры и волновых пакетов вблизи ее переднего и заднего фронтов. К аналогичному результату приводит движение мембраны, расположенной перед отрывной областью. Генерируемая перед зоной отрыва полосчатая структура представлена на

рис. 3, *а* контурами отклонения продольной компоненты скорости течения от ее невозмущенной величины. На этой фигуре и других отрицательные отклонения показаны синими контурными линиями, положительные – красными. В данном случае продолжительность возмущения мембраной ламинарного течения составляет 200 мс. Трансверсальный размер полосчатой структуры в интервале $\Delta t = 30-440$ мс коррелирует с шириной мембраны. Вблизи переднего и заднего фронтов полосчатой структуры выделяются волновые пакеты колебаний в диапазонах $\Delta t = 20-60$ и 230–300 мс (рис. 3, δ).



Рис. 2. Профили средней скорости невозмущенного течения, измеренные в сечении z = 0: слева направо при x = 150, 205, 215 мм, a-e соответственно *Fig.* 2. Profiles of the mean velocity of the undisturbed flow measured in the section z = 0: from left to right at x = 150, 205, 215 mm, a-c, respectively



Рис. 3. Контуры пульсаций скорости в плоскости z-t в его максимуме по координате у при x = 150 мм: a - 6ез фильтрации сигнала; $\delta -$ после фильтрации в полосе частот 100–700 Гц *Fig. 3.* Velocity pulsations contours in the z - t plane at its maximum along the y coordinate at x = 150 mm: a - without signal filtering; b - after filtering in the frequency band 100–700 Hz

Градиенты скорости течения, индуцированные его низкочастотным возмущением, стимулируют усиление высокочастотных колебаний, которые демонстрирует рис. 4. Вследствие различных градиентов в окрестности переднего и заднего фронтов локализованного возмущения связанные с ними колебания не совпадают по амплитуде, оказываясь заметно интенсивнее на заднем фронте (это хорошо видно на рис. 4, *a*), который относится к ламинарному течению перед уступом. Однако в отрывной области картина меняется, интенсивности возмущений переднего и заднего фронтов выравниваются (см. рис. 4, *б*, *в*).



Рис. 4. Профили пульсаций скорости в полосе частот 100–700 Гц, сечение z = 0, слева направо (a-e) при x = 150, 205, 215 мм: 1 и 2 – волновые пакеты на переднем и заднем фронтах полосчатой структуры соответственно
 Fig. 4. Profiles of velocity pulsations in the frequency band 100–700 Hz, cross section z = 0, from left to right (a-c) at x = 150, 205, 215 mm: 1 and 2 – wave packets at the leading and trailing edges of the streaky structure, respectively

Пространственно-временная структура возмущений, индуцируемых колебаниями мембраны, изображена на рис. 5 контурами отклонения продольной компоненты скорости течения от ее невозмущенной величины в координатах *y*–*t*. Общий вид полосчатой структуры и сопровождающих ее волновых пакетов без Фурье-фильтрации показан фрагментами *a*–*b*, картина течения в окрестности переднего и заднего фронтов полосчатой структуры после фильтрации в диапазоне частот 100–700 Гц – фрагментами *z*–*e*. Пакет колебаний вблизи переднего фронта, наблюдаемый в диапазоне 20 < t < 50 мс, возникает при движении мембраны от поверхности модели. Далее мембрана остается в фиксированном положении, после чего, возвращаясь к стенке, генерирует волновой пакет на заднем фронте в интервале 220 < t < 300 мс. Максимальный уровень пульсаций в средине оторвавшегося слоя сдвига скорости, в данном случае вблизи *y* = 4 мм (см. рис. 4 и 5, *б*, *в*), характерен для амплитудного распределения волн неустойчивости, нарастающих в течении с отрывом ламинарного пограничного слоя.



Рис. 5. Контуры пульсаций скорости в плоскости *у*-*t* при *z* = 0; *a*, *z* – при *x* = 150, *б*, *∂* – при *x* = 205, *в*, *e* – при *x* = 215 ми; *a*–*e* – не фильтрованный сигнал; *z*–*e* – фильтрованный в полосе частот 100–700 Гц *Fig.* 5. Velocity pulsations contours in the *y*–*t* plane at *z* = 0; *a*, *d* – at *x* = 150; *b*, *e* – at *x* = 205; *c*, *f* – at *x* = 215 mm; *a*–*c* – not filtered signal; *d*–*f*–filtered in the frequency band 100–700 Hz



Puc. 6. Осциллограммы сигнала (*a*, *s*) и их спектры (δ , *z*) при $z = z_{max}$, $y = y_{max}$, x = 150 (*a*, *b*), 215 мм (*s*, *z*): *I* и 2 – спектры волновых пакетов на переднем и заднем фронтах полосчатой структуры соответственно Fig. 6. Signal oscillograms (*a*, *c*) and their spectra (*b*, *d*) at $z = z_{max}$, $y = y_{max}$, x = 150 (*a*, *b*), 215 mm (*c*, *d*): *I* and 2 – spectra of wave packets at the leading and trailing edges of the banded structure, respectively
Осциллограммы возмущений, записанные перед уступом и за уступом поверхности в максимуме пульсаций по координате *y*, и соответствующие им амплитудные спектры колебаний приведены на рис. 6. Спектральные распределения для волновых пакетов на переднем фронте полосчатой структуры вычислялись по осциллограммам во временном интервале 0–100 мс, на заднем фронте – в интервале 220–370 мс. В первом сечении x = 150 мм в спектре частот колебаний на заднем фронте (см. рис. 6, *б*, кривая 2), кроме низкочастотных осцилляций вблизи f = 0 выделяются два максимума со средними частотами около 115 и 300 Гц. Вниз по потоку амплитуда этих спектральных составляющих заметно возрастает (см. рис. 6, *г*, кривая 2), а средние частоты соответствуют 100 и 250 Гц. Возмущение на переднем фронте демонстрирует схожее поведение с развивающимися при x = 215 мм максимумами со средними частотами около 150 и 270 Гц (см. рис. 6, *г*, кривая *1*). Также на обоих фронтах заметен рост высокочастотных возмущений в районе 500–600 Гц.

Термоанемометрическая визуализация возмущений за уступом в плоскости z-t показана на рис. 7. Можно видеть, что передний волновой пакет трансформировался в Λ -структуру, рис. 7, s, а волновой пакет на заднем фронте представляет собой зарождающееся турбулентное пятно, рис. 8, a, δ . Продольная структура сохраняет свой масштаб в трансверсальном направлении и определяется на начальном этапе размером источника и далее вниз по потоку толщиной сдвигового слоя.



Puc. 7. Контуры пульсаций скорости в плоскости *z*-*t* в его максимуме по координате у при *x* = 215 мм: *a* – без фильтрации сигнала; *б*, *в* – после фильтрации в полосе частот 100–700 Гц
 Fig. 7. Velocity pulsations contours in the *z*-*t* plane at its maximum along the y coordinate at *x* = 215 mm: *a* – without filtering the signal; *b*, *c* – after filtering in the frequency band 100–700 Hz



Рис. 8. Контуры пульсации скорости в плоскости y-tв условиях повышенной степени турбулентности набегающего потока, при z = 0, x = 205 мм; a - не фильтрованный сигнал; $\delta -$ фильтрованный в полосе частот 100–700 Гц Fig. 8. Velocity pulsations contours in the y-t plane under conditions of an increased degree of free-stream turbulence, at z = 0, x = 205 mm; a - not filtered signal; b - filtered in the frequency band 100–700 Hz

3. Повышенная степень турбулентности

Следующая серия измерений проводилась в условиях повышенной степени турбулентности набегающего потока $Tu = 0,8 \% U_{\infty}$. Изолинии пульсаций скорости, построенные в плоскостях *y*-*t* и *z*-*t*, представлены на рис. 8 и 9 соответственно. Если сравнить топологию полученных возмущений с исследованиями при низкой степени турбулентности набегающего потока (см. рис. 5, 7), видно хорошее качественное согласование картин визуализации на всех этапах развития как до отрыва (см. рис. 5, δ , ∂ ; 8, a, δ), так и в отрывной области (см. рис. 5, e, e; 9, e- ∂). Отчетливо выделяются как продольная структура, так и волновые пакеты. Передний волновой пакет (см. рис. 9, ∂), как и в случае низкой степени турбулентности, по своей топологии схож с Λ -структурой, наблюдаемой на поздних стадиях развития пакетов волн Толлмина – Шлихтинга.

На рис. 10 представлены осциллограммы возмущений, записанные перед уступом и за уступом поверхности в максимуме пульсаций по координате *y*, и соответствующие им амплитудные спектры колебаний в условиях повышенной степени турбулентности набегающего потока Tu =0,8 % U_{∞} . Спектральные картины возмущений получались аналогично представленным выше, на рис. 6. Для волнового пакета на переднем фронте в отрыве характерен сильный рост амплитуды участков спектра со средними частотами 150 и 280 Гц (см. рис. 10, δ , *c*, кривая *1*). В спектре волнового пакета на заднем фронте возмущения при повышенной степени турбулентности выделяется множество пиков в диапазонах частот 100–200 и 250–350 Гц, можно предположить, что это пульсации на частоте 300 Гц и их субгармоника на частоте 150 Гц (см. рис. 10, δ , *c*, кривая *2*).









Изменение в направлении потока уровня возмущений, формирующихся перед отрывной зоной под действием импульсного отклонения мембраны и в области отрыва, показано на рис. 11 и 12 при низкой и повышенной степени турбулентности набегающего потока. Интенсивность квазистационарных полосчатых структур (см. рис. 11) монотонно уменьшается как перед отрывом, так и позади него, с 22,1 до 16,6 % U_{∞} (снижение в 1,3 раза). Повышенная степень турбулентности усугубляет данный процесс, заметно увеличивая темп затухания с 19,7 до 7,8 % U_{∞} (снижение в 2,5 раза).



Рис. 11. Отклонения продольной компоненты скорости от ее величины в невозмущенном течении, индуцированные полосчатой структурой:
 1 – низкая степень турбулентности набегающего потока; 2 – повышенная *Fig. 11.* Deviations of the longitudinal velocity component from its value

in an undisturbed flow, induced by a streaky structure:

I – low degree of free-flow turbulence; 2 – increased degree of free-flow turbulence





I и 3 – волновые пакеты на переднем и заднем фронтах полосчатой структуры при низкой степени турбулентности набегающего потока, 2 и 4 – при повышенной
 Fig. 12. Change along the flow of the amplitude of velocity pulsations in the frequency band 100–700 Hz at the maximum of pulsations along the y coordinate at z = 0;
 I and 3 – wave packets at the leading and trailing edges of the streaky structure at a low degree of free-flow turbulence, 2 and 4 at increased

В значительно большей степени отрыв пограничного слоя и повышенная степень турбулентности набегающего потока сказывается на эволюции высокочастотных волновых возмущений. Зависимость величины пульсаций скорости от продольной координаты приведена на рис. 12. За уступом поверхности с сечения x = 200 мм наблюдается резкое усиление возмущений на переднем и заднем фронтах полосчатой структуры. Схожий результат был получен в экспериментах [10] при генерации пространственно-локализованных возмущений пограничного слоя на прямом крыле в области неблагоприятного градиента давления. Повышенная степень турбулентности набегающего потока вносит свой вклад в распределения пульсаций достаточно предсказуемо. Наблюдается подавление высокочастотных пульсаций на начальном участке до области отрыва, однако далее, за областью отрыва, темп роста пульсаций начинает увеличиваться, и интенсивность возмущений растет быстрее, чем при низкой степени турбулентности набегающего потока. Волновой пакет на заднем фронте оказывается слабее, что также отмечалось в других работах, по-видимому, это вызвано особенностью работы мембраны.

В целом характер развития исследуемых волновых пакетов соответствует имеющимся представлениям об устойчивости отрывных течений. Упомянутая в начале статьи дестабилизация течения при отрыве пограничного слоя выражается в увеличении на порядок пространственных инкрементов волн неустойчивости, а также в расширении диапазона нарастающих колебаний в частотно-волновом спектре. Такие условия, очевидно, благоприятны для усиления волновых пакетов, возникающих в пристенной зоне течения при его низкочастотном локализованном возбуждении.

Заключение

В итоге проведенного экспериментального исследования в области отрыва ламинарного пограничного слоя за прямоугольным уступом в условиях низкой и повышенной степени турбулентности основного потока определена реакция течения на наложенные на него пространственно-локализованные низкочастотные пульсации. Колебания стенки приводят к генерации в зоне отрыва возмущений двух видов, характерных для переходных сдвиговых течений: пакетов волн неустойчивости и низкочастотных продольных деформаций поля скорости. Процесс ламинарно-турбулентного перехода за уступом поверхности определяется нарастанием волновых пакетов при затухании продольных структур – возмущений в направлении потока. Сопоставление полученных данных с аналогичными результатами для течения на прямом крыле показывает, что отрыв пограничного слоя, как и неблагоприятный градиент давления, стимулирует развитие пакетов колебаний и их трансформацию сначала в А-структуры, а затем в турбулентные пятна. Воздействие повышенной степени турбулентности на продольные локализованные структуры приводит к еще большему их затуханию как перед уступом, так и позади него. Для волновых пакетов, развивающихся в отрыве за уступом на нелинейной стадии своего развития, воздействие повышенной степени турбулентности способствует их более интенсивному нарастанию. Перед уступом при малой интенсивности волновых пакетов повышенная степень турбулентности уменьшает их амплитуду.

Список литературы

- 1. Landahl M. T. A note on an algebraic instability of in viscid parallel shear flows. J. Fluid Mech., 1980, vol. 98, p. 243–251.
- 2. Schmid P. J., Henningson D. S. Stability and Transition in Shear Flows. New York, Springer, 2001, 558 p.
- 3. **Reshotko E.** Transient growth: A factor in bypass transition. *Phys. Fluids*, 2001, vol. 13, no. 5, p. 1067–1075.
- 4. Чернорай В. Г., Спиридонов А. Н., Катасонов М. М., Козлов В. В. Генерация возмущений локализованным вибратором в пограничном слое прямого крыла // Прикладная механика и техническая физика. 2001. Т. 42, № 5. С. 365–373.
- 5. Горев В. Н., Катасонов М. М. Возникновение и развитие предвестников на фронтах продольных структур в пограничном слое прямого крыла // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11, № 3. С. 403–415.
- 6. Горев В. Н., Катасонов М. М., Козлов В. В. Волновые предвестники продольных структур на прямом и скользящем крыле // ДАН. 2006. Т. 410, № 1. С. 53–56.

