

УДК 621.375.826

ИНДУКЦИОННАЯ НАКАЧКА ЛАЗЕРОВ КООКСИАЛЬНОЙ КОНСТРУКЦИИ НА САМООГРАНИЧЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ*

**В.М. Батенин¹, В.Т. Карпукхин¹, М.М. Маликов¹,
А.С. Аверюшкин², М.А. Казарян², Н.А. Лябин³, Р.А. Захарян⁴**

¹ФГБУН «Объединенный институт высоких температур» РАН (ОИВТ РАН)

д. 13/2, ул. Ижорская, Москва, 125412, Россия

тел.: +7(916) 735-61-66; e-mail: mmalikov@oivtran.ru

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИ РАН)

д. 53, Ленинский пр-т, Москва, 119991, Россия

тел.: +7(499)132-61-47; e-mail: kazar@sci.lebedev.ru

³Научно-производственная корпорация «Исток»

д. 2а, ул. Вокзальная, г. Фрязино, Московская обл., 141190, Россия; тел.: +7(495)465-86-90

⁴Тарусский филиал института общей физики (ИОФ РАН)

д. 6, ул. Энгельса, г. Таруса, Калужская обл., 249100, Россия

doi: 10.15518/isjaee.2018.16-18.098-112

Заключение совета рецензентов: 21.03.18 Заключение совета экспертов: 15.05.18 Принято к публикации: 01.06.18

Представлены результаты численного моделирования возбуждения лазера на парах меди импульсно-периодическим индукционным (безэлектродным) разрядом. Исследован вариант лазера с кольцевым рабочим объёмом разрядной камеры, образуемым двумя коаксиальными цилиндрами. Показано, что такая коаксиальная камера в большей степени удовлетворяет особенностям индукционного способа накачки, чем обычная цилиндрическая камера. В этом случае достигаются более высокие коэффициенты связи в трансформаторной схеме индукционного лазера и достаточно большие значения вихревого электрического поля. Кроме того, коаксиальная камера с экологической точки зрения представляется наиболее безопасной для окружающего персонала, в смысле излучения электромагнитных волн.

В данной работе кратко представлена физическая модель лазера, описывающая динамику параметров плазмы, кинетику инверсной заселённости рабочих уровней лазера на самоограниченных переходах, развитие индуцированного излучения. Представлены также электротехнические уравнения для описания работы простейшего источника электрических импульсов накачки. Проведён расчёт тепловых параметров рабочего тела и конструкции камеры. С помощью численных экспериментов обнаружено, что в рассмотренных вариантах такого лазера реализуется импульс накачки, представляющий собой цуг высокочастотных затухающих колебаний, в отличие от обычного лазера на парах меди с апериодическим разрядом. Проведён анализ физических процессов, протекающих в плазме ВЧ-разряда. Показано, что пульсирующий характер джоулевого тепловыделения приводит к заметным пульсациям электронной температуры, однако это не препятствует работе лазера на самоограниченных переходах. В оптимальных режимах возбуждения наблюдаются только небольшие колебания инверсной заселённости рабочих уровней атома меди и интенсивности в импульсе излучения. Достигнутые в расчётах высокие выходные характеристики лазера свидетельствуют о возможности эффективной накачки лазера на парах меди новым для него индукционным методом.

Ключевые слова: лазер на парах меди; индуктор; трансформатор; индукционный разряд; коаксиальная камера; численное моделирование; лазерная кинетика.

THE INDUCTION PUMPING OF COAXIAL LASERS ON SELF-TERMINATING TRANSITIONS

**V.M. Batenin¹, V.T. Karpukhin¹, M.M. Malikov¹,
A.S. Averyushkin², M.A. Kazaryan², N.A. Lyabin³, R.A. Zakharyan⁴**

*Батенин В.М., Карпукхин В.Т., Маликов М.М., Аверюшкин А.С., Казарян М.А., Лябин Н.А., Захарян Р.А. Индукционная накачка лазеров коаксиальной конструкции на самоограниченных переходах // Международный научный журнал «Альтернативная энергетика и экология» (ISJAEE). 2018;16-18:98-112.



¹Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences (JIHT RAS)

13/2 Izhorskaya St., Moscow, 125412, Russia

tel.: +7(916) 735-61-66, e-mail: mmalikov@oivtran.ru

²P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences (LPI RAS)

53 Leninskiy Av., Moscow, 119991, Russia

tel.: +7(499)132 61 47, kazar@sci.lebedev.ru

³Research and Production Corporation "Istok"

2A Vokzalnaya St., Fryazino, Moscow Region, 141190, Russia; tel.: +7 (495) 465 86 90

⁴Tarusa Department of Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences (GPI RAS)

6 Engels St., Tarusa, Kaluga Region, 249100, Russia

doi: 10.15518/isjaee.2018.16-18.098-112

Referred 21 March 2018 Received in revised form 15 May 2018 Accepted 1 June 2018

The paper presents the results of the numerical simulations of pumping a copper vapour laser by a repetitively pulsed induction (electrodeless) discharge. We have investigated the version of the laser with an annular discharge volume formed by two coaxial cylinders. Such coaxial chamber is shown to be more appropriate for the induction pumping than the conventional cylindrical chamber. In the first case, higher coupling factors in the transformer-coupled circuit of the induction discharge as well as rather high curl electric field are achieved. Moreover, from the ecological point of view, the coaxial chamber appears to be safer for the surrounding personnel in terms of their exposure to electromagnetic radiation. The present work briefly presents the physical model of the laser which describes the dynamics of the plasma parameters, the kinetics of the inverse population of the working levels for the laser on self-terminating transitions as well as the development of the induction radiation. The paper also presents the electrical equations describing the simplest source of electrical pump pulses. The thermal characteristics of the working medium are estimated and the design calculations of the chamber are performed. The numerical experiments have found that, in contrast to the case of a conventional copper vapour laser with aperiodic discharge, in the regarded versions of the copper vapour laser the pump pulse is realized as a train of high-frequency damped oscillations. The analysis of the physical processes occurring in the plasma of the high-frequency discharge is carried out. The pulsed behaviour of the Joule heat power is shown to release results in pronounced pulsations of the electron temperature. This fact, however, does not significantly affect the operation of the laser on self-terminating transitions. In the optimal pumping regimes, subtle oscillations are merely observed for the inverse population of the copper atom working levels and for the intensity in the radiation pulse. High output laser characteristics achieved in the numerical simulations demonstrate the potential for efficient pumping of the copper vapour laser using the inductive method which is new for such lasers.

Key words: copper vapor laser; inductor, transformer; inductive discharge; numerical simulation; laser kinetics.



Вячеслав Михайлович
Батенин
Vyacheslav Batenin

Сведения об авторе: д-р техн. наук, профессор, чл.-корр. РАН, Советник РАН, Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН).

Образование: Московский энергетический институт (МЭИ).

Область научных интересов: физика низкотемпературной плазмы; физика и применение лазеров; теплофизика; нетрадиционные источники энергии.

Публикации: 300.
h-index 8, Scopus 10, РИНЦ 11

Information about the author: D.Sc. in Engineering, Professor, Corresponding Member of RAS, Advisor of RAS; Joint Institute of High Temperatures of the RAS (JIHT RAS).

Education: Moscow Energy Institute.

Research interests: physics of low-temperature plasma; physics and application of lasers; thermophysics; unconventional energy sources.

Publications: 300.



Вячеслав Тимофеевич
Карпухин
Vyacheslav Karpukhin

Сведения об авторе: д-р техн. наук, главный научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН).

Образование: Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (1959 г.).

Область научных интересов: физика плазмы; газодинамика; оптика; лазерные технологии; нанотехнологии.

Публикации: 200.
РИНЦ – 5, Scopus – 5, WoS – 6.

Information about the author: D.Sc. in Engineering, Chief Researcher, Joint Institute of High Temperatures of the Russian Academy of Sciences (JIHT RAS).

Education: M.V. Lomonosov Moscow State University, 1959.

Research interests: plasma physics; gas dynamics; optics; laser technology; nanotechnology.

Publications: 200.



*Михаил Максимович
Маликов
Mikhail Malikov*

Сведения об авторе: д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник, Объединённый институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН).

Образование: Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (1966 г.).

