СИБИРСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Научный журнал Основан в 2006 году

2022. Том 17, № 4

СОДЕРЖАНИЕ

Квантовая оптика, квантовая электроника	
Жуков В. П. О возможном механизме усиления поглощения мощного лазерного из- лучения в металле	5
Теоретическая и математическая физика	
Войтик В. В. Радиолокационный метод в равномерно ускоренной системе отсчета	18
Физика высоких энергий, ускорителей и высокотемпературной плазмы	
Никифоров Д. А., Иванов А. В., Синицкий С. Л., Винокуров Н. А., Петренко А.В., Ло- гачев П. В., Сковородин Д. И., Сандалов Е. С., Куркучеков В. В., Батраков А. М., Павленко А. В., Бехтенев Е. А., Сенченко А. И., Бак П. А., Живанков К. И., Меш- ков О. И., Павлов О. А., Кузнецов Г. И., Батазова М. А, Журавлев И. А., Ники- тин О. А., Пензин И. В., Петров Д. В., Протас Р. В. Эволюция эмиттанса пучка в линейном индукционном ускорителе с дискретной фокусирующей системой	31
Физика жидкости, нейтральных и ионизованных газов	
Каприлевская В. С. Исследование возникновения и развития продольных вихрей и их вторичной неустойчивости на модели летающего крыла.	45
Афанасьев Л. В., Косинов А. Д., Яцких А. А., Шипуль С. А., Семёнов Н. В. О методи- ке оценки взаимосвязи возмущений с помощью цифровой обработки сигналов применительно к измерениям в сверхзвуковых течениях	58
Павленко А. М., Занин Б. Ю., Алпацкий Н. С., Мельник Е. А. Установление особенно- стей структуры течения в пограничном слое на модели летающего крыла	72
Физика твердого тела, полупроводников, наноструктур	
Ковалёв А.А. Особенности определения оптических параметров (<i>n</i> и к) полупровод- никовой гетероструктуры из спектров пропускания и отражения	87
Азаматов 3. Т., Йулдошев М. А., Базарбаев Н. Н. Исследование влияния ү-облуче- ния на оптические свойства ниобата лития методами оптического поглощения и рамановского рассеяния	95

Информация для авторов

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4

103

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 Russan

2022. Volume 17, № 4

CONTENTS

Quantum Optics, Quantum Electronics	
Zhukov V. P. On Possible Mechanism of Enhancement of Absorption of Powerful Laser Radiation by Metals	5
Theoretical and Mathematical Physics	
Voytik V. V. Radar Method in a Uniformly Accelerated Reference Frame	18
High-Energy and Accelerator Physics, Physics of High-Temperature Plasma	
 Nikiforov D. A., Ivanov A. V., Sinitsky S. L., Vinokurov N. A., Petrenko A. V., Logachev P. V., Skovorodin D. I., Sandalov E. S., Kurkuchekov V. V., Batrakov A. M., Pavlenko A. V., Bekhtenev E. A., Senchenko A. I., Bak P. A., Zhivankov K. I., Meshkov O. I., Pavlov O. A., Kuznetsov G. I., Batazova M. A., Zhuravlev I. V., Nikitin O. A., Penzin I. V., Petrov D. V., Protas R. V. Evolution of the Beam Emittance in Linear Induction Accelerator with Discrete Focusing System 	31
Physics of a Fluid, Neutral and Ionized Gases	
Kaprilevskaya V. S. Investigation of the Formation and Further Development of Longitudinal Disturbances and Their Secondary Instability on the Flying Wing ModelAfanasyev L. V., Kosinov A. D., Yatskikh A. A., Shipul S. A., Semionov N. V. On the Methodology for Estimating the Relationship of Disturbances Using Digital Signal	45
Processing in Relation to Measurements in Supersonic Flows	58
Pavlenko A. M., Zanin B. Yu., Alpatskiy N. S., Melnik E. A. Features of the Flow Structure in the Boundary Layer on the Flying Wing Model	72
Solid-State and Semiconductor Physics, Physics of Nanostructures	
 Kovalyov A. A. Peculiarities of Determination of the Optical Parameters (n and κ) of a Semiconductor Heterostructure from Transmission and Reflection Spectra Azamatov Z. T., Yuldoshev M. A., Bazarbayev N. N. Investigation of the Effect of γ-Irradiation on the Optical Properties of Lithium Niobate by Optical Absorption and Demon Sectoring Methods. 	87
Kaman Scauening Methous	73

Instructions for Contributors

103

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 acientific 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 seriesis 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://www.phys.nsu.ru/vestnik/ Научная статья

УДК 544.032.65 DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-5-17

О возможном механизме усиления поглощения мощного лазерного излучения в металле

Владимир Петрович Жуков

Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный технический университет

Новосибирск, Россия

zukov@ict.nsc.ru

Аннотация

В работе показано, что зависимость массы электронов проводимости металла от их энергии может служить причиной увеличения поглощения лазерного излучения большой мощности, падающего на этот металл. Для этого решена задача об отклике (токе) электрона, находящегося в одномерном периодическом потенциале (решетке) на периодическое во времени электрическое поле (электромагнитную волну). Показано, что при достаточно большой амплитуде поля зависимость тока от неё становится нелинейной. Причем в определенном диапазоне параметров эта зависимость может быть описана простой формулой, которая соответствует зависимости массы электрона от его энергии. Формула использована для решения задачи о проникновении электромагнитной волны в металл в рамках модифицированной соответствующим образом модели Друде. Показано, что нелинейная зависимость тока от амплитуды поля приводит к увеличению поглощения волны и образованию шлейфа волн с околоплазменными частотами, проникающих в глубь металла. Обсуждаемые эффекты проявляются при напряженностях электрического поля порядка 1 В/Ангстрем. Полученные результаты могут быть использованы при интерпретации экспериментальных данных и создании математических моделей взаимодействия мощного лазерного излучения с металлом.

Ключевые слова

взаимодействие лазерного излучения с металлами, мощный лазерный импульс, нелинейные оптические эффекты, модель Друде

Для цитирования

Жуков В. П. О возможном механизме усиления поглощения мощного лазерного излучения в металле // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17, № 4. С. 5–17. DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-5-17

© Жуков В. П., 2022

On Possible Mechanism of Enhancement of Absorption of Powerful Laser Radiation by Metals

Vladimir P. Zhukov

Federal Research Center for Information and Computational Technologies Novosibirsk, Russian Federation

> Novosibirsk State Technical University Novosibirsk, Russian Federation

> > zukov@ict.nsc.ru

Abstract

In this work, it is shown that the dependence of the mass of conductive band electrons in a metal on their energy can be a reason of enhancement of the absorption of powerful laser radiation by the metal. To do this, a problem of response (current) of the electron placed in one-dimension periodic potential (lattice) to an electric field periodic in time (electromagnetic wave) is solved. The solution shows that for sufficiently large amplitude of the wave the dependence of the electron current on the wave amplitude becomes non-linear. Within a certain range of parameters, this dependence can be described by a simple formula that corresponds to the dependence of the electron mass on its energy. The formula was used for solving the problem of penetration of electromagnetic wave into a metal with the approach of modified Drude model. The non-linearity results in the enhancement of the wave absorption and generation of wave with frequencies close to those of plasma penetrating deep into the metal. The discussed effects manifest themselves in electric fields about. 1 V/Angstrom. The obtained results can be used in the interpretation of experiments data and in the creation of mathematical modeling of the interaction of powerful laser radiation with metal.

Keywords

laser-metal interaction, high-power laser pulse, nonlinear optic effects, Drude model

For citation

Zhukov V. P. On Possible Mechanism of Enhancement of Absorption of Powerful Laser Radiation by Metals. *Siberian Journal of Physics*, 2022, vol. 17, no. 4, pp. 5–17. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-5-17

Введение

Исследование взаимодействия мощного лазерного излучения с материалом, в том числе металлами, представляет большой интерес в связи с многочисленными технологическими приложениями. Лазеры широко используются для микрообработки материалов: резки, сверления, структурирования поверхности, создание наночастиц и т. п. [1–4]. При этом мощность лазеров постоянно растет. Известно, что ультракороткие лазерные импульсы большой мощности позволяют получать более качественные структуры [1; 2; 6]. Исследование взаимодействия мощного лазерного излучения с материалом представляет также самостоятельный научный интерес, так как оно сопровождается возникновением сильно неравновесных термодинамических состояний вещества и сильно нелинейных эффектов [4; 5; 7]. Экспериментальное исследование этих эффектов не дает подробной картины происходящих при этом процессов [8]. Поэтому возникает потребность в адекватном теоретических моделей.

Моделирование воздействия лазерного импульса на металл часто выполняется в рамках так называемых «двухтемпературных моделей» [1; 9], в которых вводятся температуры свободных электронов и решетки металла. Лазерный импульс описывается с помощью источника тепла в уравнении для температуры электронов. При этом полагается, что интенсивность излучения затухает в глубь металла как $(1-R)I_0e^{-\alpha x}$. Здесь I_0 – интенсивность падающего на металл излучения, R – коэффициент отражения, x – расстояние, пройденное излучением в среде, α – коэффициент поглощения излучения в среде. Зависимость R и α от температуры позволяет лучше описать увеличение поглощения (уменьшение отражения) при увеличении энергии лазерного импульса. Росту поглощения и лучшему соответствию с экспериментальными данны-

ми способствует также учет баллистического переноса и шероховатости облучаемой поверхности металла [10; 11].

В настоящей работе на простых одномерных задачах показано, что при больших интенсивностях излучения эффект нелинейного отклика металла на электрическое поле (по сути, эффект зависимости массы электрона зоны проводимости от его энергии) также может существенно влиять на поглощение падающего на металл лазерного излучения.

Структура работы такова. Сначала приведены результаты решения одномерной задачи об отклике электрона, находящегося в периодической в пространстве системе потенциальных ям, имитирующих потенциал кристаллической решетки, на периодическое во времени электрическое поле. Особенности поведения возникающего при движении электрона тока можно передать простой формулой. Далее эта формула используется в одномерной задачи демонстрирует существенное увеличение поглощения волны в глубь металла. Решение этой задачи демонстрирует существенное увеличение поглощения волны при увеличении амплитуды волны. Представляет также интерес возникновение волн с частотами околоплазменной частоты, проникающих на большую глубину. Описываемый подход в описании проникновения лазерного излучения в металл можно легко совместить, например, с двухтемпературной моделью. При этом возникает один полуэмпирический коэффициент, приблизительное значение которого можно оценить исходя из развиваемых представлений.

Существуют работы, в которых для вычисления отклика материала на излучение высокой интенсивности используются намного более сложные модели, учитывающие квантовую структуру конкретного материала исходя из первых принципов. В качестве примера можно привести работу [12], где исследуется отклик графита на основе теории функционала плотности. Заметим, что графит имеет структуру зон (закон дисперсии для электронов проводимости), существенно отличающуюся от типичных металлов. Подобные, основанные на 3-мерных квантово-механических вычислениях модели требуют больших вычислительных затрат. Кроме того, учет столкновений и нагрева материала, которые, несомненно, играют важную роль, в моделях, аналогичных [12], далеко не прост.

1. Ток электрона, движущегося в периодическом в пространстве потенциале в периодическом по времени электрическом поле

В этой части изучим поведение тока, создаваемого электроном, находящемся в постоянном во времени и периодическом в пространстве потенциале U и постоянном в пространстве и колеблющемся во времени внешнем электрическом поле E. Задача одномерная. Потенциал, зависящий от координаты x, моделирует кристаллическую решетку и представляет собой набор потенциальных ям с периодом L и характерной протяженностью каждой ямы a. Предполагается, что характерное значение $L \sim 2-4$ A, величина a порядка размера атома (~1 A), глубина ямы порядка 1 эВ. Поэтому характерное межатомное поле порядка $U/a \sim 1$ B/A. Эти значения соответствуют параметрам типичных металлов. Электрическое поле E колеблется с частотой ω и с амплитудой, плавно меняющейся от нуля до постоянного значения E_0 за время t_L . Поле направлено вдоль оси x. Оно моделирует линейно поляризованное лазерное излучение. Предполагается, что длина волны этого излучения порядка 1 мкм, что много больше периода кристаллической решетки. Поэтому поле можно считать постоянным в пространстве. Уравнение Шредингера, описывающее движение электрона, имеет вид

$$i\hbar\psi_t = -\frac{\hbar^2}{2m_{evac}}\psi_{xx} + U(x)\psi - eE(t)x\psi .$$
⁽¹⁾

Здесь m_{evac} – масса покоя электрона в вакууме. Введем безразмерные переменные. В качестве единицы длины используем величину a, единицы времени – $\tau = \frac{2m_{evac}a^2}{\hbar}$. Потенциал нормируем на величину $\frac{\hbar^2}{2m_{evac}a^2}$, электрическое поле E – на $\frac{\hbar^2}{2m_{evac}ea^3}$. Уравнение (1) в этих переменных примет вид

$$i\psi_{t} = -\psi_{xx} + U\psi - E(t)x\psi.$$

Сделав замену $\psi = \phi e^{iKx}$, где $K = \int_{0}^{t} Edt$, получим:
 $\phi_{t} + 2K\phi_{x} = i\phi_{xx} - i(U + K^{2})\phi.$ (2)

Если в начальный момент времени (до воздействия излучения) волновая функция электрона ϕ периодична с периодом решетки, то она останется периодичной и в другие моменты времени, так что задачу можно решать на промежутке $x \in [-L/2:L/2]$. Волновая функция нормируется на единицу: $\int_{-L/2}^{L/2} \phi \phi^* dx = 1$. Величина К соответствует классической скорости электрона, движущегося в поле *E*. Уравнение (2) можно переписать в виде $i\phi_t = -(\partial_x + iK)^2 \phi + U\phi$, что соответствует описанию воздействия волны с помощью вектор-потенциала $A = \int E dt$. При этом *A* пропорционален *K*.

Уравнение (2) решалось численно, с помощью конечно-разностной схемы второго порядка (*i* и *m* нумеруют узлы сетки по пространству и времени):

$$\frac{\phi_{i}^{m+1} - \phi_{i}^{m}}{\tau} + 2K(t^{m+1/2}) \frac{(\phi^{m+1} + \phi^{m})_{\bar{x}}}{2} = i \frac{(\phi^{m+1} + \phi^{m})_{\bar{x}\bar{x}}}{2} - i(U(x_{i}) + K^{2}(t^{m+1/2})) \frac{\phi_{i}^{m+1} + \phi_{i}^{m}}{2},$$
$$\phi_{\bar{x}} = \frac{\phi_{i+1} - \phi_{i-1}}{2h}, \ \phi_{\bar{x}\bar{x}} = \frac{\phi_{i+1} - 2\phi_{i} + \phi_{i-1}}{h^{2}}.$$

Здесь τ и h – шаги конечно-разностной сетки по времени и координате x.

Энергетический спектр электрона, находящегося в поле U, определяется из решения задачи на собственные значения $\varepsilon_n(k)$:

$$\varepsilon_n(k)\phi_{n,k} = -(2ik(\phi_{n,k})_x + (\phi_{n,k})_{xx}) + (k^2 + U)\phi_{n,k}.$$
(3)

Здесь *n* – номер энергетической зоны, а *k* – волновой вектор $k \in [-\pi/L : \pi/L]$, $\phi_{n,k}$ – функции стационарного состояния.

Задача (3) решалась для зоны с наименьшей энергией (n = 0) итерационным методом:

$$\phi_i^{m+1} - \phi_i^m - ik\tau_r(\phi^{m+1} + \phi^m)_{\overline{x}} - \tau_r \frac{(\phi^{m+1} + \phi^m)_{\overline{xx}}}{2} + \tau_r(U_i + k^2)\frac{\phi_i^{m+1} + \phi_i^m}{2} = 0.$$

Здесь τ_r – параметр итераций, m – номер итерации: $\phi_{n=0,k}$ в узле конечно-разностной сетки *i* равно $\lim_{m\to\infty} \phi_i^m$. При вычислении более высоко лежащих зон (n = 1, 2) использовался тот же метод с вычитанием гармоник для уже найденных меньших значений n.

В настоящей работе потенциал был выбран согласно формуле

$$U = -U_0 \cdot (f(x) - f(x = L/2)) / (f(x = 0) - f(x = L/2)),$$

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4

$$f(x) = \text{th}^{2}(x) + \sum_{n=1}^{\infty} (\text{th}^{2}(x - nL) + \text{th}^{2}(x + nL)),$$
(4)

L = 4 ($K_L \approx 0.785$), $U_0 = 1.4$. В сумме (4) достаточно ограничиться первыми двумя членами.

Расчеты и стандартный аналитический анализ показывают, что энергетический спектр вблизи дна зоны (k = 0) имеем квадратичную зависимость:

$$\varepsilon_n(k) \approx \varepsilon_{0n} + \alpha_n k^2. \tag{5}$$

Величины α_n^{-1} играют роль эффективных масс и для используемого потенциала (4) равны $\varepsilon_{00} = -0.689$, $\alpha_0 = 0.858$, $\varepsilon_{01} = -1.91$, $\alpha_1 = -455$, $\varepsilon_{02} = 1.93$, $\alpha_2 = 457$. Форма потенциала и структура зон изображена на рисунке 1. При n = 1, 2 квадратичный закон (5) выполняется только в малой окрестности точки k = 0. Поэтому в необходимом для дальнейшего изложения масштабе рис. 1 создается впечатление, что производная $\partial \varepsilon_n(k) / \partial k$ не равна нулю при k = 0. Изложение этих тонкостей в настоящей статье не целесообразно.

В настоящей работе ограничимся случаем, когда в начальный момент времени функция ϕ для уравнения (2) соответствует основному состоянию: n = 0, k = 0 в (3). Зависимость электрического поля от времени была следующей:

$$E(t) = dK / dt , \quad K(t) = E_0 \operatorname{th}^2(t / t_L) \frac{\sin(\omega t)}{\omega}$$



Puc. 1. Форма потенциала и зависимость $\varepsilon_{n=0,1,2}(k)$ *Fig. 1.* The potential shape and the dependence $\varepsilon_{n=0,1,2}(k)$

Нас будет интересовать ток

$$J = K + \frac{i}{2} \int_{-L/2}^{L/2} (\phi \phi_x^* - \phi^* \phi_x) dx = K - \int_{-L/2}^{L/2} \operatorname{Im}(\phi \phi_x^*) dx = K + \int_{-L/2}^{L/2} \operatorname{Im}(\phi^* \phi_x) dx,$$

создаваемый электроном благодаря наличию электрического поля. Расчеты показывают следующую зависимость *J* от времени и амплитуды электрического поля (рис. 2).

При малых полях ток совпадает с током $J_0(t) = \alpha_0 K(t)$, который соответствует току формально свободного электрона (квазиэлектрона), имеющего эффективную массу α_0^{-1} :

$$J(t) = J_0(t). \tag{6}$$

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4 При увеличении поля ток становится меньше J_0 (рис. 2, а). При еще больших полях возникают колебания с удвоенной частотой (рис. 2, б). Эти нелинейные эффекты проявляются при волновых векторах K порядка нескольких десятых от вектора обратной решетки π/L . При таких значениях K начинаются ощутимые отклонения от квадратичного закона дисперсии (5). Обозначим это значение K через K_* . При еще больших полях колебания J(t) становятся нерегулярными (рис. 2, в). Изучение результатов расчетов показывает, что в этом случае происходит переход электрона в более высокие энергетические зоны и делокализация волновой функции $\phi(x)$. При очень больших электрических полях зависимость J(t) соответствует колебанию действительно свободного электрона с массой m_{evac} в поле волны: влияние потенциала решетки на движение электрона мало. Этот случай не представляет для нас интереса.



Рис. 2. Зависимость J(t) при $E_0 = 0,024, 0,035, 0,061$ (*a*, *б*, *в* соответственно); $\omega = 0,05$. Для сравнения приведена зависимость $J_0(t)$ (тонкая линия)

Fig. 2. The dependence of J(t) on $E_0 = 0.024$, 0.035, 0.061 (*a*, δ , *b* respectively); $\omega = 0.05$. The dependence $J_0(t)$ (thin line) is given for comparison

На рис. З изображена зависимость амплитуды колебаний тока J_{\max} на больших временах (более точно величины $J_{\max} = \max_{\substack{\ell < 2000 \\ \ell < 2000}} J(t)$) от $K_0 = E_0/\omega$ при различных частотах. Если частота и K_0 невелики, то $J_{\max}(K_0)$ от частоты не зависит. При этом $J_{\max} \approx K_0$ при малых K_0 , а затем выходит на плато, что соответствует ситуации, изображенной на рис. 2, б.

При дальнейшем увеличении K_0 рост J_{max} возобновляется. Причем он происходит более интенсивно. В этом случае имеют место упомянутые выше переходы в другие энергетические зоны, $|\phi|^2$ ощутимо меняет свою форму, появляются дополнительные максимумы на распределении $|\phi|^2$. Величина K_0 , при которой возникают обсуждаемые явления, тем меньше, чем больше частота. При $\omega = 0,3$ это происходит практически уже при $K_0 \approx K_*$.



Рис. 3. Зависимость $J_{\max}(K_0)$ при $\omega = 0,025$ (кривая 1), $\omega = 0,05$ (кривая 2), $\omega = 0,3$ (кривая 3) Fig. 3. The dependence $J_{\max}(K_0)$ for $\omega = 0.025$ (curve 1), $\omega = 0.05$ (curve 2), $\omega = 0.3$ (curve 3)

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4

Подчеркнем, что описанные выше результаты имеют сугубо качественный характер. Получение каких-либо количественных зависимостей не является целью настоящего исследования. Для дальнейшего изложения будет важно, что нелинейные отклонения появляются при $K > K_*$, где величина K_* имеет порядок $0.5\pi/L$. Ей соответствуют значения импульса электрона P_* и электрического поля E_* , которые в размерных единицах связаны между собой как $K_* = P_* / \hbar = eE_* / (\hbar\omega)$. Для электрического поля это дает

$$E * [B/A] \approx \omega[\phi c^{-1}]/L[A].$$

Важно, что зависимость J(t) при различных амплитудах электрического поля, изображенная на рис. 2, а, б, а также зависимость $J_{\max}(K_0)$ на линейном этапе и этапе выхода J_{\max} на плато при различных частотах, изображенная на рисунке 3, с неплохой точностью соответствуют формуле $J(t) = \alpha_0 K(t) / (1 + K^2 / K_*^2)$. В размерных единицах для металла с плотностью электронов зоны проводимости *n* это эквивалентно выражению для тока

$$J = -neP / \left(m_e \left(1 + P^2 / P_*^2 \right) \right), \tag{7}$$

где импульс электрона P определяется из уравнения $\partial P/\partial t = -eE$, где m_e – эффективная масса в соответствующей зоне при малых интенсивностях, e > 0 – элементарный заряд. Формулу (7) можно интерпретировать как зависимость массы электрона от квадрата его импульса (энергии).

2. Модель Друде с учетом нелинейной зависимости скорости электрона от его импульса для описания проникновения излучения в металл

Рассмотрим задачу о проникновении лазерного излучения в металл. Полагаем, что линейно поляризованная волна излучения падает на поверхность раздела вакуум—металл перпендикулярно этой поверхности. Электрическое и магнитное поля в волне параллельны поверхности раздела. Задача одномерная. Ось *x* направлена в глубь металла ортогонально его поверхности. Таким образом, излучение поляризовано перпендикулярно оси *x*.

С учетом (7) можно предложить следующую модель для описания взаимодействия интенсивного лазерного излучения с металлами, являющуюся обобщением модели Друде:

$$n_0^2 \partial E / \partial t = \frac{4\pi e n}{m_e} \frac{P}{1 + P^2 / P_*^2} + c \partial B / \partial x,$$

$$\partial P / \partial t = -eE - vP,$$

$$\partial B / \partial t = c \partial E / \partial x.$$

Здесь n_0 – показатель преломления, v – частота столкновений, c – скорость света в вакууме. Нормируем время на величину $t_0=1$ фс, длину – на $x_0 = 1$ мкм, P – на P*, электрическое и магнитное поле – на $E_0 = P*/(et_0)$. Тогда уравнения примут вид

$$n_0^2 \partial E / \partial t = \omega_p^2 P \left(1 + P^2 \right)^{-1} + c \partial B / \partial x , \qquad (8)$$

$$\partial P/\partial t = -E - vP,\tag{9}$$

$$\partial B/\partial t = c \partial E/\partial x. \tag{10}$$

Здесь $\omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{m_e}$ – квадрат плазменной частоты, выраженной, как и другие частоты, в обратных фемтосекундах. Скорость света в (8)–(10) выражается в мкм/фс. В начальный момент

времени все величины равнялись нулю.

На границе x = 0 задаем граничное условие, обеспечивающее падающую из вакуума входящую волну, в которой электрическое поле плавно нарастает от нуля до E_0 :

$$E - B = 2E_0 \operatorname{th}^2(t/t_L) \cos(\omega t). \tag{11}$$

Амплитуда выходящей (отраженной) от границы x = 0 волны, соответствующей инварианту Римана E + B, используется для вычисления коэффициента отражения R. Более точно под R в настоящих расчетах понимается усредненная по периоду величина $(E + B)^2$ на границе x = 0:

$$R = \frac{\pi}{\omega E_0^2} \int_{t}^{t+2\pi/\omega} (E+B)_{x=0}^2 dt \,. \tag{12}$$

Использование формул (11) и (12) оправдано непрерывностью E и B на границе вакуумметалл и наличием инвариантов Римана $E \pm B$ в одномерном случае в вакууме.

На другой границе $x = x_0$ ставились условия поглощающего слоя (неотражение). В численной реализации (см. ниже) оно заключалось в том, что в окрестности x_0 величины E, P и B на каждом шаге по времени умножались на коэффициент, линейно уменьшающийся от 1 на расстоянии ~ 2 мкм от x_0 до значения $\approx (1 + 10\tau)^{-1} < 1$ при $x = x_0$. Здесь τ – шаг конечно-разностной сетки по времени. Этот коэффициент и размер расчетной области $x_0 \sim 12 \div 30$ мкм выбирались таким образом, чтобы увеличение x_0 не влияло на результаты расчетов. Заметим, что использовать простые формулы, позволяющие избежать отраженной волны на этой границе, нельзя, поскольку законы дисперсии в металле и вакууме существенно отличаются друг от друга.

Уравнения (8) – (10) решались с помощью конечно-разностной схемы второго порядка:

$$\begin{split} n_0^2 & \frac{E_{i+1/2}^{n+1} - E_{i+1/2}^n}{\tau} = \frac{\omega_p^2}{1 + P^{n2}} \frac{P_{i+1/2}^{n+1} + P_{i+1/2}^n}{2} + c \frac{B_{i+1}^n - B_i^n}{h}, i = 0, ..., I_0 - 1 \\ & \frac{P_{i+1/2}^{n+1} - P_{i+1/2}^n}{\tau} = -\frac{E_{i+1/2}^{n+1} + E_{i+1/2}^n}{2} - v \frac{P_{i+1/2}^{n+1} + P_{i+1/2}^n}{2}, i = 0, ..., I_0 - 1 \\ & \frac{B_i^{n+1} - B_i^n}{\tau} = c \frac{E_{i+1/2}^{n+1} - E_{i-1/2}^{n+1}}{h}, i = 0, ..., I_0. \end{split}$$

Граница вакуум-металл соответствовала *i* = 0. Формулы (11), (12) реализовывались как

$$(E \pm B)_{x=0,t=t^{n}} = \frac{E_{-1/2}^{n} + E_{+1/2}^{n}}{2} \pm B_{0}^{n-1},$$

т. е. вводилась фиктивная ячейка i = -1/2 для поля *E*. Вычисление электрического поля в сдвинутых на h/2 относительно границы вакуум–металл узлах важно, поскольку производные электрического поля по *x* на этой границе непрерывны, в отличие от производных магнитного поля.

Точность решения контролировалась сравнением с точным решением в линейном случае и расчетами на последовательности сеток в случае больших амплитуд волн.

Для приведенных ниже расчетов были выбраны параметры $n_0^2 = 6$, $\omega_p = 14 \, \text{фc}^{-1}$, $v = 0.15 \, \text{фc}^{-1}$. Это соответствует величинам для типичных металлов. Описываемые расчеты носят качественный характер. Поэтому конкретизация материала в данном случае излишня. Частоты падающей волны ω были меньше критической $\omega_c = \omega_p/n_0$ и равнялись 2.35, 3.14 и 4.7 фс⁻¹, что соответствует длине волны в вакууме 800, 600 и 400 нм и также является типичными для экспериментов.

Согласно расчетам, картина проникновения волны в металл на больших временах ($t > 200 \, \text{фc}$) такова. При малых амплитудах волны E_0 решение задачи соответствует линейному приближению: электрическое поле в металле колеблется с частотой ω и экспоненциально затухает в глубь металла с показателем экспоненты $\kappa = \omega \text{Im}(\varepsilon^{1/2})/c$. Здесь ε – обычная диэлектрическая проницаемость плазмы, соответствующая уравнениям (8)–(10) в линейном случае:

$$\varepsilon = n_0^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega + i\nu} = -\left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} - n_0^2\right) + i \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega}.$$
(13)

При достаточно больших амплитудах волны электрическое поле на границе x = 0 колеблется с частотой волны ω , но при этом колебания могут быть не строго гармоническими. Кроме того, появляется проникающий глубоко в материал шлейф колеблющихся с частотой порядка ω_p волн (рис. 4). Подчеркнем, что эти волны не являются плазменными. В отличие от последних они имеют поперечную поляризацию. Амплитуда и глубина проникновения этих волн тем больше, чем больше амплитуда падающей волны. Коэффициент поглощения T_r , связанный со средним по периоду коэффициентом отражения (12) как $T_r = 1 - R$, на больших временах не зависит от времени. Он оказывается больше, чем в линейной теории (рис. 5). Описываемые отклонения от линейной картины тем заметней, чем больше амплитуда волны и чем ближе частота волны к критической частоте ω_c и меньше частота столкновений.



Рис. 4: а – типичное распределение электрического поля *E* в металле; δ – то же, что на панели *a*, но более подробно вблизи границы x = 0 (красная линия). Зеленая линия соответствует max E(x, t), синяя – функции e^{-kx} max E(x = 0, t) (затуханию в линейном случае). Параметры задачи: $\omega = 4.7 \text{ фc}^{-1}$, $v = 0.15 \text{ фc}^{-1}$, $E_0 = 5$, момент времени t = 250 фc

Fig. 4. a—the typical distribution of the electric field *E* in the metal; δ —the same as on the panel *a*, but in more detail in the vicinity of the boundary x = 0 (red line). The green line corresponds to the function max E(x, t), the blue one—to the function $e^{-kx} \max E(x = 0, t)$ (the linear at tenuation). The parameters are $\omega = 4.7$ fs⁻¹, v = 0.15 fs⁻¹, $E_0 = 5$, the time moment is t = 250 fs



Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения $T_r = 1 - R$ от амплитуды волны при различных частотах волны и частотах столкновений (фс⁻¹). Кривая 1 соответствует $\omega = 2,35$, $\nu = 0,15$; 2— $\omega = 3,14$, $\nu = 0,15$; 3— $\omega = 4,7$, $\nu = 0,05$; 4— $\omega = 4,7$, $\nu = 0,15$; 5— $\omega = 4,7$, $\nu = 3$

Fig. 5. The dependence of the absorption coefficient Tr = 1 - R on the wave amplitude for the different wave and collision frequencies (fs–*I*). The curve 1 corresponds to $\omega = 2.35$, v = 0.15; 2— $\omega = 3.14$, v = 0.15; 3— $\omega = 4.7$, v = 0.05; 4— $\omega = 4.7$, v = 0.15; 5— $\omega = 4.7$, v = 3

Эти результаты можно качественно понять, если рассмотреть падение плоской волны на среду с диэлектрической проницаемостью, описываемой формулой (13). При $\omega < \omega_c$ и *v* много меньше ω в линейном приближении отношение электрического поля E_1 в металле вблизи границы к амплитуде падающей волны E_0 тем больше, чем ближе ω к ω_c . Соответственно при одной и той же амплитуде, но при больших частотах падающей волны, нелинейные эффекты будут проявляться при меньших E_0 . В свою очередь используемую в данной работе нелинейность качественно можно рассматривать как уменьшение плазменной частоты с амплитудой: $\omega_p^2 \rightarrow \omega_p^2 (1+P^2)^{-1}$. Это также приближает ω к ω_c , что улучшает проникновение волны в металл и увеличивает поглощение.