- 7. Горев В. Н., Катасонов М. М., Козлов В. В. Волновые предвестники продольных структур в пограничном слое скользящего крыла // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2007. № 5. С. 51–58.
- 8. Горев В. Н., Катасонов М. М., Щербаков В. А. Экспериментальное исследование возникновения и развития волновых пакетов предвестников локализованных возмущений в двумерных и трехмерных пограничных слоях // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2007. Т. 2, № 4. С. 49–54.
- 9. Горев В. Н., Катасонов М. М., Козлов В. В. Особенности нестационарных процессов в области фронтов продольных структур в пограничном слое прямого крыла // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 3. С. 441–451.
- 10. Катасонов М. М., Мотырев П. А., Сбоев Д. С., Козлов В. В., Эверс К. Б. Развитие волновых пакетов-предвестников в пограничном слое прямого крыла // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2012. Т. 7, № 1. С. 28–37.
- 11. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 742 с.
- 12. **Taghavi H., Wazzan A. R.** Spatial stability of some Falkner-Skan profiles with reversed flow. *Phys. Fluids*, 1974, vol. 17, p. 2181–2183.
- 13. Nayfeh A. H., Ragab S. A., Al-Maaitah A. A. Effect of bulges on the stability of boundary layers. *Phys. Fluids*, 1988, vol. 31, no. 4, p. 796–806.
- 14. **Michalke A.** On the inviscid instability of wall-bounded velocity profiles close to separation. *Z. Flugwiss. Weltraumforsch*, 1990, vol. 14, p. 24–31.
- 15. Boiko A. V., Grek G. R., Dovgal A. V., Kozlov V. V. The Origin of Turbulence in Near-Wall Flows. Berlin, Springer, 2002, 267 p.
- 16. Грек Г. Р., Катасонов М. М., Козлов В. В., Чернорай В. Г. Моделирование «пафф»структур в двух- и трехмерных пограничных слоях. Препринт № 2. Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 1999. 26 с.

References

- 1. Landahl M. T. A note on an algebraic instability of in viscid parallel shear flows. J. Fluid Mech., 1980, vol. 98, p. 243–251.
- 2. Schmid P. J., Henningson D. S. Stability and Transition in Shear Flows. New York, Springer, 2001, 558 p.
- 3. **Reshotko E.** Transient growth: A factor in bypass transition. *Phys. Fluids*, 2001, vol. 13, no. 5, p. 1067–1075.
- 4. Chernorai V. G., Spiridonov A. N., Katasonov M. M., and Kozlov V. V. Generation of perturbations by a localized vibrator in the boundary layer of a nonswept wing. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2001, vol. 42, no. 5, p. 765–772.
- 5. Gorev V. N., Katasonov M. M. Origination and development of precursors on the fronts of streaky structures in the boundary layer on a nonswept wing. *Thermophys. and Aeromech.*, 2004, vol. 11, no.3. p. 391–403.
- 6. Gorev V. N., Katasonov M. M., Kozlov V. V. Wave precursors on longitudinal structures on nonswept and swept wings. *Doklady Physics*, 2006, vol. 51, no. 9, p. 513–516.
- 7. Gorev V. N., Katasonov M. M., Kozlov V. V. Wave forerunners of streamwise structures in a sweptwing boundary layer. *Fluid Dynamics*, 2007, vol. 42, no. 5, p. 732–739.
- 8. Gorev V. N., Katasonov M. M., Scherbakov V. A. Experimental study of the origin and development of wave packets forerunners of localized disturbances in two-dimensional and three-dimensional boundary layers. *Siberian Journal of Physics*, 2007, vol. 2, no. 4, p. 49–54.
- 9. Gorev V. N., Katasonov M. M., Kozlov V. V. Specific features of unsteady processes in the front regions of streaky structures in the boundary layer on a nonswept wing. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2008, vol. 15, no. 3, p. 415–425.

- Katasonov M. M., Motyrev P. A., Sboev D. S., Kozlov V. V., Evers Q. B. Development of the wave packets – forerunners at the straight wing boundary layer. *Siberian Journal of Physics*, 2012, vol. 7, no. 1, p. 28–37.
- 11. Schlichting H. Boundary-layer theory. New York, McGraw-Hill, 1955, 535 p.
- 12. **Taghavi H., Wazzan A. R.** Spatial stability of some Falkner-Skan profiles with reversed flow. *Phys. Fluids*, 1974, vol. 17, p. 2181–2183.
- 13. Nayfeh A. H., Ragab S. A., Al-Maaitah A. A. Effect of bulges on the stability of boundary layers. *Phys. Fluids*, 1988, vol. 31, no. 4, p. 796–806.
- 14. **Michalke A.** On the inviscid instability of wall-bounded velocity profiles close to separation. *Z. Flugwiss. Weltraumforsch*, 1990, vol. 14, p. 24–31.
- 15. Boiko A. V., Grek G. R., Dovgal A. V., Kozlov V. V. The Origin of Turbulence in Near-Wall Flows. Berlin, Springer, 2002, 267 p.
- 16. Grek G. R., Katasonov M. M., Kozlov V. V., Chernorai V. G. Modeling of "puff" structures in two-and three-dimensional boundary layers. Preprint no. 2, Novosibirsk, ITAM SB RAS, 1999, 26 p. (in Russ.)

Материал поступил в редколлегию Received 11.12.2020

Сведения об авторах / Information about the Authors

- Садовский Иван Алексеевич, аспирант, старший лаборант с высшим профессиональным образованием, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия)
- **Ivan A. Sadovsky**, Graduate Student, Senior Assistant, Institute of Theoretical and Applied Mechanics. S. A. Khristianovich SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

sadovski.ivan@yandex.ru

- Катасонов Михаил Михайлович, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия)
- **Mikhail M. Katasonov**, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Leading Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

mikhail@itam.nsc.ru

- **Павленко Александр Михайлович**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Alexander M. Pavlenko, PhD, Senior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

pavlyenko@gmail.com

УДК 532.526 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-81-90

Экспериментальные исследования влияния периодической модуляции течения на развитие возмущений в пограничном слое скользящего крыла при числе Maxa 2,5

А. А. Яцких ^{1, 2}, А. В. Панина ¹, В. Л. Кочарин ¹, Ю. Г. Ермолаев ^{1, 2} А. Д. Косинов ^{1, 2}, Н. В. Семёнов ¹

¹ Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия

Аннотация

Приводятся результаты экспериментальных исследований влияния периодической модуляции течения на развитие естественных возмущений и искусственных локализованных волновых пакетов в пограничном слое скользящего крыла с углом скольжения передней кромки 40° при числе Маха M = 2,5. Пограничный слой модулировался с помощью периодических шероховатостей на поверхности модели. Искусственные волновые пакеты генерировались импульсным тлеющим разрядом. Измерения термоанемометром показали, что по условиям экспериментов периодическая модуляция пограничного слоя приводит к стабилизации развития контролируемых локализованных возмущений и к усилению роста естественных возмущений.

Ключевые слова

эксперимент, сверхзвуковой поток, волновой пакет, термоанемометр, турбулентность, пограничный слой, скользящее крыло

Источник финансирования

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610125-7) при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант МК-2491.2019.1). Эксперименты выполнены на базе ЦКП «Механика»

Для цитирования

Яцких А. А., Панина А. В., Кочарин В. Л., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семёнов Н. В. Экспериментальные исследования влияния периодической модуляции течения на развитие возмущений в пограничном слое скользящего крыла при числе Маха 2,5 // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 1. С. 81–90. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-81-90

Experimental Studies of the Impact of Periodic Modulation of the Flow on the Development of Disturbances in the Boundary Layer of a Swept Wing at a M = 2.5

A. A. Yatskikh^{1, 2}, A. V. Panina¹, V. L. Kocharin¹, Yu. G. Yermolaev^{1, 2} A. D. Kosinov^{1, 2}, N. V. Semeniov¹

> ¹ Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation ² Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

The results of experimental studies on the impact of periodic flow modulation on the development of natural disturbances and artificial localized wave packets in the boundary layer of a swept wing with a leading edge swept angle

© А. А. Яцких, А. В. Панина, В. Л. Кочарин,
 Ю. Г. Ермолаев, А. Д. Косинов, Н. В. Семёнов, 2021

of 40 degrees at a Mach number M = 2.5 are presented. The boundary layer was modulated using periodic roughness on the model surface. Artificial wave packets were generated by a pulsed glow discharge. Hot-wire anemometer measurements showed that, according to the experimental conditions, periodic modulation of the boundary layer leads to the stabilization of the development of controlled localized disturbances and to an increase in the growth of natural disturbances.

Keywords

experiment, supersonic flow, hot-wire anemometer, laminar-turbulent transition, turbulence, boundary layer, swept wing

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-A17-117030610125-7) and was supported by the Grant of the President of the Russian Federation (MK-2491.2019.1). The study was conducted at the Joint Access Center "Mechanics" of ITAM SB RAS

For citation

Yatskikh A. A., Panina A. V., Kocharin V. L., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Semeniov N. V. Experimental Studies of the Impact of Periodic Modulation of the Flow on the Development of Disturbances in the Boundary Layer of a Swept Wing at a M = 2.5. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 1, p. 81–90. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-81-90

Введение

Увеличение области ламинарного течения в пограничном слое стреловидного крыла является важной с практической точки зрения задачей. В отличие от случая плоской пластины или прямого крыла, когда переход к турбулентности определяется развитием волн Толлмина – Шлихтинга, в пограничном слое стреловидного крыла ламинарно-турбулентный переход определяется механизмом неустойчивости поперечного течения.

Для случая скользящего крыла Сариком и др. [1] был предложен метод затягивания ламинарного участка обтекания, основанный на создании искусственного стационарного возмущения с меньшей длиной волны по сравнению с наиболее растущими стационарными возмущениями. Искусственное стационарное возмущение создавалось с помощью распределенных шероховатостей на поверхности модели. Такой подход при дозвуковых скоростях показал свою работоспособность. Однако влияние искусственных стационарных возмущений на течение в пограничных слоях значительно зависит от параметров набегающего потока, модели, местоположения их генерации. Создание искусственных стационарных возмущений может приводить как к ламинаризации течения в пограничном слое, так и к ранней его турбулизации.

Сегодня для дозвуковых скоростей потока проводится множество работ по созданию методов контролируемой модуляции течения, которые способны давать положительный эффект при различных режимах полета. Основное внимание уделяется двум стратегиям управления: 1) модификация среднего течения таким образом, чтобы подавить поперечное течение; 2) создание неустойчивых возмущений, которые препятствуют развитию наиболее растущих возмущений. Примером первого подхода является «рельеф поверхности», значительно уменьшающий поперечное течение, который создается периодическими наклонными неровностями, предложенный в работе [2]. Однако использование шероховатостей может приводить и к негативному эффекту. Так, например, в работе [3] получены данные, показывающие генерацию вторичных возмущений в естественном случае и с возбуждением акустическим полем. Второй подход используется в работах [4; 5], в которых предпринимаются попытки управления течением с помощью плазменных актуаторов. В экспериментах при малой степени турбулентности было обнаружено, что используемые актуаторы помимо стационарных контролируемых возмущений возбуждают в пограничном слое бегущие неконтролируемые возмущения.

При сверхзвуковых скоростях потока также проводятся исследования по влиянию искусственных стационарных возмущений на ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое скользящего крыла. Экспериментально возможность продления ламинарного участка обтекания с помощью шероховатостей, установленных на модели крыла, была показана в статье [6]. В работе [7], посвященной нахождению механизма влияния модуляции течения на ламинарно-турбулентный переход, проведены исследования развития искусственных возмущений с узким спектром (волновых поездов) в периодически модулированном пограничном слое скользящего крыла с помощью шероховатостей. В экспериментах обнаружены стабилизация бегущих возмущений и нелинейное взаимодействие искусственных стационарных возмущений с контролируемыми бегущими возмущениями. Результаты этих исследований позволяют предположить механизм стабилизации, основанный на интенсификации нелинейного взаимодействия возмущений поперечной неустойчивости по типу наклонного перехода.

В работах [8; 9] на модели скользящего крыла с углом скольжения 40° (отметим, что эта модель использовалась в работе [5]) при числе Маха набегающего потока M = 2 проведены исследования развития естественных и искусственных возмущений в модулированном периодическими шероховатостями пограничном слое. В этих работах длина волны модуляции пограничного слоя выбиралась близкой к наиболее неустойчивым в области измерений стационарных возмущений поперечной неустойчивости. В [7] рассмотрено развитие естественных возмущений. Обнаружено, что в модулированном пограничном слое в области частот 10–40 кГц рост возмущений значительно меньше по сравнению со случаем однородного пограничного слоя. Этот диапазон частот по условиям эксперимента соответствует наиболее растущим возмущениям поперечной неустойчивости. В работе [8] рассматривается развитие искусственных локализованных возмущений. Для искусственных локализованных возмущений (волновых пакетов) было получено, что модуляция течения также приводит к стабилизации. Волновой анализ показал, что возможным механизмом уменьшения роста возмущений является нелинейное взаимодействие наклонного типа (бегущих и стационарных возмущений) в широком диапазоне частот.

Данная работа является продолжением работ [8; 9]. Описываются результаты экспериментальных исследований влияния периодической модуляции течения в пограничном слое скользящего крыла на развитие естественных пульсаций и искусственных локализованных волновых пакетов при числе Маха набегающего потока M = 2,5.

Постановка экспериментов

Эксперименты выполнены в малошумной сверхзвуковой аэродинамической трубе T-325 ИТПМ СО РАН при числе Маха M = 2,5 и единичном числе Рейнольдса Re₁ = $(10,2 \pm 0,1) \times 10^6 \text{ м}^{-1}$. Температура торможения потока составляла 292–293 К. В экспериментах использовалась модель крыла с чечевицеобразным профилем, которая устанавливалась под нулевым углом атаки. Угол скольжения передней кромки модели составлял 40°. Длина модели 0,260 мм, ширина 0,200 мм, максимальная толщина 20 мм. Профиль крыла имел относительную толщину 7,7%. Отметим, что на этой модели проведено множество исследований развития возмущений в пограничном слое при сверхзвуковых скоростях потока, например в работах [6; 9; 10].