Область научных интересов: физика лазеров; физика низкотемпературной плазмы; оптика; лазерные технологии.

Публикации: 150.

h-index: РИНЦ – 5, Scopus – 4, WoS – 6

Information about the author: D.Sc. in Physics and Mathematics, Leading Researcher, Joint Institute of High Temperatures of the Russian Academy of Sciences (JIHT RAS).

Education: M.V. Lomonosov Moscow State University, 1966.

Research interests: physics of lasers; physics of low-temperature plasma; optics; laser technology.

Publications: 150.



*Анатолий Сергеевич
Аверюшкин
Anatoly Averyushkin*

Сведения об авторе: д-р физ.-мат. наук, ведущий инженер, Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН.

Образование: Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (1978 г.).

Область научных интересов: люминесценция; физическая оптика; передача энергии в молекулярных кристаллах; люминесцентные материалы.

Публикации: 40.

h-index 4, Scopus 3, РИНЦ 5.

Information about the author: D.Sc. in Physics and Mathematics, Leading Engineer, P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences (LPI RAS).

Education: M.V. Lomonosov Moscow state University, 1978.

Research interests: luminescence; physical optics; energy transfer in molecular crystals; luminescent materials.

Publications: 40.



*Мишик Айразатович
Казарян
Mishik Kazaryan*

Сведения об авторе: д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник, Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН.

Образование: Московский физико-технический институт (1970 г.).

Область научных интересов: физика лазеров и их применение; физическая оптика.

Публикации: 600.

h-index 9; Scopus 9;

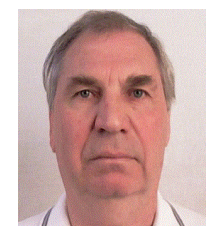
РИНЦ 10; WoS 9

Information about the author: D.Sc. in Physics and Mathematics, Leading Researcher, Physical Institute named after P. N. Lebedev RAS.

Education: Moscow Institute of Physics and Technology, 1970.

Research interests: laser machining of composite materials; physical optics.

Publications: 600.



*Николай Александрович
Лябин
Nikolay Lyabin*

Сведения об авторе: д-р техн. наук, начальник лаборатории АО «НПП «ИСТОК» им. Шокина».

Образование: Мордовский государственный университет (1972 г.).

Область научных интересов: лазеры; лазерные системы и их применение в науке, технике, медицине; физическая оптика; лазерное технологическое оборудование и технология обработки материалов.

Публикации: 150.

h-index 8

Information about the author: D.Sc. in Engineering, Head of Laboratory, Joint-Stock Company Research & Production Corporation «ISTOK» named after A.I. Shokin.

Education: Mordovia State University, 1972.

Research interests: lasers; laser systems and their applications in science, technology, medicine; physical optics; laser processing equipment and material processing technology.

Publications: 150.



*Роберт Артушевич
Захарян
Robert Zakharyan*

Сведения об авторе: и.о. директора Тарусского филиала института общей физики им. Прохорова РАН.

Образование: Ереванский политехнический институт им. К. Маркса (1984 г.).

Область научных интересов: приборостроение для экологии и лабораторных исследований; газовый мониторинг окружающей среды; исследование полимеров и катализаторов.

Публикации: 25.

h-index 1; Scopus – 3, РИНЦ – 4, ResID K-3382-2018

Information about author: Acting Director Tarusskii branch of A.M. Prokhorov General Physics Institute of RAS.

Education: K. Marks Yerevan Polytechnic Institute, 1984.

Research interests: instrument-making for environmental and laboratory investigations; gas monitoring for environment.

Publications: 25.



1. Введение

Исследование различных способов возбуждения активной среды лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов [1] проводилось с целью повышения выходных характеристик и получения ряда технических и эксплуатационных преимуществ. Импульсно-периодический индукционный разряд трансформаторного типа давно предлагался для возбуждения газовых лазеров [2–4]. Этот метод успешно применялся в [5–7] и других работах для накачки лазеров на атомарных и молекулярных рабочих средах. Впервые индукционный метод возбуждения лазера на парах меди (ЛПМ) был апробирован в экспериментальной работе [8], и, несмотря на то что лазерная генерация не была достигнута, эта работа вызвала большой интерес и дала толчок дальнейшим исследо-

ваниям. Первые результаты численных экспериментов [9, 10] по возбуждению ЛПМ индукционным разрядом уже свидетельствовали о возможности создания такого типа лазеров. Отметим, что безэлектродный индукционный способ возбуждения представляет интерес и с фундаментальной точки зрения. Например, в определенных условиях возникающие в плазме импульсные магнитные поля могут изменить спектроскопические и электрические характеристики плазмы разряда. В данной статье приводятся результаты численного моделирования работы индукционного лазера на парах меди (ИЛПМ) с коаксиальной разрядной камерой. Проводится сравнение с результатами работы [10], полученными для цилиндрической камеры. Обсуждаются физические условия и конструктивные параметры, при которых может быть достигнута эффективная генерация лазерного излучения.

Список обозначений	
<i>Буквы греческого алфавита</i>	
δ	Глубина проникновения поля в проводящую среду
η	Физический КПД лазера
σ	Удельная электрическая проводимость плазмы
$\tau_{им}$	Длительность импульса (цуга) тока накачки лазера
$\tau_{дж}$	Время затухания электрической мощности в плазме
<i>Буквы латинского алфавита</i>	
C_n	Накопительная электрическая ёмкость
D	Инверсия заселённостей рабочих лазерных уровней
E_ω	Вихревое (азимутальное) электрическое поле в плазме
f	Частота следования цугов
$f_{цуг}$	Частота колебаний тока в цуге
g_m	Статистический вес нижнего (метастабильного) уровня атома меди
g_r	Статистический вес верхнего (резонансного) уровня атома меди
H	Магнитное поле индуктора
J_1	Электрический ток в цепи индуктора
J_2	Электрический ток в плазменном витке
j_ω	Плотность азимутального тока в плазме
$K_{св}$	Коэффициент связи
k	Коэффициент для расчёта мощности нагрева газа в рабочем объёме лазера
L_1	Индуктивность индуктора
L_2	Индуктивность плазменного витка
L_n	Индуктивность цепи накопительной ёмкости и ключа
l_p	Длина плазменного объёма
M	Взаимная индуктивность
n_e	Концентрация электронов
n_m	Концентрация нижних лазерных уровней
n_r	Концентрация верхних лазерных уровней
R	Электрическое сопротивление
R_1	Электрическое сопротивление витков индуктора
$R_{пл}$	Электрическое сопротивление плазменного витка
r	Текущая координата (радиус)
$\Delta r_{пл}$	Толщина коаксиального зазора (плазмы)
$\Delta r_{ти}$	Толщина тепловой изоляции
T_e	Температура электронов
t	Текущее время
$U_{ак}$	Активное напряжение
U_n	Электрическое напряжение на накопительной ёмкости
V_p	Рабочий объём
W_j	Импульсная мощность джоулева тепловыделения в плазме
$W_{ср}$	Средняя (по частоте f) мощность излучения лазера



w	Средняя по объёму удельная мощность джоулева тепловыделения в плазме
<u>Нижние индексы</u>	
φ	Полярный угол в цилиндрической системе координат
e	Электрон
j	Джоуль
m	Метастабильное
r	Резонирующий
ак	Активное
дж	Джоуль
им	Импульс
инд	Индуктор
кл	Ключ
н	Накопитель
пл	Плазма
р	Рабочий
св	Связь
ср	Среднее
т	Технический
ти	Тепловая изоляция
тр	Трубка
ф	Физический
цуг	Цуг
<u>Аббревиатуры</u>	
ИЛПМ	Индукционный лазер на парах меди
КПД	Коэффициент полезного действия
ЛПМ	Лазер на парах меди

2. Физическая модель

Простейшая конструкция ИЛПМ с накачкой импульсно-периодическим индукционным разрядом представлена на рис. 1а.