При еще больших амплитудах волны, когда импульс электрона на границе P(x = 0) настолько велик, что эффективная критическая частота $\omega_c (1 + P^2(x = 0))^{-1/2}$ становится близкой к частоте падающей волны ω , проникновение волны в металл становится особенно эффективным, а рост коэффициента поглощения с увеличением амплитуды падающей волны – особенно быстрым (кривые 3 и 4 на рис. 5). Возможно возникновение ситуации, когда электрическое поле на границе, т. е. отраженная волна, испытывает биения (рис. 6). При этом средний за период коэффициент отражения (12) изменяется со временем. При $\omega = 4.7$ и v = 0.15 фс⁻¹ эти явления возникают при $E0 \ge 6$. Уменьшение частоты столкновений v до 0.05 фс⁻¹ снижает порог до $E_0 \approx 5.2$. При $\omega = 3.14$ и v = 0.15 фс⁻¹ порог E_0 приблизительно равен 13, а при $\omega = 2.35$ и v = 0.15 фс⁻¹ он равен 22.

Пороговые значения E_0 можно оценить следующим образом. Имеем: $\omega \approx B\omega_c (1 + P^2 (x = 0))^{-1/2} \approx B\omega_c (1 + A^2 E_0^2 / \omega^2)^{-1/2}$. Здесь B – коэффициент порядка 1, а A – число, приблизительно равное коэффициенту, связывающему амплитуду падающей волны и электрическое поле вблизи границы металл–вакуум в линейной теории. Соответственно приблизительное равенство эффективной критической частоты и частоты волны достигается при $E_0^2 \approx (B\omega_c^2 - \omega^2) / A^2$.

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4



Рис. 6. Зависимость нормированного инварианта Римана на границе x = 0 от времени (отраженная волна) $(E+B)/E_0$ в случае возникновения биений. Зависимость получена при параметрах $\omega = 4,7 \text{ фc}^{-1}$, $v = 0,15 \text{ фc}^{-1}$, $E_0 = 6$

Fig. 6. The dependence of the normalized Riemann invariant on the boundary x = 0 on time (the reflected wave) $(E + B)/E_0$ in case of presence of the wobble. The dependence is obtained for the parameters $\omega = 4.7$ fs⁻¹, v = 0.15 fs⁻¹, $E_0 = 6$

При получении изложенных выше результатов предполагалось, что частота столкновений *v* постоянна. В реальности поглощение приводит к нагреву электронов и увеличению *v*. Поэтому были проведены расчеты при *v* порядка нескольких ϕc^{-1} . При таких частотах столкновений коэффициент поглощения T_r велик уже в линейном пределе. Нелинейность увеличивает T_r , но незначительно (рис. 5). Глубина проникновения и амплитуда колебаний с плазменными частотами уменьшаются при увеличении *v*.

Заключение

В настоящей работе показано, что отклик (ток) электрона, помещенного в кристаллическую решетку, на периодическое электрическое поле в некотором диапазоне частот и амплитуд этого поля может быть неплохо описан формулой (7). По существу (7) описывает зависимость массы электрона зоны проводимости от его энергии. Эти эффекты возникают в полях напряженностью порядка 1 В/Ангстрем. Учет (7) в задаче о проникновении электромагнитной волны в металл в приближении модели Друде–Максвелла (8) – (10) показал, что (7) приводит к увеличению поглощения волны (уменьшению коэффициента отражения) и возникновению волн с плазменной частотой, глубоко проникающих в металл. Эти эффекты проявляются тем ярче, чем ближе частота волны к критической частоте. В некоторых случаях стационарной картины отражения не устанавливается, а наблюдаются биения.

Представленные исследования носят качественный характер. Для вычисления отклика металла необходимо учитывать реальный 3-мерный потенциал решетки и соответствующую ему структуру энергетических зон, эффекты Ферми-статистики и т. п. Даже в рамках использованной в настоящей работе модели при определенных амплитудах и частотах отклик может иметь более сложный характер, чем (7) (рис. 2, в; кривая 3 на рис. 3). Но и в этом случае происходит генерация более высокочастотных колебаний, которые при $\omega < \omega_c$ лучше поглощаются металлом. Поэтому можно ожидать, что использование (7) может дать возможность учесть эти эффекты по крайней мере качественно. При этом параметры P_* и m_e можно рассматривать как подгоночные коэффициенты.

В настоящей работе частота столкновений полагалась постоянной. В реальности она существенно изменяется в результате нагрева электронов. Причем этот нагрев неравномерен в пространстве. Для учета подобных эффектов необходимо использовать более сложные модели, учитывающие эволюцию температуры (прежде всего электронов). При этом для расчета нагрева необходимо использовать уравнения Максвелла, дополненные, например, уравнениями для тока в рамках модели Друде–Лоренца [13] с зависящей от температуры частотой столкновений и учетом (7). Модель Друде–Лоренца лучше описывает частотную зависимость диэлектрической проницаемости металлов, чем использованная в настоящей работе модель Друде. Заметим, что часто применяемая для вычисления поглощенной энергии формула распределения интенсивности излучения внутри металла $I = (1 - R)I_0 \exp\left(-\int \alpha dx\right)$ в случае температуры, меняющейся на расстояниях порядка длины волны, неприменима. Здесь α – локальный, зависящий от температуры, коэффициент поглощения.

Автор выражает благодарность Н.М. Булгаковой, Т. Дирену (Т. J.-Y. Derrien), С.А. Лизунову за полезные обсуждения.

Список литературы

- 1. Bauerle D. W. Laser Processing and Chemistry. Berlin: Springler-Verlag, 2000. 649 p.
- 2. 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.
- Guo B., Sun J., Hua Y., Zhan N., Jia J., Chu K. Femtosecond laser micro/nano-manufacturing: Theories, measurements, methods, and applications // Nanomanufacturing and Metrology. 2020. Vol. 3. P. 26–67.
- 4. 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.
- 5. Булгаков А. В., Булгакова Н. М., Бураков И. М. и др. Синтез наноразмерных материалов при воздействии мощных потоков энергии на вещество // Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2009. 462 с.
- 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.
- 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. Is. 6396. P. 1451-1454.
- Vorobyev A. Y., Guo C. Reflection of femtosecond laser light in multipulse ablation of metals // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 110. P. 043102.
- 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, вып. 1. С. 5–20. Siberian Journal of Physics, 2021, vol. 16, no. 1 A Numerical Study of the Dynamics of Gold Heating by Ultra-Short Dichromatic Laser Pulses S. A. Lizunov, V. P. Zhukov, A. V. Bulgakov, N. M. Bulgakova
- 10. 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.
- 11. Wen C.-D., MudawarI. Modeling the effects of surface roughness on the emissivity of aluminum alloys // Intern. J. Heat Mass Transfer. vol. 49, pp. 4279–4289, 2006.
- Uemoto M., Kurata S., Kawaguchi N., Yabana K. First-principles study of ultrafast and nonlinear optical properties of graphite thin films//ArXiv:2009.01979v2 [physics.optics] 9 Jan 2021 14 p.
- 13. Ren Y., Chen J., Zhang Y., Huang J. Ultrashort laser pulse energy deposition in metal films with phase changes //Appl. Phys. Let. 2011. vol. 98. paper 191105.

References

- 1. Bauerle D. W. Laser Processing and Chemistry. Berlin: Springler-Verlag, 2000. 649 p.
- Pique A., Kim H., Arnold C. B. Laser forward transfer of electronic and power generating materials, In: Laser Ablation and its Application; Ed. C. Phipps. 2007, pp. 339–373.
- Guo B., Sun J., Hua Y., Zhan N., Jia J., Chu K. Femtosecond laser micro/nano-manufacturing: Theories, measurements, methods, and applications. *Nanomanufacturing and Metrology*, 2020, vol. 3, pp. 26–67.
- 4. 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, pp. 215-323.
- 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.)
- 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, pp. 7–11.
- 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, pp. 1451–1454.
- 8. Vorobyev A. Y., Guo C. Reflection of femtosecond laser light in multipulse ablation of metals. *J. Appl. Phys.*, 2011, vol. 110, 043102.
- 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.
- 10. 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, pp. 99–107.
- 11. Wen C.-D., Mudawar I. Modeling the effects of surface roughness on the emissivity of aluminum alloys. *Intern. J. Heat Mass Transfer*, vol. 49, pp. 4279-4289, 2006.
- Uemoto M., Kurata S., Kawaguchi N., Yabana K. First-principles study of ultrafast and nonlinear optical properties of graphite thin films. ArXiv:2009.01979v2 [physics.optics] 9 Jan 2021. 14 p.
- 13. Ren Y., Chen J., Zhang Y., Huang J. Ultrashort laser pulse energy deposition in metal films with phase changes. *Appl. Phys. Let.*, 2011, vol. 98, 191105.

Информация об авторе

Жуков Владимир Петрович, доктор физико-математических наук

Information about the Author

Vladimir P. Zhukov, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics), Federal Research Center for Information and Computational Technologies, Novosibirsk, Russia

Статья поступила в редакцию 17.10.2022; одобрена после рецензирования 17.11.2022; принята к публикации 17.11.2022

The article was submitted 17.10.2022; approved after reviewing 17.11.2022; accepted for publication on 17.11.2022

Научная статья

УДК 535.11, 535.22, 535.31 DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-18-30

Радиолокационный метод в равномерно ускоренной системе отсчета

Виталий Викторович Войтик

Башкирский государственный медицинский университет Уфа, Россия

voytik1@yandex.ru

Аннотация

Цель данной работы заключается в обобщении известного для инерциальной системы отсчета радиолокационного метода на случай равномерно ускоренной системы отсчета.

Вывод соответствующих формул опирается на стандартную для теории относительности метрику равноускоренной системы отсчета Мёллера без применения какого-либо пространственно-временного преобразования между некоторой вспомогательной инерциальной системой и ускоренной системой. Для решения задачи об определении траектории светового луча в зависимости от первоначального направления распространения используется принцип Ферма. Для вычисления времени полета фотона к объекту, зная его координаты, дополнительно вводится условие светоподобности интервала для распространения света.

Полученная траектория световой частицы является дугой окружности. Для малой области около источника траектория фотона совпадает с параболической траекторией классической корпускулы. Выведено равенство для направления, в котором посылается радиосигнал. Фактическое местоположение объекта находится не в направлении начального движения фотона, а несколько ниже. Вычислена величина угла гравитационного преломления для близко расположенного покоящегося объекта. Чем объект дальше в «горизонтальном» направлении, тем угол преломления больше. Найдено время полета светового сигнала к объекту. Сигнал, излучаемый в направлении, которое образует острый угол с направлением ускорения, опережает радиосигнал в инерциальной системе отсчета. Поэтому для близкого объекта, расположенного выше источника излучения, вычисленное время задержки Шапиро отрицательно. Вычислены также координаты удаленного объекта.

Совокупность полученных равенств полностью определяет радиолокационный метод. Выведенные равенства возможно допускают экспериментальную проверку.

Ключевые слова

принцип Ферма, модель Пуанкаре в верхней полуплоскости, пространство Лобачевского, гравитационное преломление, задержка Шапиро

Для цитирования

Войтик В. В. Радиолокационный метод в равномерно ускоренной системе отсчета // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17, № 4. С. 18–30. DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-18-30

© Войтик В. В., 2022

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4

Radar Method in a Uniformly Accelerated Reference Frame

Vitaly V. Voytik

Bashkir State Medical University Ufa, Russian Federation voytik1@yandex.ru

Abstract

The purpose of this work is to generalize the radar method known for the inertial frame of reference to the case of a uniformly accelerated frame of reference.

The derivation of the corresponding formulas is based on the standard for the theory of relativity metric of a uniformly accelerated Möller frame of reference without applying any space-time transformation between some auxiliary inertial frame and the accelerated frame. To solve the problem of determining the trajectory of a light beam, depending on the initial direction of propagation, Fermat's principle is used. To calculate the flight time of a photon to an object, knowing its coordinates, the condition of the light-likeness of the interval for the propagation of light is additionally introduced. The resulting trajectory of the light particle is an arc of a circle. For a small area near the source, the photon trajectory coincides with the parabolic trajectory of a classical corpuscle. An equation has been derived for the direction in which the radio signal is sent. The actual location of the object is not in the direction of the initial motion of the photon, but somewhat lower. The value of the angle of gravitational refraction for a closely spaced resting object is calculated. The further the object is in the "horizontal" direction, the greater the angle of refraction. The flight time of the light signal to the object is found. The signal emitted in the direction that forms an acute angle with the direction of acceleration leads the radio signal in the inertial frame of reference. Therefore, for a close object located above the radiation source, the calculated Shapiro delay time is negative. The coordinates of the remote object are also calculated.

The totality of the obtained equalities completely determines the radar method. The resulting equalities, perhaps, allow for experimental verification.

Keywords

Fermat's principle, Poincaré half-plane model, hyperbolic geometry, gravitational refraction, Shapiro delay

For citation

Voytik V. V. Radar Method in a Uniformly Accelerated Reference Frame. *Siberian Journal of Physics*, 2022, vol. 17, no. 4, pp. 18–30. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-18-30

Введение

Все физические явления рассматриваются в некоторой системе отсчета. При этом наиболее простые – инерциальные системы отсчета представляют собой исключение. Реальные системы отсчета являются неинерциальными. Одной из наиболее простых неинерциальных систем отсчета является равноускоренная система отсчета. Как известно, в такой системе отсчета ее начало обладает постоянным собственным ускорением. Чтобы определить протяженную равноускоренную систему отсчета, необходимо ввести в ней понятие времени и систему координат. Для этого важно иметь процедуру синхронизации часов, расположенных точек пространства. Эти задачи требуют использования радиолокационного метода, т. е. формул для определения положения удаленных часов и их показаний. В инерциальной системе отсчета синхронизация часов рассматривалась в [1, с. 48; 2, с. 119]. Особенности распространения света в неинерциальной системе отсчета исчерпывающе рассмотрены в [3].

Кроме этого, применение радиолокационного метода в гравитационном поле является одним из четырех классических тестов для проверки теории относительности [4]. Запаздывание света хорошо проверено экспериментально [5–7]. По этим причинам изучение распространения света в равноускоренной системе отсчета имеет не только большое теоретическое, но, возможно, и практическое значение [8].

В работе [4] была вычислена задержка распространения света, движущегося по пути Земля – Солнце – планета и назад. В недавних статьях [9–11] с использованием геометрической оптики была также рассчитана гравитационная задержка для такого пути и выведен угол преломления в сферически-симметричном гравитационном поле. Все результаты [9–11] хорошо согласуются с теорией относительности и [4]. Цель данной статьи заключается в обобщении хорошо известных трех формул радиолокации (см. следующий раздел), справедливых в инерциальной системе на равноускоренную систему отсчета.

1. Радиолокация в инерциальной системе отсчета

Радиолокационный метод в инерциальной системе отсчета состоит в следующем. В начальный момент времени посылают к удаленному объекту мощный радиосигнал и засекают направление и момент времени τ , откуда и когда пришел отраженный сигнал (эхо). Оказывается, что траекторией световой частицы является прямая. При этом направление распространения сигнала **n** должно совпадать с направлением на объект. Таким образом, если известны координаты объекта **r**, то единичный вектор в направлении **n**, в котором должен посылаться радиосигнал, определяется из уравнения

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{r}.$$
 (1)

Направление **n** является обратным к направлению приема отраженного сигнала.

Следующее уравнение описывает условие синхронизации удаленных часов, если известно их положение **r**. Часы в начале отсчета и в удаленной точке будут синхронизированы, если в момент прихода сигнала часы в точке r будут поставлены на показание (здесь и далее выбирается система единиц, в которой c = 1):

$$t = r, \tag{2}$$

где t – время нахождения светового импульса в пути, причем $t = \tau/2$. Полагая в этом равенстве t = const, можно прийти к выводу, что фронтом световой волны является характеристическая поверхность $r^2 = const$, т. е. сфера.

Наконец, последнее равенство позволяет определить координаты удаленного объекта. Зная время t, необходимое для того, чтобы радиолокационный импульс достиг объекта, вычисляют расстояние **r** до этого тела, перемножая два предыдущих равенства:

$$\mathbf{r} = t\mathbf{n}.\tag{3}$$

Вышеприведенные три уравнения описывают весь радиолокационный метод в лабораторной инерциальной системе отсчета. Данные формулы не получили никакого названия, хотя их естественно называть формулами О.К. Ремера в честь датского астронома, впервые в 1676 г. экспериментально установившего конечность скорости света [12, с. 397–398]. Но эти равенства пригодны только для лабораторной инерциальной системы отсчета. В том же случае, если лабораторной системой отсчета является равноускоренная система, формулы, аналогичные (1)–(3), неизвестны.

2. Метод

Основой изложения является стандартная теория относительности, принятая в огромном большинстве монографий, согласно которой метрическим тензором пространства-времени в равноускоренной системе отсчета является тензор Мёллера (иногда ее называют метрикой Риндлера) [13, формула (8.154); 14, формула (13.71); 3, формула (7.3)] (см. далее формулу (4)). В статье имеются две основные задачи: 1) определить траекторию светового луча в зависимо-

сти от первоначального направления распространения и 2) вычислить время t полета фотона к объекту, зная его координатыг.

Для решения первой задачи обычно применяется принцип Ферма [15, с. 342] для статического гравитационного поля. Принцип Ферма утверждает, что луч света из одной точки пространства в другую точку распространяется по такому пути, который проходит за наименьшее время. Впервые этот принцип для распространения света в статическом пространстве-времени был сформулирован в [16; 17; 14]. В следующем параграфе данной статьи принцип Ферма используется для неинерциальной системы отсчета. Сама возможность такой замены обусловлена сильным принципом эквивалентности в ОТО, который проверен с высокой точностью [18]. Дальнейшее развитие принципа Ферма связано с его обобщением на нестационарное пространство-время [19].

Исходным пунктом во второй задаче, которая решается в п. 5, является условие светоподобности интервала $ds^2 = 0$ для света. Вследствие этого искомая формула для времени полета фотона к объекту, кроме траектории светового луча, определяется еще и координатной скоростью света в такой системе отсчета. В частности, по этой причине (другие причины перечислены в [3]) в общей теории относительности координатная скорость света требует пристального внимания. В произвольной неинерциальной системе отсчета такая скорость света отлична от 1 [2, формула (11.4)]. Вообще тот факт, что траектория света является криволинейной в случае вращающейся системы отсчета, является очевидным и хорошо экспериментально доказанным фактом [20]. Отклонение света от прямолинейного пути также хорошо проверено для случая его движения вблизи Солнца [21]. С точки зрения общей теории относительности криволинейность траектории света связана с отличием метрического тензора от галилеевых значений.

Ответам на остальные поставленные в статье вопросы посвящены четвертый, шестой и седьмой параграфы. Они строго следуют из решения первых двух задач.

3. Траектория фотона

Найдем траекторию фотона, вылетевшего из начала равноускоренной системы отсчета. Ясно, что эта траектория целиком будет лежать в некоторой плоскости (x, z), где ось z совпадает с направлением собственного ускорения **W**, а ось x будет перпендикулярна **W**. В декартовых координатах (x, z) и физическом времени начала отсчета t интервал в равноускоренной системе отсчета имеет вид [13, формула (8.162)]:

$$ds^{2} = (1 + Wz)^{2} dt^{2} - dx^{2} - dz^{2}.$$
 (4)

Нетрудно убедиться, что тензор кривизны, вычисленный по метрическому тензору из (4), равен нулю, как это и должно быть; в противном случае преобразования, связывающего лабораторную инерциальную систему отсчета и равноускоренную систему отсчета, не существует.

Траектория световой частицы определяется из принципа Ферма [15, с. 342, задача 2 к п. 88], согласно которому свет движется по такому пути *dl*, для которого

$$\delta \int \frac{dl}{\sqrt{g_{00}}} = 0 \; .$$

Здесь подразумевается, что $dl^2 = dx^2 + dz^2$, а величину g_{00} необходимо взять из (4):

$$g_{00} = (1 + W_Z)^2. \tag{5}$$

Подынтегральное выражение, как известно, является расстоянием вдоль пути в гиперболической геометрии в модели Пуанкаре в верхней полуплоскости [22]. Следовательно, траектория светового луча в первой модели Пуанкаре является геодезической в пространстве Лобачевского. Чтобы найти эту траекторию в явном виде, перепишем этот принцип в виде

$$\delta \int \frac{\sqrt{\dot{x}^2 + 1}}{1 + Wz} dz = 0, \tag{6}$$

где $\dot{x} = dx/dz$. Здесь подынтегральное выражение играет роль лагранжиана в принципе наименьшего действия классической механики.

Таким образом, принцип (6) означает, что справедливы уравнения Лагранжа-Эйлера

$$\frac{d}{dz}\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = \frac{\partial L}{\partial x},$$

$$L = \frac{\sqrt{\dot{x}^2 + 1}}{1 + Wz}.$$
(7)

Учитывая, что в (7) $\partial L / \partial x = 0$ из уравнений Лагранжа–Эйлера имеем

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = \text{const.}$$

Эту постоянную выберем в виде

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = \sin \phi$$

Дифференцируя (7), получим, что

$$\frac{\partial L}{\partial x} = \frac{\dot{x}}{(1+Wz)\sqrt{x^2+1}} = \sin\phi$$

или решая это уравнение относительно \dot{x} :

$$\dot{x} = \frac{(1+Wz)\sin\phi}{\sqrt{1-(1+Wz)^2\sin^2\phi}}.$$
(8)

Физический смысл постоянной ϕ прост. При z = 0 из уравнения (8) мы имеем $\dot{x} = tg\phi$. Таким образом, ϕ является начальным углом отклонения световой частицы от вертикали – направления собственного ускорения. Интегрируя (8) от 0 до *z*, получим

$$x = \frac{\cos\phi - \sqrt{1 - (1 + Wz)^2 \sin^2\phi}}{W \sin\phi}$$
 (9)

Отсюда

$$\sqrt{1 - (1 + Wz)^2 \sin^2 \phi} = \cos \phi - Wx \sin \phi, \tag{10}$$

или возводя в квадрат и упрощая:

$$\frac{W(x^2+z^2)+2z}{2x} = \operatorname{ctg}\phi = \operatorname{const.}$$
(11)

Если в этом уравнении собственное ускорение считать равным нулю (W = 0), то мы получим траекторию в виде прямой:

 $z = x \operatorname{ctg} \phi$,

как и должно быть в инерциальной системе отсчета.

где

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4

Из равенства (11) следует точная аналитическая зависимость z(x), т. е. траектория света. Умножив уравнение (11) на 2x/W и перенося все члены в левую часть, это равенство можно переписать в виде

$$\left(z + \frac{1}{W}\right)^2 + \left(x - \frac{\operatorname{ctg}\phi}{W}\right)^2 = \left(\frac{1}{W\sin\phi}\right)^2.$$
 (12)

Если же решать уравнение (11) относительно z методом последовательных приближений и ограничиться поправкой первого порядка по *W*, то легко получить равенство

$$z = x \operatorname{ctg} \phi - \frac{W x^2}{2 \sin^2 \phi}.$$
(13)

4. Направление, в котором посылается радиосигнал. Гравитационное преломление

Равенство (11) фиксирует направление распространения радиосигнала. Запишем его в векторном виде. Для этой цели введем вспомогательные векторы в направлении собственного ускорения \mathbf{e}_{\parallel} и в направлении \mathbf{e}_{\perp} перпендикулярном ему, но лежащем в плоскости (*x*, *z*). Очевидны следующие равенства:

$$\mathbf{e} = \frac{\mathbf{W}}{W}, \ \mathbf{e}_{\perp} = \frac{\mathbf{r} - z\mathbf{e}_{\parallel}}{x}.$$

Тогда единичный вектор **n** в направлении первоначального распространения радиосигнала равен

$$\mathbf{n} = \cos\phi \mathbf{e}_{\parallel} + \sin\phi \mathbf{e}_{\perp}.$$

Подставляя в это равенство два предыдущих соотношения и используя равенства

$$\cos\phi = \frac{Wr^{2} + 2z}{\sqrt{4x^{2} + (Wr^{2} + 2z)^{2}}},$$
$$\sin\phi = \frac{2x}{\sqrt{4x^{2} + (Wr^{2} + 2z)^{2}}},$$

которые следуют из (11), получим, что

$$\mathbf{n} = \frac{r^2 \mathbf{W} + 2\mathbf{r}}{\sqrt{4x^2 + (Wr^2 + 2z)^2}}.$$
 (14)

Очевидно, это уравнение при W = 0 переходит в первое уравнение п. 1.

Вычислим теперь сдвиг γ угловой координаты близко расположенного объекта от его изображения или угол его гравитационного преломления. Для этого векторно умножим равенство (14) на **r**/*r*. Если объект расположен вблизи, то можно отбросить в подкоренном выражении слагаемое Wr^2 как член более высокого порядка по **r**. Взяв модуль получившегося выражения, получим

$$\left|\frac{\mathbf{n}\times\mathbf{r}}{r}\right| = \sin\gamma = \left|\frac{\mathbf{W}\times\mathbf{r}}{2}\right| = \frac{Wx}{2}$$
.

Кроме того, угол γ между векторами **r**/*r* и **n** можно считать малым. Для малых углов sin $\gamma = \gamma$, следовательно

$$\gamma = \frac{Wx}{2}.$$
(15)

5. Время полета световой частицы к объекту

Вычислим сейчас скорость фотона в равноускоренной системе отсчета. Из уравнения для светового интервала $ds^2 = 0$ имеем следующее уравнение:

$$dt = \frac{dl}{1 + Wz}$$
(16)

Это же равенство следует из [2, п. 11, с. 94, формула (11.4)]. С другой стороны, $dl = \sqrt{\dot{x}^2 + 1} dz$. Поэтому, подставляя сюда значение \dot{x} из (8), получим, что

$$dl = \frac{dz}{\sqrt{1 - (1 + Wz)^2 \sin^2 \phi}}$$

В свою очередь подставляя это равенство в (16), находим, что

$$dt = \frac{dz}{(1+Wz)\sqrt{1-(1+Wz)^2\sin^2\phi}}.$$
(17)

Интегрируя (17) от 0 до *z*, получим

$$t = \frac{1}{W} \ln \left[\frac{1 + \cos \phi}{\sin^2 \phi} \cdot \frac{1 - \sqrt{1 - (1 + Wz)^2 \sin^2 \phi}}{1 + Wz} \right].$$
 (18)

Заменив в этом уравнении квадратный корень согласно равенству (10) и упростив, получим следующее выражение:

$$t = \frac{1}{W} \ln \frac{1 + Wx \operatorname{ctg} \frac{\Phi}{2}}{1 + Wz}.$$
 (19a)

Используем в этом равенстве значение $\operatorname{ctg} \phi/2$:

$$\operatorname{ctg}\frac{\Phi}{2} = \frac{z + \frac{Wr^2}{2} + r\sqrt{1 + Wz + \frac{W^2r^2}{4}}}{x}$$

которое следует из (11). Окончательно находим, что

$$t = \frac{1}{W} \ln \left[1 + W \cdot \frac{r\sqrt{1 + Wz + \frac{W^2 r^2}{4}} + \frac{Wr^2}{2}}{1 + Wz} \right].$$
 (19)

6. Задержка Шапиро. Уравнение волнового фронта

Раскладывая равенство (19) в ряд по степеням *r* и оставляя члены не выше второго порядка, получим, что

$$t = r - \frac{Wzr}{2}$$

Здесь t – момент попадания световой частицы в объект. На практике же известен момент возврата т световой частицы обратно в радар. Поскольку световая частица возвращается обратно по тому же пути и затрачивает на это столько же времени, то

$$\tau = 2r - Wzr.$$

Если бы система отсчета была инерциальной, то $\tau = 2r$. Оказывается, что из-за неинерциальности системы отсчета электромагнитные сигналы в направлении собственного ускорения (т. е. в положительном направлении оси *z*) идут быстрее, чем в инерциальной системе отсчета. Поэтому задержка Шапиро будет меньше нуля и равна

$$\Delta \tau = \tau - 2r = -Wzr, \tag{20}$$

где r – расстояние до лоцируемого объекта, а z – его координата по соответствующей оси.

Равенство (19) позволяет также определить форму волнового фронта в равноускоренной системе отсчета. Из (19) видно, что

$$\frac{r\sqrt{1+Wz+\frac{W^2r^2}{4}}+\frac{Wr^2}{2}}{1+Wz}=\frac{e^{Wt}-1}{W}\cdot$$

Обозначим для простоты правую часть этого равенства как θ . Тогда, находя член с корнем, возводя его в квадрат, раскрывая скобки и приводя подобные члены, получим, что

где

$$r^{2} = \frac{\theta^{2}}{1 + W\theta} (1 + Wz),$$
$$\theta = \frac{e^{Wt} - 1}{W}.$$

Заменив r^2 на $x^2 + z^2$, можно привести исходное уравнение к виду

$$x^{2} + (z - h)^{2} = R^{2},$$
(21)

где

$$h = \frac{W\theta^2}{2(1+W\theta)}, \quad R = \theta \frac{2+W\theta}{2(1+W\theta)},$$

Подстановка значения θ дает

$$h = \frac{\operatorname{ch} Wt - 1}{W},\tag{22}$$

$$R = \frac{\operatorname{sh} Wt}{W}.$$
(23)

7. Координаты удаленного объекта

Обращая равенство (18), получим формулу для определения координаты *z* события в равномерно ускоренной системе отсчета:

$$z = \frac{2}{W} \cdot \frac{(1 + \cos\phi) e^{Wt}}{(1 + \cos\phi)^2 + e^{2Wt} \sin^2\phi} - \frac{1}{W}.$$
 (24)

ISSN 2541-9447

Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4 Подставив эту формулу в (9), нетрудно найти координату: х

$$x = \frac{1}{W\sin\phi} \left[\cos\phi - \frac{(1+\cos\phi)^2 - e^{2Wt}\sin^2\phi}{(1+\cos\phi)^2 + e^{2Wt}\sin^2\phi} \right]$$

или приводя к одному знаменателю:

$$x = \frac{(1 + \cos\phi)\sin\phi}{(1 + \cos\phi)^2 + e^{2Wt}\sin^2\phi} \cdot \frac{e^{2Wt} - 1}{W}.$$
 (25)

Представим теперь формулы (24), (25) в векторном виде. Воспользуемся для этого равенством

$$\mathbf{r} = \frac{\mathbf{W}}{W} z + \left(\mathbf{n} - \frac{\mathbf{W}\cos\phi}{W} \right) \frac{x}{\sin\phi}.$$

Данное векторное равенство можно проверить, проецируя его на оси *x* и *z*. Подставив сюда (24), (25) получим

$$\mathbf{r} = \frac{1 + \cos\phi}{(1 + \cos\phi)^2 + e^{2Wt} \sin^2\phi} \cdot \frac{W(e^{2Wt} - 1)\mathbf{n} - (e^{Wt} - 1)^2 \mathbf{W}}{W^2}.$$
 (26)

В том случае, когда расстояние до объекта малое и $Wt \approx 0$, то раскладывая (26) в ряд и оставляя квадратичные члены, получим

$$\mathbf{r} = \mathbf{n}t + \left[\mathbf{n}(\mathbf{W}\mathbf{n}) - \frac{\mathbf{W}}{2}\right]t^2.$$
 (27)

Если бы собственного ускорения системы отсчета, в которой покоится радиолокатор не было, то координата объекта в (27) описывалась бы только первым членом. Соответствующая аберрация положения объекта, вызванная собственным ускорением, таким образом, описывается вторым и третьим членами:

$$\Delta \mathbf{r} = \left[\mathbf{n} \left(\mathbf{W} \mathbf{n} \right) - \frac{\mathbf{W}}{2} \right] t^2.$$
(28)

Проверим теперь справедливость уравнения (27). В компонентах оно имеет вид

$$z = \cos\phi \cdot t + \left(\cos^2\phi - \frac{1}{2}\right)Wt^2,$$
$$x = \sin\phi \cdot t + \sin\phi\cos\phi \cdot Wt^2.$$

Из второго уравнения этой системы выразим *t*, оставляя только квадратичные члены:

$$t = \frac{x}{\sin\phi} - \frac{W\cos\phi}{\sin^2\phi} x^2$$

и подставим в первое. Оставляя только квадратичные члены, получим еще раз равенство (13).