Схема эксперимента и используемые координаты представлены на рис. 1. Для создания неоднородного течения в пограничном слое скользящего крыла использовались наклейки в форме параллелограмма, которые наносились на рабочую поверхность модели крыла. Короткая сторона наклейки была параллельна передней кромке крыла, длинная сторона – вдоль набегающего потока. Элементы шероховатости имели следующие размеры: ширина (параллельно передней кромки крыла) 2 мм, длина (вдоль набегающего потока) 7 мм, высота около 0,08 мм. Шероховатости устанавливались на расстоянии 14 мм от передней кромки. Шаг установки вдоль передней кромки модели – 4 мм, что близко к длине волны наиболее растущих стационарных возмущений поперечной неустойчивости. Отметим, что в ранних экспериментах при числе Маха 2 [7; 8] использовались наклейки той же высоты, однако они были значительно короче – 1,5 и 2 мм.



Puc. 1. Схема эксперимента *Fig. 1.* Scheme of the experiment

Искусственные локализованные возмущения генерировался импульсным тлеющим разрядом на поверхности скользящего крыла. Разряд зажигался между изолированными друг от друга и модели электродами ниже по потоку относительно периодических шероховатостей. Метод возбуждения локализованных возмущений в сверхзвуковых пограничных слоях описан в [10–12].

Среднее течение и пульсации в пограничном слое измерялись с помощью однониточного датчика термоанемометра. Запись пульсационного сигнала термоанемометра была синхронизирована с зажиганием импульсного разряда. Производилось 320 записей реализаций сигнала, при этом длительность реализаций значительно превосходила длительность искусственных возмущений. Выделение волновых пакетов от разряда из фона естественных пульсаций пограничного слоя производилось синхронным осреднением. Спектры и уровень естественных пульсаций пограничного слоя определялись из тех участков записанных реализаций сигнала термоанемометра, в которых не было возмущений от разряда.

Измерения производились в сверхзвуковой части пограничного слоя в области максимального уровня возмущений. При измерениях вниз по потоку (по *x*-координате) датчик удерживался в пограничном слое так, чтобы во всех измеренных точках средний массовый расход не изменялся.

Результаты

На рис. 2 представлены результаты измерений по z'-координате (параллельно передней кромки крыла). Измерения проводились при $x \approx 69$ мм ($\text{Re}_x = \text{Re}_1 \cdot x \approx 0,7 \cdot 10^6$). Показан дефект среднего течения в случае гладкой поверхности крыла и в случае модели с шероховатостями. Видно, что установленные наклейки приводят к периодической модуляции среднего течения в пограничном слое крыла. При этом длина волны модуляции близка к шагу установки шероховатостей.

Далее рассматриваются результаты измерений вниз по потоку, которые проводились при z' = -5,2 мм. На рис. 3 представлены кривые нарастания нормированного уровня естественных пульсаций пограничного слоя и контролируемых локализованных возмущений вниз по потоку. На рис. 3, *а* представлены результаты для естественных возмущений, на рис. 3, *б* для

локализованных возмущений от разряда. Нормировка уровня возмущений проводится по среднеквадратичному уровню пульсаций в первой измеренной точке:

$$\langle m' \rangle_{\text{norm}} = \frac{\langle m' \rangle}{\langle m' \rangle (\text{Re}_x = 0, 56)}$$

Для естественных возмущений в случае гладкой модели крыла среднеквадратичный уровень пульсаций в начальной точке равен $\langle m'_{nat} \rangle$ (Re_x = 0,56) = 1 %. В случае модулированного пограничного слоя в базовой точке уровень естественных возмущений выше - $\langle m'_{nat} \rangle$ (Re_x = 0,56) = 1,6 %. Контролируемые локализованные возмущения от разряда в начальной точке в обоих случаях имели близкие амплитуды.



Puc. 2. Дефект среднего течения *Fig. 2.* Defect of the mean flow



 Puc. 3. Кривые нарастания вниз по потоку нормированного уровня естественных пульсаций (a) и возмущений от разряда (δ)

 Fig. 3. Curves of the growth downstream of the normalized level of natural pulsations (a) and disturbances from the discharge (b)



Рис. 4. Осциллограммы локализованных возмущений от разряда в однородном (a) и модулированном (б) пограничном слое

 гід. 4. Oscillograms of localized disturbances from a discharge in a homogeneous (a) and modulated (b) boundary layer



Рис. 5. Амплитудные спектры естественных возмущений в однородном (*a*) и модулированном (*б*) пограничном слое
 Fig. 5. Amplitude spectra of natural disturbances in a homogeneous (*a*) and modulated (*b*) boundary layer

Повышенный уровень естественных возмущений в случае наличия шероховатостей может быть следствием усилении либо дополнительной генерации возмущений при обтекании шероховатостей. Однако это утверждение требует дополнительных исследований. Искусственные волновые пакеты возбуждаются разрядом ниже по потоку относительно шероховатостей и поэтому в начальных точках имеют близкие амплитуды.

Как видно из результатов измерений, в периодически модулированном пограничном слое крыла естественные возмущения начиная с $\text{Re}_x > 0,75$ нарастают вниз по потоку быстрее по сравнению со случаем однородного течения. При этом для локализованных возмущений от разряда наблюдается обратный результат. Модуляция течения в пограничном слое приводит к значительному замедлению роста искусственных волновых пакетов.

На рис. 4 представлены осциллограммы пульсаций контролируемых локализованных возмущений. На рис. 4, *а* показаны результаты для однородного пограничного слоя, на рис. 4, *б* полученные в модулированном течении. Для гладкого крыла нарастание локализованных возмущений значительно превышает рост амплитуды возмущений от разряда в модулированном пограничном слое. Скорости распространения возмущений от разряда близки в обоих случаях.

На рис. 5 представлены амплитудные спектры естественных возмущений. На рис. 5, a показаны результаты, полученные на гладком крыле, на рис. 5, δ – на модели с шероховатостями.

В однородном пограничном слое (рис. 5, *a*) для естественных возмущений при $\text{Re}_x < 0.75$ наибольший рост пульсаций вниз по потоку регистрируется в области частот f = 10-40 кГц, что соответствует наиболее растущим возмущениям поперечной неустойчивости. При $\text{Re}_x > 0.75$ наблюдается рост во всем диапазоне частот, и спектры возмущений постепенно наполняются. В целом такой сценарий развития естественных возмущений характерен для гладких скользящих крыльев в экспериментах при сверхзвуковых скоростях.

В случае периодически модулированного пограничного слоя (рис. 5, δ) анализ спектров показывает, что практически во всей области измерений наблюдается значительное нарастание высокочастотных пульсаций, а при $\text{Re}_x > 0,75$ также наблюдается рост низкочастотных возмущений. Можно предположить, что для естественных возмущений в этих экспериментах шероховатости на поверхности модели приводит к ранней интенсификации нелинейных взаимодействий.

Заключение

Проведены экспериментальные исследования влияния периодической модуляции течения в пограничном слое на развитие естественных возмущений и искусственных локализованных волновых пакетов на модели скользящего крыла с углом скольжения 40° при числе Маха набегающего потока M = 2,5.

Получено, что по условиям экспериментов модуляция течения приводит к значительному уменьшению роста вниз по потоку локализованных возмущений (волновых пакетов) от импульсного разряда. Для естественных возмущений получен негативный эффект – шероховатости на поверхности модели приводят к большему росту возмущений вниз по потоку.

Список литературы

- 1. William Saric, Ruben Carrillo, Jr, Mark Reibert. Leading-edge roughness as a transition control mechanism. *AIAA Paper*, 1998, p. 781.
- 2. Устинов М. В., Иванов А. В., Мищенко Д. А., Русьянов Д. А. Ламинаризация обтекания стреловидного крыла с помощью рельефа поверхности // XII Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: Сб. тр.: В 4 т. Уфа: РИЦ БашГУ, 2019. Т. 2: Механика жидкости и газа. С. 704–706.
- 3. Толкачев С. Н., Горев В. Н., Козлов В. В. Исследование продольных вихрей за шероховатостью и их вторичной неустойчивости на передней кромке скользящего крыла // ДАН. 2014. Т. 459, № 2. С. 178–181. DOI 10.7868/S0869565214270127
- 4. Баранов С. А., Киселёв А. Ф., Моралев И. А., Сбоев Д. С., Толкачёв С. Н., Чернышев С. Л. Управление ламинарно-турбулентным переходом в трёхмерном пограничном слое при повышенной внешней турбулентности с помощью диэлектрического барьерного разряда // ДАН. 2019. Т. 486, № 6. С. 668–672.
- 5. Баранов С. А., Гамируллин М. Д., Киселев А. Ф., Курячий А. П., Сбоев Д. С., Толкачев С. Н., Чернышев С. Л. Ослабление неустойчивости поперечного течения в трёхмерном пограничном слое с помощью многоразрядной актуаторной системы // ДАН. 2019. Т. 488, № 2. С. 147–152.

- 6. Семенов Н. В., Косинов А. Д. Метод управления ламинарно-турбулентным переходом сверхзвукового пограничного слоя на скользящем крыле // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14, № 3. С. 353–357. DOI 10.1134/S0869864307030031
- Kolosov G. L., Panina A. V., Kosinov A. D. On the development of controlled stationary and travelling disturbances in the supersonic boundary layer of a swept wing. In: EPJ Web of Conferences: Proceedings of the 14th All-Russian School-Conference of Young Scientists with International Participation on Actual Problems of Thermal Physics and Physical Hydrodynamics (AVTFG 2016). Novosibirsk, 2016, vol. 159, no. 0024, p. 1–7. DOI 10.1051/epjconf/2017 15900024
- Yatskikh A. A., Panina A. V., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Semionov N. V. Experimental study of natural disturbances of a supersonic boundary layer on a swept-wing model with periodic roughness. In: AIP Conference Proceedings: High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM–2020): Proceedings of the XXVII Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter, dedicated to the 90th anniversary of the birth of R. I. Soloukhin. Novosibirsk, 2020, vol. 2288, p. 030066(4). DOI 10.1063/5.0028319
- 9. Panina A., Kosinov A., Semionov N., Yermolaev Yu., Yatskikh A. On the artificial wave packet development in a spanwise modulated boundary layer on the swept wing at Mach 2. In: AIP Conference Proceedings: High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM–2020): Proceedings of the XXVII Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter, dedicated to the 90th anniversary of the birth of R. I. Soloukhin. Novosibirsk, 2020, vol. 2288, p. 030031(4). DOI 10.1063/5.0028368
- 10. Яцких А. А., Руменских М. С., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В., Косорыгин В. С. Возбуждение локализованного волнового пакета в трехмерном сверхзвуковом пограничном слое // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 1. С. 57–65.
- 11. **Яцких А. А., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В.** Возбуждение и развитие волновых пакетов в сверхзвуковом сдвиговом слое // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2013. Т. 8, № 2. С. 70–78.
- 12. Яцких А. А., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В. Эволюция волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое плоской пластины // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 1. С. 17–28.

References

- 1. William Saric, Ruben Carrillo, Jr, Mark Reibert. Leading-edge roughness as a transition control mechanism. *AIAA Paper*, 1998, p. 781.
- Ustinov M. V., Ivanov A. V., Mishchenko D. A., Rusyanov D. A. Laminarization of swept wing flow using surface relief. In: XII All-Russian Congress on Fundamental Problems of Theoretical and Applied Mechanics: Proc. Ufa, BashSU, 2019, vol. 2, p. 704–706.
- 3. Tolkachev S. N., Gorev V. N., Kozlov V. V. Study of longitudinal vortices behind roughness and their secondary instability at the oblique wing leading edge. *Doklady Physics*, 2014, vol. 59, no. 11, p. 524–527.
- 4. **Baranov S. A., Kiselev A. F., Moralev I. A., Sboev D. S., Tolkachev S. N., Chernyshev S. L.** Control of the Laminar-Turbulent Transition in a Three-Dimensional Boundary Layer under Elevated External Turbulence Using Dielectric Barrier Discharge. *Doklady Physics*, 2019, vol. 64, no. 6, p. 264–268.
- 5. Baranov S. A., Gamirullin M. D., Kiselev A. P., Kuryachii A. P., Sboev D. S., Tolkachev S. N., Chernyshev S. L. Attenuation of cross-flow instability in a three-dimensional boundary layer by means of a multidischarge actuator system. *Doklady Physics*, 2019, vol. 64, no. 9, p. 365–369.
- 6. Semionov N. V., Kosinov A. D. Method laminar-turbulent transition control of supersonic boundary layer on a swept wing. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2007, vol. 14, no. 3, p. 337–341.

- Kolosov G. L., Panina A. V., Kosinov A. D. On the development of controlled stationary and travelling disturbances in the supersonic boundary layer of a swept wing. In: EPJ Web of Conferences: Proceedings of the 14th All-Russian School-Conference of Young Scientists with International Participation on Actual Problems of Thermal Physics and Physical Hydrodynamics (AVTFG 2016). Novosibirsk, 2016, vol. 159, no. 0024, p. 1–7. DOI 10.1051/epjconf/2017 15900024
- Yatskikh A. A., Panina A. V., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Semionov N. V. Experimental study of natural disturbances of a supersonic boundary layer on a swept-wing model with periodic roughness. In: AIP Conference Proceedings: High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM–2020): Proceedings of the XXVII Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter, dedicated to the 90th anniversary of the birth of R. I. Soloukhin. Novosibirsk, 2020, vol. 2288, p. 030066(4). DOI 10.1063/5.0028319
- 9. Panina A., Kosinov A., Semionov N., Yermolaev Yu., Yatskikh A. On the artificial wave packet development in a spanwise modulated boundary layer on the swept wing at Mach 2. In: AIP Conference Proceedings: High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM–2020): Proceedings of the XXVII Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter, dedicated to the 90th anniversary of the birth of R. I. Soloukhin. Novosibirsk, 2020, vol. 2288, p. 030031(4). DOI 10.1063/5.0028368
- Yatskikh A. A., Rumenskikh M. S., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Semionov N. V., Kosorygin V. S. Excitation of Localized Wave Packet in 3D Supersonic Boundary Layer. *Siberian J. of Physics*, 2017, vol. 12, no. 1, p. 57–65. (in Russ.)
- 11. Yatskih A. A., Yermolaev Yu. G., Kosinov A. D., Semionov N. V. Wave Packet Excitation and Its Development in Supersonic Boundary Layer. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2013, vol. 8, no. 2, p. 70–78. (in Russ.)
- 12. Yatskikh A. A., Kosinov A. D., Yermolaev Yu. G., Semionov N. V. Evolution of wave packets in supersonic flat-plate boundary layer. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2015, vol. 22, no. 1, p. 17–28. (in Russ.)