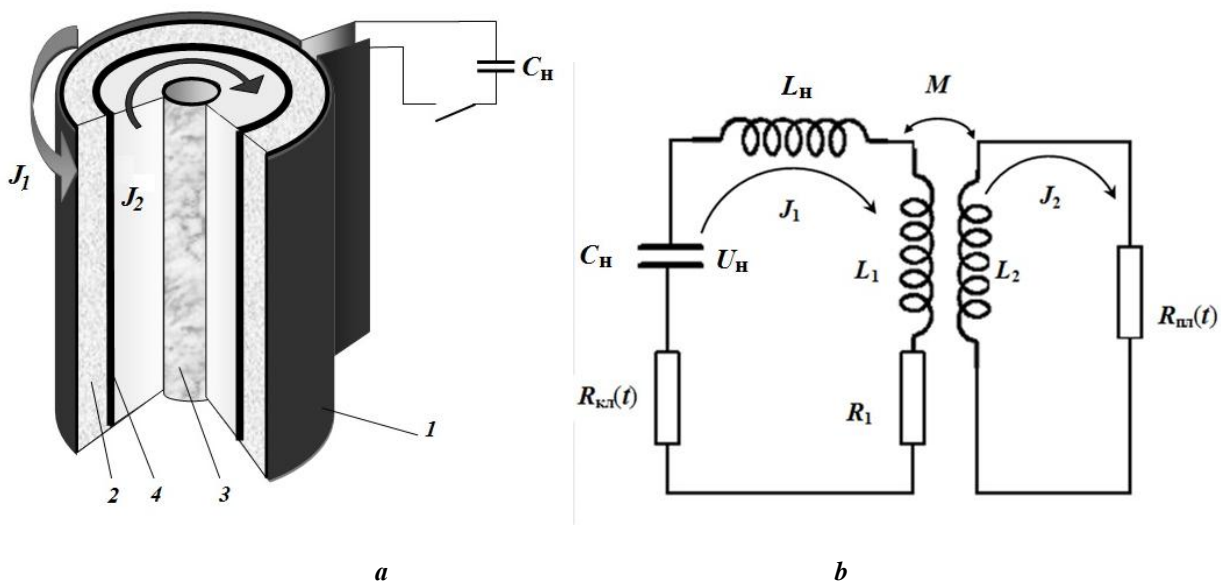


Рис. 1 – Индукционный лазер на парах меди: а – конструкция лазера с коаксиальной разрядной камерой; б – электрическая схема импульсно-периодической индукционной накачки
Fig. 1 – Induction of the copper-vapor laser: a – design of ICVL with coaxial discharge chamber; b – electrical circuit of pulse-periodic induction pump

Накопительная ёмкость C_n разряжается через ключ на индуктор I , представляющий собой сплош-

ной виток, облегающий теплоизоляционный объём 2. Рабочая среда лазера (пары меди и неон) расположе-

на в коаксиальном зазоре $\Delta r_{\text{пл}} = (r_2 - r_1)$ между центральной керамической вставкой 3 радиуса r_1 и внешней стенкой разрядной камеры 4 радиуса r_2 . Импульсное магнитное поле индуктора вызывает вихревое электрическое поле $E_{\varphi}(r,t)$ и азимутальный ток проводимости в плазме рабочей смеси. При этом индуктор рассматривается как первичная обмотка трансформатора (без сердечника), а плазменный виток – как вторичная обмотка. Главное отличие ИЛПМ от индукционных лазеров [5–7], упомянутых ранее, – наличие толстой теплоизоляции, которая увеличивает расстояние между плазменным витком и индуктором, что приводит к значительному снижению коэффициента связи $K_{\text{св}}$ трансформатора и негативно сказывается на его работе. Другими особенностями ИЛПМ являются: высокая частота следования импульсов накачки (десятки килогерц) и сравнительно низкое предимпульсное сопротивление плазмы ~ 1 Ом·см. Для возникновения инверсной заселённости рабочих уровней требуется очень быстро вводить электрическую энергию в плазму за время $\sim 10 \div 100$ нс. Температура стенок 3 и 4 разрядной трубки должна составлять ~ 1 900 К, так как это необходимо для поддержания нужного давления паров меди. Давление буферного газа неона – $0,1 \div 1$ атм.

На рис. 1b представлена упрощённая электрическая схема генератора импульсной индукционной накачки трансформаторного типа (с чисто индуктивной связью катушек). Здесь L_1 и J_1 – индуктивность индуктора и ток в первичной цепи; L_2 и J_2 – индуктивность и ток плазменного витка. Значения L_1 , L_2 и взаимная индуктивность M вычислялись по соответствующим формулам из работы [11]. Электрическое сопротивление ключа $R_{\text{кн}}(t)$ описывалось модельной функцией, позволявшей задавать как время коммутации, так и джоулевы потери в первичной цепи трансформатора. При этом учитывалось омическое сопротивление R_1 индуктора, задавались начальное напряжение $U_{\text{н}}(0)$ на накопительной ёмкости и индуктивность $L_{\text{н}}$ цепи ключа.

С помощью известных дифференциальных уравнений трансформатора [12] и законов Кирхгофа можно записать систему уравнений, описывающую работу схемы, представленной на рис. 1b.

$$U_{\text{н}} = L_{\text{н}} + L_1 \frac{dJ_1}{dt} - M \frac{dJ_2}{dt} - J_1 R_{\text{кн}} t + R_1, \quad (1)$$

$$0 = R_{\text{пл}} t J_2 + L_2 \frac{dJ_2}{dt} - M \frac{dJ_1}{dt},$$

$$\frac{dU_{\text{н}}}{dt} = -\frac{J_1}{C_{\text{н}}}.$$

Сопротивление плазменного витка $R_{\text{пл}}(t)$ зависит от удельной электрической проводимости $\sigma(r,t)$ и распределения плотности тока в плазме по радиусу

$j_{\varphi}(r,t)$. Все эти величины, включая и $R_{\text{пл}}(t)$, круто изменяются в течение импульса возбуждения. Для нахождения $R_{\text{пл}}(t)$ необходимо решать систему уравнений (1) совместно с уравнениями, описывающими физические процессы и $\sigma(r,t)$ в неравновесной плазме рабочего тела. Для этого применялась разработанная ранее модель и программа расчёта обычного ЛПМ [13–15]. Основу модели ЛПМ составляли уравнения, описывающие кинетику заселённости возбуждённых уровней атомов, концентрации электронов, баланса энергии электронов. Кроме того, использовались уравнения развития индуцированного излучения в оптическом плоском резонаторе. В модель входила и специально разработанная методика расчёта тепловых параметров рабочего тела, и элементов высокотемпературной конструкции лазера. Учитывалось большое количество энергетических уровней атомов меди и неона, а также обширный набор элементарных процессов. Следует отметить, что в установленном (по частоте следования импульсов накачки) режиме работы численно находились самосогласованные значения всех параметров плазмы, удельной электрической проводимости $\sigma(t)$, токов и напряжений (в первичной и вторичной цепи). Определялись мощность джоулевого тепловыделения, температура электронов и газа, мощность излучения и КПД лазера. Необходимо учесть, что в модели [13, 14] уравнения записаны в нольмерном приближении, то есть все параметры плазмы, включая и $\sigma(t)$, усреднены по объёму плазмы, а процессы переноса учтены приближённо. В связи с этим в баланс энергии электронов подставляется средняя удельная мощность джоулевого тепловыделения:

$$w = \frac{1}{V_p} \int \sigma E_{\varphi}^2 dV_p \approx \frac{J_2^2 \cdot R_{\text{пл}}(t)}{V_p}, \quad (2)$$

где V_p – рабочий объём. С другой стороны, для того что бы с помощью (2) установить связь между эффективным сопротивлением плазменного витка $R_{\text{пл}}(t)$ и удельной средней проводимостью $\sigma(t)$, необходимо знать радиальную зависимость вихревого электрического поля и проводимости в плазменном цилиндрическом объёме. Существует обширная литература, например [16–18], посвящённая расчёту радиального распределения электрических параметров в плазме индукционного разряда. Для проводящего сплошного цилиндра индуцированное вихревое поле $E_{\varphi}(r,t)$ в плазме имеет максимальное значение вблизи наружной стенки и спадает до нуля на его оси. В случае полого цилиндра (коаксиального плазменного объёма – рис. 1a) в зазоре $\Delta r_{\text{пл}}$ значение $E_{\varphi}(r)$ не падает до нуля на внутренней стенке ($r = r_1$) и при слабом скин-эффекте ($\delta \gg (r_2 - r_1)$) изменяется не очень



сильно [17] (δ – глубина проникновения поля в проводящую среду). Таким образом, в коаксиальной разрядной камере можно создать более однородную плазму, чем в цилиндрической камере, что является положительным фактором для генерации лазерного излучения. Кроме того, в этом случае более обоснованным является описание плазменных процессов с помощью нольмерной модели. Далее будет показано, что использование коаксиальной камеры позволяет также существенно увеличить коэффициент связи $K_{св}$ трансформатора.