Обсуждение

Самая удивительная загадка природы заключается в том, что наиболее фундаментальные объекты и эффекты в своей основе подчиняются простым математическим закономерностям. Движение фотона относительно ускоренной системы отсчета является как раз таким процессом. Например, уравнение (12) означает, что траекторией движения фотона в равномерно ускоренной системе отсчета является очень простая геометрическая фигура: окружность с центром в точке $(\operatorname{ctg} \phi/W, -1/W)$ и радиусом $1/W \sin \phi$. Этот факт хорошо известен из модели гиперболической геометрии пространства Лобачевского, в которой геодезическими являются полуокружности, лежащие в плоскостях, ортогональных границе полупространства, и центры которых лежат на той же границе [23, раздел 4]. В непосредственной же близости от радиоло-катора траектория света является классической параболической траекторией (13).

Уравнение (14) определяет первоначальное направление движения радиоимпульса $n(\sin\phi, \cos\phi)$ в зависимости от фактического положения объекта $\mathbf{r}(x, z)$. Если некий объект покоится в ускоренной системе отсчета, то криволинейность траектории фотона в равноускоренной системе отсчета приводит к тому, что фактическое местоположение этого лоцируемого объекта находится не в направлении, в котором он виден, а несколько ниже. С оптической точки зрения среда, в которой распространяется фотон, является неоднородной с показателем преломления, равным $n = \sqrt{g_{00}} = 1 + Wz$. Другими словами, ускорение системы отсчета является причиной гравитационного преломления света. При этом аберрацию, связанную с гравитационным преломления покоящегося в гравитационном поле объекта, необходимо отличать от астрономической аберрации, которая возникает в инерциальной системе отсчета из-за того, что за время распространения света астрономические объекты успевают изменить свое положение. Согласно (15) для близко расположенных объектов угол преломления линейно зависит от координаты х. Чем объект дальше в «горизонтальном» направлении, тем угол преломления больше.

Время полета фотона к объекту, даваемое формулой (19), заменяет собой равенство (2). Если радиоимпульс распространяется вверх (под острым углом), то задержка Шапиро будет отрицательной. Фактически радиосигнал в ускоренной системе отсчета будет опережать радиосигнал в инерциальной системе отсчета на модуль величины (20). Формула (20) согласуется с расчетами, проделанными Петковым в [3], с тем уточнением, что он рассматривал движение двух пучков света по вертикали вверх и вниз, и обратно вдоль оси *z* и их интерференцию в точке пуска. Мы также видим из равенства (16), что координатная скорость света в положительном направлении оси *z* больше единицы. Это обстоятельство, однако, также никоим образом не содержит парадокса, поскольку постулат о постоянстве скорости света касается его физической (местной) скорости, а она в любой точке траектории равна единице [2]. Тот факт, что координатная скорость света не совпадает с 1 для случая вращающейся системы отсчета, хорошо теоретически и экспериментально доказан [15, формула (89.4); 24].

Уравнение (21) означает, что в равноускоренной системе отсчета волновой фронт от источника излучения распространяется в виде раздувающейся сферической поверхности, центр которой поднимается вверх, так что к моменту t он находится на высоте (22), а радиус сферы равен (23). При этом скорость подъема центра сферы (равная sh Wt) всегда отстает от скорости расширения волнового фронта (равной ch Wt). Уравнение (21) замечательно согласуется с [25, формула (47)].

Уравнение (26) позволяет определять в равномерно ускоренной системе отсчета координаты удаленных тел. Для достаточно близких объектов поправка к его декартовой координате по сравнению с инерциальной системой отсчета равна (28).

Заключение

Существующий в настоящее время радиолокационный метод (см. п. 1) справедлив только для инерциальной системы отсчета. Однако на практике его считают справедливым и для неинерциальных систем. Это предположение действительно хорошо выполняется для малых расстояний до объекта. Однако если расстояния достаточно велики, то данная гипотеза оказывается несправедливой. В гравитационных полях свет движется по криволинейной траектории и с координатной скоростью не равной 1. В данной статье мы обобщаем три формулы радиолокации (1), (2), (3), справедливые в инерциальной системе отсчета на равноускоренную систему. В результате строгих расчетов было установлено, что метод радиолокации в равномерно ускоренной системе отсчета определяется формулами (14), (19) и (26). Кроме этого, получены формулы для угла гравитационного преломления, связанного с собственным ускорением радара (15) и времени задержки Шапиро (20). С развитием техники данные эффекты допускают проверку в реальном эксперименте в земных условиях, где метрика в неподвижной системе отсчета локально приближенно равна метрике плоского пространства-времени в равноускоренной системе отсчета.

Список литературы

- 1. Фок В. А. Теория пространства, времени и тяготения. М. 1961. 564 с.
- 2. Логунов А. А. Лекции по теории относительности и гравитации. Современный анализ проблемы. М. 1987, 272 с.
- 3. **Petkov V.** Chapter 7. Propagation of Light in Non-Inertial Reference Frames // Relativity and the nature of spacetime. The Frontiers Collection. Springer, Berlin, Heidelberg. 2009. P. 183–220. https://doi.org/10.1007/978-3-642-01962-3
- 4. Shapiro I. I. Fourth Test of General Relativity // Phys. Rev. Let. 1964. Vol. 13, No. 26. P. 789– 791. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.789
- Shapiro I. I., Pettengill G. H., Ash M. E., et al. Fourth test of generalrelativity: preliminary results // Phys. Rev. Lett. 1968. Vol. 20, No. 22. P. 1265–1269,https://doi.org/10.1103/PhysRev-Lett.20.1265
- Shapiro I. I., Ash M. E., Ingalls R.P. et al. Fourth test of generalrelativity: new radar result // Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 26, No. 18. P. 1132–1135, https://doi.org/10.1103/PhysRev-Lett.26.1132
- Reasenberg R. D., Shapiro I. I., MacNeil P. E. et al. Viking relativity experiment —verification of signal retardation by solar gravity // Astrophysical Journal, Part 2. 1979. Vol. 234. P. L219– L221, https://doi.org/10.1086/183144
- Ballmer S., Márka S., Shawhan P. Feasibility of measuring the Shapiro time delayover meter-scale distances. // Classical and Quantum Gravity. 2010. Vol. 27, No. 18. 185018.https: // doi org/10.1088/0264-9381/27/18/185018
- 9. Feng G., Huang J. A geometric optics method for calculatinglight propagation in gravitational fields. //Optik. 2019. Vol. 194, 163082,https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2019.163082
- 10. Feng G., Huang J. An optical perspective on the theory of relativity -I: Basic concepts and the equivalence principle.//Optik. 2020. Vol. 224. 165686.https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.165686
- Feng G., Huang J. An optical perspective on the theory of relativity II:Gravitational deflection of light and Shapiro time delay.//Optik. 2020. Vol. 224. 165685. https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.165685
- Romer M. On the Motion of Light //Philosophical Transactions of the Royal Society of London. 1677. Vol. XII. P.397-398.https://archive.org/stream/philosophicaltra02royarich#page/397/ mode/1up (дата обращения 30.10.2022)
- 13. Меллер К. Теория относительности. М.: Атомиздат, 1975. 400 с.
- 14. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. Т. 1, М.: Мир, 1977, 480 с.
- 15. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. В 10 т. Т. 2. Теория поля. М.: Физматлит, 2003. 536 с.
- 16. Weyl H. Zur Gravitations theorie// Annalen der Physik. 1917. Vol. 359. No. 18. P. 117–145. https://doi.org/10.1002/andp.19173591804
- 17. Паули В.Теория относительности. М.: Наука, 1991, 328 с.
- 18. **Турышев С. Г.** Экспериментальные проверки общей теории относительности: недавние успехи и будущие направления исследований // УФН. 2009. Т. 179, № 1. С. 3–34.

https://doi.org/10.3367/UFNr.0179.200901a.0003

- 19. Frolov V. P. Generalized Fermat's principle and action for lightrays in a curved spacetime. // PhysicalReviewD. 2013. Vol. 88, No. 6. 064039.https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.064039
- 20. Денисов М. М., Зубрило А. А. Исследование распространения лазерного импульса во вращающейся системе отсчета // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 6. С. 11–14.
- Dyson F. W., Eddington A. S., Davidson C. Determination of the Deflection Light by the Suns Gravitational field, from Observations made at the TotalEclipse of May 29, 1919 // Philosophical Transactions of the Royal Society A:Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 1920. Vol. 220, P. 291-333.https://doi.org/10.1098/rsta.1920.0009
- 22. Пуанкаре А. Теория фуксовых групп // Об основаниях геометрии. Сб. классических работ по геометрии Лобачевского и развитию ее идей. М., 1956, С. 304–306.
- 23. **Черников Н. А.** Преобразование Боголюбова и планиметрия Лобачевского // Письма в ЭЧАЯ. 2006, Т. 3. №1. С. 7–16.
- 24. **Малыкин Г. Б.** Эффект Саньяка. Корректные и некорректные объяснения // УФН.2000. Т. 170. № 12. С. 1325–1349. https://doi.org/10.3367/UFNr.0170.200012c.1325
- 25. Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Чугреев Ю. В. О неправильных формулировках принципа эквивалентности // УФН. 1996. Т. 166, № 1. С. 81–88. DOI 10.3367/UF-Nr.0166.199601d.0081

References

- 1. Fock V. The Theory of Space, Time and Gravitation; 2nd ed. Pergamon Press, 1969. DOI 10.1016/ C2013-0-05319-4
- 2. Logunov A., Repyev A. Lectures in Relativity and Gravitation: A Modern Look. Pergamon Press, 1991.
- Petkov V. Chapter 7. Propagation of Light in Non-Inertial Reference Frames. In: Relativity and the nature of spacetime. The Frontiers Collection. Springer, Berlin, Heidelberg, 2009. Pp. 183– 220. DOI 10.1007/978-3-642-01962-3
- 4. Shapiro I. I. Fourth Test of General Relativity. Phys. Rev. Let., 1964, vol. 13, no. 26, pp. 789–791. DOI 10.1103/PhysRevLett.13.789
- Shapiro I. I., Pettengill G. H., Ash M. E. et al. Fourth test of general relativity: preliminary results. Phys. Rev. Lett., 1968, vol. 20, no. 22, pp. 1265–1269. DOI 10.1103/PhysRevLett.20.1265
- 6. Shapiro I. I., Ash M. E., Ingalls R.P. et al. Fourth test of general relativity: new radar result. Phys. Rev. Lett., 1971, vol. 26, no. 18, pp. 1132–1135. DOI 10.1103/PhysRevLett.26.1132
- Reasenberg R. D., Shapiro I. I., MacNeil P. E. et al. Viking relativity experiment —verification of signal retardation by solar gravity. Astrophysical Journal, Part 2, 1979, vol. 234, pp. L219– L221. DOI 10.1086/183144
- Ballmer S., Márka S., Shawhan P. Feasibility of measuring the Shapiro time delay over meter-scale distances. Classical and Quantum Gravity, 2010, vol. 27, no. 18, 185018. DOI 10.1088/0264-9381/27/18/185018
- 9. Feng G., Huang J. A geometric optics method for calculating light propagation in gravitational fields. Optik, 2019, vol. 194, 163082. DOI 10.1016/j.ijleo.2019.163082
- 10. Feng G., Huang J. An optical perspective on the theory of relativity -I: Basic concepts and the equivalence principle. Optik, 2020, vol. 224, 165686. DOI 10.1016/j.ijleo.2020.165686
- 11. Feng G., Huang J. An optical perspective on the theory of relativity II: Gravitational deflection of light and Shapiro time delay. Optik, 2020, vol. 224, 165685. DOI 10.1016/j.ijleo.2020.165685
- 12. Romer M. On the Motion of Light [Online]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1677, vol. XII, pp. 397–398. URL: https://archive.org/stream/philosophicaltra02ro-yarich#page/397/mode/1up.
- 13. Møller C. The theory of relativity. Oxford, Clarendon press, 1972.

- 14. Misner C. W., Thorne K. S, Wheeler J. A. Gravitation. Freemann, San Francisco, 1973.
- 15. Landau L. D., Lifshitz E. M. The Classical Theory of Fields: Volume 2, 4th Edition. Butterworth-Heinemann, 1980. 444 p.
- Weyl H. Zur Gravitationstheorie. Annalen der Physik, 1917, vol. 359, no. 18, pp. 117–145. DOI 10.1002/andp.19173591804
- 17. Pauli W. Theory of Relativity. Pergamon Press, Oxford, England, 1958.
- 18. **Turyshev S. G.** Experimental tests of general relativity: recent progress and future directions. Physics–Uspekhi, 2009, vol. 52, no. 1, pp. 1–27. DOI 10.3367/UFNe.0179.200901a.0003
- 19. Frolov V. P. Generalized Fermat's principle and action for light rays in a curved spacetime. Physical Review D, 2013, vol. 88, no. 6, 064039. DOI 10.1103/PhysRevD.88.064039
- Denisov M. M., Zubrilo A. A. Study of laser beam propagation in a rotating reference frame. Moscow University Physics Bulletin, 2009, no. 64, pp. 569–572. DOI 10.3103/S0027134909060022
- Dyson F. W., Eddington A. S., Davidson C. Determination of the Deflection of Light by the Suns Gravitational field, from Observations made at the Total Eclipse of May 29, 1919. *Philo*sophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 1920, vol. 220, pp. 291–333. DOI 10.1098/rsta.1920.0009
- Poincaré A. Teoriya fuksovyh grupp. [Theory of Fuchsian groups]. Ob osnovaniyah geometrii. Sb. klassicheskih rabot po geometrii Lobachevskogo i razvitiyu eyo idej. [On the foundations of geometry. A collection of classical works on Lobachevsky's geometry and the development of its ideas]. Moscow, 1956. Pp. 304–306. (in Russ.)
- 23. Chernikov N. A. Bogoliubov transformation and Lobachevsky planimetry. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2006, vol. 3, no. 1, pp. 1–6. (in Russ.)
- 24. Malykin G. B. The Sagnac effect: correct and incorrect explanations. Physics–Uspekhi, 2000, vol. 43, no. 12, p. 1229. DOI 10.1070/PU2000v043n12ABEH000830
- 25. Logunov A. A., Mestvirishvili M.A., Chugreev Yu. V. On incorrect formulations of the equivalence principle. Physics–Uspekhi, 1996, vol. 39, no. 1, pp. 73–79. DOI 10.1070/PU1996v-039n01ABEH000128

Информация об авторе

Войтик Виталий Викторович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры медицинской физики с курсом информатики

Information about the Author

Vitaliy V. Voytik, Cand. Ph.-M. Sc., Associate Professor of the Department of Medical Physics with a course in computer science, Bashkir State Medical University

Статья поступила в редакцию 24.09.2022; одобрена после рецензирования 09.11.2022; принята к публикации 09.11.2022

The article was submitted 24.09.2022; approved after reviewing 09.11.2022; accepted for publication 09.11.2022

Научная статья

УДК 537.533.7 DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-31-44

Эволюция эмиттанса пучка в линейном индукционном ускорителе с дискретной фокусирующей системой

Данила Алексеевич Никифоров¹, Андрей Вячеславович Иванов², Станислав Леонидович Синицкий³, Николай Александрович Винокуров⁴, Алексей Васильевич Петренко⁵, Павел Владимирович Логачев⁶, Дмитрий Иванович Сковородин⁷, Евгений Сергеевич Сандалов⁸, Виктор Викторович Куркучеков⁹, Александр Матвеевич Батраков¹⁰, Антон Владимирович Павленко¹¹, Евгений Алексеевич Бехтенев¹², Александр Игоревич Сенченко¹³, Петр Алексеевич Бак¹⁴, Кирилл Игоревич Живанков¹⁵, Олег Игоревич Мешков¹⁶, Олег Анатольевич Павлов¹⁷, Геннадий Иванович Кузнецов¹⁸, Марина Алексеевна Батазова¹⁹, Игорь Владимирович Журавлев²⁰, Олег Альфредович Никитин²¹, Илья Владимирович Пензин²², Дмитрий Витальевич Петров²³, Роман Викторович Протас²⁴

> ^{1–19}Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН Новосибирск, Россия

²⁰⁻²⁴Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. акад. Е. И. Забабахина

Снежинск, Россия

¹D.A.Nikiforov@inp.nsk.su, ²A.V.Ivanov@inp.nsk.su, ³S.L.Sinitsky@inp.nsk.su
 ⁴N.A.Vinokurov@inp.nsk.su, ⁵A.V.Petrenko@inp.nsk.su, ⁶P.V.Logatchov@inp.nsk.su
 ⁷Skovorodin@inp.nsk.su, ⁸E.S.Sandalov@inp.nsk.su, ⁹V.V.Kurkuchekov@inp.nsk.su
 ¹⁰A.M.Batrakov@inp.nsk.su, ¹¹A.V.Pavlenko@inp.nsk.su, ¹²E.A.Bekhtenev@inp.nsk.su
 ¹³A.I.Senchenko@inp.nsk.su, ¹⁴P.A.Bak@inp.nsk.su, ¹⁵K.I.Zhivankov@inp.nsk.su
 ¹⁶O.I.Meshkov@inp.nsk.su, ¹⁷O.A.Pavlov@inp.nsk.su, ¹⁸G.I.Kuznetsov@inp.nsk.su
 ¹⁹M.A.Batazova@inp.nsk.su, ²⁰⁻²⁴vniitf@vniitf.ru

Аннотация

В работе анализируется эволюция эмиттанса килоамперного электронного пучка в линейном индукционном ускорителе (ЛИУ) с дискретной фокусирующей системой с целью оценки возможности его применения в качестве драйвера для генерации излучения по схеме лазера на свободных электронах (ЛСЭ). При этом анализе особое внимание уделяется геометрии и параметрам инжектора электронов, поступление частиц из которого в ускоряющую структуру такого ЛИУ в основном определяют характеристики пучка на выходе из нее. Исследованы особенности поперечной динамики пучка при его прохождении в этой ускоряющей структуре. Рассмотрено влияние различных факторов, способствующих увеличению эмиттанса пучка на выходе из ЛИУ. Аналитические оценки параметров пучка сопоставлены с результатами численного моделирования. По результатам сравнения

© Никифоров Д. А., Иванов А. В., Синицкий С. Л., Винокуров Н. А., Петренко А. В., Логачев П. В., Сковородин Д. И., Сандалов Е. С., Куркучеков В. В., Батраков А. М., Павленко А. В., Бехтенев Е. А., Сенченко А. И., Бак П. А., Живанков К. И., Мешков О. И., Павлов О. А., Кузнецов Г. И., Батазова М. А., Журавлев И. В., Никитин О. А., Пензин И. В., Петров Д. В., Протас Р. В., 2022

> ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4

измеренного эмиттанса пучка с его величиной, полученной в численном моделировании, сделан вывод об адекватности параметров пучка на качке терагерцовых колебаний в резонаторе ЛСЭ.

Ключевые слова

линейный индукционный ускоритель, сильноточный релятивистский электронный пучок, ускорительный модуль, терагерцевый ЛСЭ

Благодарности

Работы, описанные в статье, частично выполнены за счет средств гранта Российского научного фонда (грант № 19–12–00212).

Для цитирования

Никифоров Д. А., Иванов А. В., Синицкий С. Л., Винокуров Н. А., Петренко А. В., Логачев П. В., Сковородин Д. И., Сандалов Е. С., Куркучеков В. В., Батраков А. М., Павленко А. В., Бехтенев Е. А., Сенченко А. И., Бак П. А., Живанков К. И., Мешков О. И., Павлов О. А., Кузнецов Г. И., Батазова М. А., Журавлев И. В., Никитин О. А., Пензин И. В., Петров Д. В., Протас Р. В. Эволюция эмиттанса пучка в линейном индукционном ускорителе с дискретной фокусирующей системой // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17, № 4. С. 31–44. DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-31-44

Evolution of the Beam Emittance in Linear Induction Accelerator with Discrete Focusing System

Danila A. Nikiforov¹, AndreyV. Ivanov², Stanislav L. Sinitsky³, Nikolay A. Vinokurov⁴, Alexey V. Petrenko⁵, Pavel V. Logachev⁶, Dmitrii I. Skovorodin⁷, Evgeniy S. Sandalov⁸, Viktor V. Kurkuchekov⁹, Alexandr M. Batrakov¹⁰, Anton V. Pavlenko¹¹, Evgeny A. Bekhtene^{v12}, Alexandr I. Senchenko¹³, Petr A. Bak¹⁴, Kirill I. Zhivankov¹⁵, Oleg I. Meshkov¹⁶, Oleg A. Pavlov¹⁷, Gennady I. Kuznetsov¹⁸, Marina A. Batazova¹⁹, Igor V. Zhuravlev²⁰, Oleg A. Nikitin²¹, Ilya V. Penzin²², Dmitry V. Petrov²³, Roman V. Protas²⁴

> ^{1–19}Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation

²⁰⁻²⁴Russian Federal Nuclear Center — Zababakhin All-Russia Research Institute of Technical Physics Snezhinsk, Russian Federation

¹D.A.Nikiforov@inp.nsk.su, ²A.V.Ivanov@inp.nsk.su, ³S.L.Sinitsky@inp.nsk.su
 ⁴N.A.Vinokurov@inp.nsk.su, ⁵A.V.Petrenko@inp.nsk.su, ⁶P.V.Logatchov@inp.nsk.su
 ⁷Skovorodin@inp.nsk.su, ⁸E.S.Sandalov@inp.nsk.su, ⁹V.V.Kurkuchekov@inp.nsk.su
 ¹⁰A.M.Batrakov@inp.nsk.su, ¹¹A.V.Pavlenko@inp.nsk.su, ¹²E.A.Bekhtenev@inp.nsk.su
 ¹³A.I.Senchenko@inp.nsk.su, ¹⁴P.A.Bak@inp.nsk.su, ¹⁵K.I.Zhivankov@inp.nsk.su
 ¹⁶O.I.Meshkov@inp.nsk.su, ¹⁷O.A.Pavlov@inp.nsk.su, ¹⁸G.I.Kuznetsov@inp.nsk.su
 ¹⁹M.A.Batazova@inp.nsk.su, ²⁰⁻²⁴vniitf@vniitf.ru

Abstract

The paper analyzes the evolution of the emittance of a kiloampere electron beam in a linear induction accelerator (LIA) with a discrete focusing system in order to assess the possibility of its application as a driver for generating radiation according to the free electron laser (FEL) scheme. In this analysis, special attention is paid to the geometry and parameters of the electron injector, the entry of particles from which into the accelerating structure of such an LIA mainly determines the characteristics of the beam at its exit. The features of the transverse dynamics of the beam during its passage through this accelerating structure are studied. The influence of various factors contributing to an increase in the beam emittance at the output of the LIA is considered. Analytical estimates of the beam emittance with its value obtained in numerical simulation, it was concluded that the beam parameters are adequate for pumping terahertz oscillations in the FEL cavity.

Keywords

linear induction accelerator, high-current relativistic electron beam, acceleration module, terahertz FEL

Funding

This work was partially funded by the grant of the Russian Science Foundation (no. 19–12–00212).

For citation

Nikiforov D.A., Ivanov A.V., Sinitsky S.L., Vinokurov N.A., Petrenko A.V., Logachev P.V., Skovorodin D.I., Sandalov E.S., Kurkuchekov V.V., Batrakov A.M., Pavlenko A.V., Bekhtenev E.A., Senchenko A.I., Bak P.A., Zhivankov K.I., Meshkov O.I., Pavlov O.A., Kuznetsov G.I., Batazova M.A., Zhuravlev I.V., Nikitin O.A., Penzin I.V., Petrov D.V., Protas R.V. Evolution of the Beam Emittance in Linear Induction Accelerator with Discrete Focusing System. *Siberian Journal of Physics*, 2022, vol. 17, no. 4, pp. 31–44. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-31-44

Введение

В последнее время возрос интерес к пучкам из ЛИУ как к драйверам для генерации терагерцевого излучения большой мощности в схеме лазера на свободных электронах (ЛСЭ) [1]. Подобный интерес вызван прежде всего тем, что современные индукционные ускорители позволяют получать яркий электронный пучок с эмиттансом менее 1000 π · мм · мрад. Данная величина является ключевой для получения эффективной генерации излучения.

Эмиттанс во многом определяется системой формирования пучка в инжекторе, а также нежелательными факторами поперечной динамики пучка при его движении в ускорительном тракте. Среди таких факторов можно выделить значительные пульсации огибающей пучка, сферические аберрации фокусирующих элементов, хроматические аберрации, связанные с зависимостью кинетической энергии от поперечной координаты частицы в пучке (эффект провисания потенциала), аберрации за счет нелинейностей распределения заряда в интенсивном пучке. Данные эффекты могут быть исследованы с помощью расчетных программ, использующих PIC-метод.

Целью данной статьи является изучение эволюции эмиттанса пучка вдоль ускорительного тракта, а также сравнение экспериментальных данных с численным моделированием. После настройки ускорения и транспортировки пучка, включавшую в себя минимизацию энергетического разброса вдоль пучка, а также коррекцию орбиты методом матриц отклика, были проведены измерения эмиттанса пучка непосредственно перед линзой финального фокуса. Результаты этих измерений приведены в данной работе.

1. Структура и параметры ЛИУ

Общая схема ускорительного комплекса ЛИУ представлена на рис.1. Первичное формирование сильноточного релятивистского электронного пучка (РЭП) осуществляется в инжекторе [2]. В инжекторе пучок эмитируется металлопористым сферическим термокатодом, а затем ускоряется в диоде до энергии 1 МэВ. В дальнейшем пучок проходит через анодное отверстие и доускоряется с помощью ускорительной трубки до энергии 2 МэВ.

Первые три магнитные импульсные линзы входят в секцию согласования с магнитной транспортной системой основного ускорителя. Тридцать коротких ускоряющих модулей (КУМ) и двенадцать длинных ускоряющих модулей (ДУМ) располагаются после инжектора и служат для дальнейшего ускорения пучка в тракте линейного ускорителя (см. рис. 1, А). Транспортировка пучка в основном ускорительном тракте осуществляется фокусирующими магнитными линзами, идентичными линзам в секции согласования. Ускоряющая структура ЛИУ включает в себя 54 ускорительных модуля, расположенных последовательно друг за другом.

Фокусировка пучка в транспортном канале осуществляется с помощью квадрупольных линз. Для согласования огибающей пучка между аксиально-симметричной фокусирующей структурой линейного ускорителя и квадрупольного транспортного канала применяется дублет квадрупольных линз, представленный на рис. 1, В. В конце транспортного канала располагается аксиально-симметричная линза финального фокуса. Чтобы обеспечить эффективную



Puc. 1. Общая схема ускорительного комплекса ЛИУ *Fig. 1.* General scheme of the LIA acceleration complex

фокусировку пучка линзой финального фокуса, необходимо трансформировать форму пучка из эллиптической (которой обладает пучок в квадрупольном канале) в круглую. Для данной трансформации используется триплет квадрупольных линз, представленный на рис. 1, С.

2. Моделирование поперечной динамики пучка в ЛИУ

Моделирование динамики пучка на протяжении всей длины ускорителя производится в два этапа. На первом из них с помощью программы UltraSAM [3] осуществляется точный расчёт движения пучка в областях диода и ускорительной трубки, в которых влияние пространственного заряда пучка имеет определяющее значение. На втором этапе полученное в этих расчетах распределение частиц пучка по импульсам и координатам экспортируется в другие программы, производящие расчет динамики релятивистского пучка в оставшейся части ускорителя: PIC-код BEAM [4], программа UltraSAM, а также код, использующий решение уравнения Капчинского-Владимирского (KENV) [5]. Последняя из списка этих программ, KENV, обладая наибольшим быстродействием, но меньшей точностью, позволяет тем не менее оперативно осуществлять настройку системы транспортировки пучка в ускорителе при достаточно хорошем соответствии с результатами экспериментов и расчетов, выполненных более точными, но существенно более трудоемкими PIC-кодами. Одним из недостатков этого кода при всех указанных его достоинствах является отсутствие возможности исследовать поведение эмиттанса пучка на длине ускорителя, поэтому для этой цели применяются коды UltraSAM и BEAM. Выражение, используемое для расчета среднеквадратичного нормализованного эмиттанса в программах UltraSAM и BEAM, выглядит следующим образом [6]:

$$\varepsilon_n = 2\beta\gamma \sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 + (r')^2 \rangle - \langle rr' \rangle^2 - \langle r^2 \theta' \rangle^2}, \tag{1}$$

где $r\theta' = \frac{p_{\theta}}{p_z}$, p_r, p_{θ}, p_z – механические импульсы, r – радиус пучка, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – гамма-фактор электронов пучка, величины в фигурных скобках <> – вторые моменты распределения

пучка на фазовой плоскости. В этом выражении числовой коэффициент выбран так, чтобы вычисленная по выражению (1) величина эмиттанса соответствовала деленной на π площади фазового эллипса пучка.

На рис. 2 в верхней части представлен расчет эволюции эмиттанса пучка (черная сплошная линия) при его движении в инжекторе, выполненный в программе UltraSAM. В нижней части графика приведены три графика распределения плотности тока пучка в нескольких характерных точках вдоль инжектора. В частности, график А соответствует распределению плотности тока на катоде, а графики В и С соответствуют распределению плотности в соответствующих точках, указанных на верхнем рисунке. Видимые на рисунке колебания эмиттанса, по нашему мнению, связаны с эффектами на фазовом портрете пучка, вызванными неоднородностями радиального распределения плотности тока в пушке под действием нелинейных электростатических полей, а также с наличием нелинейных сил внутри пучка из-за неравномерного распределения заряда [7].