Материал поступил в редколлегию Received 14.12.2020

Сведения об авторах / Information about the Authors

- **Яцких Алексей Анатольевич**, кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия); младший научный сотрудник, Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)
- Aleksey A. Yatskikh, PhD (Physics and Mathematics), Junior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); Junior Researcher, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

73.yatskikh@gmail.com

- **Панина Александра Валерьевна**, кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Alexandra V. Panina, PhD (Physics and Mathematics), Junior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

avpanina@itam.nsc.ru

- Кочарин Василий Леонидович, младший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Vasilii L. Kocharin, Junior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

kocharin@itam.nsc.ru

- Ермолаев Юрий Геннадьевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия); Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)
- **Yury G. Yermolaev**, PhD, Senior Fellow, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

yermol@itam.nsc.ru

- Косинов Александр Дмитриевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, заведующий лабораторией, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия); Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)
- Alexander D. Kosinov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Head of Laboratory, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

kosinov@itam.nsc.ru

- Семёнов Николай Васильевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Nikolai V. Semionov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Leading Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

semion@itam.nsc.ru

УДК 535.5, 535.016 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-91-100

Модификация оптических свойств поверхностей методом напыления под скользящими углами

И. А. Азаров^{1, 2}, К. Э. Купер³, А. Г. Лемзяков^{1, 3} В. В. Поросев³, А. А. Шкляев^{1, 2}

 ¹ Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия
 ² Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН Новосибирск, Россия
 ³ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН

Новосибирск, Россия

Аннотация

Рассматриваются оптические свойства и структура тонких пленок диоксида титана, сформированных методом напыления под скользящими углами. Было показано, что данный метод позволяет формировать покрытия, имеющие существенно меньший показатель преломления, чем у первоначального материала. Так, экспериментально полученное значение показателя преломления тонких пленок диоксида титана составило ~ 1,2, что почти в два раза меньше, чем у поликристаллического материала. Это позволяет использовать данный метод для нанесения покрытий с переменным показателем преломления с использованием всего одного материала, изменяя только геометрию процесса напыления.

Ключевые слова

напыление под скользящими углами, диоксид титана, оптические параметры, эллипсометрия

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Новосибирской области в рамках научного проекта № 19-42-540009 р_а. В работе использовалось оборудование ЦКП «СЦСТИ» на базе УНУ «Комплекс ВЭПП-4 – ВЭПП-2000» в ИЯФ СО РАН, поддержанное проектом RFMEFI62119X0022. Получение СЭМ изображений и эллипсометрические исследования проводились с использованием оборудования ЦКП «ВТАН» НГУ

Для цитирования

Азаров И. А., Купер К. Э., Лемзяков А. Г., Поросев В. В., Шкляев А. А. Модификация оптических свойств поверхностей методом напыления под скользящими углами // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 1. С. 91–100. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-91-100

The Modification of Optical Properties of the Surfaces by the Glancing Angle Deposition Technique

I. A. Azarov^{1,2}, K. E. Kuper³, A. G. Lemzyakov^{1,3} V. V. Porosev³, A. A. Shklyaev^{1,2}

> ¹ Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation

 ² Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation
 ³ Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

The paper considers the optical properties and structure of thin films of titanium dioxide formed by the glancing angle deposition method. It was show that this method allows the formation of coatings having a significantly lower refrac-

© И.А. Азаров, К.Э. Купер, А.Г. Лемзяков, В.В. Поросев, А.А. Шкляев, 2021

tive index than that of the initial material. Thus, the experimentally obtained value of the refractive index of thin films of titanium dioxide was \sim 1.2, which is almost two times less than that of a polycrystalline material. This allows you to use this method to produce the coatings with a variable refractive index using only one material, changing the geometry of the deposition process only.

Keywords

glancing angle deposition, titanium dioxide, optical properties, ellipsometry

Acknowledgements

The reported study was funded by RFBR and Novosibirsk region according to the research project 19-42-540009 r_a. The work was done at the shared research center SSTRC on the basis of the VEPP-4 – VEPP-2000 Complex at BINP SB RAS, using equipment supported by project RFMEFI62119X0022. The SEM and ellipsometry studies were performed on the equipment of CKP "VTAN" in the ATRC department of NSU

For citation

Azarov I. A., Kuper K. E., Lemzyakov A. G., Porosev V. V., Shklyaev A. A. The Modification of Optical Properties of the Surfaces by the Glancing Angle Deposition Technique. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 1, p. 91–100. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-91-100

Введение

Модификация оптических свойств поверхностей широко применяется в оптических приборах, где свет проходит через границу раздела двух прозрачных сред с разными показателями преломления и требуется снизить потери интенсивности или устранить отражение. «Тяжелые» кристаллические сцинтилляторы широко применяются для детектирования различных видов излучений. Энергетическое и временное разрешение сцинтилляционных детекторов во многом определяется статистикой зарегистрированных оптических фотонов. Именно поэтому непрерывно ведутся работы по повышению световыхода материалов и улучшению динамики этого процесса. Существенным фактором, который ограничивает как временное, так и энергетическое разрешение, является низкая вероятность выхода света из кристалла из-за большой разницы в показателе преломления между сцинтиллятором и окружающими его материалами. Одним из способов решения данной проблемы является модификация свойств оптического перехода между сцинтилляционным кристаллом и окружающими его светоотражающими материалами путем формирования неоднородностей микронного масштаба [1; 2]. Другим способом повышения световыхода является формирование многослойных просветляющих покрытий с градиентным показателем преломления на основе SiO₂ и TiO₂ [3]. В то же время для решения аналогичной задачи были разработаны методики формирования наноструктурированных покрытий, позволяющих повысить световыход светодиодов на 24-28 % [4], а в сочетании с формированием структур микронного масштаба на величину до 60 % [5]. Этот же подход может быть применен и для сцинтилляторов. Целью данной работы являлось исследование метода напыления под скользящими углами (glancing angle deposition, GLAD), позволяющего получить покрытия с заданным показателем преломления с использованием только одного материала.

Описание метода

Эффект формирования пористых колоннообразных структур методом напыления под большими углами известен достаточно давно [6]. Основная идея метода заключается в том, что при напылении перпендикулярно поверхности подложки напыляемый материал формирует отдельные кластеры, которые далее, сливаясь, формируют сплошное покрытие. При наклонном же расположении поверхности, первоначальные кластеры затеняют собой часть поверхности, и нарастание толщины материала происходит в основном за счет роста высоты первоначальных кластеров. Если же к этому процессу еще добавить вращение подложки, то можно добиться формирования сложных колоннообразных структур. Достоинством данного метода является возможность получения различных значений показателя преломления с использованием только одного напыляемого материала. Основными требованиями к процессу являются низкое остаточное давление, что позволяет реализовать прямолинейное распро-

странение частиц напыляемого материала, малый угловой размер источника и низкая температура подложки, менее 0,3*Т_{плавления}, для подавления диффузии материала по поверхности [7]. Общая схема метода и фотография изготовленного для работы стенда показаны на рис. 1.



Рис. 1. Общая схема установки (a) и фотография стенда (δ) *Fig.* 1. General view of the setup (left) and a photograph of the stand (right)

В данной работе в качестве напыляемого материала был выбран диоксид титана благодаря его большому значению показателя преломления, химической устойчивости и высокой прозрачности в видимой области спектра [8], а также широкому его применению при создании многослойных зеркал в сочетании SiO₂ [9]. В то же время имеющиеся в литературе данные о параметрах получаемых покрытий имеют достаточно большой разброс, отражая существенное влияние технологических параметров экспериментальных установок на результат [10].

Напыление пленок ТіО₂ проводилось на подложке из монокристаллического кремния в установке вакуумного напыления BOC Edwards AUTO 500 посредством электронно-лучевого испарения таблеток TiO₂. Между образцом и тиглем была дополнительно установлена диафрагма с апертурой 20 мм на расстоянии 74 мм от центра вращения образца. Предварительный вакуум составлял 5Е-6 мбар. Напыление происходило в атмосфере кислорода при давлении 2Е-4 мбар. В процессе напыления контролировалась температура держателя образца, которая была в пределах ~ 130 °C. Образец вращался по оси ϕ со скоростью 1,7 оборота в минуту. Угол наклона α в процессе напыления фиксировался. Скорость испарения оксида титана из тигля контролировалась кварцевыми микровесами BOC Edwards FTM7 Film Thickness Monitor по изменению частоты колебаний кварцевого резонатора в зависимости от массы вещества, нанесенного на его поверхность. Показания кварцевых весов и результирующая толщина напыленной пленки связаны коэффициентами пересчета, которые зависят от режима напыления и от взаимного расположения элементов установки напыления в целом, а также от угла наклона держателя образцов. Толщины получающихся покрытий измерялись посредством эллипсометрии и на сканирующем электронном микроскопе по изображению скола образца. Скорость напыления при $\alpha = 0$ была в диапазоне 0,2–0,4 нм/с.

Структура покрытий

Для получения изображений поверхности образцов был использован сканирующий электронный микроскоп (СЭМ) «PIONEER» фирмы Raith. Морфология формируемых пленок, при углах падения 0, 75 и 85° представлена на рис. 2.



Рис. 2. Изображения (виды сверху и сбоку), снятые с помощью сканирующего электронного микроскопа, образцов с покрытиями, полученными напылением TiO_2 под углами 0° (*a*), 75° (*б*) и 85° (*в*) *Fig.* 2. Images (top and side views) taken with the scanning electron microscope of samples with coatings obtained by the TiO₂ deposition at angles of 0° (*a*), 75° (*b*) and 85° (*c*)

95

Видно, что покрытия имеют существенно различную структуру. Так, при угле падения 75° покрытие формируется из плотно упакованных колонн с сеткой микроразрывов шириной 15–20 нм, а при угле падения 85° оно уже состоит из отдельно стоящих колонн диаметром 20–40 нм.

Оптические свойства покрытий

Оптические константы полученных пленок TiO₂ были исследованы методом спектральной эллипсометрии в диапазоне длин волн 250-1000 нм. Измерения проводились на эллипсометрах разработки ИФП СО РАН [11]. Восстановление оптических констант и толщин пленок включало несколько этапов. Сначала методом эллипсометрии пространственного разрешения проводилось профилирование образца вдоль одной линии. Поскольку на всех образцах наблюдается градиент толщины, то по траектории эллипсометрических углов на номограмме (которая соответствует измерениям с разной толщиной) восстанавливались оптические константы слоя TiO_2 для данного образца на длине волны He-Ne лазера (632,8 нм), и далее определялся профиль толщины пленки вдоль образца. Полученные толщины и оптические константы использовались как начальные данные при восстановлении спектральных диэлектрических функций (дисперсионных кривых) в диапазоне 250-1000 нм. При восстановлении диэлектрических функций использовался метод независимого решения обратной задачи эллипсометрии для каждой длины волны при многоугловых спектральных измерениях (VASE – variable angle spectroscopic ellipsometry) [12]. Пленка считалась однородной по глубине, поэтому восстановленные диэлектрические функции и толщина являются эффективными в случаях неоднородной структуры слоя. Характерные спектры диэлектрических функций нескольких образцов показаны на рис. З вместе с литературными данными для дисперсии поликристаллического анатаза [13].



Рис. 3. Зависимость показателя преломления (a) и коэффициентов поглощения (δ) от длины волны для нескольких образцов, изготовленных при различных углах наклона подложки *Fig. 3.* Plots of refractive indices (a) and extinction coefficients (b) with wavelength for few samples produced at different deposition angles

У образцов наблюдается нормальный ход дисперсионных кривых в видимой области спектра. Ширина запрещенной зоны для различных форм TiO_2 находится в пределах 3– 3,5 эВ, что соответствует спектральному положению края поглощения 350-410 нм и согласуется с наблюдаемыми экспериментальными зависимостями. Как и ожидалось, изменение плотности покрытия является основным фактором, влияющим на величину ее показателя преломления [14]. На рис. 4, *а* показаны результаты измерения зависимости показателя преломления от угла напыления для длины волны 633 нм. Наблюдаемое расхождение в показателе преломления между многоугловой спектральной и лазерной сканирующей эллипсометрией объясняется, по всей видимости, некорректностью описания наносимого покрытия простой моделью однородного слоя, что особенно сильно проявляется для более пористых покрытий. Поэтому для угла напыления 85° использовались данные только для сканирующей эллипсометрии. Сплошными линиями на рисунке представлены результаты подгонки данных моделью, учитывающей колоннообразную структуру нанесенного материала [15]:

$$n_f^2 = \frac{(1-p)n_0^4 + (1+p)n_0^2 n_1^2}{(1+p)n_0^2 + (1-p)n_1^2}$$

а также линейной моделью [16]:

$$n_f = (1-p)n_0 + pn_1,$$

где n_f , n_0 , n_1 – показатели преломления получаемого покрытия, материала пор (воздух) и наносимого материала соответственно. Фактор заполнения p – это отношение объема нанесенного материала к общему объему формируемого покрытия. Для определения его величины в процессе подгонки использовалось выражение, связывающее его величину со значением пористости материала – P, согласно модели формирования затенений нанокластерами [16]:

$$P=1-p=\frac{\alpha\cdot\tan\alpha}{c+\alpha\cdot\tan\alpha}.$$



Рис. 4. Значение показателя преломления (a) и расчетное значение пористости покрытия (δ) в зависимости от угла напыления *Fig. 4.* Refractive indices (a) and calculated film porosity (b) as a function of the deposition angle

Подгонка экспериментальных данных двумя моделями дает близкий результат, при котором величина показателя преломления пленки диоксида титана при угле нанесения 0° составляет 2,17 \pm 0,01. Однако значение параметра *c*, описывающего геометрию нанокластера, равно $8,84 \pm 0,33$ при подгонке данных моделью, учитывающей колоннообразную структуру нанесенного материала, и значение параметра c равно $4,50 \pm 0.18$ при подгонке данных линейной моделью. На рис. 4, б сплошными линиями показаны значения пористости покрытия, рассчитанные с использованием полученных значений параметра с, а также представлена оценка пористости, полученная путем бинаризации изображений с электронного микроскопа. На этом же рисунке показаны результаты вычисления величины объемного заполнения пленок на основе данных эллипсометрии. Данные анализа изображений дают несколько меньшее значение, поскольку, по всей видимости, не учитывают сложную внутреннюю структуру формирующихся колонн. Наблюдаемый же разброс экспериментальных данных, полученных с помощью эллипсометрии, свидетельствует о необходимости контроля большего количества параметров установки для формирования более однородных по толщине слоев.