В работах [17, 18] приводятся формулы для расчёта $R_{пл}(t)$ применительно к сплошному или полуму цилиндру с однородной проводимостью σ и любой глубиной проникновения δ . Выражения состоят из сложных комбинаций функций Бесселя первого и второго рода, которые здесь не приводятся ввиду громоздкости. При $\delta \gg (r_2 - r_1)$ выражения для $R_{пл}(t)$ приобретают наглядный вид [17]. Для сплошного и коаксиального плазменного цилиндров соответственно

$$R_{пл}(t) \approx 4\pi/\sigma l_{тр} \quad \text{и} \quad R_{пл}(t) \approx \frac{4\pi}{\sigma l_{тр}} \frac{r_2^2 + r_1^2}{r_2^2 - r_1^2}, \quad (3)$$

где $l_{тр}$ – длина плазменного объёма (трубки).

$$\frac{C_H U_H^2(0)}{2} = \left[\frac{L_H + L_1}{2} J_1^2 + \frac{L_2 J_2^2}{2} - M J_1 J_2 + \frac{C_H U_H^2}{2} \right]_t + \int_0^t \left[J_2^2 \cdot R_{пл} + J_1^2 \cdot R_{кл} + R_1 \right] dt. \quad (4)$$

$R_{кл}(t)$ подбиралось таким, чтобы в первичной цепи и ключе терялось 30 ÷ 40 %, а в плазме 70 ÷ 60 % запасённой энергии соответственно. Такая пропорция является типичной при возбуждении традиционного ЛПМ с тиратронным ключом. Таким образом, в численных экспериментах с индукционной накачкой обеспечивался импульсный удельный энерговклад в плазму, примерно равный энерговкладу в обычном лазере на пары меди. Такой подход был выбран для объективного сравнения ЛПМ обоих типов. В данной работе рассматривается сплошной одновитковый индуктор, изображённый на рис. 1а.

3. Исходные данные расчётной задачи

В численных экспериментах рассмотрено два варианта конструкции ИЛПМ с коаксиальными камерами, отличающимися друг от друга размерами и различными коэффициентами связи $K_{св}$ (табл.). За основу перво-

во реальных условиях проводимость плазмы неоднородна. В этом случае аналитические решения для распределения электрических параметров в плазме отсутствуют. Значения полей $E_\phi(r,t)$, плотностей токов $j_\phi(r,t)$, $\sigma(r,t)$ и полного сопротивления $R_{пл}(t)$ находят численными методами при совместном решении нестационарной одномерной электромагнитной задачи и нестационарных одномерных уравнений, описывающих неравновесную двухтемпературную плазму. Детальный обзор подобных расчётных моделей индукционного нагрева плазмы можно найти в [16, 18]. В [18] рекомендуется использовать формулы, подобные (3), в качестве первого приближения. Авторы настоящей работы ограничиваются, как уже отмечалось, нольмерной моделью плазменных процессов и уравнениями (2), (3), связывающими проводимость плазмы с системой уравнений (1) электрической трансформаторной схемы.

Коэффициент связи вычислялся по известной формуле: $K_{св} = M / \sqrt{L_1 L_2}$. Длительность импульсов тока накачки $\tau_{им}$ определялась в расчётах по моменту времени, при котором 98 ÷ 99 % первоначальной (запасённой в C_H) энергии переходило в джоулево тепло в плазме и на сопротивлениях первичной цепи и ключа. При этом использовалось уравнение баланса электрической энергии [12]:

го варианта ИЛПМ взяты параметры, соответствующие обычному серийному активному элементу LT-30Cu [19]: рабочий объём $V_p \approx 280 \text{ см}^3$ и диаметр внешней оболочки $\sim 10 \text{ см}$, номинальное значение накопительной ёмкости $C_H = 0,5 \text{ нФ}$ и начальное напряжение на ней $U_H(0) = 28 \text{ кВ}$. Второй вариант отличается увеличенными геометрическими размерами, объёмом коаксиальной разрядной камеры ($V_p \approx 1 \text{ 410 см}^3$) и накопительной ёмкостью C_H . В обоих вариантах давление неона составляет 250 мм рт. ст., температура внутренней стенки 4 (см. рис. 1а) $T_4 = 1 \text{ 823 К}$, концентрация паров меди $\sim 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ были одинаковы и соответствовали примерно параметрам рабочего тела LT-30Cu. Частота следования импульсов накачки f составляла 10 кГц. Индуктивность L_H цепи ключа задавалась равной $0,5L_1$, сопротивление R_1 первичной цепи трансформатора с учётом скин-эффекта для медного проводника – порядка 10^{-3} Ом .



Таблица

Варианты геометрических и электротехнических параметров ИЛПМ

Table

Possible geometrical and electrotechnical parameters of ICVL

№ вар.	r_1 , см	r_2 , см	$\Delta r_{пл}$, см	$r_{инд}$, см	$\Delta r_{ти}$, см	$l_{тр}$, см	V_{p2} , см ³	L_1 , нГн	L_2 , нГн	M , нГн	$K_{св}$
1	2	2,5	0,5	5	2,5	40	280	25	3,6	4,4	0,47
2	2	3,0	1,0	5,5	2,5	90	1 410	13	1,9	2,6	0,53



В первом варианте ИЛПМ (см. табл.) индуктор радиуса $r_{инд}$ облегает непосредственно внешнюю оболочку активного элемент LT-30Cu, толщина тепловой изоляции $\Delta r_{ти} = (r_{инд} - r_2)$ активного элемента уменьшена с 4 см до 2,5 см, при этом коэффициент связи $K_{св}$ равен 0,47. Отметим, что при использовании LT-30Cu с обычным цилиндрическим рабочим объемом без изменения толщины теплоизоляции $K_{св}$ равнялся всего лишь 0,18 [10]. Во втором варианте толщина теплоизоляции остаётся равной 2,5 см, но радиус индуктора $r_{инд}$, радиус коаксиального плазменного объема r_2 и длина трубки (и индуктора) $l_{тр}$ увеличиваются. Как видно из таблицы, это также приводит к росту $K_{св}$ до 0,53.

4. Результаты численного моделирования

Рассмотрим динамику процессов на примере первого варианта ИЛПМ с коаксиальной разрядной камерой (при $U_n(0) = 28$ кВ и $C_n = 0,25$ нФ). На рис. 2 показаны типичные импульсы напряжения $U_n(t)$ на накопительной ёмкости и тока $J_1(t)$ в первичной цепи.

На рис. 3а,б представлены импульсы тока $J_2(t)$ во вторичной цепи (в плазменном витке) и импульс активного напряжения $U_{ак} = J_2 R_{пл}(t)$ (при одном обходе по азимуту). Видно, что токи и напряжение имеют форму цуга быстро затухающих колебаний с частотой $f_{цуг}$ порядка 50 МГц. Длительность импульса тока J_2 (цуга) $\tau_{им}$ в данном варианте составила 140 нс, максимум полного тока $J_2 \approx 1,25$ кА, а среднее по сечению значение плотности тока $j_\phi \approx 144$ А/см². Затухание $U_{ак}$ происходит значительно круче, чем

затухание тока. Максимальному значению $U_{ак} = 3,1$ кВ соответствует среднее по сечению значение вихревого электрического поля $E_\phi \approx 180$ В/см. Отметим, что полученные значения j_ϕ и E_ϕ примерно соответствуют типичным значениям плотности тока и электрического поля в разрядной плазме обычного ЛПМ.