Рис. 2. Поведение эмиттанса в системе формирования пучка ЛИУ (черная сплошная линия), рассчитанное в программе UltraSAM. Эмиттанс вычислялся с помощью выражения (1). В точках A, B, C показаны характерные поперечные профили плотности тока. Повышение плотности тока на краях пучка в точке C связано с нелинейными фокусирующими силами первой линзы инжектора, в которой пучок имеет наибольший поперечный размер *Fig.* 2. Behavior of the emittance in the LIA beam-forming system (black solid line) calculated in the UltraSAM program. The emittance was calculated using expression (1). Points A, B, C show the characteristic transverse current density profiles. The increase in the current density at the beam edges at point C is due to the nonlinear focusing forces of the first injector lens, where the beam has the largest transverse size

Для дальнейшей быстрой настройки огибающей пучка в ускорителе используется код KENV. Начальные условия для расчета берутся из результатов расчета динамики пучка в инжекторе, выполненной в коде UltraSAM. Результаты расчета огибающей представлены в верхней части рис. 3, в нижней части этого рисунка показано распределение фокусирующих и ускоряющих полей. Для расчета эмиттанса пучка, а также учета нелинейных поправок в расчете огибающей используется 2-D PIC-код BEAM, в котором также используются начальные условия из UltraSAM и распределение магнитных полей, ранее подобранное в KENV.



Рис. 3. Результаты расчета динамики модельного пучка в коде KENV. Верхний рисунок: рассчитанная огибающей пучка (синяя и зеленая линии) и энергия электронов (красная линия) вдоль ускорителя и транспортного FODO-канала. Нижний рисунок: распределения ускоряющего электрического поля (красная линия), фокусирующего магнитного поля аксиальных линз в ускорителе (синяя линия) и градиента квадрупольных линз в транспортном канале (зеленая линия).

Fig. 3. Results of the model beam dynamics calculation in the KENV code. Top figure: calculated beam envelope (blue and green lines) and electron energy (red line) along the LIA and transport FODO channel. Bottom figure: distributions of the accelerating electric field (red line), the focusing magnetic field of the axial lenses in the LIA (blue line), and the gradient of the quadrupole lenses in the transport channel (green line)

На рис. 4 приведено сравнение модельной огибающей для пучка с током 1 кА, рассчитанной в кодах KENV и BEAM. Видно хорошее соответствие между К-В огибающей и огибающей, рассчитанной в PIC-коде; кроме того, на этом рисунке приведено значение среднеквадратичного нормализованного эмиттанса вдоль ускорителя, рассчитанного в программе BEAM. В начале ускорителя видны сильные осцилляции эмиттанса, связанные с неоптимальным согласованием фазового портрета и поперечного профиля пучка из инжектора с линейным фокусирующим каналом ускорителя.



Рис. 4. Эмиттанс пучка (черная сплошная линия) и огибающая пучка, рассчитанная в коде BEAM (зеленая сплошная линия) в сравнении с К-В огибающей (синяя сплошная линия) в зависимости от продольной координаты

Fig. 4. Beam emittance (black solid line) and beam envelope calculated in the BEAM code (green solid line) versus K-B envelope (blue solid line) as a function of longitudinal coordinate
3. Рост эмиттанса пучка за счет нелинейности фазового портрета

Для того чтобы охарактеризовать результаты моделирования, рассмотрим, как изменяется среднеквадратичный эмиттанс пучка под действием нелинейных сил. Пусть зависимость силы, действующей на электрон в поперечном направлении, от радиуса пучка будет иметь добавку с коэффициентом, пропорциональным r^3 (это предположение вполне обоснованно в силу свойств рассматриваемых в этой работе аксиально-симметричных электромагнитных полей). Тогда фазовый портрет пучка будет иметь соответствующую добавку с коэффициентом при r^3 :

$$r'(r) = C_1 r + C_3 r^3, (2)$$

где C_1 и C_3 – коэффициенты, зависящие от *z*. Если пучок имеет однородную плотность тока J(r) = const, тогда усреднение какой-либо величины по пучку с радиусом r_b будет иметь вид:

$$\langle f \rangle = \frac{2}{r_b^2} \int_0^{r_b} f(r) dr \,. \tag{3}$$

Теперь, используя выражение (3), можно рассчитать вторые моменты $\langle r^2 \rangle$, $\langle rr' \rangle$, и найти выражение для изменения среднеквадратичного эмиттанса:

$$2\beta\gamma\sqrt{\langle r^2\rangle\langle r'^2\rangle - \langle rr'\rangle^2} = \beta\gamma \frac{C_3}{3\sqrt{2}}r_b^4.$$
(4)

Данная оценка является полезной для определения причин изменения эмиттанса пучка, как в инжекторе, так и в линейном ускорителе.

Для проверки выражения (4) рассмотрим модельную задачу, в которой пучок с равномерным поперечным профилем распределения заряда, энергией 2 МэВ и различными значениями полного тока входит в первую фокусирующую линзу инжектора. Результаты моделирования фокусировки такого пучка представлены на рис. 5. В верхней части рисунка представлен ход огибающей пучка для разных токов и соответствующее поведение эмиттанса для каждого тока, в нижней части рисунка приведены распределение плотности тока пучка до входа в линзу (A) и в ее фокусе (B) для тока 2 кА. В данном моделировании радиус пучка на входе в линзу составил 65 мм, что примерно соответсвует радиусу пучка на выходе из электронной пушки инжектора. На рис. 5 видно, что для больших токов ярко видна взаимная компенсация действия нелинейной силы фокусирующей линзы и нелинейной силы, вызванной искажением распределения заряда в пучке; эффект взаимной компенсации постепенно выравнивает кривую r'(r), тем самым приводя к уменьшению эмиттанса.

В пределе малого тока коэффициент C₃ может быть найден аналитически для области непосредственно сразу после фокусирующей линзы. Рассмотрим преобразование тонкой линзы с учетом сферической аберрации:

$$r = r_0, r' = r'_0 - \frac{r}{f} (1 + C_\alpha r^2),$$
(5)

где $(r_0, r'_0) \rightarrow (r, r')$ – координаты пучка до и после преобразования линзы, C_{α} – коэффициент сферической аберрации линзы.

В предположении, что $r'_0 = 0$, коэффициент $C_3 = DC_{\alpha}$, где $D = \frac{1}{f}$ – оптическая сила линзы. Для первой линзы инжектора с f = 850 мм, $C_{\alpha} = 2,7 \cdot 10^{-5}$ и R = 65 мм оценка роста эмиттанса (4) дает величину 590 $\pi \cdot$ мм·мрад. Данный результат хорошо согласуется с результатом моделирования для тока 1 А, представленом на рис. 5 (зеленая прерывистая линия). В отличие от случая больших токов (красная и синяя прерывистые линии), для случая малого тока в пустом промежутке после воздействия тонкой линзой эмиттанс сохраняется, поскольку на пучок не действуют какие-либо нелинейные силы.



Рис. 5. Моделирование фокусировки пучка с энергией 2 МэВ и различными значениями тока. Прерывистыми линиями показано поведение эмиттанса пучка в зависимости от величины тока пучка, сплошными линиями соответствующим цветом показано поведение огибающих пучка. В нижней части рисунка приведены распределения плотности тока пучка с полным током 2 кА до и после фокусировки

Fig. 5. Simulation of beam focusing with 2 MeV energy and different current values. The dashed lines show the behavior of the beam emittance as a function of the beam current value, and solid lines with the corresponding color show the behavior of the beam envelopes. The bottom part of the picture shows the beam current density distributions with a total current of 2 kA before and after focusing

4. Влияние неоднородности плотности заряда в пучке на его фазовый портрет

Известно, что для линейного канала ускорителя стационарное состояние пучка характеризуется равномерным распределением заряда по радиусу и линейным фазовымпортретом [8]. В нашем случае оба этих условия нарушены, что очевидным образом должно выражаться в колебаниях поперечного распределения заряда пучка около равномерного профиля вдоль оси ускорителя. Для описания данного эффекта рассмотрим неоднородную плотность заряда пучка, которая задана следующей формулой:

$$\rho(r, z) = \rho_1(z) + \rho_2(z) \cdot r^2.$$
(6)

Так как заряды, наведенные пучком на внутренней поверхности трубы, хорошо экранируют действие зарядов пучка, находящихся от рассматриваемой точки пространства на расстояниях по z, которые много больше радиуса трубы R, то задача о потенциале является практически локальной. По этой причине, а также вследствие условия параксиальности эту задачу можно решать с помощью теории возмущений. Вначале решим задачу, однородную по z, а затем поправим потенциал и поле с учетом слабой зависимости их от z. При определении магнитного поля воспользуемся изоскоростным приближением $\beta_z(r, z) = const$, которое легко выполнить для ультрарелятивистского пучка с малым угловым разбросом. Обозначим погонную плотность заряда пучка символом κ . Вследствие закона сохранения заряда и выполнения условия постоянства $\beta_z(r, z)$ величина погонной плотности заряда к не зависит от координаты z.

Выразим ρ_1 через κ :

$$\rho_1(z) = \frac{\kappa}{\pi r_b^2} - \frac{\rho_2(z)}{2} r_b^2. \tag{7}$$

Решая уравнение $\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(rE_r) = \frac{\kappa}{\pi\varepsilon_0 r_b^2} - \frac{\rho_2}{2\varepsilon_0}r_b^2 + \frac{\rho_2 r^2}{\varepsilon_0}$ в виде ряда:

$$E_r = ar + br^3,$$

получим выражения для коэффициентов при соответствующих степенях:

$$a^{(0)} = \frac{\kappa}{2\pi\varepsilon_0 r_b^2} - \frac{\rho_2}{4\varepsilon_0} r_b^2, b^{(0)} = \frac{\rho_2}{4\varepsilon_0}.$$
(8)

Далее, интегрируя выражение (7) по *r* и сшивая на границе радиальные поля и потенциалы внутри и снаружи пучка, получим следующие формулы для этих потенциалов:

$$\varphi_{in}^{(0)} = \frac{\kappa}{4\pi\varepsilon_0} \left(1 - \frac{r^2}{r_b^2}\right) - \frac{\rho_2}{16\varepsilon_0} \left(r_b^2 - r^2\right)^2 + \frac{\kappa}{2\pi\varepsilon_0} ln\left(\frac{R}{r_b}\right), \varphi_{out}^{(0)} = \frac{\kappa}{2\pi\varepsilon_0} ln\left(\frac{R}{r}\right). \tag{9}$$

Исходя из уравнения $\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(rB_{\varphi}) = \beta_z \rho(r, z)$, получим выражение для силы, действующей на электрон в радиальном направлении $F_r = e(E_r - v_z B_{\varphi})$:

$$F_r = (1 - \beta_z^2) \left[\left(\frac{\kappa}{2\pi\varepsilon_0 r_b^2} - \frac{\rho_2}{4\varepsilon_0} r_b^2 \right) r + \frac{\rho_2}{4\varepsilon_0} r^3 \right].$$
(10)

Из выражения (10) следует, что при выполнении условия $\rho_2 = \frac{\partial \rho(r,z)}{\partial r^2} < 0$, которое соответствует понижению плотности заряда при приближении к границе сечения пучка, снижение радиальной силы в этих условиях идет несколько быстрее линейной зависимости вблизи края пучка. Если же $\rho_2 = \frac{\partial \rho(r,z)}{\partial r^2} > 0$, то будет наблюдаться обратный эффект, который состоит в избытке дефокусирующей силы на границе пучка. Величина полной радиальной силы (10) на краю пучка практически не зависит от знака и величины ρ_2 , что означает распределение плотности тока и плотности заряда очень слабо влияет на ход огибающей. Это объясняет хорошее соответствие между огибающими, рассчитанными по модели пучка К-В и РІС коде BEAM.

5. Согласование поперечного профиля и фазового портрета пучка при инжекции в линейный ускоритель

Для того чтобы избежать колебаний поперечного профиля распределения заряда и фазового портрета пучка во время его транспортировки, необходимо обеспечить однородность плотности пучка по сечению. Таким образом можно сформулировать цель согласования – получить стационарное состояние пучка в фокусе первой линзы (точка C на рис. 2). Для линейного фокусирующего канала это состояние характеризуется равномерным распределением заряда по радиусу и линейным фазовым портретам. Существующая конфигурация электродов в пушке не позволяет получить одновременно равномерное распределение заряда и линейный фазовый портрет в точке C, используя только фокусировку (нелинейное влияние на поперечный профиль и фазовый портрет пучка) первой линзой инжектора. Проведенные численные расчеты показали, что необходимые начальные условия пучка могут быть получены путем изменения геометрии прикатодного электрода пушки в сочетании с правильным выбором фокусирующей силы линзы.

На рис. 6 приведено сравнение результатов моделирования эволюции эмиттанса пучка, выполненное в программе BEAM для существующей оптики пушки (черная кривая) и для модифицированной оптики (красная кривая). Также приведены профили плотности тока и фазовые портреты пучка на расстоянии 45 метров от катода (вертикальная зеленая линия) для существующей оптики пушки (А) и для оптимизированной оптики пушки (В). Из результатов моделирования, представленных на рис. 6, видно, что отсутствие сильных колебаний профиля плотности пучка в начале ускорителя не приводит к релаксации этих зарядовых колебаний и росту эмиттанса. Таким образом, оценка для эмиттанса в конце ускорителя составляет примерно 80 π mm · mrad.



Рис. 6. Поведение эмиттанса пучка в ускорителе для существующей оптики пушки (черная кривая) и для модифицированной оптики пушки (красная кривая). Фазовые портреты пучка на расстоянии 45 метров от катода (вертикальная зеленая линия) для существующей оптики пушки (*A*) и для оптимизированной оптики пушки (*B*)

Fig. 6. Behavior of the beam emittance in the accelerator for the existing gun optics (black curve) and for the modified gun optics (red curve). Beam phase portraits at 45 meters from the cathode (vertical green line) for the existing gun optics (A) and for the optimized gun optics (B)

6. Оценка эмиттанса пучка перед линзой финального фокуса

Экспериментальное измерение величины эмиттанса пучка в рабочем режиме проводилось с помощью датчика переходного излучения, установленного непосредственно перед линзой финального фокуса. Метод измерения эмиттанса основывался на сканировании размера пучка в зависимости от силы фокусирующего квадруполя, установленного в финальном триплете, изображенном на рис. 1, С. Определение поперечных размеров пучка, углов и эмиттанса осуществлялось с помощью кода KENV. Результаты измерений для сканирования размера пучка по координате у представлены на рис. 7.

Для данной геометрии задачи оказалось, что измеренной зависимости размера пучка по координате y от поля в линзе наиболее точно соответствует значение эмиттанса, равное $\varepsilon_{ny} = 550 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. В свою очередь, аналогичное измерение по координате x дает значение эмиттанса $\varepsilon_{nx} = 600 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Эти значения примерно на 30% превышают величину, полученную в результате численных расчетов (см. рис. 6). Данное превышение можно объяснить несколькими причинами:

1) Код BEAM, использующийся для моделирования эмиттанса пучка, является стационарным и не учитывает продольную динамику пучка (в частности, энергетический разброс вдоль пучка); 2) Транспортировка пучка в FODO-канале и обводе пучка может приводить к росту эмиттанса из-за нелинейных краевых полей квадрупольных линз и дипольных магнитов, данные эффекты не учитывались при аналитической и численной оценке эмиттанса;

3) Фронты пучка с большим энергетическим разбросом, которые учитываются в интегральном по всей длительности пучка значении эмиттанса, приводят к его завышенному значению.



Рис. 7. Измерение эмиттанса пучка методом сканирования фокусирующей квадрупольной линзы. В верхней части рисунка показаны типичные изображения пучка. Снизу показан график размера пучка в сравнении с данными модели: сплошная линия соответствует значению нормализованного эмиттанса $\varepsilon_{nv} = 550 \, \pi \text{mm} \cdot \text{mrad}$

Fig. 7. Measurement of beam emittance by scanning a focusing quadrupole lens. The upper part of the figure shows typical images of the beam. A graph of the beam size versus model data is shown at the bottom: the solid line corresponds to the normalized emittance value $\varepsilon_{nv} = 550 \,\pi\text{mm} \cdot \text{mrad}$

Ориентируясь на результаты работы [1] по моделированию генерации излучения по схеме ЛСЭ с длинно-импульсным килоамперным пучком, можно утверждать, что уровень эмиттанса пучка, достигаемый в рассмотренном нами линейном индукционном ускорителе с дискретной фокусирующей системой в полной мере удовлетворяет требованиям для использования этого пучка в качестве драйвера для генератора W-диапазона (150–300 ГГц). Для накачки поперечной компоненты скорости при реализации ЛСЭ генератора этого частотного диапазона оказывается вполне приемлемым использовать магнитный ондулятор с пространственным периодом около 4-х см. Согласно моделированию, описанному в [1], при параметрах пучка, получаемого на выходе из ЛИУ с дискретной фокусирующей системой, можно достигнуть эффективности передачи энергии от электронов пучка к генерируемому потоку излучения на уровне 2–3 %. Это обеспечивает достижение мощности масштаба 100 МВт в потоке излучения W-диапазона, что можно считать большим научным достижением вакуумной электроники.

Заключение

Численное моделирование поперечной динамики интенсивного пучка в ЛИУ показало, что в начале его распространения по ускоряющей структуре развиваются зарядовые колебания. Эти колебания в основном связаны с неоднородностью поперечного профиля распределения заряда в пучке и в результате приводят к росту эмиттанса. Величина начальной неоднородности профиля зависит от геометрии формирующих электродов электронной пушки инжектора, а также от сферической аберрации его первой линзы. Для того чтобы избежать данного эффекта, необходимо обеспечить правильное согласование поперечного распределения заряда и фазового портрета пучка. Такое согласование заключается в получении равномерного профиля плотности заряда и линейного фазового портрета в точке инжекции пучка в линейный индукционный ускоритель. Возможность такого согласования была численно продемонстрирована в работе.

Проведено сравнение экспериментально измеренного значения эмиттанса пучка с его значением, вычисленным при использовании PIC-кода BEAM. Превышение измеренного значения эмиттанса над его расчётной величиной на 30% объясняется тем, что в моделировании не учитывалась продольная динамика пучка (энергетический разброс электронов вдоль пучка). Еще одна причина несоответствия моделирования и измерений заключалась в неучтенных эффектах влияния краевых полей квадрупольных линз при транспортировке пучка в FODO-канале. Несмотря на отмеченные различия в результатах моделирования и измерений, можно констатировать, что достигаемые значения эмиттанса $\varepsilon_{nx} = 600 \, \pi \text{mm} \cdot \text{mrad}$ и $\varepsilon_{ny} = 550 \, \pi \text{mm} \cdot \text{mrad}$ по двум ортоганальным координатам в полной мере удовдетворяют требованию к параметрам пучка применительно к его использованию в ЛСЭ для генерации терагерцового излучения.

Список литературы / References

- Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Malkin A. M. et al. Powerful Long-Pulse THz-Band Bragg FEL Based On Linear Induction Accelerator. 44thInternational Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2019, pp. 1–2.DOI 10.1109/IRM-MW-THz.2019.8874573
- Nikiforov D.A., Blinov M.F., Fedorov V.V. et al. High-Current Electron-Beam Transport in the LIA-5 Linear Induction Accelerator. *Phys. Part. Nuclei Lett.* 17, 2020, pp. 197–203. DOI 10.1134/ S1547477120020156
- 3. **Ivanov A.V., Tiunov M.A.** ULTRASAM-2D code for simulation of electron guns with ultra high precision. *Proceeding of EPAC-2002*, Paris, 2002. Pp. 1634–1636.
- 4. **Tiunov M. A.** BEAM-2D code package for simulation of high perveance beam dynamics in long systems. Preprint, Budker INP 98-78, Novosibirsk, 1998.
- 5. KV-envelope code [Online]. URL: https://github.com/fuodorov/kenv.
- 6. S. Nagaitsev, A. Shemyakin, Beam emittance calculation in the presence of an axially symmetric magnetic field. FERMILAB-TM-2107.
- 7. Lund, S., Grote, D., Davidson, R. (2004). Simulations of beam emittance growthfrom the collective relaxation of space-charge non-uniformities. 2004-05-01.
- 8. **M. Reiser.**, Theory and design of charged particle beams, WILEY-VCH VerlagGmbH and Co.KGaA, Weinheim, 2008.

Информация об авторах

Никифоров Данила Алексеевич, научный сотрудник

Иванов Андрей Вячеславович, научный сотрудник

Синицкий Станислав Леонидович, кандидат физико-математических наук

Винокуров Николай Александрович, доктор физико-математических наук

Петренко Алексей Васильевич, кандидат физико-математических наук

Логачев Павел Владимирович, доктор физико-математических наук, академик РАН

43

Сковородин Дмитрий Иванович, кандидат физико-математических наук Сандалов Евгений Сергеевич, аспирант Куркучеков Виктор Викторович, научный сотрудник Батраков Александр Матвеевич, доктор физико-математических наук Павленко Антон Владимирович, кандидат физико-математических наук Бехтенев Евгений Алексеевич, научный сотрудник Сенченко Александр Игоревич, научный сотрудник Бак Петр Алексеевич, старший научный сотрудник Живанков Кирилл Игоревич, научный сотрудник Мешков Олег Игоревич, доктор физико-математических наук Павлов Олег Анатольевич, кандидат физико-математических наук Кузнецов Геннадий Иванович, старший научный сотрудник Батазова Марина Алексеевна, научный сотрудник Журавлев Игорь Владимирович, инженер-исследователь Никитин Олег Альфредович, кандидат технических наук Пензин Илья Владимирович, инженер-исследователь Петров Дмитрий Витальевич, доктор физико-математических наук, член-корреспондент PAH Протас Роман Викторович, кандидат физико-математических наук

Information about the Authors

- **Danila A. Nikiforov**, researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russia)
- AndreyV. Ivanov, researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russia)
- Stanislav L. Sinitsky, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russia)
- **Nikolay A. Vinokurov,** Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russia)
- Alexey V. Petrenko, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russia)
- Pavel V. Logachev, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Academician of RAS, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
- **Dmitrii I. Skovorodin,** Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russia)
- **Evgeniy S. Sandalov,** postgraduate student, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russia)

- ViktorV. Kurkuchekov, researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russia)
- AlexandrM. Batrakov, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russia)
- Anton V. Pavlenko, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russia)
- **EvgenyA. Bekhtenev,** researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russia)
- AlexandrI. Senchenko, researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russia)
- Petr A. Bak, Senior Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russia)
- Kirill I. Zhivankov, researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russia)
- **Oleg I. Meshkov,** Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russia)
- **Oleg A. Pavlov,** Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russia)
- Gennady I. Kuznetsov, Senior Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russia)
- Marina A. Batazova, researcher, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russia)
- **Igor V. Zhuravlev**, research engineer, Russian Federal Center Zababakhin All-Russian Research Institute of Technical Physics (Snezhinsk,Russian Federation)
- **OlegA.** Nikitin, department head, Russian Federal Center Zababakhin All-Russian Research Institute of Technical Physics (Snezhinsk,Russian Federation)
- Ilya V. Penzin, research engineer, Russian Federal Center Zababakhin All-Russian Research Institute of Technical Physics (Snezhinsk,Russian Federation)
- **Dmitry V. Petrov,** chief designer, Russian Federal Center Zababakhin All-Russian Research Institute of Technical Physics (Snezhinsk,Russian Federation)
- **Roman V. Protas,** Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Russian Federal Center Zababakhin All-Russian Research Institute of Technical Physics (Snezhinsk, Russian Federation)

Статья поступила в редакцию 08.12.2022; одобрена после рецензирования 28.12.22; принята к публикации 28.12.22

The article was submitted 08.12.2022; approved after reviewing 28.12.22; accepted for publication 28.12.22

Научная статья

УДК 532.526.3 DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-45-57

Исследование возникновения и развития продольных вихрей и их вторичной неустойчивости на модели летающего крыла

Валерия Станиславовна Каприлевская

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

kaprilevskayavs@itam.nsc.ru

Аннотация

Проведено подробное исследование влияния двумерного элемента шероховатости на течение за трехмерным элементом на модели скользящего крыла. Впервые проведены исследования на наветренной стороне модели летающего крыла в диапазоне скоростей 7,2–20 м/с в области благоприятного градиента давления за элементами шероховатости и изучены механизмы вторичной неустойчивости возмущений, приводящих к турбулентности. Показано, что за трехмерным элементом шероховатости формируется продольная структура, вниз по течению наблюдается изгиб траектории данной структуры и увеличение ее размеров. Структура состоит из двух стационарных возмущений различных размеров, что обусловлено наличием поперечного течения и вторичных возмущений, приводящих к переходу. Исследовано и количественно определено влияние распределенного отсоса через мелкоперфорированный вкладыш на пространственное развитие стационарного возмущения от трехмерного элемента шероховатости в пограничном слое прямого крыла. Показано, что отсос способен реламинизировать течение и устранить отрыв пограничного слоя.

Ключевые слова

ламинарно-турбулентный переход, скользящее крыло, двумерная шероховатость, неустойчивость поперечного течения, вторичная неустойчивость, трехмерный пограничный слой, прямое крыло, отрыв потока, отсос пограничного слоя, трехмерный элемент шероховатости поверхности.

Благодарности

Работа выполнена в рамках государственного задания (№ госрегистрации 121030500149-8) с использованием оборудования ЦКП «Механика» (ИТПМ СО РАН).

Для цитирования

Каприлевская В. С. Исследование возникновения и развития продольных вихрей и их вторичной неустойчивости на модели летающего крыла // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17, № 4. С. 45–57. DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-45-57

© Каприлевская В. С., 2022

Investigation of the Formation and Further Development of Longitudinal Disturbances and Their Secondary Instability on the Flying Wing Model

Valeria S. Kaprilevskaya

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

kaprilevskayavs@itam.nsc.ru

Abstract

Detailed investigation of two-dimensional roughness element influence on the flow behind three-dimensional roughness element was carried out. For the first time studies were conducted on the windward side of the flying wing in the range of free-stream 7,2-20 m/s in the favourable gradient region behind roughness elements. Secondary instability mechanisms of disturbances leading to turbulence stage were investigated. It was shown that longitudinal structure forming behind three-dimensional roughness element grows downstream and has its trajectory slightly bend. The longitudinal structure consists of two stationary disturbances different in size. This can be explained by presence of cross flow and secondary disturbances leading to the transition. On the straight wing model, influence of the distributed suction on the stationary disturbance development was investigated and quantitatively determined. It was shown that suction is able to relaminarize the flow and eliminate the separation of the boundary layer.

Keywords

laminar-turbulent transition, swept wing, two-dimensional roughness element, cross-flow instability, secondary instability, three-dimensional boundary layer, straight wing, flow separation, suction of boundary layer, three-dimensional roughness element

Funding

The research was carried out within the state assignment of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (project No. 121030500149-8) using the equipment CKP "Mechanika" (ITAM SB RAS).

For citation

Kaprilevskaya V. S. Investigation of the Formation and Further Development of Longitudinal Disturbances and Their Secondary Instability on the Flying Wing Model. *Siberian Journal of Physics*, 2022, vol. 17, no. 4, pp. 45–57. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-45-57

Введение

В настоящее время стреловидным крылом оснащается большое количество различных летательных аппаратов. Интенсивное развитие малой и сверхмалой беспилотной авиации приводит к конкурентной борьбе за летные характеристики летательных аппаратов. Малые полетные числа Рейнольдса являются одной из особенностей их эксплуатации. Для улучшения характеристик можно, например, снизить сопротивление с помощью ламинаризации течения над обтекаемыми плоскостями. При обтекании стреловидных (или скользящих) крыльев возникают некоторые особенности, например, из-за несовпадения направлений градиента давления и скорости набегающего потока линии тока над крылом принимают S-образную форму. В итоге формируется трехмерная структура пограничного слоя с точкой перегиба, которую связывают с неустойчивостью поперечного течения. Таким образом, стреловидность является причиной появления дополнительного механизма неустойчивости. Это, в свою очередь, способствует формированию продольных структур, на которых реализуются соответствующие условия для образования и развития вторичных возмущений.

Изучением развития возмущений на скользящем крыле в области благоприятного градиента давления в естественных условиях, а также при возбуждении акустическим полем занимались в работе [1]. Было установлено, что стационарные продольные структуры образуются в трехмерном пограничном слое. В таком преобразованном пограничном слое в естественных условиях снижается устойчивость течения к волновым пакетам, что может привести к появлению турбулентности. При воздействии на поток акустическим полем с частотой волнового пакета наблюдалось формирование возмущений, фазовая скорость которых была равна 0,55 от скорости набегающего потока. Также было отмечено смещение ламинарно-турбулентного перехода вверх по течению.

Дальнейшее изучение вторичной неустойчивости [2] показало наличие двух различных мод. В первую очередь происходит возникновение низкочастотной моды, а затем, непосредственно перед ламинарно-турбулентным переходом, появляется высокочастотная. Последняя, вероятно, и является причиной перехода.

В области благоприятного градиента давления [3] было проведено исследование стационарных возмущений, зарождающихся за изолированной шероховатостью. Работа включала в себя исследование ранних этапов развития стационарного возмущения, с момента его образования и до перехода в нелинейную стадию. Было показано формирование пары стационарных возмущений за шероховатостью, которые модифицируют и дестабилизируют пограничный слой. Также было отмечено зарождение и развитие вторичных возмущений в области ядра стационарного возмущения достаточной амплитуды, которые в дальнейшем становятся причиной ламинарно-турбулентного перехода.

Также актуальным является вопрос управления переходом ламинарного течения в турбулентное. Ключевой задачей при обтекании крыловых профилей является возможность полного устранения или максимального смещения к задней кромке точки перехода пограничного слоя в турбулентное состояние [4; 5].

Применение метода отсасывания пограничного слоя позволяет подавить волны Толлмина – Шлихтинга и сместить вниз по потоку область перехода. В результате смещения местоположения перехода уменьшается сопротивление трения. Отсасывание потока, в сущности, аналогично действию продольного градиента давления.

В работе [6] была обнаружена эффективность отсоса потока при его использовании для управления неустойчивостью поперечного течения в трехмерном пограничном слое. В подтверждение теории было показано, что бегущие моды затухают сильнее, чем стационарные.

Были проведены исследования по управлению возмущениями в пограничном слое скользящего крыла с помощью локализованного и распределенного типов отсоса [7]. Изучалась возможность управления стационарными вихрями поперечного течения и вторичными периодическими возмущениями. Было показано, что при использовании распределенного отсоса эффективность подавления вторичной неустойчивости вихрей поперечного течения выше, чем при использовании локализованного отсоса, реализованного через отверстие малого диаметра. Было установлено, что отсос через отверстие малого диаметра может являться причиной генерации дополнительных стационарных возмущений в пограничном слое, что может привести к сложным нелинейным взаимодействиям между управляемым и управляющим возмущениями. Показано, что распределенный отсос, реализованный через несколько отверстий в трансверсальном направлении, снижает как интенсивность полосчатой структуры, так и интенсивность вторичных возмущений. Недавние эксперименты по воздействию распределенного отсоса через специально спроектированную гидравлически гладкую перфорированную поверхность на собственные возмущения пограничного слоя [8, 9] выявили эффективное подавление волн Толлмина – Шлихтинга на линейной и нелинейной стадиях их развития. Вместе с этим отмечалось сильное влияние отсоса на среднее течение, связанное с присоединением потока за областью отсоса и смещением к задней кромке отрыва пограничного слоя.

Настоящие исследования показывают, что существуют режимы течения, при которых неоднородности поверхности вблизи передней кромки способны привести к раннему возникновению ламинарно-турбулентного перехода. В работе также продемонстрирован один из способов управления развитием возмущений пограничного слоя – распределенный отсос через мелкоперфорированную поверхность, с помощью которого удалось уменьшить интенсивность возмущений за элементом шероховатости.

Экспериментальные исследования и результаты

На первом этапе эксперимента проводились исследования влияния двумерного элемента шероховатости на стационарную структуру, формирующуюся за трехмерным элементом, и на течение в целом с помощью термоанемометрии.