Заключение

В данной работе были представлены результаты анализа оптических покрытий, изготовленных методом напыления под скользящими углами.

Полученные в эксперименте значения показателя преломления покрытий TiO₂ меняются в диапазоне от 2,17 ± 0,01 при формировании максимально плотного покрытия (при угле напыления 0°) до 1.15 ± 0.02 при скользящем угле 85° для длины волны 633 нм. Это хорошо согласуется с результатами других работ, также использующих электронно-лучевое испарение наносимого материала [18]. Это позволяет использовать данный метод для формирования поверхностных структур с переменным показателем преломления путем изменения только геометрии процесса напыления всего одного наносимого материала.

Список литературы

- 1. Berg E., Roncali E. Optimizing light transport in scintillation crystals for time-of-flight PET: an experimental and optical Monte Carlo simulation study. Biomed Opt Express, 2015, vol. 6, no. 6, p. 2220-2230.
- Huber J. S., Moses W. W., Andreaco M. S., Loope M., Melcher C. L., Nutt R. Geometry 2. and surface treatment dependence of the light collection from LSO crystals. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 1999, vol. 437, no. 2–3, p. 374–380.
- Fei Tong, Bo Liu, Hong Chen, Zhichao Zhu, Mu Gu. Enhanced light extraction of 3. $Bi_3Ge_4O_{12}$ scintillator by graded-refractive-index antireflection coatings. Applied Physics Letters, 2013, vol. 103, no. 7, p. 071907.
- 4. Kim J. K., Chhajed S., Schubert M. F., Schubert E. F., Fischer A. J., Crawford M. H., Cho J., Kim H., Sone C. Light-Extraction Enhancement of GaInN Light-Emitting Diodes by Graded-Refractive-Index Indium Tin Oxide Anti-Reflection Contact. Advanced materials, 2008, vol. 20, no. 4, p. 801-804.
- 5. Peng Mao, Mingsheng Xu, Jing Chen, Bo Xie, Fengqi Song, Min Han, Guanghou Wang. Dual enhancement of light extraction efficiency of flip-chip light-emitting diodes with multiple beveled SiC surface and porous ZnO nanoparticle layer coating. Nanotechnology, 2015, vol. 26, no. 18. DOI 10.1088/0957-4484/26/18/185201
- Goodman L. A., McGinn J. T., Anderson C. H., DiGeronimo F. Topography of obliquely 6. evaporated silicon oxide films and its effect on liquid-crystal orientation. IEEE Transactions on Electron Devices, 1977, vol. 24, no. 7, p. 795-804.
- 7. Hawkeye M. M., Brett M. J. Glancing angle deposition: Fabrication, properties, and applications of micro- and nanostructured thin films. Journal of Vacuum Science & Technology A, 2007, vol. 25, no. 5, p. 1317.

- 8. Котликов Е. Н., Кузнецов Ю. А., Лавровская Н. П., Тропин А. Н. Оптические пленкообразующие материалы для инфракрасной области спектра // Научное приборостроение. 2008. Т. 18, № 3. С. 32–37.
- Amotchkina T., Trubetskov M., Tikhonravov A., Angelov I. B., Pervak V. Reliable optical characterization of e-beam evaporated TiO₂ films deposited at different substrate temperatures. *Applied Optics*, 2014, vol. 53, no. 4, p. A8–A15.
- Bennett J. M., Pelletier E., Albrand G., Borgogno J. P., Lazarides B., Carniglia C. K., Schmell R. A., Allen T. H., Tuttle-Hart T., Guenther K. H., Saxer A. Comparison of the properties of titanium dioxide films prepared by various techniques. *Applied Optics*, 1989, vol. 28, no. 16, p. 3303–3317.
- 11. Спесивцев Е. В., Рыхлицкий С. В., Швец В. А. Развитие методов и средств оптической эллипсометрии в институте физики полупроводников СО РАН // Автометрия. 2011. Т. 47, № 5. С. 5–12.
- 12. **Fujiwara H.** Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications. Chichester, England, John Wiley & Sons, 2007.
- 13. Tanemura S., Miao L., Jin P., Kaneko K., Terai A., Nabatova-Gabain N. Optical properties of polycrystalline and epitaxial anatase and rutile TiO2 thin films by rf magnetron sputtering. *Applied Surface Science*, 2003, vol. 212–213, p. 654–660.
- 14. **Macleod H. A.** Structure related optical properties of thin films. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 1986, vol. 4, no. 3, p. 418–422.
- 15. Harris M., Macleod H. A., Ogura S., Pelletier E., Vidal B. The relationship between optical inhomogeneity and film structure. *Thin Solid Films*, 1979, vol. 57, no. 1, p. 173–178.
- Kinosita K., Nishibori M. Porosity of MgF₂ Films-Evaluation Based on Changes in Refractive Index Due to Adsorption of Vapors. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 1969, vol. 6, p. 730–733.
- 17. Poxson D. J., Mont F. W., Schubert M. F., Kim J. K., Schubert E. F. Quantification of porosity and deposition rate of nanoporous films grown by oblique-angle deposition. *Applied Physics Letters*, 2008, vol. 93, p. 101914.
- 18. Hawkeye M. M., Brett M. Controlling the optical properties of nanostructured TiO₂ thin films. *Physica Status Solidi A*, 2009, vol. 206, no. 5, p. 940–943.

References

- 1. Berg E., Roncali E. Optimizing light transport in scintillation crystals for time-of-flight PET: an experimental and optical Monte Carlo simulation study. *Biomed Opt Express*, 2015, vol. 6, no. 6, p. 2220–2230.
- 2. Huber J. S., Moses W. W., Andreaco M. S., Loope M., Melcher C. L., Nutt R. Geometry and surface treatment dependence of the light collection from LSO crystals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 1999, vol. 437, no. 2–3, p. 374–380.
- 3. Fei Tong, Bo Liu, Hong Chen, Zhichao Zhu, Mu Gu. Enhanced light extraction of Bi₃Ge₄O₁₂ scintillator by graded-refractive-index antireflection coatings. *Applied Physics Letters*, 2013, vol. 103, no. 7, p. 071907.
- 4. Kim J. K., Chhajed S., Schubert M. F., Schubert E. F., Fischer A. J., Crawford M. H., Cho J., Kim H., Sone C. Light-Extraction Enhancement of GaInN Light-Emitting Diodes by Graded-Refractive-Index Indium Tin Oxide Anti-Reflection Contact. *Advanced materials*, 2008, vol. 20, no. 4, p. 801–804.
- Peng Mao, Mingsheng Xu, Jing Chen, Bo Xie, Fengqi Song, Min Han, Guanghou Wang. Dual enhancement of light extraction efficiency of flip-chip light-emitting diodes with multiple beveled SiC surface and porous ZnO nanoparticle layer coating. *Nanotechnology*, 2015, vol. 26, no. 18. DOI 10.1088/0957-4484/26/18/185201

- 6. Goodman L. A., McGinn J. T., Anderson C. H., DiGeronimo F. Topography of obliquely evaporated silicon oxide films and its effect on liquid-crystal orientation. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1977, vol. 24, no. 7, p. 795–804.
- 7. **Hawkeye M. M., Brett M. J.** Glancing angle deposition: Fabrication, properties, and applications of micro- and nanostructured thin films. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 2007, vol. 25, no. 5, p. 1317.
- 8. Kotlikov E. N., Kuznetsov Yu. A., Lavrovskaya N. P., Tropin A. N. The optical filmforming materials for infra-red area of the spectrum. *Nauchnoe Priborostroenie [Scientific Instrumentation*], 2008, vol. 18, no. 3, p. 32–37. (in Russ.)
- 9. Amotchkina T., Trubetskov M., Tikhonravov A., Angelov I. B., Pervak V. Reliable optical characterization of e-beam evaporated TiO₂ films deposited at different substrate temperatures. *Applied Optics*, 2014, vol. 53, no. 4, p. A8–A15.
- Bennett J. M., Pelletier E., Albrand G., Borgogno J. P., Lazarides B., Carniglia C. K., Schmell R. A., Allen T. H., Tuttle-Hart T., Guenther K. H., Saxer A. Comparison of the properties of titanium dioxide films prepared by various techniques. *Applied Optics*, 1989, vol. 28, no. 16, p. 3303–3317.
- 11. **Spesivtsev E. V., Rykhlitskii S. V., Shvets V. A.** Development of Methods and Instruments for Optical Ellipsometry at the Institute of Semiconductor Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences. *Avtometriya*, 2001, vol. 47, no. 5, p. 5–12. (in Russ.)
- 12. **Fujiwara H.** Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications. Chichester, England, John Wiley & Sons, 2007.
- 13. **Tanemura S., Miao L., Jin P., Kaneko K., Terai A., Nabatova-Gabain N.** Optical properties of polycrystalline and epitaxial anatase and rutile TiO2 thin films by rf magnetron sputtering. *Applied Surface Science*, 2003, vol. 212–213, p. 654–660.
- 14. **Macleod H. A.** Structure related optical properties of thin films. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 1986, vol. 4, no. 3, p. 418–422.
- 15. Harris M., Macleod H. A., Ogura S., Pelletier E., Vidal B. The relationship between optical inhomogeneity and film structure. *Thin Solid Films*, 1979, vol. 57, no. 1, p. 173–178.
- 16. **Kinosita K., Nishibori M.** Porosity of MgF₂ Films-Evaluation Based on Changes in Refractive Index Due to Adsorption of Vapors. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 1969, vol. 6, p. 730–733.
- 17. Poxson D. J., Mont F. W., Schubert M. F., Kim J. K., Schubert E. F. Quantification of porosity and deposition rate of nanoporous films grown by oblique-angle deposition. *Applied Physics Letters*, 2008, vol. 93, p. 101914.
- 18. **Hawkeye M. M., Brett M.** Controlling the optical properties of nanostructured TiO₂ thin films. *Physica Status Solidi A*, 2009, vol. 206, no. 5, p. 940–943.

Материал поступил в редколлегию Received 27.04.2020

Сведения об авторах / Information about the Authors

Азаров Иван Алексеевич, инженер, младший научный сотрудник, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (Новосибирск, Россия); младший научный сотрудник, Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)

Ivan A. Azarov, Engineer, Junior Researcher, Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); Junior Researcher, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

azarov_ivan@mail.ru

- Купер Константин Эдуардович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Konstantin E. Kuper, PhD, Senior Scientific Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

k.e.kuper@inp.nsk.su

- **Лемзяков Алексей Георгиевич**, младший научный сотрудник, Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия); инженер, младший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Aleksey G. Lemzyakov, Junior Researcher, Novosibirsk State University(Novosibirsk, Russian Federation); Engineer, Junior Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

lemzyakov89@gmail.com

- **Поросев Вячеслав Викторович**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия)
- Vyacheslav V. Porosev, PhD, Senior Scientific Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

porosev@inp.nsk.su

- Шкляев Александр Андреевич, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (Новосибирск, Россия); ведущий научный сотрудник, Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)
- Alexander A. Shklyaev, Doctor of Science, Leading Researcher, Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); Leading Researcher, Novosibirsk State University(Novosibirsk, Russian Federation)

shklyaev@isp.nsc.ru

УДК 539.63: 537.311.3 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-101-108

Электросопротивление алюминия при ударном сжатии

С. Д. Гилев, В. С. Прокопьев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН Новосибирск, Россия

Аннотация

При помощи электроконтактного метода выполнены измерения электросопротивления алюминиевой фольги при ударном сжатии. Получены зависимости электросопротивления R и удельного электросопротивления ρ от давления ударной волны p в диапазоне давлений до 22 ГПа. Найденная зависимость R(p) является монотонно возрастающей гладкой функцией давления. Зависимость $\rho(p)$ имеет более сложный характер: при росте давления удельное электросопротивление сначала уменьшается, а далее увеличивается.

Ключевые слова

электросопротивление, удельное электросопротивление, алюминий, ударное сжатие, высокие давления и температуры

Для цитирования

Гилев С. Д., Прокопьев В. С. Электросопротивление алюминия при ударном сжатии // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 1. С. 101–108. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-101-108

Electrical Resistivity of Aluminum under Shock Compression

S. D. Gilev, V. S. Prokopiev

Lavrentyev Institute of Hydrodynamics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

Electrical resistance measurements of aluminum foil are conducted under shock compression using the electric contact technique. Shock wave pressure *p* dependences of the electrical resistance *R* and the resistivity ρ are obtained for pressure range up to 22 GPa. The found dependence *R*(*p*) is a monotonically increasing smooth function of the pressure. The dependence $\rho(p)$ is more complex: with increasing pressure, the electrical resistivity first decreases and then increases.

Keywords

electrical resistance, resistivity, aluminum, shock compression, high pressure and temperatures

For citation

Gilev S. D., Prokopiev V. S. Electrical Resistivity of Aluminum under Shock Compression. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 1, p. 101–108. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-101-108

Введение

Алюминий является одним из эталонных материалов в различных областях физики, в том числе физики ударных волн и высоких плотностей энергии. Механические и теплофизические свойства алюминия в области высоких давлений и температур исследованы достаточно подробно, в то же время электрофизические характеристики металла в этих условиях известны с большей степенью неопределенности. Информация об электросопротивлении дает ключ

© С.Д. Гилев, В.С. Прокопьев, 2021

к пониманию физического состояния вещества и необходима для разработки ряда электрофизических устройств, в том числе магнитокумулятивных генераторов, электромагнитных пушек, коммутирующих элементов сильноточных импульсных цепей. Для решения этих задач необходимы достоверные экспериментальные данные об электросопротивлении. В настоящее время известно несколько работ, посвященных исследованию электросопротивления и удельного электросопротивления алюминия при сильном сжатии.