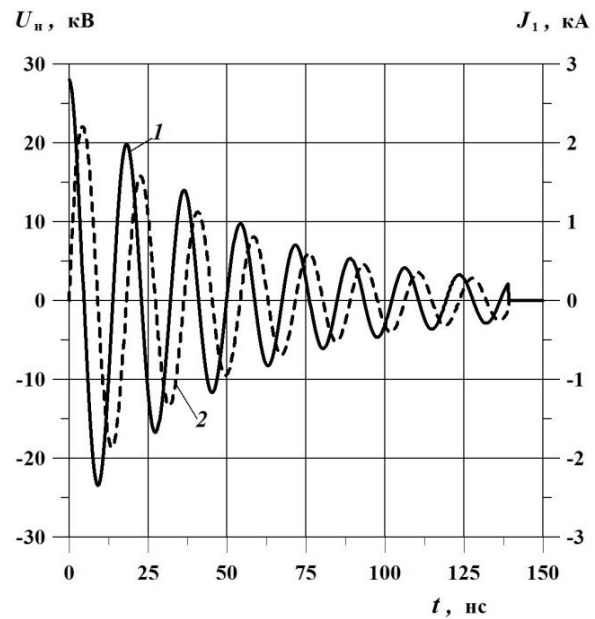


Рис. 2 – Разряд в первичной цепи: 1 – напряжение U_n и 2 – ток J_1 в первичной цепи
 Fig. 2 – Discharge in the primary circuit: 1 – voltage U_n and 2 – current J_1 in primary circuit



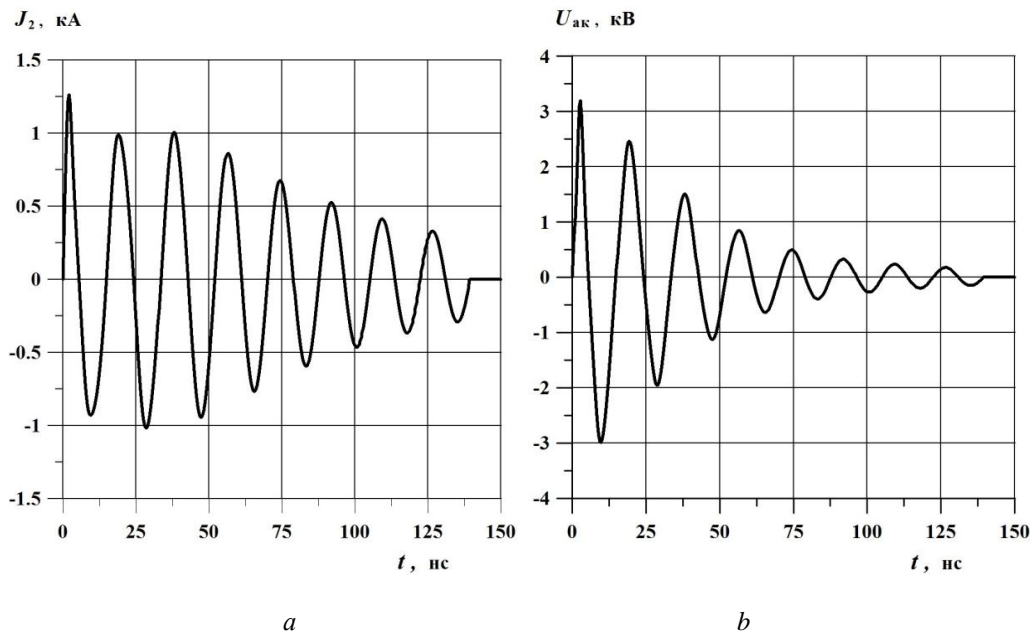


Рис. 3 – Индуцированный разряд в плазме: а – импульс тока J_2 в плазменном витке; б – $U_{ак}$ эффективное падение напряжения на сопротивлении $R_{пл}$ при одном обходе плазменного витка
Fig. 3 – Induced plasma discharge: а – current pulse J_2 in plasma turn; б – $U_{ак}$ effective voltage drop at resistance R_{pl} over one plasma turn

Импульс мощности джоулевого тепловыделения в плазме $W_j = J_2^2(t)$. $R_{пл}(t)$ представлен на рис. 4а. Кривая 1 для $W_j(t)$ также носит колебательный характер с характерным временем затухания $\tau_{дж} \sim 55$ нс. На кривой 2 температуры электронов T_e наблюдаются значительные пульсации в такт с колебаниями W_j , в то время

как электронная концентрация n_e (кривая 3) нарастает плавно и медленно. На кривой $R_{пл}(t)$ (рис. 4б) тоже наблюдаются небольшие пульсации. Медленный рост и плавный характер поведения n_e связан с тем, что характерное время развития ионизации рабочей смеси значительно превышает период колебаний W_j и T_e .

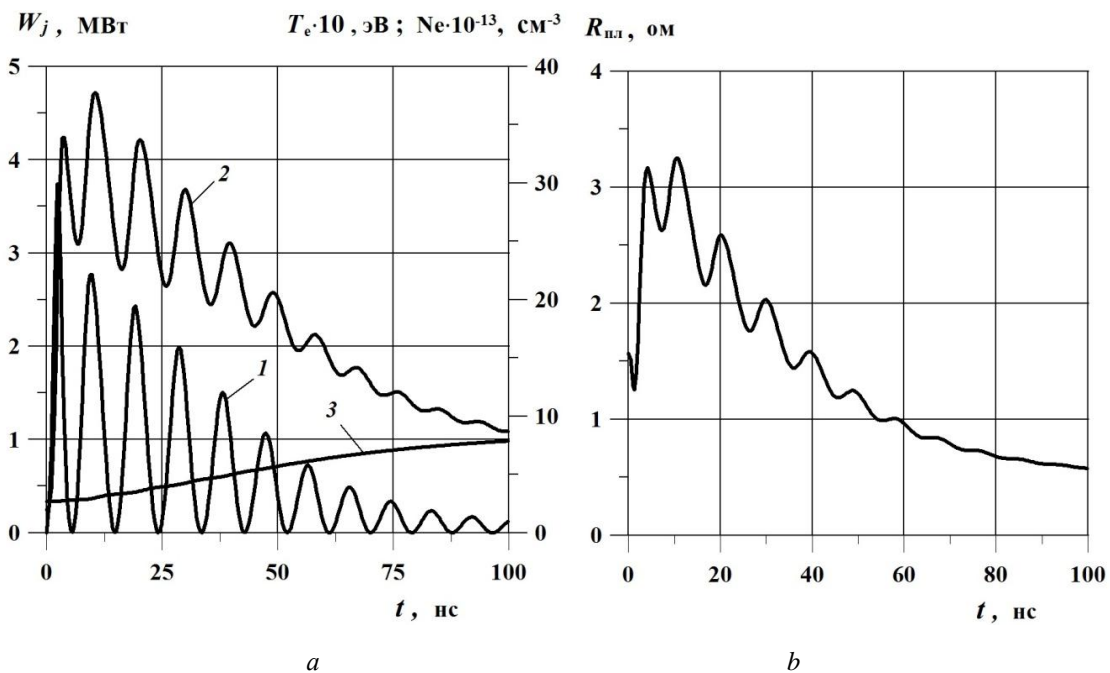


Рис. 4 – Импульс возбуждения: а – параметры плазмы: 1 – W_j , 2 – T_e , 3 – n_e ; б – сопротивление плазменного витка $R_{пл}$
Fig. 4 – Excitation pulse: а – the plasma parameters; 1 – W_j , 2 – T_e , 3 – n_e ; б – resistance R_{pl} of plasma turn



Пиковая мощность излучения ИЛПМ 1 (рис. 5) в данном примере составила 190 кВт, а средняя (по частоте следования импульсов накачки) мощность $W_{cp} \approx 27$ Вт, что соответствует типичным показателям активного элемента LT-30Cu [19]. Однако отличительной чертой является наличие колебаний на импульсах излучения 1, 2 и 3.

Динамика концентраций верхних резонансных n_r и нижних метастабильных n_m возбуждённых уровней лазерного перехода для двух линий генерации 0,51 мкм и 0,578 мкм представлена на рис. 6а. Поведение инверсии заселённостей $D = (n_r - n_m g_r / g_m)$ (g_r и g_m – статистические веса) показано на рис. 6б. В момент времени $t \approx 15$ нс, соответствующий началу лазерной генерации, наблюдаются типичные резкие спады n_r , D и подъём n_m . При $15 \leq t \leq 47$ нс в период развитого импульса излучения инверсия D мала, что соответствует генерации в режиме насыщенной мощности. В отличие от обычного ЛПМ в этот период времени на плато наблюдаются небольшие колебания D , что можно объяснить пульсациями температуры электронов (см. рис. 4а).