Исследования проводились в аэродинамической трубе T-324 Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН. Контроль скорости набегающего потока U_0 осуществлялся с помощью трубки Пито – Прандтля, соединенной с электронным манометром. Эксперимент проводился при $U_0 = 9,2$ м/с.

Модель скользящего крыла была выполнена из органического стекла (полиметилметакрилат) с углом скольжения $\chi = 45^{\circ}$ Крыловой профиль образован цилиндром радиусом 40 мм и двумя сходящимися плоскостями. Размах крыла 980 мм, хорда 400 мм. Нежелательные возмущения, формирующиеся на стенках трубы, отсекались концевыми шайбами, расположенными на модели крыла (рис. 1). Модель была установлена под углом атаки $\alpha = -11, 1 \pm 0, 2^{\circ}$ для формирования благоприятного градиента давления над верхней плоскостью крыла.

Формирование стационарных возмущений на передней кромке крыла осуществлялось с помощью цилиндрического элемента шероховатости высотой 0,78 мм и диаметром 1,6 мм. Шероховатость располагалась на расстоянии 68,7° от линии симметрии профиля крыла (рис. 1). На плоской части крыла была установлена двумерная шероховатость шириной 15 мм и длиной 270 мм. Данная шероховатость была многослойной, и ее толщина варьировалась от 0 до 1,04 мм с шагом 0,13 мм.

Предварительные термоанемометрические измерения показали наличие благоприятного градиента давления на исследуемой поверхности крыла, что удовлетворяет изначальным поставленным условиям.



Puc. 1. Схема эксперимента *Fig. 1.* Experimental setup

На модели крыла был размещен цилиндрический элемент шероховатости. В структуре течения отчетливо наблюдалась стационарная структура, состоящая из одной области дефекта и одной области превышения скорости (рис. 2, $h_{2D} = 0$ мм). В дополнение к цилиндрическому элементу шероховатости на плоской части крыла устанавливалась двумерная шероховатость. Проведены термоанемометрические измерения, по результатам которых получено распределение стационарного возмущения скорости для различных высот двумерных шероховатостей (рис. 2). Ее заметное влияние на течение наблюдается начиная с высоты $h_{2D} = 0,52$ мм – возникают дополнительные продольные структуры. Дальнейшее увеличение высоты двумерной шероховатости усиливает этот процесс, амплитуда дополнительных продольных структур становится больше, а амплитуда основного возмущения становится меньше ниже по течению.



Рис. 2. Влияние высоты двумерного элемента шероховатости на распределение скорости стационарного возмущения

Fig. 2. Influence of the two-dimensional roughness element height on the velocity distribution of the stationary disturbance

Дополнительную информацию после обработки приносит представление данных в виде изоконтуров равной амплитуды, расположенных с логарифмическим шагом (рис. 3). В представлении цвет изолинии зависит от величины скорости. В качестве нулевого значения выбран зеленый цвет. Области превышения скорости показаны изолиниями в диапазоне цветов от зеленого к красному. Области дефекта скорости соответствует диапазон цветов от зеленого к синему. Видно, что продольные структуры формируются не только за цилиндрическим элементом шероховатости, но также и за самой двумерной шероховатостью. Процессы, которые при этом имеют место, аналогичны – происходит мультипликация продольной структуры. Несмотря на то что амплитуда продольных структур, генерируемых двумерной шероховатостью, гораздо меньше генерируемых цилиндрическим элементом шероховатости, местоположение мультипликации продольных структур примерно одинаковое.

Проводились исследования при наложении акустического поля при высоте двумерного элемента шероховатости $h_{2D} = 0,65$ мм (рис. 4). Видно, что частота звука f = 500 Гц приводит к сильному перестроению течения и возникновению новых продольных структур. Используя логарифмическое представление данных (рис. 4, нижний ряд), можно выделить, что конечные поперечные масштабы возмущений в режимах с наложением акустики и без наложения совпадают. Поэтому данное воздействие можно охарактеризовать как ускорение естественного процесса мультипликации. Следует подчеркнуть, что акустическое воздействие с частотой 1500 Гц не привело к заметному перестроению течения (рис. 4).



Puc. 3. Влияние высоты двумерного элемента шероховатости на стационарные возмущения за ним *Fig.* 3. Influence of the two-dimensional roughness element on stationary disturbances forming behind it



Puc. 4. Влияние акустического поля на распределение стационарного возмущения скорости за двумерным элементом шероховатости $h_{2D} = 0,65$ мм *Fig. 4.* Influence of the acoustic field application on the distribution of the stationary disturbance velocity

Fig. 4. Influence of the acoustic field application on the distribution of the stationary disturbance velocity behind two-dimensional roughness element $h_{2D} = 0.65$ mm

В результате данного исследования удалось установить, что двумерная шероховатость локально дестабилизирует вторичные возмущения, зарождающиеся в набегающем стационарном возмущении. Двумерная шероховатость высотой с толщину вытеснения пограничного слоя и более приводит к снижению устойчивости пограничного слоя к возмущениям (в данных экспериментальных условиях это были частоты около 500 Гц). Вдоль по течению наблюдается перестроение трансверсального масштаба продольных структур. Наложение акустического поля с частотой 500 Гц приводит к интенсификации процессов перестроения масштаба продольных структур и к увеличению области с турбулентным режимом течения.

Следующей частью исследования является переход к турбулентности на модели трапециевидного летающего крыла. Выбор данной модели обусловлен возможностью проводить эксперименты при натурных числах Рейнольдса и реальных скоростях потока, при которых и летают реально существующие летательные аппараты. При проведении экспериментов на модели трапециевидного крыла требовалось адаптировать ранее изученные при работе со скользящим крылом методики и с их помощью исследовать процессы, протекающие за элементами шероховатости, расположенными на поверхности летающего крыла.



Серия экспериментов проводилась в рабочей части аэродинамической трубы Т-324 Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Скорость набегающего потока варьировалась в диапазоне от 7,2 до 20 м/с. Использовалась модель стреловидного крыла с гладкой поверхностью, изготовленная из дерева и покрытая лаком. Форма модели и ее размеры представлены на рис. 5, *а*. Исследования проводились на наветренной стороне модели. Для формирования благоприятного градиента давления крыло устанавливалось в рабочей части трубы под отрицательным углом атаки $\alpha = -5^{\circ}$, и в дальнейшем это значение не менялось во всех измерительных сериях. Это позволило реализовать благоприятные условия для развития возмущений неустойчивости поперечного течения, а также подавить волны Толлмина – Шлихтинга.



Рис. 6. Визуализация пристенного течения на гладкой поверхности крыла (*a*) и за элементом шероховатости (δ) *Fig.* 6. Visualization of the wall-adjacent flow on the smooth surface of the wing (*a*) and behind roughness element (δ)

С помощью методики жидкокристаллической термографии были получены картины визуализации течения в отсутствии (рис. 6, *a*) и при наличии (рис. 6, *б*) трехмерного элемента шероховатости. Видно, что даже в отсутствие элементов шероховатости на передней кромке крыла происходит формирование продольных структур. При установке трехмерного элемента шероховатости высотой $h_{2D} = 0,98$ мм на расстоянии 6 мм от передней кромки (область максимальной восприимчивости для данной конфигурации) происходит формирование стационарной продольной структуры, которая вниз по течению увеличивается в размерах, а также слегка отклоняется от нормали.

С помощью термоанемометрии при скорости набегающего потока $U_0 = 10$ м/с было получено распределение пульсаций скорости в виде изоконтуров в плоскости *yz* в зависимости от координаты *x* (рис. 7). Видно, что за трехмерным элементом шероховатости формируются два стационарных возмущения внутри продольной структуры (рис. 7, *a*). Эти вихри вращаются в направлении друг к другу. Различие их геометрических размеров между собой обусловлено наличием и, соответственно, влиянием поперечного течения, существующего на крыле, которое усиливает сонаправленное возмущение и подавляет противоположно направленное. Двигаясь ниже по течению, эти вихри постепенно увеличиваются в размерах по координате *y* и по координате *z* (рис. 7, *б*, *в*, *г*). Это приводит к увеличению самой продольной структуры, что также наблюдалось во время проведения визуализации методом жидкокристаллической термографии.



Рис. 7. Изолинии пульсаций скорости в плоскости *yz* за элементом шероховатости при x = 81 (*a*), 101 (*б*), 151 (*в*) и 251 (*г*) мм

Fig. 7. Isolines of the velocity pulsations in the *yz* plane behind roughness element for x = 81 (*a*), 101 (*b*), 151 (*b*) μ 251 (*z*) mm

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4 Был проведен спектральный анализ (рис. 8) в точках, соответствующих максимуму по амплитуде пульсаций по координате z, и в максимуме по координате y при x = 81, 101, 151, 251 мм. Эти точки приходились на возмущение внутри продольной структуры, которое усиливалось поперечным течением. Спектральный анализ пульсаций скорости течения за элементом шероховатости показал наличие волновых пакетов в области высоких частот (рис. 8, a, δ). При x = 81 мм отчетливо наблюдаются два пика в области 1,7 и 2,4 кГц. При смещении вниз по течению видно нарастание амплитуды и при x = 151 мм происходит формирование пакета на частоте 1 кГц. Дальнейшее смещение вдоль потока показывает, что для x = 251 мм спектр переходит в область низких частот. Таким образом, можно отметить, что на начальном этапе наблюдаются преобладание высоких частот, но со смещением вниз по течению основной вклад начинают давать низкие частоты.







В результате данного исследования были получены картины визуализации обтекания гладкой поверхности модели и течения за элементом шероховатости. Зафиксировано образование продольных структур вблизи передней кромки при благоприятном градиенте давления. Было показано, что за шероховатостью формируется продольная структура, внутри которой существуют два стационарных возмущения. Эти вихри имеют разные геометрические размеры относительно друг друга вследствие влияния поперечного течения. При движении вниз по потоку размеры вихрей увеличиваются, и происходит незначительная деформация их формы. Частотный состав пульсаций при этом смещается в область низких частот.

В заключительной части экспериментальных исследований акцент смещается на изучение возможности управления течением с помощью отсоса пограничного слоя. Моделируется ситуация, когда на наветренной стороне, по центру летательного аппарата находится видеокамера.



Рис. 9. Модель прямого крыла (*a*), увеличенный участок мелкоперфорированной вставки (*б*) и схема отсоса пограничного слоя (*в*)

1 – крыло, 2 – мелкоперфорированная вставка, 3 – трехмерный элемент шероховатости
 Fig. 9. Model of the straight wing (a), magnified part of the small-sized perforated section (б) and boundary layer suction setup (в)
 1–straightwing, 2–small-sized perforated section, 3–three-dimensional roughness element

Использованная в эксперименте модель крыла представляла собой прямоугольное крыло, с симметричным профилем NACA 0012. Хорда с = 501 мм, размах L = 950 мм, максимальная толщина t = 60 мм. Схема модели крыла представлена на рис. 9, *а*. Крыло располагалось в рабочей части под отрицательным углом атаки $\alpha = -6,5^{\circ}$ и под нулевым углом скольжения. Трехмерный цилиндрический элемент шероховатости играл роль источника возбуждения стационарных возмущений. Высота элемента составила 1,7 мм, диаметр 1,8 мм. Элемент шероховатости располагался на расстоянии 215 мм от передней кромки крыла. Расстояние между элементом шероховатости и началом вставки составляло 75 мм.



Рис. 10. Распределение пульсаций скорости естественных возмущений за элементом шероховатости вдоль хорды крыла в широком диапазоне частот (0 < f < 2 кГц)

1-без отсоса, 2-с отсосом

Fig. 10. Distribution of velocity pulsations of natural disturbances behind roughness element along the wing's chord for wide frequency range $(0 \le f \le 2 \text{ kHz})$

1-suction is turned off, 2-suction is turned on

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4



Рис. 11. Распределение пульсаций скорости для возмущений с наложенным акустическим полем в следе за шероховатостью вдоль хорды крыла в широком диапазоне частот (0 < f < 2 кГц) 1 − без отсоса, 2 − с отсосом

Fig. 11. Distribution of velocity pulsations for disturbances with acoustic field applied behind roughness element along the wing's chord for wide frequency range $(0 \le f \le 2 \text{ kHz})$ *1*-suction is turned off, 2-suction is turned on

Исследования проводились как с естественными, так и искусственными возмущениями, генерируемыми с помощью акустики на частоте 120 Гц с интенсивностью звука 90 дБ.

Как в случае естественных, так и при наложении искусственных возмущений, удалось снизить интенсивность интегральных пульсаций скорости в следе за шероховатостью для «естественных возмущений» малых амплитуд в 5 раз (рис. 10) и в 90 раз для усиленных звуковым воздействием возмущений (рис. 11).

Кроме того, было установлено, что распределенный отсос в области неблагоприятного градиента давления воздействует на среднее течение, устраняя отрыв потока у задней кромки крыла. Воздействие распределенного по поверхности отсоса на течение внутри пограничного слоя за элементом шероховатости приводит к полному устранению неоднородности течения – стационарной продольной структуры.

Заключение

Адаптирована методика жидкокристаллической термографии для исследования процесса ламинарно-турбулентного перехода на скользящем крыле и модели трапециевидного летающего крыла (при натурных скоростях полета и числах Рейнольдса). Отработана методика обнаружения области максимальной восприимчивости продольных структур к шероховатости на передней кромке скользящего крыла и модели трапециевидного летающего крыла (при натурных скоростях полета и числах Рейнольдса). Отработана методика обнаружения области максимальной восприимчивости продольных структур к шероховатости на передней кромке скользящего крыла и модели трапециевидного летающего крыла (при натурных скоростях полета и числах Рейнольдса). Показано, что двумерная ступенька приводит к появлению периодических продольных структур на модели скользящего крыла. Исследование течения на наветренной стороне модели летающего крыла с установленным на поверхности трехмерным элементом шероховатости высотой $h_{3D} = 0,98$ мм (сравнимой с толщиной пограничного слоя в месте расположения) при скорости набегающего потока 10 м/с показало:

а) продольная структура состоит из двух стационарных возмущений;

б) стационарные возмущения имеют разный размер, обусловленный наличием поперечного течения;

в) при движении вниз по течению размеры возмущений увеличиваются, а частотный состав пульсаций смещается в область низких частот, что хорошо согласуется результатами прежних работ.

Показано, что распределенный отсос через гидравлически гладкую проницаемую поверхность как при «естественных возмущениях» малых интенсивностей, так и на возмущениях, усиленных внешним акустическим полем, снижает в 5 раз интенсивность пульсаций скорости в следе за шероховатостью в случае «естественных возмущений» малых амплитуд и в 90 раз для усиленных внешним звуковым воздействием возмущений. Воздействие распределенного по поверхности отсоса на течение внутри пограничного слоя за элементом шероховатости приводит к полному устранению стационарной продольной структуры. При этом ниже области отсоса пограничный слой становится ламинарным и однородным (двумерным) по размаху крыла, происходит реламинаризация начального турбулентного течения.

Список литературы

- 1. Kozlov V. V., Levchenko V. Ya., Sova V. A., Shcherbakov V. A. Acoustic Field Effect on Laminar Turbulent Transition on a Swept Wing in the Favourable Pressure Gradient Region // Fluid Dynamics. 2003. Vol. 38. No. 6. P. 868–877.
- White E. B., Saric W. S. Secondary instability of crossflow vortices // J. Fluid Mech. 2005. V. 525, p. 275–308.
- 3. Толкачев С. Н., Горев В. Н., Козлов В. В. Исследование возникновения и развития стационарных и вторичных возмущений в области благоприятного градиента давления на скользящем крыле // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8, вып. 2. С. 55–69.
- 4. Schubauer G. B., Skramstad H. K. Laminar boundary layer oscillations and transition on a flat plate // NACA TN 909. 1948.
- 5. Boiko A. V., Grek G. R., Dovgal A. V., Kozlov V. V. The Origin of Turbulence in Near-Wall Flows // Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2002. P.268
- Bippes H., Wiegel M., Bertolotti F. Experiments on the control of crossflow instability with the aid of suction through perforated walls // Mechanics of Passive and Active Flow Control / Ed. by G. E. A. Meier, P. R. Viswanath. – Dordrecht: Kluwer, 1999. – P. 165–170.
- 7. Литвиненко Ю. А., Козлов В. В., Чернорай В. Г., Грек Г. Р., Лефдаль Л. Л. Управление неустойчивостью поперечного течения скользящего крыла с помощью отсоса // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т.10, № 4. С. 559–567.
- 8. Грек Г. Р., Катасонов М. М., Козлов В. В., Корнилов В. И. Влияние распределенного отсоса на развитие возмущений на крыловом профиле // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. 2020. Т. 491 № 1. С. 75–79.
- 9. Козлов В. В., Грек Г. Р., Катасонов М. М., Корнилов В. И., Садовский И. А. Воздействие распределенного отсоса на развитие собственных возмущений пограничного слоя на нелинейной стадии их развития // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. 2020. Т. 493 № 1. С. 51–56.

References

- 1. Kozlov V. V., Levchenko V. Ya., Sova V. A., Shcherbakov V. A. Acoustic Field Effect on Laminar Turbulent Transition on a Swept Wing in the Favourable Pressure Gradient Region. *Fluid Dynamics*, 2003, vol. 38, no. 6, pp. 868–877.
- 2. White E. B., Saric W. S. Secondary instability of crossflow vortices. J. Fluid Mech., 2005, vol. 525, pp. 275–308.
- 3. Tolkachev S. N., Gorev V. N., Kozlov V. V. Investigation of formation and development of stationary and secondary disturbances in the favourable pressure gradient area on the swept wing. *Vestnik NSU: Physic*, 2013, vol. 8, no. 2, pp. 55–69.
- 4. Schubauer G. B., Skramstad H. K. Laminar boundary layer oscillations and transition on a flat plate. NACA TN 909, 1948.

- 5. Boiko A. V., Grek G. R., Dovgal A. V., Kozlov V. V. The Origin of Turbulence in Near-Wall Flows. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002. P. 268.
- Bippes H., Wiegel M., Bertolotti F. Experiments on the control of crossflow instability with the aid of suction through perforated walls. Mechanics of Passive and Active Flow Control; Ed. by G. E. A. Meier, P. R. Viswanath. Dordrecht: Kluwer, 1999. Pp. 165–170.
- 7. Litvinenko Yu. A., Kozlov V. V., Chernorai V. G., Grek G. R., Lefdale L. L. Control of the instability of the cross-section of a swept wing by means of suction. *Thermophysics and aerodynamics*, 2003. vol. 10, no. 4, pp. 559–567.
- 8. Grek G. R., Katasonov M. M., Kozlov V. V., Kornilov V. I. Influence of distributed suction on the development of disturbances on the airfoil. Reports of the Russian Academy of Sciences. *Physics, technical sciences*, 2020, vol. 491, no. 1, pp. 75–79.
- Kozlov V. V., Grek G. R., Katasonov M. M., Kornilov V. I. Sadovskii I. A. The impact of distributed suction on the development of intrinsic perturbations of the boundary layer at the nonlinear stage of their development. Reports of the Russian Academy of Sciences. Physics, technical sciences, 2020, vol. 493, no. 1, pp. 51–56.

Информация об авторе

Каприлевская Валерия Станиславовна, младший научный сотрудник

Information about the Author

Valeria S. Kaprilevskaya, junior researcher, Khiristanovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

Статья поступила в редакцию 20.10.2022; одобрена после рецензирования 27.10.2022; принята к публикации 27.10.2022

The article was submitted 20.10.2022; approved after reviewing 27.10.2022; accepted for publication 27.10.2022

Научная статья

УДК 532.526 DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-58-71

О методике оценки взаимосвязи возмущений с помощью цифровой обработки сигналов применительно к измерениям в сверхзвуковых течениях

Леонид Владимирович Афанасьев¹, Александр Дмитриевич Косинов² Алексей Анатольевич Яцких³, Софья Андреевна Шипуль⁴ Николай Васильевич Семёнов⁵

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

Новосибирск, Россия

¹l.afanasev@itam.nsc.ru ²kosinov@itam.nsc.ru ³yatskikh@itam.nsc.ru ⁴shipul@itam.nsc.ru ⁵semion@itam.nsc.ru

Аннотация

В работе описана методика цифровой обработки сигналов для определения взаимосвязи возмущений в сверхзвуковом потоке и пульсаций пограничного слоя модели плоской пластины. Приведены оценки погрешности предложенного метода обработки данных, представлены результаты эксперимента, проведенного для демонстрации метода на реальных данных.

Ключевые слова

эксперимент, сверхзвуковые течения, термоанемометр постоянного сопротивления, коэффициент корреляции, погрешность измерения

Благодарность

Эксперименты проведены с использованием оборудования ЦКП «Механика». Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00666, https://rscf.ru/project/22-19-00666/.

Для цитирования

Афанасьев Л. В., Косинов А. Д., Яцких А. А., Шипуль С. А., Семёнов Н. В. О методике оценки взаимосвязи возмущений с помощью цифровой обработки сигналов применительно к измерениям в сверхзвуковых течениях // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17, № 4. С. 58–71. DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-58-71

© Афанасьев Л. В., Косинов А. Д., Яцких А. А., Шипуль С. А., Семёнов Н. В., 2022

On the Methodology for Estimating the Relationship of Disturbances Using Digital Signal Processing in Relation to Measurements in Supersonic Flows

Leonid V. Afanasyev¹, Alexandr D. Kosinov², Alexey A. Yatskikh³ Sofia A. Shipul⁴, Nikolay V. Semionov⁵

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

> ¹l.afanasev@itam.nsc.ru ²kosinov@itam.nsc.ru ³yatskikh@itam.nsc.ru ⁴shipul@itam.nsc.ru ⁵semion@itam.nsc.ru

Abstract

The paper describes a digital signal processing technique for determining the relationship between disturbances in a supersonic flow and pulsations of the boundary layer of a flat plate model. Estimates of the error of the proposed data processing method are given, the results of an experiment conducted to demonstrate the method on real data are presented.

Keywords

experiment, supersonic currents, constant temperature anemometer, correlation coefficient, measurement error

Funding

The study was conducted at the Equipment Sharing Center «Mechanics» of ITAM SB RAS. The research was supported by the Russian Science Foundation project no. 22-19-00666, https://rscf.ru/en/project/22-19-00666/.

For citation

Afanasyev L. V., Kosinov A. D., Yatskikh A. A., Shipul S. A., Semionov N. V. On the Methodology for Estimating the Relationship of Disturbances Using Digital Signal Processing in Relation to Measurements in Supersonic Flows. *Siberian Journal of Physics*, 2022, vol. 17, no. 4, pp. 58–71. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-58-71

1. Введение

Метод взаимно корреляционных измерений является одним из основных методов исследования турбулентных течений, поскольку позволяет определить временные и пространственные масштабы возмущений. Однако стоит заметить, что применение корреляционного анализа не ограничивается турбулентными течениями, так, в работе [1] впервые использован корреляционный анализ для определения влияния пульсаций сверхзвукового потока на пограничный слой острой пластины и конуса при различных числах Маха. В работе использовались аналоговые методы корреляционных измерений, такие как коррелометры и линии задержки. Использование аналоговой техники накладывает серьезные ограничения на проведение эксперимента, такие как удорожание самого эксперимента, ввиду большой длительности измерений, усложнение измерительной системы, большая сложность работы с аналоговыми приборами.

Обойти данные ограничения позволяют цифровые методы вычисления взаимнокорреляционных и автокорреляционных функций, данные методы получили активное развитие в 70-е годы прошлого столетия [2; 3]. Однако вычислительная сложность алгоритмов не позволила активно использовать эту методику.

На текущий момент существует ряд работ, в которых представлены результаты корреляционных измерений в сверхзвуковых пограничных слоях, полученных цифровым методом [4–8]. Данные работы демонстрируют возможности цифровой методики обработки сигналов при взаимнокорреляционных измерениях, однако недостатком является отсутствие описания самой методики.

2. Оценка корреляционной функции

Рассмотрим две выборки x_n , y_n , n = 1, 2, 3, ..., N из случайных сигналов x, y. Меру линейности связи x_n , y_n , т. е. их *корреляцию*, которая определяется как:

$$\sigma_{xy} = E[(x - \mu_x)(y - \mu_y)] = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} (x_n - \mu_x)(y_n - \mu_y).$$

Тогда коэффициент корреляции:

$$\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_x \sigma_y}, -1 \le \rho_{xy} \le 1.$$

Аналогично коэффициент корреляции двух дискретных сигналов для произвольного сдвига j-сигналов относительно друг друга:

$$C_{xy,j} = E\left[(x - \mu_x)(y - \mu_y)\right] = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_n - \mu_x)(y_{n+j} - \mu_y) = R_{xy,j} - \mu_x \mu_y, \quad (1)$$

где R_{xy} – взаимный ковариационный коэффициент x_n и y_n :

$$R_{xy,j} = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} x_n y_{n+j}.$$
 (2)

При этом нормированная корреляционная функция:

$$\rho_{xy,j} = \frac{C_{xy,j}}{\sqrt{C_{xx,0j}C_{yy,0}}} = \frac{R_{xy,j} - \mu_x \mu_y}{\sqrt{[R_{xx,0} - \mu_x^2][R_{yy,0} - \mu_y^2]}},$$
(3)

 $\left|\rho_{xy,j}\right| \leq 1$ для всех *j*.

Ввиду того что шумы, далее исследуемые в работе, имеют гауссово распределение вероятности, корреляционная функция совпадает с ковариационной ($\mu_i = 0$). Однако при оценке взаимосвязи корреляции сигналов, полученных непосредственно с АЦП, нужно учитывать, что из-за смещения нуля АЦП, $\mu_i \neq 0$, это необходимо учитывать.

Формулы 1–3 дают несмещенные оценки только при выполнении условия N $\rightarrow \infty$, в противном случае необходимо использовать оценку следующего вида:

$$R_{xy,j} = \frac{1}{N-j} \sum_{n=1}^{N-j} x_n y_{n+j}$$

Удобно воспользоваться соотношением между спектральными плотностями и ковариационной функцией стационарного процесса. Данные соотношения получаются с помощью теоремы о свертке функций и свойства преобразования Фурье об инверсии аргумента функции [11, 12]:

$$X_{k} = \sum_{n=1}^{N} x_{n} e^{-\frac{2\pi i}{N}kn},$$

$$Y_{k} = \sum_{n=1}^{N} y_{n} e^{-\frac{2\pi i}{N}kn},$$

$$R_{xy,j} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} X_{k}^{*} Y_{k} e^{\frac{2\pi i}{N}kj},$$

$$n = 1..N, k = 1..N.$$
(4)

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4 Взаимную спектральную плотность мощности сигналов далее будем обозначать как

$$S_{xy,k} = X_k^* Y_k,$$

однако оценка ковариационной функции 4 является циклической.

Для устранения эффекта цикличности необходимо перед использованием быстрого преобразования Фурье дополнить исходную последовательность нулями до двойного размера [9].

3. Оценка взаимной спектральной плотности двух сигналов

Основным средством определения взаимосвязи сигналов на конкретных частотах является квадрат функции когерентности [9–11]:

$$\gamma_{xy,k}^2 = \frac{\left|S_{xy,k}\right|^2}{S_{xx,k}S_{yy,k}}$$

Для ограниченных во времени сигналов необходимо применять оценку квадрата функции когерентности:

$$\hat{\gamma}_{xy,k}^2 = \frac{\left|\hat{S}_{xy,k}\right|^2}{\hat{S}_{xx,k}\hat{S}_{yy,k}}.$$

 $\hat{S}_{xy,k}, \hat{S}_{xx,k}, \hat{S}_{yy,k}$ есть оценки спектральных плотностей (здесь и далее «шляпкой» обозначается оценка величины):

$$\hat{S}_{xy,k} = \sum_{l=1}^{n_d} X_{l,k}^* Y_{l,k}.$$

Оценки спектральных плотностей получаются путем разбиения изначальной реализации длиной N на n_d частей, таким образом, каждая из реализаций имеет размер N/n_d , w – оконная функция:

$$X_{l,k} = \sum_{n=1}^{N/n_d} x_{l,n} w_n e^{-\frac{2\pi i}{N}kn},$$

$$Y_{l,k} = \sum_{n=1}^{N/n_d} y_{l,n} w_n e^{-\frac{2\pi i}{N}kn}.$$

Оценка фазового угла (взаимной фазы сигналов) между гармоническими составляющими сигналов может быть получена на основе взаимного спектра возмущений:

$$\hat{\theta}_{xy,k} = \operatorname{arctg}\left(\frac{\operatorname{Re}(\hat{S}_{xy,k})}{\operatorname{Im}(\hat{S}_{xy,k})}\right).$$

4. Численный анализ поведения взаимных статистических характеристик двух сигналов

В связи с тем что в литературе не удалось найти рекомендаций по выбору величины дробления исходной реализации и выбора оконной функции для оценки квадрата функции когерентности, был проведен численный анализ, позволивший определить наиболее приемлемые параметры для вычисления квадрата функции когерентности. Для адекватного использования квадрата функции когерентности необходимо знать следующее:

• среднеквадратичное отклонение оценки квадрата когерентности $\hat{\gamma}_{xy}^2(f)$ от истинного значения квадрата когерентности $\gamma_{xy}^2(f)$ в зависимости от используемой оконной функции;

• величину среднеквадратичного отклонения оценки квадрата когерентности $\hat{\gamma}_{xy}^2(f)$ от истинного значения квадрата когерентности $\gamma_{xy}^2(f)$ как функцию числа суммирований, используемых для оценки, и коэффициента их перекрытия.

Данные величины можно получить с помощью численного расчета.

Для получения необходимых оценок использованы сигналы в виде белого шума, так как для двух сигналов вида:

$$\begin{aligned} x &= n_1 + G n_2, \\ y &= n_2 + G n_1, \end{aligned}$$

где n_1 , n_2 – белый шум, имеющий нулевое среднее значение, G – некий численный коэффициент; известно точное значение квадрата когерентности [2]:

$$\gamma_{xy}^2(f) = \frac{4G}{(1-G^2)^2}$$

Среднеквадратичное отклонение $\hat{\gamma}_{xy}^2$ от γ_{xy}^2 вычисляется следующим образом:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N/n_d} \sum_{i=1}^{N/n_d} (\hat{\gamma}_{xy,i}^2 - \gamma_{xy}^2)},$$

где коэффициент перекрытия определен как

$$O_f = \frac{N/n_d - a}{N/n_d}$$

Параметр *n_d* – это требуемое количество отрезков без пересечения, *a* – смещение между перекрывающимися отрезками (рис. 4.1).



Рис. 4.1. Пример разбиения длинной реализации на непересекающиеся отрезки с использованием оконной функции Хеннинга, $n_d = 3$, N = 300 отсчётов, a = 0. Красным показан сигнал, синим – оконная функция

Fig. 4.1. An example of splitting epy implementation length into disjoint segments using the Henning window function $n_d = 3$, N = 300 samples, a = 0. The signal is shown in red, the window function is shown in blue



Рис. 4.2. Пример разбиения длинной реализации на отрезки с перекрытием $O_f = 0,7$, использована оконная функция Хеннинга, $n_d = 3$, N = 300 отсчётов, a = 30. Красным показан сигнал, синим – оконная функция

Fig. 4.2. An example of splitting epy implementation length into disjoint segments using the Henning window function, $n_d = 3$, N = 300 samples, a = 30. The signal is shown in red, the window function is shown in blue

Далее приведены зависимости среднеквадратичного отклонения оценки квадрата когерентности от весовой функции, коэффициента перекрытия и величины дробления исходной последовательности.