В исторических опытах Бриджмена по гидростатическому сжатию получена зависимость относительного электросопротивления алюминия от давления в диапазоне до 10 ГПа при комнатной температуре [1]. В дальнейшем в связи с ревизией шкалы давлений верхняя граница давления была уменьшена до 7 ГПа [2]. Согласно [1; 2], при росте давления электросопротивление алюминия монотонно уменьшается. В расчетах [3] предсказан более сложный, немонотонный характер изменения электросопротивления. Согласно [3], сначала электросопротивление уменьшается, достигая минимума при давлении около 25 ГПа, и увеличивается ся при дальнейшем росте давления. Такое поведение объяснено деформацией поверхности Ферми при сжатии металла. Экспериментальное подтверждение этого эффекта к настоящему времени отсутствует.

Результаты измерений электросопротивления алюминия при ударном сжатии немногочисленны и достаточно противоречивы. В [4] поставлены эксперименты по измерению электросопротивления алюминиевой фольги, размещенной между слоями оргстекла. При увеличении давления ударной волны p электросопротивление R монотонно росло. Найденная зависимость R(p) имела излом при давлении около 10 ГПа. При помощи бесконтактного электромагнитного метода в [5] найдена электропроводность ударно-сжатой фольги, помещенной в оргстекло. Для образцов разной толщины электропроводность оказалась различной. При давлении ударной волны 18,5 ГПа электропроводность уменьшилась по сравнению с начальным значением в 2,1 раза для образцов толщиной 30 и 50 мкм и в 6 раз для толщины 10 мкм. Такая разница свидетельствует, по-видимому, о методических проблемах измерений для тонких образцов.

В [6] бесконтактным электромагнитным методом найдено электросопротивление алюминиевой фольги, помещенной во фторопласт, при давлении ударной волны до 14 ГПа. Результаты [4] и [6] качественно согласуются до давления $p \approx 10$ ГПа. При большем давлении зависимость R(p) в [6] отклоняется вниз относительно [4]. Автор [6] объяснил такое различие возможным влиянием неконтролируемых деформаций элементов измерительной системы при использовании контактного метода в [4]. Поскольку описание системы нагружения и измерительной ячейки в [4] не приведено, то трудно сделать вывод о степени обоснованности такого предположения. Отличие между данными [4] и [6] может быть связано с ударным нагревом образца. Вследствие реверберации волн сжатия и разрежения нагрев тонкой фольги зависит от соотношения ударных импедансов металла и окружающего его диэлектрика.

Имеющаяся экспериментальная информация разных авторов [4–6] значительно расходится количественно и не позволяет сделать определенного вывода о поведении электросопротивления, кроме общего утверждения, что электросопротивление алюминия растет при увеличении давления ударной волны.

Цель настоящей работы состояла в получении количественных экспериментальных данных об электросопротивлении алюминия при ударном сжатии в области давления до 22 ГПа.

Метод измерений и результаты экспериментов

Для измерения электросопротивления тонких металлических образцов использовалась четырехточечная схема, которая работала в режиме постоянного тока [7]. Образец (рис. 1, a) вырезался из цельного куска фольги и размещался между пластинами диэлектрика (фторопласта-4) (рис. 1, δ). Для ударного нагружения использовались заряды взрывчатых веществ, которые располагались непосредственно на измерительной ячейке. В измерительной ячейке генерировалась плоская ударная волна, в которой образец испытывал одномерное сжатие.



Рис. 1. Постановка измерений: a – фольговый образец; δ – сечение измерительной ячейки. Стрелки показывают область на границе ячейки, подвергнутой ударному нагружению (1 – образец, 2 – диэлектрик, 3 – электроды, ориентированы перпендикулярно плоскости второго рисунка)

Fig. 1. Setting up measurements: foil sample (*a*) and cross section of the measuring cell (*b*). The arrows show the area at the cell boundary that is subjected to shock loading (*I* is a sample; 2 is a dielectric; 3 are leads oriented perpendicular to the plane of the second figure)

В экспериментах использовалась алюминиевая фольга толщиной 15 мкм. Для устранения воздушных зазоров фольга вклеивалась между диэлектрическими пластинами при помощи эпоксидного компаунда. Поскольку толщина фольги намного меньше, чем толщина окружающего диэлектрика (≈ 5 мм), то установившееся в алюминии давление отождествлялось с давлением падающей ударной волны в диэлектрике. В остальном постановка экспериментов соответствует [8].

На рис. 2 показана характерная экспериментальная запись напряжения с электродов. Под воздействием ударной волны напряжение на электродах резко возрастает и далее изменяется лишь слабо. Схема работала в режиме постоянного тока, так что регистрируемое напряжение *V* пропорционально электрическому сопротивлению *R*. Как и в [8], для определения сопротивления использовалось два уровня напряжения: начальный уровень (до воздействия ударной волны) и точка, соответствующая изменению наклона напряжения от резкого роста к плавному изменению.

Результаты экспериментов представлены на рис. 3 в виде зависимости относительного электросопротивления алюминия от давления ударной волны. Указанные на рис. 3 погрешности экспериментальных данных связаны с измерением напряжения цифровым осциллографом при нахождении электросопротивления (около 3 %) и расчетом давления ударной волны (около 5 %).

Кроме наших результатов на рис. 3 показаны данные [1; 2; 4; 6]. Из рисунка видно, что при ударном сжатии электросопротивление алюминия монотонно увеличивается при росте

1.2 No1323 1.0 No1323 0.8 No1323 0.6 No1323 0.6

Рис. 2. Запись напряжения в опыте по измерению электросопротивления алюминия при ударном сжатии. Давление ударной волны в диэлектрике p = 22,4 ГПа *Fig.* 2. Voltage record in experiments on measuring the electrical resistance of aluminum under shock compression. The shock wave pressure in the dielectric is p = 22.4 GPa



Рис. 3. Зависимость относительного электросопротивления алюминия от давления ударной волны: *1* – наши данные; *2* – аппроксимация данных полиномиальной зависимостью. Результаты других авторов: *3* – [4]; *4* – [6]; *5* – [1]; *6* – [2]

Fig. 3. Dependence of the normalized electrical resistance of aluminum on the pressure of the shock wave: *1* is our data; *2* is approximation of the data by a polynomial. Results of other authors: 3 - [4]; 4 - [6]; 5 - [1]; 6 - [2]

давления. Такой характер зависимости качественно отличается от поведения электросопротивления при статическом сжатии, где наблюдалось уменьшение электросопротивления [1].

Наши результаты согласуются с известными ударно-волновыми данными [4; 6] лишь качественно. Главное отличие полученных данных состоит в том, что зарегистрированы меньшие значения относительного сопротивления, чем в [4; 6]. Отличие по сравнению [4] может быть объяснено различием материала обоймы (оргстекло в [4], фторопласт в наших опытах). При размещении алюминиевой фольги в оргстекло температура образца при ударном сжатии больше, чем для фторопласта (при том же давлении падающей ударной волны в диэлектрике).

Причиной расхождения наших данных с [6], возможно, являются недостатки электромагнитной методики [6]. Бесконтактная техника измерений [6] достаточно сложна. Она не позволяет регистрировать динамику изменения электросопротивления и дает данные, которые имеют худшую точность, чем использованный нами электроконтактный метод. Данные в [6] описаны линейной зависимостью электросопротивления от давления R(p). Наши данные могут быть описаны более сложной, квадратичной зависимостью

$$R/R_0 = 1 + 0.01p + 9.7 \cdot 10^{-4} p^{-2}$$

(давление p выражено в ГПа). Расхождения в первичных данных между нашей работой и [6] (1 и 4 на рис. 3) визуально невелики, но приводят к качественным отличиям, когда по ним находится удельное электросопротивление.

По приведенным выше экспериментальным данным находилось удельное электросопротивление образца р. Для этого использовалось соотношение

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{R}{R_0} \frac{\delta}{\delta_0},\tag{1}$$

справедливое для одномерного сжатия. В (1) ρ_0 – начальное удельное электросопротивление, δ/δ_0 – отношение толщины образца (сжатой и начальной). Для определения величины δ/δ_0 использовалась ударная адиабата алюминия [9]. (Различием в плотности вещества, определяемой по ударной адиабате однократного сжатия и при учете реверберации ударных волн в тонком металлическом образце, помещенном в материал с другим ударным импедансом, пренебрегали.)

Найденная таким образом зависимость относительного удельного электросопротивления алюминия от давления ударной волны показана на рис. 4 вместе с данными, описывающими гидростатическое сжатие при комнатной температуре. Экспериментальные данные по сопротивлению из [2] пересчитаны к удельному сопротивлению с помощью изотермы при комнатной температуре [10]. Здесь же показана одна из зависимостей удельного сопротивления от давления, полученная теоретически в [3].

Анализ рис. 4 приводит к заключению, что зависимость удельного электросопротивления от давления ударной волны не является монотонно возрастающей функцией, как можно было бы предположить исходя из данных по электросопротивлению на рис. 3. Внимательное изучение аппроксимирующей кривой показывает, что при малых давлениях удельное электросопротивление немного уменьшается. Такой сложный характер зависимости $\rho(p)$ для металла, не испытывающего фазовый переход, экспериментально обнаружен впервые.

Дадим качественную интерпретацию поведения удельного электросопротивления при увеличении давления, которую демонстрирует рис. 4. Согласно модели Блоха – Грюнайзена [11], удельное электросопротивление металла зависит от удельного объема и температуры. В опытах по гидростатическому сжатию, проводимых при изотермических условиях, происходит изменение лишь удельного объема вещества. При сжатии уменьшается сечение проводника и увеличивается концентрация свободных электронов, что приводит к уменьшению удельного электросопротивления металла по мере роста давления. Зависимость электро-



сопротивления в виде монотонно уменьшающейся функции давления, подобная показанной на рис. 3 для алюминия, отмечалась для многих металлов [1].

Рис. 4. Зависимость относительного удельного электросопротивления алюминия от давления: 1 – наши данные при ударном сжатии; 2 – аппроксимация данных полиномиальной зависимостью. Гидростатическое сжатие при комнатной температуре: 3 – построено по экспериментальным данным [2]; 4 – расчетная зависимость [3]

Fig. 4. Dependence of the normalized electrical resistivity of aluminum on the pressure: 1 is our data for shock compression; 2 is approximation of the data by a polynomial. Hydrostatic compression at room temperature: line 3 is plotted for experimental data [2]; 4 is simulated dependence [3]

При ударном сжатии картина более сложная, поскольку одновременно изменяются как удельный объем, так и температура образца. Нагрев образца в условиях адиабатического сжатия приводит к увеличению удельного электросопротивления. Таким образом, при ударном сжатии изменение удельного объема и температуры влияет на величину удельного электросопротивления разнонаправленно. По этой причине на зависимости удельного электросопротивления металла от давления возможно появление минимума. Этот минимум связан с конкуренцией двух эффектов (сжатия и нагрева). Изменение температуры образца в исследованном диапазоне интенсивности ударной волны относительно невелико (до нескольких сотен градусов), так что общее поведение удельного электросопротивления, по-видимому, качественно может быть описано моделью Блоха – Грюнайзена. При больших давлениях ударной волны влияние температурного нагрева будет определяющим.

Заключение

Получены экспериментальные данные о зависимости электросопротивления и удельного электросопротивления алюминия от давления при ударном сжатии. Исследованный диапазон давлений расширен до 22 ГПа. Полученные данные могут быть использованы для обоснования модели электросопротивления металлов при ударном сжатии.

Список литературы

- 1. Bridgman P. W. The Resistance of 72 Elements, Alloys and Compounds to 100,000 Kg/Cm². *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, 1952, vol. 81, no. 4, p. 165–251.
- 2. Bundy F. P., Strong H. M. Behavior of Metals at High Temperatures and Pressures. *Solid State Phys.*, 1962, vol. 13, p. 81–146.
- 3. Cheung J., Ashcroft N. W. Aluminum under high pressure. II. Resistivity. *Physical Review B.*, 1979, vol. 20, no. 8, p. 2991–2998.
- 4. Гончаров А. И., Родионов В. Н. Электросопротивление меди и алюминия при ударноволновых нагружениях // II Всесоюз. конф. «Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике»: Тез. докл. Киев, 1985. С. 72–73.
- 5. Жугин Ю. Н., Левакова Ю. Л. Влияние электропроводности и толщины проводящей пластины на регистрируемый сигнал индукционного датчика массовой скорости // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 6. С. 199–209.
- 6. Гулевич М. А., Пай В. В., Яковлев И. В. Метод определения электрической проводимости немагнитных металлов при динамическом нагружении // ФГВ. 2010. № 2. С. 121–127.
- 7. Гилев С. Д. Измерение электропроводности конденсированного вещества в ударных волнах (обзор) // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47, № 4. С. 3–23.
- 8. **Гилев С. Д., Прокопьев В. С.** Электросопротивление меди при ударном сжатии: экспериментальные данные // Физика горения и взрыва. 2016. Т. 52, № 1. С. 121–130.
- Трунин Р. Ф., Гударенко Л. Ф., Жерноклетов М. В., Симаков Г. В. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ / РФЯЦ ВНИИЭФ. 2-е изд. Саров, 2006.
- 10. Syassen K., Holzapfel W. B. Isothermal compression of Al and Ag to 120 kbar. J. Appl. Phys., 1978, vol. 49, p. 4427–4430.
- 11. Займан Дж. Электроны и фононы. Теория явлений переноса в твердых телах: Пер. с англ. М.: Иностр. лит., 1962.