Для второго варианта параметров ИЛПМ (см. табл.) расчёт динамики во времени всех перечисленных физических величин даёт аналогичную картину.

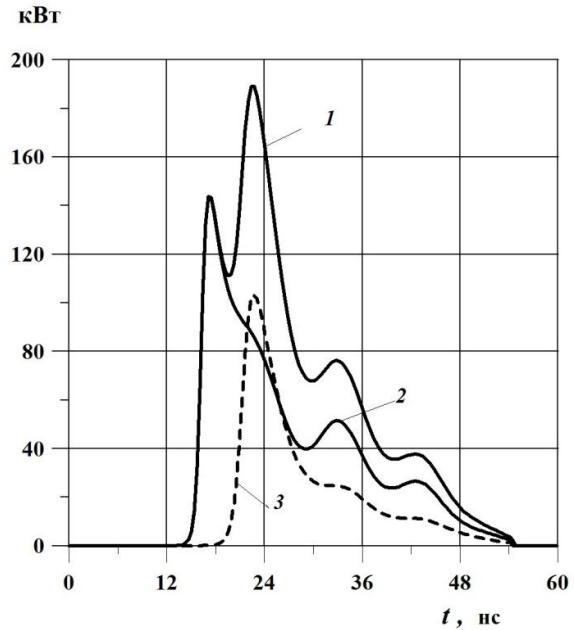


Рис. 5 – Импульсы мощности генерации лазера: 1 – на сумме двух длин волн; 2 – 0,51 мкм; 3 – 0,578 мкм
Fig. 5 – Laser power pulses: 1 – at sum of two wavelengths; 2 – at 0.51 μm; 3 – at 0.578 μm

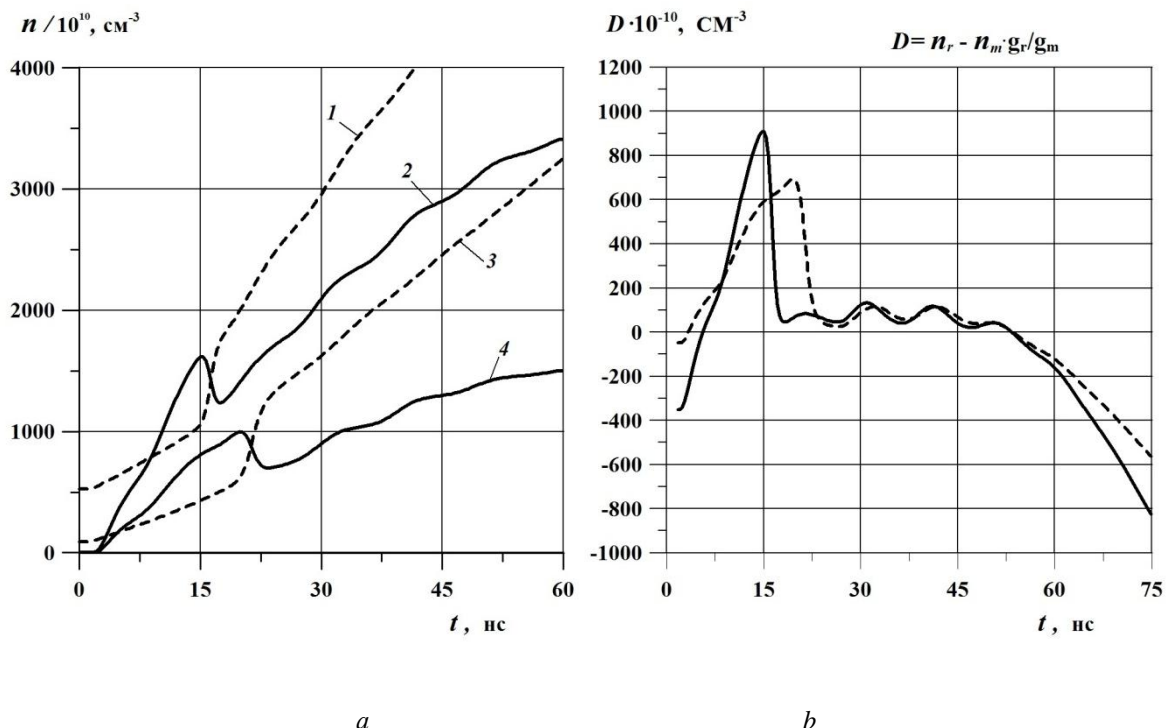


Рис. 6 – Динамика возбуждения рабочих уровней лазера: а – концентрации (1 – n_m и 2 – n_r , генерация на длине волны 0,51 мкм; 3, 4 – то же на длине 0,578 мкм); б – инверсия D (сплошная – 0,51 мкм, пунктир – 0,578 мкм)

Fig. 6 – Dynamics of excitation of the working levels of the laser: a – concentrations (1 – n_m and 2 – n_r , lasing at 0.51 μm, 3, 4 – the same at 0.578 μm); b – inversion dynamics D (solid line corresponds to 0.51 μm, dashed line corresponds to 0.578 μm)



На рис. 7 представлены зависимости средней мощности излучения W_{cp} (суммарной по двум линиям излучения) от начального напряжения $U_n(0)$ на накопительной ёмкости и от этой ёмкости C_n для обоих вариантов. Мощность W_{cp} во втором варианте существенно выше, чем в первом варианте (примерно пропорционально увеличению рабочего объёма ИЛПМ).

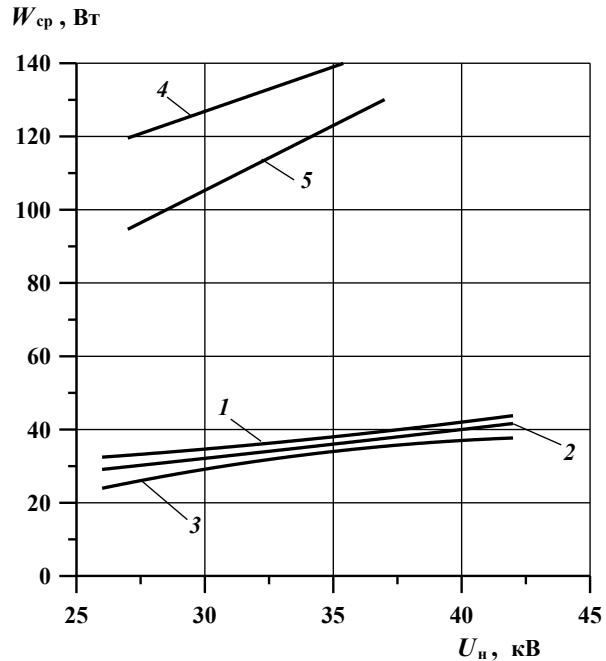


Рис. 7 – Средняя мощность генерации W_{cp} .
 Вариант №1, C_n равно: 1 – 0,5 нФ; 2 – 0,35 нФ; 3 – 0,25 нФ.
 Вариант №2, C_n равно: 4 – 1,5 нФ; 5 – 0,8 нФ
Fig. 7 – Average laser power W_{av} .
 Version №1, C_n is equal to: 1 – 0.5; 2 – 0.35; 3 – 0.25 nF.
 Version №2, C_n is equal to: 4 – 1.5; 5 – 0.8 nF

На рис. 7 также видно, что средние мощности повышаются с ростом $U_n(0)$ и C_n , в то время как физический η_{ϕ} и технический η_{τ} КПД лазера падают (рис. 8a,b). Здесь η_{ϕ} определяется как отношение энергии импульса излучения лазера к электрической энергии, вложенной в плазму к моменту окончания импульса генерации. КПД η_{τ} определяется

как отношение энергии импульса излучения к начальной энергии, запасённой в накопительной ёмкости C_n . Максимальное значение W_{cp} во втором варианте составило 140 Вт, а в первом – 37,5 Вт. Максимальные значения КПД в обоих вариантах достигали $\eta_{\phi} \approx 5 \div 5,5 \%$, $\eta_{\tau} \approx 2,7 \div 3,1 \%$ при меньших средних мощностях.