Рис. 4.3. Зависимость среднеквадратичного отклонения оценки квадрата когерентности от коэффициента перекрытия и используемого весового окна, $n_d = 128$, N = 4096*Fig. 4.3.* The dependence of the standard deviation of the coherence square estimate on the overlap coefficient and the window function used $n_d = 128$, N = 4,096



Рис. 4.4. Среднеквадратичное отклонение для $n_d = 32$, $O_f = 0,625$, N = 4096*Fig. 4.4.* Standard deviation for $n_d = 32$, $O_f = 0.625$, N = 4,096



Рис. 4.5. Среднеквадратичное отклонение для $n_d = 64$, $O_f = 0,625$, N = 4096*Fig. 4.5.* Standard deviation for $n_d = 64$, $O_f = 0.625$, N = 4,096



Рис. 4.6. Среднеквадратичное отклонение для $n_d = 128$, $O_f = 0.625$, N = 4096*Fig. 4.6.* Standard deviation for $n_d = 128$, $O_f = 0.625$, N = 4.096



Рис. 4.7. Среднеквадратичное отклонение для $n_d = 256$, $O_f = 0.625$, N = 4096*Fig. 4.7.* Standard deviation for $n_d = 256$, $O_f = 0.625$, N = 4.096

Приведенные выше рисунки (4.3–4.7) показывают, что наилучшая сходимость достигается при использовании окна Хеннинга для значений коэффициента перекрытия более 0,6 и максимально возможной величины дробления исходной последовательности n_d . Полученные результаты находятся в полном согласовании с работами [2; 3], где показано, что оценка спектральных плотностей с помощью перекрывающихся отрезков позволяет получить более точные значения квадрата функции когерентности.

Однако увеличение n_d приводит к уменьшению разрешения по частоте, по этой причине в дальнейшем будет использоваться $n_d = 128$ и $O_f = 0,625$.

5. Экспериментальные результаты

Для демонстрации применения данной методики предлагается рассмотреть результаты эксперимента, проведенного в лаборатории №14 ИТПМ СО РАН. Эксперимент выполнен при числе Маха M = 2,5, единичного числах Рейнольдса $Re_1 = 6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Эксперимент проведен в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН. Использовалась модель пластины с цилиндрической передней кромкой радиусом 0,5 мм, пульсации потока измерялись при помощи двух термоанемометров постоянного сопротивления (ТПС) серии СТА-2017 [13]. Один датчик был установлен на координатном устройстве, второй датчик монтировался под пластиной таким образом, чтобы его чувствительный элемент находился за головной ударной волной. Использовались датчики, изготовленные из вольфрамовой нити толщиной 8 мкм, длиной 1,7 мм, перегрев датчиков составлял 0,8. Боковые стенки рабочей части аэродинамической трубы отполированы.

Пульсационные сигналы ТПС оцифровывались посредством АЦП L-CardE20-10 с частотой дискретизации 750 кГц и длиной реализации 2²¹ точек.



Рис. 5.1. Схема эксперимента: 1 и 2 – расположение датчиков термоанемометра, 3 – модель плоской пластины с цилиндрической передней кромкой

Fig. 5.1. Experimental scheme: 1 and 2–the location of the hot-wires, 3–the model of a flat plate with a cylindrical leading edge



При обработке данных используются следующие параметры $n_d = 128$ и $O_f = 0,625$. Для исключения влияния сетевых помех используется предварительная цифровая фильтрация для отсечения частот ниже 200 Герц.

Рис. 5.2. Распределение коэффициентов корреляции между возмущениями свободного потока и пульсациями потока над пограничным слоем при *z* = 0 мм, *y* = 7 мм:

а – автокорреляционная функция возмущений над пластиной; *б* – автокорреляционная функция возмущений свободного потока в зависимости от положения датчика над пластиной; *в* – взаимно корреляционная функция возмущений свободного потока и пульсаций потока над пластиной

Fig. 5.2. Distribution of correlation coefficients between free flow perturbations and flow pulsations over the boundary layer at z = 0 mm, y = 7 mm: *a*—autocorrelation function of perturbations over the plate; δ —autocorrelation function of free flow disturbances depending on the position of the sensor above the plate; *e*—cross-correlation function of free flow disturbances and pulsations of the flow over the plate

Полученные автокорреляционные функции показывают, что пульсации в свободном потоке и пульсации потока над пластиной имеют различное время когерентности.

Пространственно-временное распределение коэффициента взаимной корреляции (рис. 5.2, *в*) показывает, что существует некая взаимосвязь пульсаций на всем участке измерений *x* = -10..60 мм.



Рис. 5.3. а – распределение квадрата функции когерентности; δ – взаимной фазы по частотам в сечении по *x*, при *z* = 0 мм, *y* = 7 мм

Fig. 5.3. a – is the distribution of the square of the coherence function, δ –is the mutual phase over frequencies in the cross section over *z*, at *z* = 0 mm, *y* = 7 mm



Рис. 5.4. Распределение коэффициентов корреляции между возмущениями свободного потока и пульсациями пограничного слоя при $y/\delta \approx 0.6$, x = 60 мм:

a – автокорреляционная функция возмущений пограничного слоя; *б* – автокорреляционная функция возмущений свободного потока в зависимости от положения датчика над пластиной; *в* – взаимнокорреляционная функция возмущений свободного потока и пульсаций пограничного слоя

Fig. 5.4. Distribution of correlation coefficients between free flow disturbances and boundary layer pulsations at $y/\delta \approx 0.6$, x = 60 mm: *a*-autocorrelation function of boundary layer perturbations; δ -autocorrelation function of free flow disturbances depending on the position of the sensor above the plate; *e*-mutual correlation function of free flow disturbances and boundary layer pulsations

Распределение значения квадрата функции когерентности (рис. 5.3, *a*), показывает, что взаимосвязь существует на частотах до 5 кГц. Как в области x = -10..0 мм, т. е. перед пластиной, так и в области над пластиной, x = 0..60 мм.

Существует область (x = 10 мм), в которой взаимосвязь пульсаций свободного потока и пограничного слоя меньше, чем в остальных (рис. 5.2, *в*; 5.3, *a*), данное явление, возможно, объясняется прохождением головной ударной волны.

Распределение взаимной фазы показывает, что фаза имеет линейную зависимость от x. Околонулевой набег фазы виден в тот момент, когда верхний датчик находится непосредственно над датчиком под пластиной, рис. 5.3, δ , x = 7 мм.

Измерения вдоль передней кромки при x = 60 мм, показывают, что существует значительная взаимосвязь пульсаций свободного потока и пограничного слоя, коэффициент корреляции доходит до 0,5. Характер пространственно-временного распределения коэффициента взаимной корреляции показывает, что возмущения падают на переднюю кромку плоским фронтом.

Еще одним подтверждением того, что возмущения падают на переднюю кромку плоским фронтом, является распределение взаимной фазы в измеренном сечении (рис. 5.5, δ): видно, что во всем сечении набег фазы не зависит от координаты *z*, а только от частоты. Однако стоит отметить, что значения фазы являются определенными только до частот в 5 кГц. Причина состоит в том, что взаимосвязь пульсаций имеет место быть только до частот в 5 кГц, это видно из распределения значений квадрата функции когерентности (рис. 5.5, *a*).



Рис. 5.5. а – распределение квадрата функции когерентности; δ – взаимной фазы по частотам в сечении по *z*, $y/\delta \approx 0.6$, x = 60 мм

Fig. 5.5. a-the distribution of the square of the coherence function; δ -the mutual phase over frequencies in the cross section in *z*, *y*/ $\delta \approx 0.6$, *x* = 60 mm

Таким образом, данная методика позволяет определять не только наличие взаимосвязи между пульсациями сверхзвукового потока и возмущениями пограничного слоя, но и характер возмущений в потоке.

6. Заключение

В статье представлена методика измерения взаимосвязи посредством цифровых методов. Работоспособность данного метода показана на проведенных экспериментах по измерению взаимосвязи пульсаций свободного потока и пограничного слоя при числе Маха M = 2,5, единичного числа Рейнольдса $\text{Re}_1 = 6 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$.

Использование цифровой методики оценки взаимосвязи позволяет оценить такие параметры, как диапазон частот, в котором присутствует взаимосвязь возмущений, взаимную фазу возмущений, что применительно к измерениям в ламинарных течениях, позволяет произвести оценку характера волнового фронта возмущений.

Получены численные оценки погрешности определения квадрата функции когерентности, что является необходимым параметром при оценке диапазона частот, в котором присутствует взаимосвязь.

Список литературы

- Kendall J. M. «Supersonic Boundary Layer Stability Experiments», Proceedings of Boundary Layer Transition Study Group Meeting, Vol. II, Aerospace Corp, San Bernardino, Calif, Aug. 1967.
- 2. Carter G. C. Estimation of the Magnitude-Squared Coherence Function (Spectrum)- NUSC Technical Report 4343, 1972, 107 p.
- 3. Carter G. C., Knapp C. H. and Nuttall A. H. Estimation of the Magnitude-Squared Coherence Function Via Overlapped Fast Fourier Transform Processing // IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics-1973-Vol.21.
- 4. Afanasev L. V. et al. Correlation measurement of supersonic flow pulsations and boundary layer disturbances in wind tunnel at Mach 2 //AIP Conference Proceedings. AIP Publishing LLC, 2020. T. 2288. №. 1. C. 030029.
- Afanasev L. V. et al. The correlation of the pulsations of flow in the settling chamber with the pulsations of supersonic flow //Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2019. T. 1404. №. 1. C. 012074.
- 6. Afanasev L. V. et al. Cross-correlation measurement of disturbance initiated by weak shock wave in the flat plate boundary layer with blunt leading edge at Mach 2 //AIP Conference Proceedings. AIP Publishing LLC, 2021. T. 2351. №. 1. C. 040035.
- 7. Afanasev L. V. et al. Measurement of the correlation of disturbances from a weak shock wave and pulsations of the boundary layer of a flat plate with a blunted leading edge at Mach 2 // METHODS OF AEROPHYSICAL RESEARCH. 2020. C. 3.
- 8. Афанасьев Л. В., Косинов А. Д., Ермолаев Ю. Г., Семёнов Н. В. К взаимосвязи возмущений свободного сверхзвукового потока с возмущениями пограничного слоя при числе Маха // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 15. №. 2. С. 50–60.
- 9. Бендат Дж., Пирсон А. Применения корреляционного и спектрального анализа. М.: Мир, 1983. 312с.
- 10. Бендат Д., Пирсон А. Измерение и анализ случайных процессов. М.: Мир, 1974. Т. 11. 464 с.
- 11. Баскаков С. И. Радиотехнические цепи и сигналы, М.: Высшая школа, 2000. 462 с.
- 12. Васильев Д. В., Витоль М. Р., Горшенков Ю. Н. и др. Радиотехнические цепи и сигналы: Учебное пособие для вузов / Под ред. К.А. Самойло. М.: Радио и связь, 1982, 528 с.
- 13. Kosinov A. D. et al. "To the analysis of the natural pulsation development during laminarturbulent transition in supersonic boundary layer," in XXV Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM), AIP Conference Proceedings 1893, edited by V. M. Fomin (American Institute of Physics, Melville, NY, 2017), pp. 030073.

References

- Kendall J. M. Supersonic Boundary Layer Stability Experiments. Proceedings of Boundary Layer Transition Study Group Meeting, Vol. II, Aerospace Corp, San Bernardino, Calif, Aug. 1967.
- 2. Carter G. C. Estimation of the Magnitude-Squared Coherence Function (Spectrum) NUSC Technical Report 4343, 1972. 107 p.

- 3. Carter G. C., Knapp C. H., Nuttall A. H. Estimation of the Magnitude-Squared Coherence Function Via Overlapped Fast Fourier Transform Processing. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, 1973, vol. 21.
- 4. Afanasev L. V. et al. Correlation measurement of supersonic flow pulsations and boundary layer disturbances in wind tunnel at Mach 2. *AIP Conference Proceedings*, 2020, vol. 2288, no. 1, 030029.
- 5. Afanasev L. V. et al. The correlation of the pulsations of flow in the settling chamber with the pulsations of supersonic flow. *Journal of Physics: Conference Series*, 2019, vol. 1404, no. 1, 012074.
- Afanasev L. V. et al. Cross-correlation measurement of disturbance initiated by weak shock wave in the flat plate boundary layer with blunt leading edge at Mach 2. *AIP Conference Proceedings*, 2021, vol. 2351, no. 1, 040035.
- 7. Afanasev L. V. et al. Measurement of the correlation of disturbances from a weak shock wave and pulsations of the boundary layer of a flat plate with a blunted leading edge at Mach 2. *Methods of Aerophysical Research*, 2020, p. 3.
- 8. Afanasev L. V., Kosinov A. D., Yermolaev Yu. G., Semionov N. V. About the Relationship between Disturbances in a Free Supersonic Flow and Disturbances in a Boundary Layer at Mach Number 2. *Siberian Journal of Physics*, 2020, vol. 15, no. 2, pp. 50–60. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2020-15-2-50-60.
- 9. Bendat J., Piersol A. Engineering Application of Correlation and Spectral Analysis. New-York, 1980.
- 10. **Bendat J., Piersol A.** Measurement and analysis of random processes. Moscow: Mir, 1974. Vol. 11. 464 p. (in Russ.)
- 11. **Baskakov S. I.** Radio engineering circuits and signals, Moscow: Higher School, 2000. 462 p. (in Russ.)
- 12. Vasiliev D. V., Vitol M. R., Gorshenkov Yu. N. et al. Radio engineering circuits and signals: A textbook for universities; Ed. by K. A. Samoilo. M.: Radio and Communications, 1982, 528 p.
- Kosinov A. D. et al. To the analysis of the natural pulsation development during laminar-turbulent transition in supersonic boundary layer. In: XXV Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM), AIP Conference Proceedings 1893; Ed. by V. M. Fomin (American Institute of Physics, Melville, NY, 2017), p. 030073.

Информация об авторах

Афанасьев Леонид Владимирович, инженер-исследователь

- Косинов Александр Дмитриевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, заведующий лабораторией
- Семёнов Николай Васильевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник
- Шипуль Софья Андреевна, младший научный сотрудник
- **Яцких Алексей Анатольевич,** кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник

Information about the Authors

Leonid V. Afanasiev, engineer researcher, ITAM SB RAS

- Alexander D. Kosinov, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics), senior researcher, head of the laboratory, ITAM SB RAS
- Nikolai V. Semenov, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics), senior researcher, leading researcher, ITAM SB RAS

Sofia A. Shipul, junior researcher, ITAM SB RAS

Aleksey A. Yatskikh, Candidate of Sciences (Physics and Mathematics), junior researcher, ITAM SB RAS

Статья поступила в редакцию 23.11.2022; одобрена после рецензирования 28.12.22; принята к публикации 28.12.22

The article was submitted 23.11.2022; approved after reviewing 28.12.22; accepted for publication 28.12.22

Научная статья

УДК 532.526 DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-72-86

Установление особенностей структуры течения в пограничном слое на модели летающего крыла

Александр Михайлович Павленко¹, Борис Юрьевич Занин² Никита Сергеевич Алпацкий³, Елизавета Андреевна Мельник⁴

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

> ¹pavlenko@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-0982-153X ²zanin@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-3707-1713 ³petrov1van2015@yandex.ru ⁴melnik1999e@mail.ru

Аннотация

В дозвуковой аэродинамической трубе было экспериментально изучено влияние углов скольжения и атаки на отрывную структуру обтекания модели летающего крыла трапециевидной формы. В ходе этого фундаментального исследования были получены картины визуализации пристенного течения на подветренной стороне крыла при углах атаки 0 и 18 градусов и при скорости набегающего потока 25 м/с. Впервые было показано, что постепенное увеличение угла скольжения крыла приводит к реструктуризации обтекания вплоть до исчезновения локальной или глобальной области отрыва на одной из консолей модели; на второй консоли отрыв сохраняется. Увеличение угла атаки стреловидного крыла приводило к развитию области отрыва: от локально-отрывного пузыря до срыва с передней кромки с возвратным течением и образованием пары крупномасштабных вихрей. Впервые на поверхности модели такого типа для каждого режима были обнаружены особые точки, установив в которые источники возмущения в виде конусов можно добиться существенного улучшения обтекания крыла.

Ключевые слова

Локально отрывной пузырь, глобальный срыв потока, трехмерный пограничный слой, трапециевидное летающее крыло, управление потоком, угол скольжения, угол атаки, вихри.

Источник финансирования

Работа была выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2021–2023 гг. (номер гос. регистрации: 121030500149-8). Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Механика».

Для цитирования

Павленко А. М., Занин Б. Ю., Алпацкий Н. С., Мельник Е. А. Установление особенностей структуры течения в пограничном слое на модели летающего крыла // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17, № 4. С. 72–86. DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-72-86

© Павленко А. М., Занин Б. Ю., Алпацкий Н. С., Мельник Е. А., 2022
Features of the Flow Structure in the Boundary Layer on the Flying Wing Model

Alexander M. Pavlenko¹, Boris Yu. Zanin² Nikita S. Alpatskiy³, Elizaveta A. Melnik⁴

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

¹pavlenko@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-0982-153X ²zanin@itam.nsc.ru, https://orcid.org/0000-0002-3707-1713 ³petrov1van2015@yandex.ru ⁴melnik1999e@mail.ru

Abstract

In a subsonic wind tunnel, the effect of slip and attack angles on the separation structure of the flow around the model of a trapezoidal flying wing was experimentally studied. In the course of this fundamental study, visualization patterns of a near-wall flow on the leeward side of the wing were obtained at the angles of attack of 0 and 18 degrees and oncoming flow velocity of 25 m/s. It was shown for the first time that gradual increase in slip angle of the wing leads to the restructuring of the flow, up to the disappearance of the local or global separation region on one of the consoles of the model. At the same time, on the second console, the separation is maintained. An increase in the angle of attack of the swept wing led to the development of a separation region: from a locally separated bubble to separation from the leading edge with a reverse flow and the formation of a pair of large-scale vortices. For the first time, singular points on the surface of the model for each mode have been found; by setting cone-shaped perturbation sources in these points one can achieve a significant improvement in the flow around the wing.

Keywords

local separation bubble, global stall, three-dimensional boundary layer, trapezoidal flying wing, flow control, slip angle, angle of attack, vortices

Funding

This work was carried out within the framework of the Program of Fundamental Scientific Research of State Academies of Science for 2021–2023 (project 121030500149-8). The work was carried out using the Equipment Sharing Center "Mechanics" of ITAM SB RAS.

For citation

Pavlenko A. M., Zanin B. Yu., Alpatskiy N. S., Melnik E. A. Features of the Flow Structure in the Boundary Layer on the Flying Wing Model. *Siberian Journal of Physics*, 2022, vol. 17, no. 4, pp. 72–86. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-72-86

Введение

Разработка летательных аппаратов тесно сопряжена с вопросами совершенствования обтекания на основании полученных исследователями новых фундаментальных знаний о физических процессах, происходящих при взаимодействии самолета с окружающим воздухом во время полета. Немаловажно изучение физических явлений, имеющих место на крыле при различных углах атаки и скольжения: течения в присоединенном пограничном слое на поверхности крыла, многообразия отрывных течений, возникающих в диапазоне от малых до больших углов атаки, в том числе отрыва турбулентного пограничного слоя и срыва потока с передней кромки крыла. Отрыв потока – это физическое явление, возникающее при движении газов или жидкостей над твердой поверхностью или, наоборот, при движении тела в неподвижной жидкости или газе, которое заключается в том, что поток перестает двигаться вдоль поверхности и отходит от нее [1]. Факторы, приводящие к возникновению отрыва потока, – вязкость и изменение давления вдоль гладкой поверхности. Из-за них происходит замедление течения жидкости или газа с последующим увеличением пограничного слоя ниже по течению и формированием возвратного течения. В результате этих процессов происходит вынос заторможенной в пограничном слое жидкости (газа) во внешнее течение, и пограничный слой оттесняется от тела. В качестве примера можно привести обтекание крыла самолета, где эти условия реализуются. Выпуклая форма верхней поверхности крыла способствует появлению неблагоприятного градиента давления и отрыва потока за точкой перегиба профиля. Областью отрыва стационарного двумерного течения принято называть место на поверхности, где градиент скорости в направлении, перпендикулярном стенке, равен нулю. В классической литературе по данной тематике отрыв потока во многих случаях является отрывом пограничного слоя [2].

Развитие малоразмерной авиации гражданского назначения за последние десятилетия привело к повышению конкуренции в сфере улучшения летных характеристик аппаратов такого класса для выполнения более сложных заданий [3–4]. Управление таким самолетом может осуществляться пилотом изнутри, удаленно с помощью оператора или с помощью программы управления (например, искусственного интеллекта) с заданным планом полета.

Существует большое количество компоновок таких самолетов. Одна из наиболее оптимальных – концепция «летающего крыла». Это летательный аппарат, у которого роль фюзеляжа играют крылья, внутри которых размещены все агрегаты, экипаж и полезная нагрузка [5]. Проводилось достаточно много исследований обтекания модели крыла такой компоновки. Так, в работах [6–9] было уделено много внимания изучению вихрей, генерируемых на передней кромке при разных углах скольжения.

Отрыв потока на крыле оказывает существенное влияние на аэродинамические характеристики летательных аппаратов [10]. В частности, снижается подъемная сила и увеличивается лобовое сопротивление. Вследствие изменения этих характеристик увеличивается расход топлива, уменьшается дальность полета, ухудшается устойчивость и управляемость летательного аппарата при определенных режимах. Отрывное обтекание крыла – явление крайне нежелательное и требующее устранения. Более того, из-за многообразия форм его существования не существует единого решения для проблемы воздействия на отрыв [11–14]. Выбор эффективного метода воздействия на определенный тип отрыва зависит от предварительного изучения вихревой структуры течения и ее восприимчивости к источникам возмущения. Именно поэтому исследования отрывных течений и возможностей управления обтеканием так важны на сегодняшний день. Во многом актуальны фундаментальные исследования локальных отрывных областей и глобального срыва потока, в том числе и для диапазона чисел Рейнольдса $Re = 10^5 - 10^6$. Этот диапазон характерен для малоразмерных летательных аппаратов. Описанные выше типы отрыва зависят от многих параметров: скорости полета, формы крыла, угла атаки и степени турбулентности набегающего потока. Также весьма актуален поиск методов воздействия на течение с целью уменьшения отрывной области либо полной ликвидации срыва.

Представленное исследование является частью большого экспериментального цикла фундаментальных работ по изучению отрывных течений и возможностей управления обтеканием на базовых моделях крыльев с учетом таких факторов, как скорость набегающего потока, углы атаки и скольжения, форма профиля крыла, степень турбулентности [15–21]. Глобальная научная проблема, на решение которой направлен проект, – проблема возникновения турбулентности в пристенных течениях. Основной задачей настоящей работы стало исследование отрывного обтекания модели крыла со стреловидной передней кромкой в зависимости от углов скольжения и атаки. Цель работы заключалась в подробном изучении отрывной структуры течения вблизи поверхности модели и идентификации типов отрыва при различных режимах. Также изучалась возможность управления обтеканием с помощью метода локального воздействия в особых точках на трапециевидной модели для устранения областей отрыва и увеличения зоны присоединенного течения.

Методика экспериментов

Все серии экспериментов по теме исследования были проведены в дозвуковой аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск). Эта установка относится к трубам замкнутого типа с закрытой рабочей частью квадратного сечения 1×1 м² и длиной 4 м [22]. Степень турбулентности в рабочей части составляет $\varepsilon u \approx 0,04$ % от набегающего потока. По качеству потока аэродинамическая труба T-324 как минимум не уступает, а зачастую и превосходит лучшие зарубежные установки такого типа. В качестве экспериментальной модели использовалось деревянное крыло трапециевидной формы (рис. 1). На стадии подготовки к экспериментам модель шлифовалась, покрывалась несколькими слоями краски и полировалась для получения гидравлически гладкой поверхности. Была спроектирована и изготовлена державка с системой пространственного позиционирования крыла в рабочей части аэродинамической трубы (рис. 2).



Рис. 1. Чертеж модели (*a*) и геометрические размеры в мм (δ) *Fig. 1.* Model drawing (*a*) and geometric dimensions in mm (δ)



Puc. 2. Модель летающего крыла в рабочей части трубы *Fig. 2.* Flying wing model in the test section of the wind tunnel

Исследования проводились в диапазоне углов атаки $\alpha = 0...18$ и углов скольжения $\beta = 0...30^{\circ}$. С помощью трубки Пито – Прандтля, которая была подключена к дифференциальному датчику давления Отеда РХ2650-10D5V, измерялось полное и статическое давление потока в рабочей части трубы. Точность измерения давления составила ±1 %. По результатам измерения давления вычислялась скорость входящего потока. Представленные исследования были проведены при скорости потока U_∞ = 25 м/с (90 км/ч), которая была постоянна в течение всех серий экспериментов. Число Рейнольдса по средней хорде крыла составляло Re = $6.2 \cdot 10^5$.

Основным способом получения экспериментальных данных была визуализация поверхностных линий тока методом «саже-масляных» покрытий. В данном случае этот термин используется условно, так как применялась не сажа, а растворенный в керосине порошок двуокиси титана. Более подробно этот метод визуализации описан в работе [23]. Эта смесь наносилась на верхнюю часть модели летающего крыла и под воздействием набегающего потока в рабочей части аэродинамической трубы полностью высыхала. На поверхности проявлялась с высоким разрешением картина пристенного течения, которая давала представление об усредненных по времени предельных линиях тока. Таким образом, были получены данные о вихревой структуре обтекания крыла. Результаты визуализации фиксировались с помощью фотостудийного освещения и цифрового фотоаппарата Nikon D7500. В дальнейшем осуществлялась обработка фотографий, проводился анализ экспериментальных данных, строилась топология течения. Для изучения возможности управления вихревой структурой обтекания применялся метод локального воздействия в особых точках максимальной восприимчивости на поверхности модели. В качестве точечных источников возмущений выступали конусы (высотой 15 мм и с диаметром основания 8 мм) и ребра (высотой 6 мм и длиной около 70 мм).

Результаты исследований

Часть 1

Первая серия экспериментов была посвящена изучению влияния угла скольжения на вихревую структуру обтекания трапециевидной модели летающего крыла при нулевом угле атаки. На рис. 3 представлены полученные результаты визуализации и топология течения для каждого режима. Как известно, при обтекании крыльев с прямой передней кромкой формируются локально-отрывные пузыри на подветренной стороне [10]. При проведении данного эксперимента на модели со стреловидной передней кромкой было установлено наличие таких же локальных пузырей, которые распространяются вдоль передней кромки по всему размаху крыла (рис. 3, а, б). Наблюдается присоединенное течение на большей части поверхности модели. В работе [24] показано, что течение от передней кромки до пузыря полностью ламинарное. Затем происходит ламинарно-турбулентный переход над локально-отрывной областью. После области перехода течение становится полностью турбулентным. Необходимо отметить влияние на обтекание двух едва заметных шероховатостей высотой не более 0,5 мм, которые были случайным образом сформированы из порошка двуокиси титана в результате нанесения визуализационного раствора вблизи передней кромки. За этими шероховатостями сформировался и развился турбулентный след, внутри которого исчезла область локального отрыва ниже по течению на левой консоли. Можно констатировать, что с помощью нескольких миниатюрных источников возмущений, установленных вдоль передней кромки, можно добиться разрушения пузырей и присоединить течение на данной модели. Увеличение угла скольжения до значения $\beta = 15^{\circ}$ привело к нарушению симметрии структуры течения и деформации областей отрыва (рис. 3, в, г). Пузырь на левой консоли уменьшился в геометрических размерах по размаху крыла и сместился ниже по течению. Размеры пузыря на правой консоли практически не изменились, произошло его смещение в сторону передней кромки. По достижении угла скольжения β = 30° область локального отрыва полностью исчезла, и поток присоединился на левой части модели (рис. 3, ∂ , e). Местоположение и размеры второго пузыря практически не претерпели изменений на правой части крыла.



Puc. 3. Визуализация обтекания модели при угле атаки $\alpha = 0^{\circ}$ в зависимости от углов скольжения $\beta = 0^{\circ}$ (*a*), $\beta = 15^{\circ}$ (*b*), $\beta = 30^{\circ}$ (*d*) и топология течения при этих же режимах соответственно (*b*, *c*, *e*); *l* и *2* – локально-отрывные пузыри; красные стрелки – турбулентный след за шероховатостями *Fig. 3.* Visualization of the model flow around at the angle of attack $\alpha = 0^{\circ}$ depending on the slip angles $\beta = 0^{\circ}$ (*a*), $\beta = 15^{\circ}$ (*b*), $\beta = 30^{\circ}$ (*d*) and topology of the flow under the same modes respectively (*b*, *c*, *e*); *l* and *2*–local

separation bubbles; red arrows - turbulent trail behind roughness

Часть 2

Во второй серии экспериментов внимание было акцентировано на изучении возможности управления обтеканием трапециевидного крыла с помощью метода локального воздействия на нулевом угле атаки и углах скольжения $\beta = 0^\circ$, $\beta = 15^\circ$ и $\beta = 30^\circ$. Необходимо отметить отличие этого способа воздействия от метода, когда с помощью большого количества турбулизаторов, распределенных вдоль передней кромки, турбулизуется все течение. При локальном

воздействии достаточно установить от одного до четырех источников возмущений в точках максимальной восприимчивости для реорганизации вихревой структуры обтекания на всей модели.



Puc. 4. Визуализация обтекания модели с источниками возмущений при угле атаки $\alpha = 0^{\circ}$ и угле скольжения $\beta = 0^{\circ}$ *Fig. 4.* Visualization of the flow around the model with disturbance sources at the angle of attack $\alpha = 0^{\circ}$ and slip angle $\beta = 0^{\circ}$

На рис. 4 представлены результаты визуализации течения на крыле с точечными источниками возмущений, повернутым относительно входящего потока на угол скольжения $\beta = 0^{\circ}$. Установка двух конусов на расстоянии 1/3 передней кромки от носика модели позволила присоединить поток в следе за ними и уменьшить локальные области отрыва приблизительно на 25 % (рис. 4, δ). Воздействие четырех конусов, расположенных друг от друга на расстоянии 1/3 передней кромки, позволило добиться уменьшения пузырей приблизительно на 60–70 % (рис. 4, ϵ). Попытка повлиять на структуру обтекания, перегородив течение в поперечном направлении с помощью установки ребер внутрь области локального отрыва на 1/2 размаха консоли, не увенчалась успехом (рис. 4, ϵ). Размеры пузырей практически не изменились. Успешное воздействие с помощью ребер было показано в работе [16].

Воздействия точечными источниками возмущений при обтекании крыла, установленного на угол скольжения $\beta = 15^{\circ}$, привело к результатам, схожим (рис. 5) с описанными выше при $\beta = 0^{\circ}$. Два конуса, расположенные на расстоянии 2/3 передней кромки от носика модели, позволили частично присоединить поток в следе за ними. Ширина самого следа стала незначительно меньше (рис. 5, δ) в сравнении со следом, продемонстрированном на рисунке 4, δ . Эффект от четырех конусов позволил разбить область локального отрыва на шесть маленьких пузырей, которые сформировались между турбулентными следами от источников возмущений (рис. 5, ϵ).

Затем угол скольжения был увеличен до $\beta = 30^{\circ}$ (рис. 6). Один конус, установленный на правой консоли модели, также уменьшил область отрыва приблизительно на 25–30 % (рис. 6, δ). Второй конус не повлиял на структуру обтекания. Четыре конуса позволили уменьшить область отрыва на крыле приблизительно на 60 % (рис. 6, ϵ). Наличие ребер не повлияло на пузырь на правой консоли (рис. 6, ϵ).