References

- 1. Bridgman P. W. The Resistance of 72 Elements, Alloys and Compounds to 100,000 Kg/Cm². *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, 1952, vol. 81, no. 4, p. 165–251.
- 2. Bundy F. P., Strong H. M. Behavior of Metals at High Temperatures and Pressures. *Solid State Phys.*, 1962, vol. 13, p. 81–146.
- 3. Cheung J., Ashcroft N. W. Aluminum under high pressure. II. Resistivity. *Physical Review B.*, 1979, vol. 20, no. 8, p. 2991–2998.
- 4. **Goncharov A. I., Rodionov V. N.** Electrical Resistance of Copper and Aluminum under Shock Wave Loading. In: Lavrentiev Readings in Mathematics, Mechanics, and Physics, Proc. II All-Union Conf., Book of Abstracts. Kiev, 1985, p. 72–73. (in Russ.)
- Zhugin Yu. N., Levakova Yu. L. Effect of the Conductance and Thickness of a Conducting Plate on the Signal from a Material-Velocity Inductive Transducer. *Prikl. Mekh. Tekh. Fiz.*, 2000, vol. 41, no. 6, p. 199–209. (in Russ.) [*J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 2000, vol. 41, no. 6, p. 1136–1149. (in Eng.)]
- Gulevich M. A., Pai V. V., Yakovlev I. V. Method for determining the electrical conductivity of nonmagnetic metals under dynamic loading. *Fiz. Goreniya i Vzryva*, 2010, vol. 46, no. 2, p. 121–127. (in Russ.) [*Combust., Expl., Shock Waves*, 2010, vol. 46, no. 2, p. 225–230. (in Eng.)]
- 7. **Gilev S. D.** Measurement of Electrical Conductivity of Condensed Substances in Shock Waves (Review). *Fiz. Goreniya i Vzryva*, 2011, vol. 47, no. 4, p. 2–237. (in Russ.) [*Combust., Expl., Shock Waves*, 2011, vol. 47, no. 4, p. 375–393. (in Eng.)]

- 8. Gilev S. D., Prokopiev V. S. Electrical Resistance of Copper under Shock Compression: Experimental Data. *Fiz. Goreniya i Vzryva*, 2016, vol. 52, no. 1, p. 121–130. (in Russ.) [*Combust., Expl., Shock Waves*, 2016, vol. 52, no. 1, p. 107–116. (in Eng.)]
- Trunin R. F., Gudarenko L. F., Zhernokletov M. V., Simakov G. V. Experimental Data on Shock Wave Compression and Adiabatic Expansion of Condensed Matter. Inst. Exp. Phys. Russian Federal Nuclear Center, Sarov, 2006. (in Russ.)
- 10. Syassen K., Holzapfel W. B. Isothermal compression of Al and Ag to 120 kbar. J. Appl. Phys., 1978, vol. 49, p. 4427–4430.
- 11. Ziman J. M. Electrons and Phonons: The Theory of Transport Phenomena in Solids. Oxford, Clarendon, 1960.

Материал поступил в редколлегию Received 14.12.2020

Сведения об авторах / Information about the Authors

- **Гилев Сергей Данилович**, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН (Новосибирск, Россия)
- **Sergey D. Gilev**, Doctor of Science, Leading Researcher, Lavrentiev Institute of Hydrodynamics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

gilev@hydro.nsc.ru

- **Прокопьев Владимир Сергеевич**, младший научный сотрудник, Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН (Новосибирск, Россия)
- **Vladimir S. Prokopiev**, Junior Researcher, Lavrentiev Institute of Hydrodynamics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

prokopiev@hydro.nsc.ru
УДК 534.286.2 DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-109-116

Имитация электромагнитно-акустического нагрева нефтяного пласта в лабораторных условиях

Г. Р. Измайлова

Филиал Уфимского государственного нефтяного технического университета в г. Октябрьском Октябрьский, Россия

Аннотация

Описывается эксперимент по изучению совместного воздействия на модель нефтяного пласта высокочастотного электромагнитного и акустического полей. Приводится математическая модель, описывающая физические процессы, происходящие при этом в пласте. В уравнении теплопроводности учитывается теплообмен с окружающей средой введением дополнительного члена. Наибольшее расхождение между теоретическими и экспериментальными данными не превышает 28 %. Качественное совпадение теоретических и экспериментальных кривых говорит об адекватности математической модели.

Ключевые слова

высокочастотное электромагнитное поле, тепловые источники, термоакустический эффект, теплопроводность, модель нефтяного пласта, температурное поле

Для цитирования

Измайлова Г. Р. Имитация электромагнитно-акустического нагрева нефтяного пласта в лабораторных условиях // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 1. С. 109–116. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-109-116

Simulation of Electromagnetic-Acoustic Heating of the Oil Layer in Laboratory Conditions

G. R. Izmailova

Branch of Ufa State Oil Technical University in Octyabrsky Octyabrsky, Russian Federation

Abstract

This paper describes an experiment to study the combined effects of high-frequency electromagnetic and acoustic fields on a model of an oil reservoir. A mathematical model is described that describes the physical processes that occur in the reservoir. The heat equation takes into account heat transfer with the environment by introducing an additional term. The largest discrepancy between theoretical and experimental data does not exceed 28 %. Qualitative coincidence of theoretical and experimental curves indicates the adequacy of the mathematical model.

Keywords

high-frequency electromagnetic field, heat sources, thermoacoustic effect, thermal conductivity, reservoir model, temperature field

For citation

Izmailova G. R. Simulation of Electromagnetic-Acoustic Heating of the Oil Layer in Laboratory Conditions. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 1, p. 109–116. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-109-116

© Г.Р. Измайлова, 2021

В последнее время проявляется значительный интерес к поиску и вовлечению в разработку нетрадиционных видов углеводородного сырья – нефтяных битумов, газовых гидратов, горючих сланцев и озокерита. Они имеют значительные запасы и являются энергетической и сырьевой альтернативой нефти и газу. В природных битумах содержится значительное количество ценных металлов и соединений. В пластовых условиях эти вещества, как правило, полностью заполняют поровое пространство и находятся в твердом - кристаллическом или аморфном – состоянии. Поэтому извлечение их известными в практике нефтегазодобычи способами невозможно. Представляет интерес изыскание принципиально новых методов извлечения углеводородов из продуктивных пород в наземных условиях и создание способов их скважинной добычи. Одним из таких методов может быть использование энергии электромагнитного поля в комбинации с акустическим полем. Этот метод имеет ряд принципиальных особенностей. Энергия в пласт вводится через высокочастотные электромагнитные и акустические волны, а не посредством гидродинамических и тепловых методов, как в традиционных способах добычи нефти и газа. Энергетическое и силовое взаимодействие электромагнитных и акустических волн с пластом обусловливают возникновение распределенных по объему пласта источников тепла, пондеромоторных сил, а также физико-химические поверхностные явления, электрокапиллярные и электроповерхностные эффекты, которые могут быть использованы в технологии добычи.

Многочисленные исследования высокочастотных электромагнитных полей показывают, что электромагнитные волны, распространяясь в насыщенных пористых средах, создают объемные тепловые источники, благодаря которым возможно создание условий для нагрева нефтяного пласта [1–3]. Если дополнить электромагнитное воздействие на пласт акустическим полем, то появится ряд интересных эффектов, таких как термоакустический эффект, увеличение теплопроводности, изменение структуры флюида и, как следствие, изменение вязкости и др. Кроме того, акустическое поле также поглощается насыщенной пористой средой и создает в ней объемные тепловые источники.

Механизм воздействия электромагнитного и акустического полей на продуктивный пласт определяется главным образом его электрофизическими характеристиками и основывается на особенностях термо- и гидродинамических процессов, возникающих при взаимодействии мощных ВЧ электромагнитных полей с высокомолекулярными полярными компонентами насыщающей нефти [4; 5]. Следовательно, такой метод более применим при добыче и подготовке тяжелых нефтей, доля которых в общем балансе добываемой нефти с каждым годом все более увеличивается.

Таким образом, изучение совместного воздействия высокочастотного электромагнитного и акустического полей на нефтяной пласт имеет практический и теоретический интерес в будущем.

Описание лабораторной установки

Для установления основных количественных и качественных особенностей совместного воздействия ВЧ ЭМ и акустического полей на насыщенные пористые среды Ф. Л. Саяховым, В. П. Дыбленко, О. Л. Кузнецовым и др. производились экспериментальные исследования в лабораторных условиях [6; 7]. Для экспериментального исследования была создана установка (рис. 1), которая позволяет изучать особенности тепловых явлений в насыщенной пористой среде при совместном воздействии на нее ВЧ ЭМ и акустического полей.

Установка включала в себя трехслойную модель пласта, скважину с помещенными в нее акустическим и электромагнитным излучателями, а также наземные ультразвуковой генератор ГУЗ-1,5Н (ГЗ-34 с усилителем ТУ-600) и генератор высокочастотных электромагнитных волн ВЧД-2,5. Модель пласта представляет собой блок естественного битуминозного песчаника Шугуровской залежи битумов мощностью 0,7 м и радиусом 0,6 м, расположенный между слоями влажной глины по 0,15 м и заключенный в деревянный кожух с размерами

Рис. 1. Экспериментальная установка для исследования ВЧ электромагнитно-акустического воздействия, использованная в работе [8]: 1 – ультразвуковой генератор ГУЗ-1,5Н; 2 – фильтр высокой частоты; 3 – генератор ВЧ ЭМ энергии ВЧД2,5/13; 4 – микровольтметр В2-15; 5 – многоконтактный переключатель; 6 – сосуд Дьюара; 7 – кровля и подошва; 8 – модель продуктивного пласта; 9 – термопары; 10 – алюминиевые трубки; 11 – диэлектрические шайбы; 12, 14 – излучатели ВЧ ЭМ и акустической энергии; 13 – жидкость; 15 – конденсатор связи; 16 – диэлектрические трубки

Fig. 1. The experimental setup for studying high-frequency electromagnetic-acoustic effects used in [8]: I – ultrasonic generator GUS-1,5N; 2 – high-pass filter; 3 – generator RF EM energy RFD2.5 / 13; 4 – microvoltmeter B2-15; 5 – multi-contact switch; 6 – Dewar vessel; 7 – roof and sole; 8 – model of the reservoir; 9 – thermocouples; 10 – aluminum tubes; 11 – dielectric washers; 12, 14 – emitters of radiofrequency EM and acoustic energy; 13 – liquid; 15 – coupling capacitor; 16 – dielectric tubes



Одним из основных элементов установки является технологическое устройство совместного ввода энергии электромагнитного и акустического полей в пласт. Для этого используются два излучателя (электромагнитный и акустический), расположенные в модели скважины. Продуктивный пласт имел следующие характеристики: битумонасыщенность – 10 вес. %, водонасыщенность – 0,5 вес. %, пористость – 40 вес. %. Вид насыщающего его битума – мальта с плотностью 1024 кг/м³, вязкостью при 298 К – 630 Па·с. Для расчетных оценок были измерены диэлектрические характеристики модели пласта на рабочей частоте f = 13,56 МГц: диэлектрическая проницаемость $\varepsilon' = 7,6$; тангенс диэлектрических потерь tg $\delta = 0,1\div0,12$.

Температуру пласта измеряли с помощью медно-константановых термопар, подключенных через многоконтактный переключатель к прибору постоянного тока B2-I5. В качестве источника высокочастотной электромагнитной энергии использовалась установка ВЧД-2,5 с максимальной мощностью 2,5 кВт и рабочей частотой 13,56 МГц [7].

Методика проведения эксперимента состояла в следующем:

1) регистрация пространственно-временного распределения температурного поля в модели призабойной зоны пласта при электромагнитном нагреве мощностью 0,5 кВт и частотой 13,56 МГц;

2) проведение аналогичных измерений при одновременном ВЧ нагреве с теми же мощностью и частотой и акустическом воздействии с интенсивностью 0,9 кВт/см² для двух значений частоты 6 и 16 кГц;

3) проведение аналогичных измерений только при акустическом воздействии с указанными в предыдущем пункте интенсивностью и частотами. Всего было проведено 15 экспериментов. Результаты экспериментальных исследований приведены в таблице [7].

Распределение температуры (°C) в образце при акустическом воздействии (частота акустических колебаний 6 и 16 кГц) Temperature distribution (°C) in the sample at an acoustic frequency of 6 and 16 kHz

Частота, кГц	Время, ч	Расстояние от излучателя, см					
		4	14	21	37		
6	0	25	25	25	25		
	3	31	25	25	25		
	5	31	25	25	25		
	8	31,5	25	25	25		
16	0	27	27	27	27		
	3	37,5	28	27	27		
	5	40	30	27	27		
	8	42,5	30,5	27	27		

Из приведенных данных следует, что акустическое воздействие вызывает увеличение температуры призабойной зоны битумного пласта на расстояниях, равных 4 см для 6 кГц и 4, 14 см для 16 кГц. Это объясняется тем, что с ростом радиуса энергия акустического поля быстро убывает.

Теоретическое обоснование эксперимента

Были проведены сравнительные расчетные исследования нагрева модели пласта энергией электромагнитных и акустических волн с данными экспериментов, приведенными в таблице (см. выше). В экспериментах использовались два значения частоты акустических волн f_a : 6 и 16 кГц, интенсивность акустического излучателя 900 Вт/м². Мощность электромагнитных волн 0,5 кВт. Мощность модели пласта составляет 0,7 м, в связи с этим целесообразно учесть в уравнении теплопроводности отток тепла в окружающую среду. Кроме того, учитывалось возникновение в среде распределенных тепловых источников вследствие поглощения электромагнитных и акустических волн средой и переходом энергии электромагнитных и акустических волн в тепловую энергию.

Таким образом, уравнение теплопроводности, описывающее изменение температуры во времени и в пространстве в модели пласта при высокочастотном электромагнитно-акустическом нагреве имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{C_p r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_a \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{F}{C_p} + \frac{q_{a_2}}{C_p},$$
$$F = \gamma \left[\frac{T - T_u}{\sqrt{t}} + \sqrt{t} \frac{\partial T}{\partial t} \right]; \quad \gamma = -\frac{2c_0 \rho_0}{h} \sqrt{\frac{a_0}{\pi}}.$$

где λ_a – коэффициент теплопроводности пласта, C_p – объемная теплоемкость пород пласта, q_{a_3} – суммарные тепловые источники, h – толщина пласта, c_0 – теплоемкость модели пласта, ρ_0 – плотность модели пласта, a_0 – температуропроводность модели пласта, T_{μ} – начальная температура пласта.