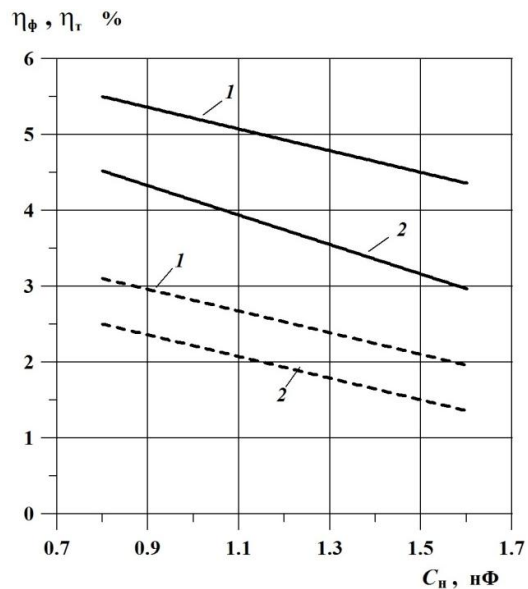
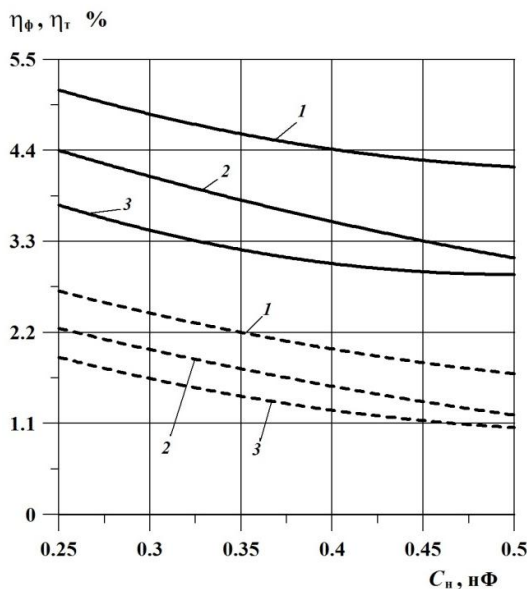


Рис. 8 – Зависимость физического η_{ϕ} (сплошная) и технического η_{τ} (пунктир) КПД: а – вариант №1, б – вариант №2 при $U_n(0)$, равно: 1 – 28 кВ, 2 – 35 кВ, 3 – 40 кВ
Fig. 8 – Dependencies for physical η_{ph} (solid line) and technical η_t (dashed line) efficiencies: a – version №1, b – version №2 with $U_n(0)$ equal to: 1 – 28, 2 – 35, 3 – 40 kV

С ростом C_n происходит снижение частоты колебаний $f_{цуг}$ в цугах, а также наблюдается увеличение

длительности импульса тока $\tau_{им}$ и времени выделения джоулевого тепла в плазме $\tau_{дж}$ (рис. 9a,b).



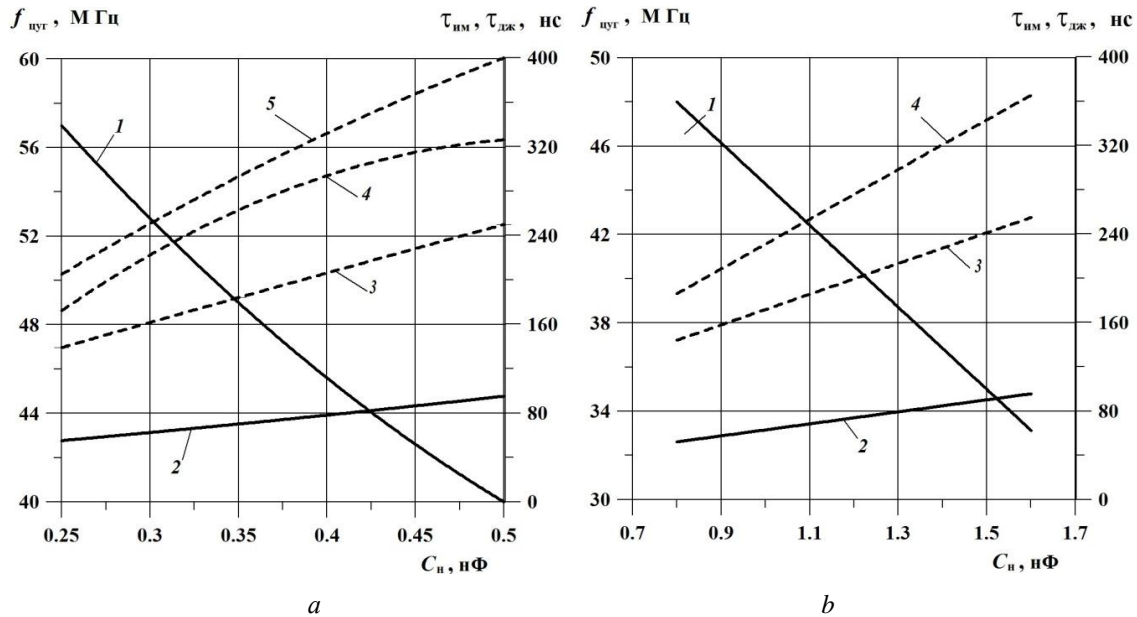


Рис. 9 – Влияние C_n на параметры импульса возбуждения: а – вариант № 1, б – вариант № 2
 (1 – $f_{\text{цуг}}$, 2 – $\tau_{\text{им}}$; $\tau_{\text{им}}$ при $U_n(0)$, равном: 3 – 28 кВ, 4 – 35 кВ, 5 – 40 кВ)
 Fig. 9 – The influence of C_n on the parameters of the excitation pulse: а – version №1, б – version № 2
 (1 – f_{tr} , 2 – τ_j ; τ_{tr} for $U_n(0)$ equal to: 3 – 28, 4 – 35, 5 – 40 kV)

5. Обсуждение результатов

Приведенные расчёты и результаты [10] показали, что при индукционном методе возбуждения ЛПМ импульс тока накачки представляет собой цуг высокочастотных колебаний с периодом $10 \div 30$ нс, в то время как в обычном ЛПМ импульс тока имеет форму, близкую к форме апериодического разряда с длительностью $150 \div 200$ нс. Высокая частота колебаний тока обусловлена тем, что индуктивность плазменного витка, индуктивность индуктора и коэффициент взаимной индукции на два-три порядка меньше индуктивности разрядной цепи в традиционном ЛПМ с продольным разрядом между электродами (при одинаковых V_p). Следует также отметить, что и эффективное сопротивление плазмы $R_{\text{пл}}$ примерно на два порядка меньше, чем сопротивление продольного разряда в обычном ЛПМ (при одинаковых значениях σ). Последнее связано с большим поперечным сечением азимутального тока и малой длиной вдоль тока (при одном обходе по азимуту). По этим параметрам рассматриваемые коаксиальные ИЛПМ стоят скорее ближе к так называемым ЛПМ с поперечным разрядом (см. например [20]).

Как показали расчёты за первые $35 \div 50$ нс (к моменту окончания импульса генерации, см. рис. 4а и 5) выделяется $70 \div 80$ % энергии от всей энергии, вложенной в плазму в течение импульса тока $\tau_{\text{им}}$. Кроме того, в данных численных экспериментах и в работах [9, 10] получен довольно крутой (примерно за 5 нс) подъём температуры электронов до $4 \div 5$ эВ. Всё это свидетельствует о высокой скорости ввода

электрической энергии в плазму при индукционном способе накачки, что является положительным фактором для эффективной работы лазера. В свою очередь, высокую скорость ввода энергии можно объяснить большой крутизной колебаний тока в цуге и значительным увеличением сопротивления плазмы $R_{\text{пл}}(t)$ на начальном этапе (см. рис. 4б) от $1,5$ Ом ($t \approx 0$) до $3,3$ Ом ($t \approx 5$ нс), которое связано с ростом частоты упругих столкновений электронов с атомами неона вследствие резкого повышения T_e . На этом интервале времени n_e (см. рис. 4а) не успевает значительно вырасти и ослабить рост $R_{\text{пл}}(t)$. В обычных ЛПМ с большой длительностью переднего фронта импульса тока подобные эффекты не проявляются столь сильно.