Puc. 5. Визуализация обтекания модели с источниками возмущений при угле атаки $\alpha=0^{\circ}$ и угле скольжения $\beta = 15^{\circ}$ *Fig.* 5. Visualization of the flow around the model with disturbance sources at the angle of attack $\alpha = 0^{\circ}$ and slip angle $\beta = 15^{\circ}$



Рис. 6. Визуализация обтекания модели с источниками возмущений при угле атаки $\alpha = 0^{\circ}$ и угле скольжения $\beta = 30^{\circ}$

Fig. 6. Visualization of the flow around the model with disturbance sources at the angle of attack $\alpha = 0^{\circ}$ and slip angle $\beta = 30^{\circ}$

Часть 3

В третьей серии экспериментов было изучено влияние угла скольжения на глобальный срыв потока с передней кромки при закритическом угле атаки α = 18° (рис. 7). Так же, как и на пря-

мом крыле, в данном эксперименте при угле скольжения $\beta = 0^{\circ}$ на верхней поверхности трапециевидного крыла формируется пара крупномасштабных вихрей, вращающихся в противоположных направлениях (рис. 7, *a*, *б*). На четверти правой и левой консоли наблюдается возвратное течение, присоединенное только от носика до задней кромки вдоль оси симметрии модели на 1/2 всего размаха. Увеличение угла скольжения до значения $\beta = 15^{\circ}$ привело к существенному изменению картины отрывного обтекания (рис. 7, *в*, *г*). Произошло смещение фокусов вихрей. Фокус на левой консоли модели сместился выше по течению и находился возле передней кромки. Фокус вихря на правой консоли наоборот сместился к задней кромке. Наконец, увеличение угла скольжения до $\beta = 30^{\circ}$ позволило существенно уменьшить область отрыва и увеличить зону присоединенного течения приблизительно на 80 % (рис. 7, *д*, *е*). Остался только один фокус вихря, который расположился на 1/2 передней кромки на левой консоли.



Рис. 7. Визуализация обтекания модели при угле атаки $\alpha = 18^{\circ}$ в зависимости от углов скольжения $\beta = 0^{\circ}$ (*a*), $\beta = 15^{\circ}$ (*b*), $\beta = 30^{\circ}$ (*d*) и топология течения при этих же режимах соответственно (*б*, *c*, *e*); *l* и *2* – фокусы вихрей

Fig. 7. Visualization of the flow around the model at the angle of attack $\alpha = 18^{\circ}$ depending on the slip angles $\beta = 0^{\circ}$ (*a*), $\beta = 15^{\circ}$ (*b*), $\beta = 30^{\circ}$ (*d*) and topology of the flow under the same modes respectively (*b*, *c*, *e*); *l* and *l* – vortex foci

Часть 4

В заключительной серии экспериментов изучалась возможность управления вихревой структурой обтекания методом локального воздействия при закритическом угле атаки $\alpha = 18^{\circ}$ и углах скольжения $\beta = 0^{\circ}$, $\beta = 15^{\circ}$ и $\beta = 30^{\circ}$. В режиме обтекания при угле скольжения $\beta = 0^{\circ}$ максимального эффекта удалось достичь при установке двух конусов на расстоянии 46 мм от боковых кромок модели (рис. 8, δ). Фокусы крупномасштабных вихрей сместились также в сторону боковых кромок, за счет чего увеличилась общая площадь присоединенного течения на всей поверхности крыла. Установка четырех конусов с шагом 1/3 передней кромки (рис. 8, ϵ) и двух ребер на 1/4 и 3/4 размаха (рис. 8, ϵ) не позволила изменить область отрыва.



Рис. 8. Визуализация обтекания модели с источниками возмущений при угле атаки $\alpha = 18^{\circ}$ и угле скольжения $\beta = 0^{\circ}$

Fig. 8. Visualization of the flow around the model with disturbance sources at the angle of attack $\alpha = 18^{\circ}$ and slip angle $\beta = 0^{\circ}$

Были обнаружены точки максимальной восприимчивости на расстоянии 82 мм от боковых кромок модели при режиме обтекания с углом скольжения $\beta = 15^{\circ}$. Установка конусов в эти точки позволила сместить один фокус крупномасштабного вихря ближе к левой боковой кромке и существенно уменьшить в размерах вихрь на правой консоли (рис. 9, δ). Установка четырех конусов на расстоянии 1/3 передней кромки друг от друга (рис. 9, δ) повлияла на вихри достаточно слабо.

При режиме обтекания с углом скольжения $\beta = 30^{\circ}$, установив конусы на расстоянии 82 мм от боковых кромок, можно сместить фокус вихря и увеличить зону присоединенного течения (рис. 10, δ). Установка четырех конусов с шагом 1/3 передней кромки (рис. 10, ϵ) наоборот не позволила изменить вихревую структуру обтекания.



Рис. 9. Визуализация обтекания модели с источниками возмущений при угле атаки $\alpha = 18^{\circ}$ и угле скольжения $\beta = 15^{\circ}$

Fig. 9. Visualization of the flow around the model with disturbance sources at the angle of attack $\alpha = 18^{\circ}$ and slip angle $\beta = 15^{\circ}$



Рис. 10. Визуализация обтекания модели с источниками возмущений при угле атаки $\alpha = 18^{\circ}$ и угле скольжения $\beta = 30^{\circ}$

Fig. 10. Visualization of the flow around a model with disturbance sources at an angle of attack $\alpha = 18^{\circ}$ and a slip angle $\beta = 30^{\circ}$

Выводы

Были проведены экспериментальные исследования влияния углов скольжения и атаки на отрывную структуру обтекания трапециевидной модели летающего крыла в дозвуковой аэродинамической трубе. Получены картины визуализации пристенного течения на подветренной стороне крыла при углах атаки $\alpha = 0^{\circ}$ и $\alpha = 18^{\circ}$ в диапазоне углов скольжения $\beta = 0...30^{\circ}$ и при скорости набегающего потока 25 м/с. В режимах обтекания при угле атаки $\alpha = 0^{\circ}$ было показано, что постепенное увеличение угла скольжения модели от $\beta = 0^{\circ}$ до $\beta = 30^{\circ}$ приводит к деформации структуры обтекания вплоть до исчезновения локально-отрывного пузыря на одной из консолей модели. При этом на второй консоли область отрыва практически не претерпевала изменений и оставалась в своем первоначальном положении. Было обнаружено, что расположив единичный конус вблизи передней кромки перед пузырем, можно частично устранить область отрыва и присоединить поток в следе за выступом. Влияние от четырех выступов, расположенных на расстоянии 1/3 передней кромки друг от друга, позволило уменьшить область отрыва приблизительно на 60 % при вышеописанных режимах обтекания модели. Увеличение угла атаки стреловидного крыла от $\alpha = 0^{\circ}$ до закритического $\alpha = 18^{\circ}$ приводило к эволюции области отрыва от локально-отрывного пузыря до срыва с передней кромки с формированием возвратного течения и образованием пары крупномасштабных вихрей. Было установлено, что при угле атаки $\alpha = 18^{\circ}$ постепенное увеличение угла скольжения модели крыла от $\beta = 0^{\circ}$ до $\beta = 30^{\circ}$ приводило к изменению структуры области глобального отрыва и увеличению области присоединенного течения до 80 %. Были обнаружены места максимальной восприимчивости течения для каждого отрывного режима обтекания при $\alpha = 18^{\circ}$. Установка в этих местах источников возмущения в виде конусов может позволить добиться существенного улучшения обтекания модели крыла. Было показано, что конусы, расположенные на расстоянии 82 мм от боковых кромок, влияли на вихревую структуру обтекания выше по течению на левой консоли модели крыла при $\beta = 15^{\circ}$ и $\beta = 30^{\circ}$. Это влияние приводило к смещению крупномасштабного вихря ближе к выступу и уменьшению области отрыва.

Список литературы

- 1. **Чжен П.** Отрывные течения. Т. 1. М.: Мир, 1972. 300 с.
- 2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, Физматлит, 1969. 744 с.
- 3. Hassanalian M., Abdelkefi A. Classifications, applications, and design challenges of drones: A review. Progress in Aerospace Sciences. 2017. DOI 10.1016/j.paerosci.2017.04.003
- 4. Зверков И. Д., Крюков А. В., Грек Г. Р. Перспективы исследований в области малоразмерных летательных аппаратов (обзор) // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2014. Т. 9, № 2. С. 95–115. DOI 10.54362/1818-7919-2014-9-2-95-115
- 5. Свищёв Г. П. Авиация. Энциклопедия. Москва, 1994. 736 с.
- 6. **Hu T.** Review of self-induced roll oscillations and its attenuation for low-aspect-ratio wings // Proc IMechE Part G: J Aerospace Engineering. 2019. Vol. 233(16). Pp. 5873–5895.
- Gursul I. Vortex flows on UAVs: Issues and challenges // Aeronaut J. 2004. Vol. 108. Pp. 597–610.
- Gad-el-Hak M., Blackwelder Ron F. The discrete vortices from a delta wing // AIAA Journal. 1985. Vol. 23(6). Pp. 961–962.
- Shields M. Mohseni K. Inherent stability modes of low-aspect-ratio wings // J. Aircr. 2015. Vol. 52. Pp. 141–155.
- 10. Занин Б. Ю., Козлов В. В. Вихревые структуры в дозвуковых отрывных течениях. Новосибирск, 2011. 116 с.
- 11. Довгаль А. В., Занин Б. Ю., Козлов В. В. Глобальный отклик областей отрыва ламинарного потока на локальные возмущения течения (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 1. С. 1–8.

- 12. Seshagiri A., Cooper E., Traub L. W. Effects of vortex generators on an airfoil at low Reynolds numbers // J. Aircraft. 2009. Vol. 46, № 1. Pp. 116–122.
- 13. Prince S. A., Krodagolian V. Low-speed static stall suppression using steady and pulsed air-jet vortex generators // AIAA Journal. 2011. Vol. 49, № 3. Pp. 642–652.
- 14. Meier R., Hage W., Bechert D. W., Schatz M., Knacke T., Thiele F. Separation control by self-activated movable flaps // AIAA Journal. 2007. Vol. 45. № 1. Pp. 191–199.
- Занин Б. Ю., Зверков И. Д., Козлов В. В., Павленко А. М. О новых методах управления дозвуковыми отрывными течениями // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2007. Т. 2, Вып. 1. С. 10–18.
- 16. **Павленко А. М., Занин Б. Ю., Катасонов М. М., Зверков И. Д.** Преобразование структуры отрывного течения с помощью локального воздействия // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 1. С. 17–22.
- 17. Занин Б. Ю., Козлов В. В., Павленко А. М. Управление отрывом на модели крыла при малых числах Рейнольдса // Изв. РАН. МЖГ. 2012. № 3. С. 132–140.
- Павленко А. М., Занин Б. Ю., Катасонов М. М. Исследования обтекания модели летающего крыла при натурных числах Рейнольдса // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2015. Т. 10, №. 3. С. 19–25.
- Pavlenko A. M., Zanin B. Yu., Katasonov M. M. Flow around a small-sized UAV model in a turbulent trace // Proc. of 19 Int. Conf. on the Methods of Aerophys. Research (ICMAR2018): AIP Conference Proceedings. 2018. Vol. 2027. Art. 040004. DOI 10.1063/1.5065278
- Pavlenko A. M., Zanin B. Yu., Bykov A. V., Katasonov M. M. Flow around the wing models with straight and swept leading edge in case of contact with turbulent wake // Journal of Physics: Conference Series : XXXV Siberian Thermophysical Seminar. S. I. IOP Publishing, 2019. Vol. 1382. Art. 012030. DOI 10.1088/1742-6596/1382/1/012030
- 21. Павленко А. М., Быков А. В., Занин Б. Ю., Катасонов М. М. Изучение обтекания трапециевидной модели малоразмерного БПЛА при попадании в турбулентный след // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 2. С. 14–28. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-14-28
- 22. Багаев Г. И., Голов В. К., Медведев Г. В., Поляков Н. Ф. Аэродинамическая труба малых скоростей Т-324 с пониженной степенью турбулентности // Аэрофизические исследования. 1972. Вып. 1. С. 5–8.
- 23. Корнилов В. И. Пространственные пристенные турбулентные течения в угловых конфигурациях // Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013. С. 431.
- Pavlenko A. M., Zanin B. Yu., Katasonov M. M. "Laminar-turbulent transition on the flying wing model,"in 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research, AIP Conference Proceedings 1770, edited by V. M. Fomin (American Institute of Physics, Melville, NY, 2016), pp. 030060. DOI 10.1063/1.4964002

References

- 1. Chang P. K. Separation of Flow. Pergamon Press, New York, 1970, 796 p.
- 2. Schlichting H., Klaus G. Boundary-Layer Theory. Springer, Berlin, 2017, 805 p.
- 3. Hassanalian M., Abdelkefi A. Classifications, applications, and design challenges of drones: A review. *Progress in Aerospace Sciences*, 2017. DOI 10.1016/j.paerosci.2017.04.003
- Zverkov I. D., Krukov A. V., Grek G. R. Prospects of studies in region of low-sized aircraft (review). Vestnik NSU. Series: Physics, 2014, vol. 9, no. 2, pp. 95–115 (in Russ.). DOI: 10.54362/1818-7919-2014-9-2-95-115
- 5. Svishchev G. P. Aviation. Encyclopedia. Moscow, 1994. 736 p. (in Russ.).
- 6. **Hu T.** Review of self-induced roll oscillations and its attenuation for low-aspect-ratio wings. Proc. IMechE Part G: *J Aerospace Engineering*, 2019, vol. 233(16), pp. 5873–5895.

- 7. Gursul I. Vortex flows on UAVs: Issues and challenges. Aeronaut J., 2004, vol. 108, pp. 597–610.
- 8. Gad-el-Hak M., Blackwelder Ron F. The discrete vortices from a delta wing. *AIAA Journal*, 1985, vol. 23(6), pp. 961–962.
- 9. Shields M. Mohseni K. Inherent stability modes of low-aspect-ratio wings. J Aircr., 2015, vol. 52, pp. 141–155.
- 10. Zanin B. Yu., Kozlov V. V. Vortex structures in subsonic separated flows. Novosibirsk, 2011.116 p.
- 11. Dovgal A. V., Zanin B. Yu., Kozlov V. V. Global response of laminar flow separation to local flow perturbations (review). *Thermophysics and Aeromechanics*, 2012, vol. 19, no. 1, pp. 1–8.
- 12. Seshagiri A., Cooper E., Traub L.W. Effects of vortex generators on an airfoil at low Reynolds numbers. *J. Aircraft*, 2009, vol. 46, no. 1, pp. 116–122.
- 13. Prince S. A., Krodagolian V. Low-speed static stall suppression using steady and pulsed air-jet vortex generators. *AIAA Journal*, 2011, vol. 49, no. 3, pp. 642–652.
- 14. Meier R., Hage W., Bechert D.W., Schatz M., Knacke T., Thiele F. Separation control by selfactivated movable flaps. *AIAA Journal*, 2007, vol. 45, no. 1, pp. 191–199.
- Zanin B. Yu., Zverkov I. D., Kozlov V. V., Pavlenko A. M. On new control methods for subsonic separated flows. *Vestnik of Novosibirsk State University. Series: Physics*, 2007, vol. 2, no. 1, pp. 10–18.
- Pavlenko A. M., Zanin B. Yu., Katasonov M. M., Zverkov I. D. Alteration of separated-flow structure achieved through a local action. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2010, vol. 17, iss. 1, pp. 17–22.
- 17. Zanin B. Yu., Kozlov V. V., Pavlenko A. M. Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk, Mekhanika Zhidkosti I Gaza, 2012, vol. 47, no. 3, pp. 132–140.
- Pavlenko A. M., Zanin B. Yu., Katasonov M. M. Investigations of a flow around the flying wing model at natural Reynolds numbers. *Vestnik of Novosibirsk State University*. Series: Physics, 2015, vol. 10, no. 3, pp. 19–25.
- Pavlenko A. M., Zanin B. Yu., Katasonov M. M. Flow around a small-sized UAV model in a turbulent trace. Proc. of 19 Int. Conf. on the Methods of Aerophys. Research (ICMAR2018): AIP Conference Proceedings, 2018. Vol. 2027, art. 040004, 7 p. DOI 10.1063/1.5065278
- Pavlenko A. M., Zanin B. Yu., Bykov A. V., Katasonov M. M. Flow around the wing models with straight and swept leading edge in case of contact with turbulent wake. Journal of Physics: Conference Series : XXXV Siberian Thermophysical Seminar. S.I. IOP Publishing, 2019. Vol. 1382. Art. 012030. 6 p. DOI 10.1088/1742-6596/1382/1/012030
- Pavlenko A. M., Bykov A. V., Zanin B. Yu., Katasonov M. M. Study of Flow around a Trapezoidal Model of a Small-Sized UAV into Turbulent Wake. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 2, pp. 14–28 (in Russ.). DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-2-14-28
- 22. Bagaev G. I., Golov V. K., Medvedev G. V., Polyakov N. F. T-324 Low Speed Wind Tunnel with Reduced Turbulence. *Aerophysical Research*, 1972. iss. 1, pp. 5–8. (in Russ.).
- 23. Kornilov V. I. Spatial near-wall turbulent flows in angular configurations. Novosibirsk: Publishing house of the SB RAS, 2013. 431 p.
- Pavlenko A. M., Zanin B. Yu., Katasonov M. M. Laminar-turbulent transition on the flying wing model. In: 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research, AIP Conference Proceedings 1770; Ed. by V. M. Fomin (American Institute of Physics, Melville, NY, 2016), p. 030060. DOI 10.1063/1.4964002

Информация об авторах

Павленко Александр Михайлович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник WoS Researcher ID F-3263-2018

Scopus Author ID 26027565200

Занин Борис Юрьевич, доктор технических наук, ведущий научный сотрудник

- Алпацкий Никита Сергеевич, магистрант 2-го курса факультета летательных аппаратов НГТУ, лаборант
- **Мельник Елизавета Андреевна,** магистрант 2-го курса факультета летательных аппаратов НГТУ, лаборант

Information about the Authors

- Alexander M. Pavlenko, Ph.D., senior researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation) WoS Researcher ID F-3263-2018 Scopus Author ID 26027565200
- Zanin Boris Yurievich, Doctor of Technical Sciences, Leading Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)
- Alpatskiy Nikita Sergeevich, 2nd year Master's Student of the Faculty of Aircraft NSTU, laboratory assistant, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)
- Melnik Elizaveta Andreevna, 2nd year Master's Student of the Faculty of Aircraft NSTU, laboratory assistant, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

Статья поступила в редакцию 08.12.2022; одобрена после рецензирования 02.02.2023; принята к публикации 02.02.2023

The article was submitted 08.12.2022; approved after reviewing 02.02.2023; accepted for publication 02.02.2023

Научная статья

УДК 535:621.373.826:539 DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-87-94

Особенности определения оптических параметров (*n* и к) полупроводниковой гетероструктуры из спектров пропускания и отражения

Александр Анатольевич Ковалёв

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН

kovalev@isp.nsc.ru

Аннотация

Спектры показателя преломления n и коэффициента экстинкции κ тонкой пленки, образуемой гетероструктурой в виде сверхрешетки In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs, определяются из сравнения измеренных коэффициентов отражения и пропускания образца, выращенного на подложке GaAs, с соответствующими характеристиками, рассчитанными матричным методом. Значения *n* и κ сверхрешетки находятся из процедуры минимизации по параметрам *n* и κ целевой функции *F*(*n*, κ), образованной суммой модулей разностей измеренных и рассчитанных коэффициентов отражения.

Ключевые слова

оптика тонких пленок, преломление, экстинкция

Благодарности

Автор признателен сотрудникам ИФП СО РАН канд. физ.-мат. наук Б. Р. Семягину за выращивание образца полупроводниковой сверхрешетки и д-ру физ.-мат. наук Н. Н. Рубцовой за полезные обсуждения.

Для цитирования

Ковалёв А. А. Особенности определения оптических параметров (*n* и к) полупроводниковой гетероструктуры из спектров пропускания и отражения // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17, № 4. С. 87–94. DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-87-94

Peculiarities of Determination of the Optical Parameters (n and κ) of a Semiconductor Heterostructure from Transmission and Reflection Spectra

Alexander A. Kovalyov

Institute of Semiconductor Physics Mechanics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation

kovalev@isp.nsc.ru

Abstract

In the wavelength range $\lambda = 900-1200$ nm, the spectral dependences of the refractive index n and extinction coefficient κ of a thin film, which is the heterostructure based on In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs quantum wells, are found. The values of n and κ found at each point of the spectrum provide the minimum of the objective function, which is the sum of the module of the differences between the calculated reflection and transmission coefficients and the measured reflection and transmission coefficients of the sample grown on the GaAs substrate.

© Ковалёв А. А., 2022

Keywords

thin film optics, refraction, extinction

For citation

Kovalyov A. A. Peculiarities of Determination of the Optical Parameters (*n* and κ) of a Semiconductor Heterostructure from Transmission and Reflection Spectra. *Siberian Journal of Physics*, 2022, vol. 17, no. 4, pp. 87–94. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-87-94

Введение

При конструировании оптоэлектронных приборов различного назначения, в частности, проектировании оптических затворов, основанных на насыщении поглощения полупроводниковыми структурами, необходимо знать спектры показателя преломления *n* и коэффициента экстинкции *к* всех рабочих слоёв. Используются различные методы нахождения этих спектров.

В работе [1] предложен способ нахождения толщины и коэффициента преломления тонкой (~1 мкм) поглощающей пленки на прозрачной подложке. Экспериментально регистрировались спектры пропускания с пиками интерференции в области длин волн 500–900 нм. Толщина пленки и значения $n(\lambda)$ определены с точностью 1 %. Этот метод послужил основой для разработки программы [2], позволяющей находить параметры полупроводниковых и диэлектрических тонких пленок по их спектрам пропускания.

В работе [3] использована модель энергетических зон полупроводникового материала с квантовыми ямами. Для расчета спектральных зависимостей n и κ полупроводниковых монокристаллов α -GaN и InN использованы более десяти параметров, характеризующих ширину запрещенной зоны и эффективные массы носителей заряда в валентной зоне и зоне проводимости. Для описания материала квантовых ям In_xGa_{1-x}N также использовано около десяти параметров. Для нахождения оптимальных значений параметров упомянутой модели использовалась целевая функция, равная сумме по спектральным точкам нормированных разностей между рассчитанными и экспериментальными значения n и κ . Сами экспериментальные значения взяты из работ [4, 5]. Окончательно получены спектры коэффициентов преломления множества квантовых ям In_xGa_{1-x}N/GaN в области энергий от 1 до 9 эВ для нескольких значений концентрации индия.

В работе [6] для исследования оптических характеристик множественных квантовых ям InGaAs/GaAs использован метод спектральной эллипсометрии с переменным углом падения излучения. По измеренным эллипсометрическим параметрам определены эффективные коэффициенты преломления n и экстинкции κ квантовых ям в спектральной области 900–1000 нм. Результаты, найденные из измерений, сравнивались с расчетными спектрами n и κ . Модель включала около 20 параметров, таких как толщина квантовой ямы, эффективные массы электронов и дырок, периоды кристаллических решеток материалов ям и барьеров, компоненты тензора механических напряжений из-за несогласованности периодов кристаллических решеток ям и барьеров, разрывы в положении потолка валентной зоны и дна зоны проводимости на гетерограницах. Основной целью работы [6] было исследование изменений параметров n и κ в зависимости от напряженности приложенного электрического поля.

Распространенный метод определения $n(\lambda)$ – расчет по измеренным значениям $\kappa(\lambda)$, основываясь на соотношениях Крамерса–Кронига, но для этого необходимо иметь результаты измерений $\kappa(\lambda)$ в достаточно широкой спектральной области иногда с необходимостью экстраполяции [7], и это без учета, что переход от измерений Т (λ) к $\kappa(\lambda)$ небезошибочен из-за неучета $n(\lambda)$.

Предлагаемая работа определяет $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$ для каждой отдельной точки λ , независимо от других областей спектра. В общем случае для определения двух параметров необходимо сравнивать численно две рассчитанные характеристики гетероструктуры, выращенной на по-

лупроводниковой подложке, с теми же, полученными из результатов измерений. В предлагаемой работе в качестве измеренных характеристик использованы коэффициенты пропускания и отражения.

Аналогичный способ использован в [9]. Работа основана на сравнении расчетных коэффициентов отражения и пропускания с измеренными в средней ИК области для пленок диэлектриков (кварц, флюорит) на различных подложках, в том числе поглощающих. Акцент сделан на процедуре минимизации отклонений измеренных и расчетных коэффициентов отражения и пропускания

Результаты

Для регистрации спектров пропускания и отражения использован метод однолучевого спектрометра [10], позволяющий регистрировать спектры отражения и пропускания с точностью по амплитуде сигнала на уровне 10⁻³ для широкой спектральной области.

Экспериментально исследована гетероструктура, выращенная на подложке GaAs толщиной 0,4 мм. Существенно, что изучается тонкая пленка на **подложке**, которая имеет свои оптические параметры (преломление и экстинкцию). Технологически снятие пленки с подложки или перенесение на другую (диэлектрическую, более прозрачную и тонкую) довольно затруднительно, к тому же снятие, возможно успешное, существенно исказит измеряемые характеристики из-за релаксации выращенной напряженной структуры.

Структура представляет собой сверхрешетку с шестью ямами $In_{0,2}Ga_{0,8}As$ в барьерах из GaAs. Размер ям составляет 10 периодов решетки и размер барьеров равен 7 периодам решетки. Полная толщина гетероструктуры составляет 0,054 мкм. Соответствующая оптическая толщина ~ 0,19 мкм, т. е. ~ $\lambda/4$ в рассматриваемом диапазоне длин волн. Для характеристики распространения электромагнитной волны в направлении роста структуры вводим комплексный показатель преломления $n + i\kappa$. Влияние на спектры отражения дисперсии показателя преломления превосходит вклад от коэффициента экстинкции, поэтому считать, что изменение пропускания и отражения вызываются только поглощением в структуре или только изменением показателя преломления, было бы ошибочным. Измеренные спектры пропускания $T_{exp}(\lambda)$ и отражения $R_{exp}(\lambda)$ подложки и подложки с гетероструктурой (образца) показаны на рис. 1.



Рис. 1. *а* – спектр пропускания: 1 – подложка GaAs (рассчитана по данным [10]); 2 – подложка GaAs (эксперимент); 3 – гетероструктура на подложке (эксперимент); *б* – спектры отражения: 4 – подложка GaAs (эксперимент); 5 – гетероструктура на подложке (эксперимент)

Fig. 1. (a) transmission spectra: 1-transmission spectrum of the GaAs substrate calculated from the data of [10]; 2-experimental transmission spectrum of the GaAs substrate; 3-experimental transmission spectrum of the heterostructure on the substrate; (δ) reflection spectra: 4-reflection spectrum of the GaAs substrate; 5-experimental reflection spectrum of the heterostructure on the substrate

Для определения оптических параметров исследуемой гетероструктуры необходимо учесть оптические параметры (известные) всех остальных слоев образца, т. е. в нашем случае подложки, но можно использовать и подложки с нанесенными слоями известных материалов.

Расчет коэффициентов пропускания и отражения выполнялся матричным методом [11], как это обычно делается для слоистых сред. В случае образца в виде тонкой пленки на относительно толстой подложке (»λ) применение матричного метода имеет некоторые особенности:

Во-первых, в расчетах появляются выражения типа $\cos h(\kappa h)$, которые даже при относительно небольших коэффициентах экстинкции дают в результатах большие ошибки, а при его увеличении могут вывести из диапазона допустимых чисел. Одним из выходов в этой ситуации является переопределение функций $\cos h(x) \rightarrow (1 + e^{-2x})/2$ и $\sin h(x) \rightarrow (1 - e^{-2x})/2$ с послойным вынесением e^{-x} в числитель амплитуды пропускания.

Во-вторых, при расчете характеристик образца возникает трудность из-за использования недостаточно точных значений $(n+i\kappa)$ в области поглощения [12]. На рис. 1, *а* показан спектр подложки GaAs (а) и он же, рассчитанный по справочным значениям [12] (рис. 1, δ). Имеется существенное различие. Табличные данные для κ_{GaAs} при 300К имеются до уровня ~ 10⁻³, ниже этих значений предполагается $\kappa = 0$. Для расчета характеристик подложки начиная с границы поглощения в область бо́льших длин волн необходимо иметь более точные значения κ до уровня 10⁻⁶. К тому же они могут быть индивидуальны для каждой конкретной подложки.

В-третьих, в расчете возникает трудность, которую необходимо преодолевать в получении теоретических значений оптических характеристик, это интерференция, приводящая к большим флуктуациям сигналов из-за большой толщины подложки. Она преодолевается усреднением на участках, включающих достаточно много максимумов-минимумов рассчитываемой характеристики. Гладкость результирующей спектральной кривой при усреднении определяется видом применяемой аппаратной функции.

Последовательность действий в предлагаемой процедуре такова:

Предварительно измеряются коэффициенты пропускания $T_{exp}(\lambda)$ и отражения $R_{exp}(\lambda)$ подложки без гетероструктуры. Задав для подложки комплексный показатель преломления $n_s(\lambda) + i\kappa_s(\lambda)$, вычисляем для этих параметров коэффициенты пропускания T и отражения R и проводим поиск минимума целевой функции:

$$F = |T - T_{exp}| + |R - R_{exp}|.$$

Полученные значения n_s и κ_s дают значения T и R до уровня 10^{-4} , соответствующие T_{exp} и R_{exp} . Для κ_s в области $\lambda \ge 0$, 9 мкм имеем уровень $10^{-5} \div 10^{-6}$.

После определения таким образом зависимости n_s и κ_s для подложки добавляем в расчет слой гетероструктуры с неизвестными параметрами $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$ и подгоняем, варьируя эти параметры, при помощи аналогичной целевой функции *F* до минимального расхождения с экспериментом.

На рис. 2 показаны результаты подгонки коэффициентов отражения и пропускания для гетероструктуры на подложке при минимизации целевой функции.

Определенные таким образом спектральные зависимости показателей преломления и коэффициентов экстинкции рассмотренной гетероструктуры показаны на рис. 3. В рамках данного эксперимента точность определения $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$ в основной области (0,92–1,0) мкм составляет для среднеквадратичных отклонений показателя преломления 0,006 и для коэффициента экстинкции 0,004.

Начало поглощения структуры находится вблизи 1,0 мкм, т. е. сдвинуто на 0,04 мкм от расчетного при использовании в расчете параметров объемного твердого раствора, что, по-видимому, объясняется напряженным характером слоев ям. Небольшой пик в κ вблизи 0,97 мкм можно объяснить наличием квазидвумерного экситона. При $\lambda \ge 1$ мкм поглощение довольно резко спадает, и увеличивается ошибка в выделении κ из спектров, некоторые значения даже выходят в нефизичную область $\kappa < 0$, что объясняется малыми значениями поглощения в этой части спектра. В то же время значения показателя преломления определяются во всей области с хорошей точностью и существенно превышают значения, определенные линейной интерполяцией из n_{GaAs} и n_{InAs} , исходя из табличных значений этих параметров [12] и их долей в составе гетероструктуре.