Суммарные объемные источники тепла в среде, возникающие при воздействии ЭМ и акустического полей, можно представить в виде [8]

$$q_{a} = q_a + q_{a},$$

где q_{2} и q_{a} определяются выражениями

$$q_{a} = \alpha_{a} N_{a0} \frac{\exp(-2\alpha_{a} (r - r_{0}))}{\pi r h},$$
$$q_{a} = \alpha_{a} N_{a0} \frac{\exp(-2\alpha_{a} (r - r_{0}))}{\pi r h},$$

где α_a , α_9 – коэффициенты затухания ЭМ и акустических волн; r_0 – радиус скважины; N_{a0} – мощность излучателя акустических волн; N_{90} –мощность излучателя ЭМ волн.

Коэффициент затухания акустических волн в модели продуктивного пласта рассчитывался по формулам, представленным в работе [7]. Для частот, используемых в данном эксперименте $f_a = 6$ 16 кГц, получились значения 0,1296 и 0,3461 м⁻¹. Акустические волны, обладая довольно большим коэффициентом поглощения (у ВЧ ЭМ волн при $f_9 = 13,56$ МГц коэффициент затухания $\alpha_9 = 0,0194$ м⁻¹ [9]), поглощаются в основном вблизи излучателя.

Краевые условия, использованные при проведении расчетов. В начальный момент времени температура в пласте во всех точках одинакова:

$$T(r,0) = T_{\mu}$$

Граничные условия на забое скважины и на границе пласта имеют вид

$$\frac{\partial T(r_0,t)}{\partial r}\bigg|_{r_0\to 0}; \quad \frac{\partial T(r_k,t)}{\partial r} = 0$$

Здесь r_k – радиус модели пласта, T_{μ} , T – начальная и текущая температура соответственно.

Пространственное распределение температуры, приведенное на рис. 2, показывает увеличение глубины высокочастотного электромагнитного нагрева в акустическом поле. Максимальная относительная погрешность между расчетными кривыми и экспериментальными точками для случая ВЧ ЭМ-акустического нагрева с частотой $f_a = 16$ кГц равна 20 %, для случая ВЧ ЭМ-акустического нагрева с частотой $f_a = 6$ кГц – 28 %. Причем относительная погрешность растет с увеличением расстояния от излучателя, что говорит о происходящем теплообмене на стенке модели пласта с окружающей средой.

Сравнивая данные таблицы и рис. 2, замечаем, что темп электромагнитного нагрева в акустическом поле возрастает. Причем глубина прогрева при использовании акустического поля частоты 16 кГц выше, чем частоты 6 кГц при одинаковых интенсивностях акустического воздействия. Изменение пространственно-временного распределения температурного поля в модели призабойной зоны битумного пласта можно объяснить тем, что при акустическом воздействии на битуминозный песчаник увеличивается его эффективный коэффициент теплопроводности. Это приводит к усилению зависимости электромагнитного нагрева от температуропроводности и к увеличению ее вклада в распределение температуры при электромагнитном нагреве.

На рис. 3 приведены кривые динамики температуры в точке r = 0,04 м, полученные расчетным и экспериментальным путем. Максимальная относительная погрешность между расчетными кривыми и экспериментальными точками для случая высокочастотного электромагнитно-акустического нагрева с частотой $f_a = 16$ кГц составляет 28 %, для случая высокочастотного электромагнитно-акустического нагрева с частотой $f_a = 6$ кГц - 18 %. Расхождение между кривыми уменьшается с увеличением времени воздействия [7].



Рис. 2. Распределение температурного поля в модели пласта после высокочастотного электромагнитно-акустического нагрева в течение t = 8 ч: $1 - f_a = 16$ кГц; $2 - f_a = 6$ кГц; 3 - B4 ЭМ нагрев. $\bullet - f_a = 16$ кГц (опыт), $\bullet - f_a = 6$ кГц (опыт), $\bullet - B4$ ЭМ нагрев (опыт)

Fig. 2. Temperature field distribution in the reservoir model after high-frequency electromagnetic-acoustic heating for t = 8 hours: $1 - f_a = 16$ kHz; $2 - f_a = 6$ kHz; 3 - RF EM heating. $\bullet - f_a = 16$ kHz (experiment), $\bullet - f_a = 6$ kHz (experiment), $\bullet - HF$ EM heating (experiment)



Рис. 3. Зависимость температуры от времени при ВЧ ЭМ-акустическом воздействии в точке r = 0.04 м: $1 - f_a = 16$ кГц; $2 - f_a = 6$ кГц; 3 - BЧ ЭМ нагрев. $\bullet - f_a = 16$ кГц (опыт), $\bullet - f_a = 6$ кГц (опыт), $\bullet - BЧ$ ЭМ нагрев (опыт) *Fig. 3.* The dependence of temperature on time with RF EM acoustic exposure at a point r = 0.04 m: $1 - f_a = 16$ kHz; $2 - f_a = 6$ kHz; 3 -RF EM heating. $\bullet - f_a = 16$ kHz (experiment), $\bullet - f_a = 16$ kHz (experiment), $\bullet - HF$ EM heating (experiment)

Необходимо отметить возможный вклад в эффект интенсификации высокочастотного электромагнитного нагрева от сочетания уменьшения вязкости нагретого битума в акустическом поле и его фильтрационных движений, вызываемых перепадом акустических импульсов. Возрастание температуры нагрева с увеличением частоты акустического поля можно объяснить следующим образом. Повышение интенсивности нагрева насыщенной пористой среды с ростом частоты связано с увеличением «турбулизации» флюида в порах [1]. Указанные эффекты отражают экспериментальный результат и не учитываются в математической модели эксперимента.

Результаты

Полученные результаты экспериментальных исследований говорят о том, что вблизи излучателя градиент температуры при электромагнитном нагреве увеличивается, если одновременно действует источник достаточно интенсивных акустических волн. Это обстоятельство приводит к увеличению температуры вблизи скважины и к ее увеличению вдали от скважины. На практике это обусловливает увеличение зоны теплового воздействия.

Разработанная математическая модель может быть использована для прогнозных расчетов совместного воздействия высокочастотного электромагнитного и акустического полей на нефтяной пласт. Для более корректного сопоставления расчетных и экспериментальных результатов требуется рассмотрение двухмерной задачи с учетом распределения тепловых источников и в кровле, и в подошве модели продуктивного пласта.

Выводы

Таким образом, проведенные исследования показывают реальную возможность применения комбинированных методов воздействия электромагнитным и акустическим полями на пласты высоковязких нефтей и битумов с целью интенсификации притока жидкости к скважине и увеличения нефтеотдачи пласта.

В дальнейшем имеет практический интерес изучение влияния акустического воздействия различных частот в комбинации с электромагнитным полем.

Список литературы

- 1. Volodin S. V., Dmitriev V. L., Khusainov I. G. The propagation of linear waves in humid, gas-saturated media. *High Temperature*, 2009, vol. 47, no. 5, p. 701–706.
- 2. Fatykhov M. A., Bagautdinov N. Ya. Experimental investigations of decomposition of gas hydrate in a pipe under the impact of a microwave electromagnetic field. *High Temperature*, 2005, vol. 43, no. 4, p. 614–619.
- 3. Fatykhov M. A. Filtration of a high-viscosity oil in an electromagnetic field. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2004, vol. 77, no. 2, p. 260–265.
- 4. Дыбленко В. П., Евченко В. С., Солоницин С. Н., Кузнецов О. Л., Габитов Г. Х., Лукьянов Ю. В., Назмиев И. М. Повышение нефтеотдачи пластов с трудноизвлекаемыми запасами с использованием физических методов в поле нестационарного заводнения // Нефтяное хозяйство. 2005. № 4. С. 76–79.
- 5. Хабибуллин И. Л., Коновалова С. И., Садыкова Л. А. Исследование температурных волн, возникающих при поглощении электромагнитного излучения в слоистых средах // Прикладная механика и техническая физика. 2015. Т. 56, № 3 (331). С. 14–20.
- 6. **Izmailova G. R.** Research on the high-frequency electromagnetic acoustic heating of an oil reservoir with further pumping of a solvent. *High Temperature*, 2018. vol. 56, no. 6, p. 910–914.
- 7. Измайлова Г. Р. Исследование комбинированного воздействия электромагнитного, акустического полей и смешивающегося вытеснения нефти растворителем на пористую среду: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Уфа, 2017. 132 с.
- 8. Измайлова Г. Р., Ковалева Л. А., Насыров Н. М. Математическое моделирование высокочастотного электромагнитного и акустического воздействия на пласт в сочетании с закачкой растворителя // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, № 3. С. 89–96.
- 9. Саяхов Ф. Л. Исследование термо- и гидродинамических процессов в многофазных средах в высокочастотном электромагнитном поле применительно к нефтедобыче: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1985. 449 с.

References

- 1. Volodin S. V., Dmitriev V. L., Khusainov I. G. The propagation of linear waves in humid, gas-saturated media. *High Temperature*, 2009, vol. 47, no. 5, p. 701–706.
- 2. Fatykhov M. A., Bagautdinov N. Ya. Experimental investigations of decomposition of gas hydrate in a pipe under the impact of a microwave electromagnetic field. *High Temperature*, 2005, vol. 43, no. 4, p. 614–619.
- 3. Fatykhov M. A. Filtration of a high-viscosity oil in an electromagnetic field. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2004, vol. 77, no. 2, p. 260–265.
- Dyblenko V. P., Evchenko B. C., Solonitsin S. N., Kuznetsov O. L., G. H. Gabitov, Lukyanov, Yu., Nazmiev I. M. Enhanced oil recovery with hard to recover reserves with the use of physical methods in the field of non-stationary flooding. *Oil industry*, 2005, no. 4, p. 76– 79. (in Russ.)
- 5. Khabibullin I. L., Konovalov S. I., Sadykov L. A. Investigation of the temperature waves generated by absorption of electromagnetic radiation in stratified media. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2015, vol. 56, no. 3 (331), p. 14–20. (in Russ.)
- 6. **Izmailova G. R.** Research on the high-frequency electromagnetic acoustic heating of an oil reservoir with further pumping of a solvent. *High Temperature*, 2018. vol. 56, no. 6, p. 910–914.
- 7. **Izmailova G. R.** Investigation of the combined effect of electromagnetic, acoustic fields and the mixing displacement of oil by a solvent on a porous medium: Dissertation of the Candidate of Physical and Mathematical Sciences. Ufa, 2017, 132 p. (in Russ.)
- 8. Izmailova G. R., Kovaleva L. A., Nasyrov N. M. Mathematical modeling of high-frequency electromagnetic and acoustic effects on the reservoir in combination with solvent injection. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2015, vol. 10, no. 3. p. 89–96. (in Russ.)
- 9. **Sayakhov F. L.** Investigation of thermo and hydrodynamic processes in multiphase media in a high-frequency electromagnetic field in relation to oil production: Dis. doc. phys.-math. Moscow, MSU Press, 1985, 449 p. (in Russ.)

Материал поступил в редколлегию Received 18.04.2020

Сведения об авторах / Information about the Authors

- Измайлова Гульнара Ришадовна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры разведки и разработки нефтяных и газовых месторождений, филиал ФГБОУ ВО «Уфимский государственный нефтяной технический университет в г. Октябрьском» (Октябрьский, Россия)
- **Gulnara R. Izmailova**, Candidate of Physics and Mathematics, Associate Professor of the Department of Exploration and Development of Oil and Gas Fields, a branch of the FSBEE of HE Ufa State Petroleum Technical University in Oktyabrsky (Oktyabrsky, Russian Federation)

gulena-86@mail.ru

«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, инициалы и фамилии авторов, 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:

УДК 29.19.37; 47.03.08

Оценка конвективного массопереноса при импульсном лазерном нагреве поверхности стали

И. И. Иванов

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН Новосибирск, Россия

Аннотация

Проведено численное моделирование процессов при легировании поверхностного слоя металла в подложке под воздействием импульсного лазерного излучения. С помощью предлагаемой математической модели, описывающей термо- и гидродинамические явления, рассматриваются процессы, включающие разогрев металла, его плавление, конвективный тепломассоперенос в расплаве и затвердевание после окончания импульса. По результатам численных экспериментов в зависимости от условий нагрева подложки определены два варианта формирования структуры течения в расплаве и распределения легирующего вещества.

Ключевые слова

термокапиллярная конвекция, конвективный тепломассоперенос, импульсное лазерное излучение, легирование металла, численное моделирование, поверхностно-активное вещество

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, грант № 18-79-00138

Evaluation of Convective Mass Transfer during Pulsed Laser Heating of Steel Surface

I. I. Ivanov

Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

Numerical modeling of the processes during the alloying of the substrate surface metal layer under pulsed laser radiation is carried out. The proposed mathematical model is used to consider the various processes, such as: heating, phase transition, heat and mass transfer in the molten metal, solidification of the melt. The surface of the substrate is covered with a layer of alloying substance that penetrates the melt. According to the results of numerical experiments, depending on the heating conditions of the substrate, two variants of the formation of the flow structure in the melt and the distribution of the alloying substance are determined.

Keywords
thermocapillary convection, convective heat and mass transfer, impulse laser radiation, metal alloying, numerical sim-
A cknowledgements
This work was supported by the Russian Science Foundation grant number 18-79-00138
This work was supported by the Russian belence Foundation, grant number 10 79 00150
Основной текст статьи
Список литературы / References (в порядке цитирования)
материал поступил в реоколлегию Восејуед
06.06.2018
Сведения об авторе / Information about the Author
Иванов Иван Ивановии, почтов физико-математических наук ставший наушний сотвул-
ина Институт теоретической и приклодной механики им С. А. Уристиенские СО
ник, институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Аристиановича СО
РАП (ул. институтская, 4/1, повосиоирск, 050090, Россия)
Ivan I. Ivanov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Khristianovich
Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk,
630090, Russian Federation)
ivanov@itam.nsc.ru
ORCID 0000-0001-0005-0040
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.

Define Sizes							×
Full	11	pt	-			OK	
Subscript/Superscript	58	8	•		$(1+B)^2$	Cancel	
Sub-Subscript/Superscript	42	8	-	1	∇kp		
Symbol	150	8	•		$\sum X_{n_k}$	Help	
Sub-symbol	100	8	•		p=1 ~		
User 1	75	8	•			Apply	
User 2	150	%	•	-	🔽 Use for new equa	tions Factory sett	inas

Настройки редактора формул

а



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