Fig. 2. Comparison of the calculated transmission (dark dots) and reflection (light dots) spectra of the heterostructure with quantum wells with the experimental spectra (thin lines)



Рис. 3. Спектры показателя преломления *n* и коэффициента экстинкции κ для гетероструктуры; на кривой $\kappa(\lambda)$ в области спектра 0,97 мкм виден экситонный вклад *Fig. 3.* Spectra of refractive index *n* and extinction κ for the heterostructure; on the curve $\kappa(\lambda)$ in the region of the spectrum $\lambda = 0.97$ µm one can see a peak corresponding to the exciton contribution

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4

Обсуждение

В работе исследована гетероструктура небольшой протяженности (0,054 мкм), имеющая спектр поглощения вблизи края поглощения подложки. Использование соотношений Крамерса–Кронига [7, с. 229–230], [8, с. 389–392] в данном случае (пленка на подложке) невозможно, так как нельзя определить $\kappa(\lambda)$ из $T(\lambda)$ в области $\lambda < 0,9$ мкм, а вклад этой области в результат интегрирования очень значителен. Использование $\kappa(\lambda)$ для определения $n(\lambda)$ в общем случае имеет принципиальные недостатки даже для толстых полупроводниковых образцов, так как необходим учет $\kappa(\lambda)$ в широкой области спектра, а вклад от далеких участков, хотя он и мал, но, благодаря широкой области, должен учитываться экстраполяцией [7], что может дать большую ошибку для реальных образцов.

Примененный в работе способ определения оптических параметров тонкой пленки на толстой подложке имеет свои особенности, связанные в основном с подложкой. Это особенно существенно для полупроводниковых гетероструктур на соответствующих подложках и менее существенно для диэлектрических комбинаций.

Более толстые пленки могут улучшить результат определения $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$. Также оптимизация процесса измерений (спектральное разрешение, источник и приемник излучения) в перспективе могут уменьшить шум и повысить точность измерений в область 10^{-4} .

В расчетной области важна дискретизация по λ (шаги в вычислении *R* и *T*, ширина аппаратной функции при усреднении), ориентируясь на экспериментальную кривую. На этапе получения результатов использовалась аппаратная функция прямоугольного профиля, оставляющая в теоретических кривых шумовую составляющую от интерференции. В случае гауссовой аппаратной функции, более соответствующей эксперименту, кривая свободна от этих шумов.

Выбор двух экспериментальных характеристик R и T при нормальном падении является наиболее простым, но не единственным. Можно использовать различие характеристик при различных углах падения на образец для s и p поляризации падающих пучков. Но метод определения n и κ изучаемой пленки минимизацией расхождения эксперимента и расчета для двух измеряемых параметров достаточно универсален.

Проведенный модельный расчет с введением переходных слоев между барьером и ямой в гетероструктуре размером (1-2) монослоя, возможных для эпитаксиального роста, показывает незначительное отклонение от теоретических значений *R* и *T*.

Для учета более широких диффузных границ можно предложить введение третьего, помимо *n* и *к*, параметра в некоторой модели и, соответственно, ввести третью измеряемую характеристику, например, коэффициент отражения для *p* поляризации при фиксированном угле падения. Результат получается при минимизации соответствующей целевой функции по трем параметрам. В этом случае важно задать начальные параметры в поиске, приводящие к минимуму однозначно.

Кривые $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$ не носят универсального характера и соответствуют параметрам полупроводниковой сверхрешетки с приведенными величинами толщин барьеров, ям и количеством периодов. Изменение любого из этих параметров может привести к существенным изменениям в спектре, так как изменится положение и ширина сверхрешеточных мини-зон, ответственных за поглощение и, следовательно, за преломление. Полученные зависимости необходимы для проектирования более сложных многослойников, включающих данную структуру.

Выводы

Предложенный метод использует одновременно полученные из эксперимента спектры отражения и пропускания тонкой пленки-гетероструктуры, выращенной на достаточно толстой кристаллической подложке. Он позволяет извлечь спектры $n(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$. В этом случае из-за невозможности убирания подложки этот метод предпочтительнее подхода, основанного на извлечении параметра $\kappa(\lambda)$ из спектра пропускания с последующим определением $n(\lambda)$ по соотношению Крамерса–Кронига, требующего знания спектра пропускания в широкой спектральной области, но имеет свои особенности, обусловленные вкладом в измеряемые спектры от подложки.

Список литературы

- 1. Swanepoel R. Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon // J. Phys. E: Sci. Instrum. 1983. 16. P. 1214–1222.
- 2. Jena S., Tokas R. B., Thakur S. and Udup D. V. PRISA: a user-friendly software for determining refractive index, extinction co-efficient, dispersion energy, band gap, and thickness of semiconductor and dielectric thin films // Nano Express. 2021. 2. P. 010008 (13p).
- 3. Leung M. M. Y., Djurisⁱc' A. B., and Li E. H. Refractive index of InGaN/GaN quantum well // Journal of Applied Physics. 1998. 84. P. 6312–6317.
- 4. Adachi S. Optical properties of AlxGa1-xAs alloys // Phys. Rev. B. 1988. P. 12345.
- 5. Guo Q., Kato O., Fujisawa M., and Yoshida A. Optical constants of indium nitride // Solid State Communications. 1992. 83. P. 721–723.
- Cheung S. K., Wang H., Huang W., and Jain F. Optical characterization of InGaAs–GaAs multiple quantum wells using variable angle spectroscopic ellipsometry for designing tunable modulators // Appl. Phys. 1997. 81. P. 497–501.
- 7. Кардона М., Петер Ю. Основы физики полупроводников. М.: Физматлит. 2002. 560 с.
- 8. Ландау Л., Лифшиц Е. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. 1982. 620 с.
- 9. Buffeteau T., Desbat B. Thin-Film Optical Constants Determined from Infrared Reflectance and Transmittance Measurements // Appl. Spectroscopy. 1989. 43. P. 1027–1032.
- 10. **Ковалёв А. А.** Измерение спектра отражения в однолучевой схеме // ПТЭ. 2020. № 6. С. 53–56.
- 11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- 12. Adachi S. Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors. Kluwer Academic Publishers, 1999. 736 p.

References

- 1. Swanepoel R. Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon. *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 1983, vol. 16, pp. 1214–1222.
- 2. Jena S., Tokas R. B., Thakur S., Udup D. V. PRISA: a user-friendly software for determining refractive index, extinction co-efficient, dispersion energy, band gap, and thickness of semiconductor and dielectric thin films. *Nano Express*, 2021, vol. 2, 010008.
- 3. Leung M. M. Y., Djuris[°]ic' A.B., Li E. H. Refractive index of InGaN/GaN quantum well. *Journal of Applied Physics*, 1998, vol. 84, pp. 6312–6317.
- 4. Adachi S. Optical properties of AlxGa1-xAs alloys. Phys. Rev. B., 1988, 12345.
- 5. Guo Q., Kato O., Fujisawa M., Yoshida A. Optical constants of indium nitride. *Solid State Communications*, 1992, vol. 83, pp. 721–723.
- 6. Cheung S. K., Wang H., Huang W., Jain F. Optical characterization of InGaAs–GaAs multiple quantum wells using variable angle spectroscopic ellipsometry for designing tunable modulators. *Appl. Phys.*, 1997, vol. 81, pp. 497–501.
- 7. Yu Peter Y., Cardona Manuel Fundamentals of Semiconductors. Springer. 2002. 560 p.
- 8. Kovalyov A. A. Measuring the Reflective Spectra in a One-Beam Scheme. *Instruments and Experimental Techniques*, 2020, vol. 63, pp. 55–58.
- 9. Born Max and Wolf Emil Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. Cambridge University Press, 1999. 952 p.

10. Adachi S. Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors. Kluwer Academic Publishers, 1999. 736 p.

Информация об авторе

Ковалёв Александр Анатольевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ИФП СО РАН

Information about the Author

Alexander A. Kovalyov, Dr. of Phys.-Math. Sc., ISP SB RAS, Novosibirsk, Russian Federation

Статья поступила в редакцию 19.10.2022; одобрена после рецензирования 17.01.2023; принята к публикации 17.01.2023

The article was submitted 19.10.2022; approved after reviewing 17.01.2023; accepted for publication 17.01.2023

Научная статья

УДК 538.911 DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-95-102

Исследование влияния γ-облучения на оптические свойства ниобата лития методами оптического поглощения и рамановского рассеяния

Закиржан Тахирович Азаматов¹, Муроджон Акбарали угли Йулдошев², Нурлан Ниятуллаевич Базарбаев³

Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники

Ташкент, Узбекистан

¹zakir.azamatov@mail.ru ²murod.yuldoshev1993@gmail.com ³ofic.iaph2010@gmail.com

Аннотация

В работе приведены результаты исследований влияния γ-облучения на фоторефрактивные свойства ниобата лития (LiNbO₃) с использованием оптического поглощения и рамановской спектроскопии комбинационного рассеяния. Показано, что при при γ-облучении возрастает оптическая плотность кристалла ниобата лития, т. е. сдвиг края оптического поглощения в сторону длинных волн, с ростом дозы облучения возрастает показатель преломления, на интервале 1300 ÷ 1600 см⁻¹ при γ-облучении при частоте 1375 см⁻¹ проявляются пики, обусловленные центрами значительных изменений частот рамановского рассеяния.

Ключевые слова

ниобат лития, комбинационное рассеяние света, ү-облучение, спектр поглощения, фоторефракция

Для цитирования

Азаматов З. Т., *Йулдошев М. А., Базарбаев Н. Н.* Исследование влияния γ-облучения на оптические свойства ниобата лития методами оптического поглощения и рамановского рассеяния // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17, № 4. С. 95–102. DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-95-102

© Азаматов З. Т., Йулдошев М. А., Базарбаев Н. Н., 2022

Investigation of the Effect of γ-Irradiation on the Optical Properties of Lithium Niobate by Optical Absorption and Raman Scattering Methods

Zakirzhan T. Azamatov¹, Murodzhon A. Yuldoshev², Nurlan N. Bazarbayev³

Research Institute of Semiconductor Physics and Microelectronics Tashkent, Uzbekistan

> ¹zakir.azamatov@mail.ru ²murod.yuldoshev1993@gmail.com ³ofic.iaph2010@gmail.com

Abstract

The paper presents the results of studies of the effect of γ -irradiation on the photorefractive properties of lithium niobate (LiNbO₃), using optical absorption and Raman spectroscopy of Raman scattering. It is shown that with γ -irradiation, the optical density of the lithium niobate crystal increases, i.e. the shift of the optical absorption edge towards long waves, with an increase in the irradiation dose, the refractive index increases, in the interval 1300 \div 1600 cm⁻¹ with γ -irradiation at a frequency of 1375 cm⁻¹, peaks appear due to centers of significant changes in Raman scattering frequencies.

Keywords

lithium niobate, Raman scattering, y-irradiation, absorption spectrum, photorefraction

For citation

Azamatov Z. T., Yuldoshev M. A., Bazarbaev N. N. Investigation of the Effect of γ-Irradiation on the Optical Properties of Lithium Niobate by Optical Absorption and Raman Scattering Methods. *Siberian Journal of Physics*, 2022, vol. 17, no. 4, pp. 95–102. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-4-95-102

Введение

Применение голографического метода хранения информации представляет собой один из эффективных путей решения проблемы надежного, долговременного хранения информации с высокой информационной плотностью носителей [1].

Как было сказано в работе [2], одним из самых важных элементов голографической записи информации является регистрирующая среда, требования к которой в реальных устройствах могут изменяться в весьма широких пределах по чувствительности, разрешающей способности, времени хранения информации, времени записи, дифракционной эффективности и другим параметрам голограмм. Возможность оперативного стирания записанной голограммы и записи новой определяется свойствами реверсивности (обратимости) исследуемых фоторефрактивных кристаллов ниобата лития (LiNbO₃).

Среди перспективных регистрирующих материалов для создания голографических систем оптической обработки информации особое место занимают фоторефрактивные кристаллы [2]. Запись информации в сегнетоэлектрических кристаллах основана на эффекте локального обратимого изменения показателя преломления в этих кристаллах при освещении лазерным лучом. На фотоэлектрические свойства сегнетоэлектриков влияет спонтанная поляризация, с изменением которой под воздействием света появляется внутреннее поле, способствующее перераспределению носителей и образованию пространственного заряда. Поле пространственного заряда вследствие электрооптического эффекта вызывает изменение показателей преломления вещества.

В фоторефрактивном монокристалле дефекты возникают под действием лазерного излучения в освещенной области кристалла, через который проходит лазерный луч, чего нет вне освещенной области кристалла. Эти дефекты представляют собой флуктуирующие микро- и наноструктуры с измененными физическими параметрами (такими как показатель преломления, дифракционная эффективность, фото- и электропроводимость и др.) [3–4]. Рассеяние лазерно-

го излучения на лазерно-индуцированных флуктуирующих дефектах в микро- и наноструктурах называется фоторефрактивным рассеянием света (ФРС) [5]. ФРС является динамическим процессом: оно интерферирует с лазерным излучением и вызывает сильное изменение лазерного луча, выходящего из кристалла. Наряду с разупорядочением кристаллической решетки и появлением дефектов ФРС является одним из наиболее значимых факторов, ухудшающих качество голограмм, сеток и преобразователей частотных параметров лазерного излучения [6]. Исследование зависимости ФРС в реальных монокристаллах зависит от особенностей состава и структуры кристалла и представляет большой интерес для создания материалов с заданными фоторефрактивными свойствами. В связи с этим исследования, проводимые для оптимизации фоторефрактивных свойств, имеют большую актуальность. Повышения чувствительности и скорости записи голографической информации можно добиться изменением состава кристалла и особенностей его структуры. Наиболее интересной его частью является влияние порядка звеньев катионной подрешетки вдоль полярной оси на свойства фоторефрактивного эффекта и ФРС. Отметим, что порядок звеньев катионной подрешетки определяет величину спонтанной поляризации в оптически нелинейных кристаллах с кислородно-октаэдрической структурой, отмечено в работе [7].

Нами, в данной работе, исследовалось влияние γ -облучения на оптические свойства кристаллов ниобата лития. При голографической записи на кристаллах ниобата лития и тантолата лития основную роль играет фоторефрактивный эффект. Фоторефрактивный эффект – локальное изменение показателя преломления (Δ n) кристаллов под действием лазерного излучения – впервые был обнаружен в кристаллах ниобата и танталата лития [8]. Обнаруженное явление препятствует широкому практическому применению этих кристаллов в традиционной оптике, однако эффект фоторефракции создает основу для записи объемных фазовых голограмм в сегнетоэлектрических кристаллах. Оптически индуцированное изменение показателя преломления за счет электрооптического эффекта. Но, несмотря на хорошее состояние теории фоторефрактивного эффекта, связь фоторефрактивного эффекта с особенностями порядка в решетке реальных монокристаллов изучена недостаточно полно.

Широкое применение в науке и технике сегнетоэлектрического кристалла LiNbO₃ связано с использованием на его основе ряда оптических устройств под действием γ-излучения. В связи с этим изучение влияния γ-излучения на кристаллы ниобата лития становится актуальной задачей. Облучение кристалла LiNbO₃ частицами и фотонами высокой энергии приводит к созданию точечных и электронных дефектов, например, γ-излучение может привести к окрашиванию кристаллов, увеличению фоторефракции, значительному изменению оптического поглощения.

В ряде работ приведены эмпирические формулы для рассчета зависимости показателей преломления от ширины запрещенной зоны (E_g) [9], ниже приведены эти эмпирические формулы, которые мы использовали при анализе результатов нашей работы.

Методика эксперимента

В работе проведены сравнительные исследования спектральных характеристик необлученных и облученных γ-излучением кристаллов LiNbO₃. Образцы для исследований были изготовлены из номинально чистых кристаллов LiNbO₃ в виде параллелепипедов с размерами 2 × 3 × 10 мм, ребра которых ориентированы по направлению кристаллографических осей. Выращивание монокристаллов LiNbO₃ производилось методом Чохральского в воздушной атмосфере. Подробно методика роста кристаллов и приготовления шихты описаны в [10]. Мощность γ-излучения составляла ~ 106 P/c. Облучение кристаллов производилось на установке – Со-60 (ИЯФ АН РУз). Дозы облучения составляли 10⁴, 10⁵, 10⁶ и 10⁷ Р. Исследования спектров поглощения проведены с помощью спектрометра Shimadzu. Измерения проводились в диапа-

зоне 320–1100 нм с шагом 1 нм. Спектры комбинационного рассеяния были получены на спектрометре Ocean Optics QEPro с лазером 785 нм и временем интегрирования 500 мс. Обработка спектров производилась с использованием пакета программ Origin 8.1. Ширина запрещенной зоны определялась по формуле:

$$E = \frac{hc}{\lambda},\tag{1}$$

где λ – длина волны, соответствующая краю поглощения, *h* – постоянная Планка, *c* – скорость света в вакууме.

Изменение показателя преломления измерялось по голографической методике [11, 12]. При этом запись голограмм производилась лазерным излучением по обычной двухлучевой схеме. В качестве голограммы записывалась интерференционная картина двух плоских волн. Образцы для записи голограмм изготовлялись в виде пластин со срезом толщиной 2 мм по оси ординат. Изменение показателя преломления Δn вычислялось из величины дифракционной эффективности η по формуле:

$$\eta = \sin^2(\frac{\pi d\Delta n}{\lambda \cos\frac{\theta}{2}}),\tag{2}$$

где *d* – толщина кристалла, θ – угол между записывающими пучками. При этом величина η определялась как отношение интенсивности дифрагировавшего пучка к интенсивности прошедшего пучка [11].

Результаты и их обсуждения

Из рис. 1 видно, что спектры поглощения LiNbO₃, полученные до гамма-облучения и после этого, не меняют форму и расположены друг над другом в соответствии с дозами γ-облучения, что указывает на возрастание оптической плотности.

Для выяснения свойств радиационных центров и их влияния на фоторефракцию были проведены исследования оптических спектров кристаллов ниобата лития. Приведены поляризованные спектры поглощения кристаллов (поляризация света была перпендикулярна оптической оси кристалла). Параллельность спектральных линий остается практически неизменной от 400 нм до ближней инфракрасной области. Поглощение начинает интенсивно возрастать с 400 нм. Поэтому на рисунке взят диапазон от коротковолнового диапазона до 500 нм.



Puc. 1. Спектр поглощения облученного и необлученного LiNbO₃ *Fig. 1.* Absorption spectrum of irradiated and non-irradiated LiNbO₃

Из представленных спектров видно, что γ-облучение приводит к появлению широкой полосы поглощения в ультрафиолетовой области спектра. При этом радиационная окраска имеет различный характер в чистых кристаллах. Анализ изменений, происходящих в спектрах, показывает, что γ-облучение номинально чистых кристаллов приводит к значительному изменению поглощения в основном в области 350÷380 нм. Для которых характерно максимальное изменение оптического поглощения под действием γ-излучения, наблюдается также существенный сдвиг фундаментального края поглощения в область длинных волн по сравнению как с номинально чистыми, так и облученными кристаллами. Это свидетельствует об образовании значительного количества заряженных дефектов в структуре кристалла. Последнее, по-видимому, и определяет весьма высокую чувствительность оптических характеристик этих кристаллов к γ-облучению.

Равиндра и др. [13] предложили различные соотношения между шириной запрещенной зоны и высокочастотным показателем преломления и представили линейную форму *n* как функцию E_g:

$$n = \alpha + \beta E_g, \tag{3}$$

где – α = 4,048 и β = -0,62 эВ⁻¹.

Эрве и Вандамм [14], учитывая простоту физики преломления и рассеивания света, предложили эмпирическое соотношение:

$$n = \sqrt{1 + (\frac{A}{E_g + B})^2},$$
(4)

где A = 13,6 эВ и B = 3,4 эВ.

Рассмотрев зонную структуру и квантово-диэлектрическую формулировку, Пенна и Ван Вехтена [15], Гош и др. [16] по-иному подошли к проблеме. Они, приняв А – как вклад валентных электронов, В – как постоянную добавку к наименьшей запрещенной зоне E_g, получили выражение для высокочастотного показателя преломления:

$$n^2 - 1 = \frac{A}{(E_g + B)^2},\tag{5}$$

где A = $25E_g + 212$, B = $0,21E_g + 4,25$ и ($E_g + B$) относятся к соответствующей ширине запрещенной зоны материала.

Таким образом, индийскими и другими исследователями были предложены три эмпирические формулы для изменения *n* в зависимости от ширины запрещенной зоны – E_{g} .

Использовав рис. 1 по формуле (1), геометрически рассчитаны ширины запрещенных зон E_g . В таблице приведены результаты определенных с помощью приведенных эмпирических формул (3), (4), и (5) показателей преломления и их изменений с ростом доз γ -облучения. Видно, что при повышении дозы γ -облучения показатели преломления меняются в абсолютных величинах пределах 0,0273 \div 0,0868. По формуле (2) мы рассчитали изменение показателя преломления Δn в эксперименте голографическим методом и получили следующий результат (0,0028 \div 0,0117), что подтверждают многочисленные эксперименты с ниобатом лития в голографии, проводимые по всему миру.

Спектры комбинационного рассеяния монокристаллических образцов облученных и необлученных кристаллов LiNbO₃ представлены на рис. 3 и 4. Можно заметить, что смещения катионов Li влияют только на частоты в диапазоне 270–400 см⁻¹. Диапазон 550–670 см⁻¹ отнесен к валентным модам Nb–O, включающим в основном сдвиги атомов кислорода; изгибные моды O–Nb–O появляются при 432 см⁻¹ и ниже, таким образом, видно, что изменения часто сильно связаны и с валентными модами Li–O, и с изгибными модами O–Li–O. Самая высокая интенсивность при частоте 245 см⁻¹ связана в основном с деформацией Nb-O-каркаса. При снятии спектров рамановского рассеяния с γ -облученных кристаллов в низкочастотной части спектра пики на частотах 250 см⁻¹ и 600 см⁻¹ не меняются, а в высокочастотной части спектра при частоте 1375 см⁻¹ проявляются пики, увеличивающиеся соответственно дозам γ -облучения.

Результаты определенных: геометрически – Е_g и эмпирически – показателей преломления необлученных и облученных кристаллов ниобата лития

The Results of Determined: Geometrically – E_g and Empirically – the Refractive Indi	ices
of Non-Irradiated and Irradiated Lithium Niobate Crystals	

LiNbO ₃	Е _д (эв)	$n = \alpha + \beta E_g$	$n = \sqrt{1 + (\frac{A}{E_g + B})^2}$	$n^2 - 1 = \frac{A}{\left(E_g + B\right)^2}$
не облучен	3,39	1,9462	2,2387	2,2922
10 ⁴ P	3,34	1,9772	2,2520	2,3018
10 ⁵ P	3,31	1,9958	2,2600	2,3076
10 ⁶ P	3,28	2,0144	2,2682	2,3135
10 ⁷ P	3,25	2,033	2,2765	2,3195



 Рис. 2. График изменений показателя преломления с ростом дозы облучения 1 – формула (1), 2 – формула (2), 3 – формула (3)
 Fig. 2. Graph of the change in the refractive index with increasing radiation dose 1–formula (1), 2–formula (2), 3–formula (3)

Из спектров видно, что в интервале 1300 ÷ 1600 см⁻¹ при γ-облучении на частоте 1375 см⁻¹ проявляются пики, высота которых растет с ростом дозы облучения (левая часть спектра на рис. 4 не показана ввиду идентичности с рис. 3). Появление пиков вызвано радиационными дефектами, очагами значительных изменений частот комбинационного рассеяния, которые возникают под воздействием γ-излучения, что в какой-то мере влияет на фоторефрактивные свойства γ-облученных кристаллов ниобата лития.

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4



 Рис. 3. Спектры рамановского рассеяния на ниобате лития без ү-облучения
 Fig. 3. Raman scattering spectra on lithium niobate without γ-irradiation



Рис. 4. Спектры рамановского рассеяния на ниобате лития до (1) и после γ -облучения при различных его дозах (2, 3, 4, 5) *Fig. 4. Raman* scattering spectra on lithium niobate before (1) and after γ -irradiation at various doses (2, 3, 4, 5)

Выводы

 – при γ-облучении возрастает оптическая плотность кристалла ниобата лития, что вызвано сдвигом края оптического поглощения;

– с ростом дозы облучения в интервале 10⁴ ÷ 10⁷ Р возрастает показатель преломления,
 что, несомненно, вызывает изменения фоторефрактивных свойств кристаллов ниобата лития;

– на интервале 1300 ÷ 1600 см⁻¹ при γ-облучении при частоте 1375 см⁻¹проявляются пики, обусловленные центрами значительных изменений частот рамановского рассеяния, что в какой-то мере влияет на фоторефрактивные свойства γ-облученных кристаллов ниобата лития.

Список литературы

- 1. Азаматов З. Т., Йўлдошев М. А., Базарбаев Н. Н. Перспективы голографических систем хранения информации // ДАН АН РУз., № 1. Ташкент, 2022 г. С. 17–21.
- 2. Азаматов З. Т., Утамурадова Ш. Б., Базарбаев Н. Н., Бекчанова М. Р., Азаматов Т. З., Бахромов А. Б. Голографические свойства халькогенидных стеклообразных полупроводниковых пленок // Прикладная физика, № 2, Москва, 2022. С. 39–45.
- 3. Volk T. and Wohlecke M. Lithium Niobate. Defects, Photorefraction and Ferroelectric Switching. Berlin: // Springer; 2008.
- 4. Wong K. K. 2002 *Properties of lithium niobate //* The Institution of Electrical Engineers (London, United Kingdom) Book. P. 411.
- 5. Maksimenko V. A., Syuy A. V. and Karpets U. M. *Photoinduced Processes in Niobate Crystals*. // Moscow: FIZMATLIT; 2008. (in Russian).
- 6. Sidorov N. V., Evstratova D. V., Palatnikov M. N., Syuy A. V., Gaponov A. Yu. and Antonycheva E. A. Investigation of lithium niobate photorefractive properties by photorefractive light scattering and raman spectroscopy. //Ferroelectrics. Copenhagen University Library 2011, pp. 148–155.

References

1. Azamatov Z. T., Yuldoshev M. A., Bazarbayev N. N. Prospects for holographic information storage systems. *Lectures of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan*, 2022, no. 1, pp. 17–21.

- Azamatov Z. T., Utamuradova Sh. B., Bazarbaev N. N., Bekchanova M. R., Azamatov T. Z., Bakhromov A. B. Holographic properties of chalcogenide glassy semiconductor films. *Applied Physics*, 2022, no. 2, pp. 39–45.
- 3. Volk T., Wohlecke M. Lithium Niobate. Defects, Photorefraction and Ferroelectric Switching. Berlin: Springer; 2008.
- 4. **Wong K. K.** Properties of lithium niobate. The Institution of Electrical Engineers. London, 2002. 411 p.
- 5. Maksimenko V. A., Syuy A. V., Karpets U. M. Photoinduced Processes in Niobate Crystals. Moscow: FIZMATLIT; 2008. (in Russ.)
- Sidorov N. V., Evstratova D. V., Palatnikov M. N., Syuy A. V., Gaponov A. Yu., Antonycheva E. A. Investigation of lithium niobate photorefractive properties by photorefractive light scattering and raman spectroscopy. *Ferroelectrics*, 2011, pp. 148–155.
- 7. Khruk A. A. Structural disorder and optical processes in lithium niobate crystals with a low photorefraction effect. Apatity, 2015. 149 p.
- 8. Ashkin A. A., Boyd G. D., Dziedzic J. H. et al. Appl. Phys. Lett., 1966, vol. 9, no. 1, pp. 72–74.
- 9. Fakhri M. A., Al-Douri Y., Hashim U., Salim E. T. Optical investigation of nanophotonic lithium niobate-based optical waveguide. *Applied physics B, Lasers and Optics*, 2015.
- Palatnikov M. N., Sidorov N. V., Makarova O. V., Biryukova I. V. Fundamental aspects of the technology of highly doped lithium niobate crystals. Institute of Chemistry and Technology of Rare Elements and mineral raw materials; Ed. I. V. Tananaeva. 2017. 241 p.
- 11. Von der Linde D., Glass A. M. Appl. Phys., 1975, vol. 8, no. 1, pp. 85–100.
- 12. Phillips W., Amodei J. J., Staebler D. L. RCA Rev., 1972, vol 33, no. 1, pp. 94–106.
- 13. Ravindra N. M., Auluck S., Srivastava V. K. On the Penn gap in semiconductors.. *Phys. Status Solidi (B)*, 1979, vol. 93, pp. 155–160.
- 14. Herve P. J. L., Vandamme L. K. J. Empirical temperature dependence of the refractive index of semiconductors. J. Appl. Phys., 1995, vol. 77, pp. 5476–5477.
- Penn D. R. Wave-number-dependent dielectric function of semiconductors. Phys. Rev., 1962, vol. 128, pp. 2093–2097.
- Ghosh D. K., Samanta L. K., Bhar G. C. A simple model for evaluation of refractive indices of some binary and ternary mixed crystals. *Infrared Phys.*, 1984, vol. 24, pp. 43–47.

Информация об авторах

Азаматов Закиржан Тахирович, доктор физико-математических наук

Йулдошев Муроджон Акбарали угли, докторант

Базарбаев Нурлан Ниятуллаевич, старший научный сотрудник

Information about the Authors

Zakirzhan T. Azamatov, Doctor of Physical and Mathematical Sciences

Murodzhon A. Yuldoshev, doctoral student

Nurlan N. Bazarbaev, Senior Researcher

Статья поступила в редакцию 16.11.2022; одобрена после рецензирования 13.01.2023; принята к публикации 13.01.2023

The article was submitted 16.11.2022; approved after reviewing 13.01.2023; accepted for publication 13.01.2023

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 4 Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 4 «Сибирский физический журнал» публикует обзорные, оригинальные и дискуссионные статьи, посвященные научным исследованиям и методике преподавания физики в различных разделах науки, соответствующих направлениям подготовки на кафедрах физического факультета НГУ. Журнал издается на русском языке, однако возможна публикация статей иностранных авторов на английском языке.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

4. При отправке файлов по электронной почте просим придерживаться следующих правил: указывать в поле subject (тема) название, номер журнала и фамилию автора; использовать attach (присоединение); в случае больших объемов информации возможно использование общеизвестных архиваторов (ARJ, ZIP, RAR);

в состав электронной версии рукописи должны входить:

файл, содержащий текст рукописи со вставленными в него рисунками;

отдельные файлы с рисунками высокого качества;

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

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

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

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

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

Например:

УДК 29.19.37; 47.03.08

Оценка конвективного массопереноса Иван Иванович Иванов

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук Новосибирск, Россия ivan@academ.org, https://orcid.org/xxxx-xxxx-xxxx

Аннотация Ключевые слова Благодарности

Evaluation of Convective Mass Transfer Ivan I. Ivanov

Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences Novosibirsk, Russian Federation ivan@academ.org, https://orcid.org/xxxx-xxxx-xxxx

Abstract Keywords Acknowledgements

Основной текст статьи

105

Список литературы / References (в порядке цитирования)

Сведения об авторе / Information about the Author

Иванов Иван Иванович, доктор физико-математических наук, профессор Ivan I. Ivanov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor WoS Researcher ID Scopus Author ID SPIN

Подпись автора (авторов)

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

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

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

Не следует:

- производить табуляцию;
- разделять абзацы пустой строкой;
- использовать макросы, сохранять текст в виде шаблона и с установкой «только для чтения»;
- распределять текст по двум или более столбцам;
- расставлять принудительные переносы.

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

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

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

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

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

Настройки редактора формул

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

а

fine Styles		
Simple	C Advanced	OK
Primary font:	Times New Roman	Cancel
Greek and math fonts:	Symbol and MT Extra	- Help
🔽 Italic variables		Apply
🔲 Italic lower-case Gr	reek	Factory settings
		Use for new equations

б

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Адрес редакции

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

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