Тепловые расчёты проводились согласно методике [14, 15] при заданной температуре T_4 внешней стенки 4 (см. рис. 1а) с использованием рассчитанной средней (по частоте следования импульсов накачки) мощности, идущей на нагрев газа – $k \langle W_j \rangle$, где $k < 1$ – коэффициент, учитывающий выход из плазмы части энергии непосредственно на стенки коаксиальной камеры за счёт спонтанного излучения, амбиполярной диффузии и электронной теплопроводности. Принимался во внимание также сброс тепла за счёт радиационного теплообмена между центральной вставкой 3 и стенкой 4. При высоких температурах стенок ($\sim 1800 \div 2000$ К) радиационный теплообмен приводит к существенному снижению температуры газа в коаксиальном зазоре $\Delta r_{\text{пл}}$ и позволяет увеличить предельную по перегреву вкладываемую среднюю электрическую мощность по сравнению с цилиндрической камерой того же погонного объёма. Это поло-



жительное свойство коаксиальных камер хорошо сочетается с возможностью создавать в них более однородное распределение вихревого электрического поля и параметров плазмы, чем в цилиндрической камере.

Расчёты показали, что в обоих вариантах (см. табл.) ИЛПМ средняя по рабочему коаксиальному объёму температура газа не превышала 2 073 К, температура центральной вставки 3 (см. рис. 1) составляла ~1 890 К, а максимальная температура в середине коаксиального зазора $\Delta r_{пл}$ достигала 2 200 К, что приемлемо для работы ЛПМ. Тепловой поток на внутреннюю стенку 4 равен полной средней электрической мощности $\langle W_j \rangle$, вводимой в рабочий объём. Для обеспечения сброса такого теплового потока через теплоизоляционный слой в 2,5 см при $T_4 = 1 823$ К и температуре наружной стенки индуктора 1 (охлаждаемого водой) 333 К необходимо использовать многослойную теплоизоляцию с эффективной теплопроводностью от 0,1 Вт/м·К до 0,4 Вт/м·К в зависимости от вкладываемой в плазму средней мощности. В разработанных промышленных ЛПМ для различных теплоизоляционных слоёв применяются материалы, типичные значения теплопроводности которых составляют 0,15 ÷ 0,5 Вт/м·К [19]. Эти материалы позволяют получить для ИЛПМ эффективную теплопроводность теплоизоляции практически во всём рассчитанном выше диапазоне значений.

Особенностью индукционного способа возбуждения лазеров является наличие в плазме магнитного поля, создаваемого током индуктора и током плазменного витка. Поэтому все процессы, происходящие в плазме, необходимо рассматривать, в принципе, с учётом влияния магнитного поля H на процессы переноса, электропроводность и учитывать зеemannовское расщепление спектральных линий. Однако в рассмотренных вариантах магнитное поле, создаваемое индуктором, невелико. Специфика ЛПМ заключается в том, что удельные импульсные энергоклады в плазму должны быть небольшими, чтобы не вызывать значительную ионизацию рабочей смеси [19, 21]. Соответственно, ограничена и начальная запасённая энергия в накопительной ёмкости, точнее $C_n \cdot U_n^2(0) / 2\pi r_{инд}^2 l_{тр}$.

Если даже вся эта энергия перейдёт в энергию магнитного поля с плотностью $H^2/8\pi$, то максимально возможное значение H будет невелико – от 90 эрстед до 180 эрстед (независимо от числа витков индуктора). При таких значениях H и плотностях атомов рабочей смеси параметр Холла мал (не превышает 0,3), и влиянием магнитного поля на проводимость σ и на баланс энергии электронов можно пренебречь. Как показали эксперименты, проведённые с плазмой ЛПМ в магнитном поле [22, 23], и расчёты [14, 21], зеemannовское расщепление рабочих (лазерных) уровней при этих H незначительное и не влияет на генерацию лазерного излучения.

6. Заключение

Результаты численного исследования [9, 10] и данной работы подтверждают возможность создания эффективного ЛПМ, возбуждаемого импульсно-периодическим индукционным (безэлектродным) разрядом. Предварительные расчёты показали, что с увеличением коэффициента связи в ИЛПМ удаётся достичь значений мощности и эффективности генерации, типичных для традиционных лазеров на парах меди.

ИЛПМ с коаксиальными разрядными камерами могут иметь более высокие коэффициенты связи. В численных экспериментах были получены большие мощности излучения на уровне 100 Вт, достигнуты физические КПД порядка 5 % и технические КПД в (1,5 ÷ 3)%. При этом расчётные значения физических КПД сравнимы с физическими КПД обычных серийных ЛПМ, работающих на чистых смесях меди и неона. Технические КПД могут заметно отличаться от расчётных значений в зависимости от конструктивных особенностей источника импульсов накачки. Проведённый в работе анализ показывает, что в целом коаксиальные разрядные камеры лучше подходят для создания ИЛПМ, чем цилиндрические камеры.

Для определения перспективы создания эффективных ИЛПМ и использования их на практике необходимо детально исследовать работу таких лазеров и провести оптимизацию по основным задаваемым физическим и геометрическим параметрам для установления предельных выходных характеристик. Применение индукционной накачки по всей вероятности позволит решить задачу долговечности и надёжности отпаянных лазерных элементов, а также решить экологически важный вопрос – защиты персонала от электромагнитного облучения. Более того, создание эффективных ИЛПМ значительно расширит круг применений ЛПМ в промышленности, в прецизионной микрообработке материалов [19], в селективных технологиях, физических исследованиях, диагностике многофазных газовых потоков [24, 25], в медицине и т.п.

Благодарность

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-08-00410 а.

Acknowledgment

The study was supported by the Russian Foundation for Basic Research, project No. 17-08-00410 a

Список литературы

- [1] Batenin, V.M. Brightness Metal Vapor Lasers: Physical Fundamentals and Mathematical Models / V.M. Batenin [et al.] – forthcoming by CRC Press, November 15, 2016. – P. 600. ISBN 9781482250046.



[2] Мхитарян, В.М. Лазеры и источники излучения на основе индукционного разряда в среде / В.М. Мхитарян // Лазер-Информ. – 2004. – № 15–16. – С. 18.

[3] Razhev, A.M. 703- to 731-nm FI Laser Excited by a Transverse Inductive Discharge / A.M. Razhev, V.M. Mkhitarianb, D.S. Churkin // JETP Letters. – 2005. – Vol. 82. – No. 5. – P. 259–262.

[4] Razhev, A.M. Inductive Ultraviolet Nitrogen Laser / A.M. Razhev, D.S. Churkin // JETP Letters. – 2007. – Vol. 86. – No. 6. – P. 420–423.

[5] Razhev, A.M. Laser action on the F, He, Ne, Ar atoms and XeCl and XeF molecules excited by an inductive transverse discharge / A.M. Razhev [et al.] // Proc. SPIE. – 2006. – Vol. 6263. – No. 8. – P. 626302-1–626302-10; doi: 10.1117/12.677386.

[6] Razhev, A.M. Study of the uv emission of an inductive nitrogen laser / A.M. Razhev, S.S. Churkin, A.A. Zhupikov // Quantum Electronics. – 2009. – Vol. 39. – No. 10. – P. 901–905.

[7] Razhev, A.M. Pulsed IR inductive lasers / A.M. Razhev, D.S. Churkin, E.S. Kargapol'tsev // Laser Phys. – 2014. – Vol. 24. – 074004. – (5pp.); doi:10.1088/1054-660X/24/7/074004.

[8] Манучарян, Р.Г. Возбуждение атомов меди импульсно-периодическим индукционным разрядом в парах CuBr / Р.Г. Манучарян [и др.] // Сб. тезисов симпозиума «Лазеры на парах металлов (ЛПМ-2006)». – Ростов-на-Дону, 2006. – С. 14.

[9] Маликов, М.М. Численное моделирование возбуждения мощных лазеров на парах меди импульсно-периодическим индукционным разрядом / М.М. Маликов, В.Т. Карпукхин, М.А. Казарян // Сб. тезисов симпозиума «Лазеры на парах металлов (ЛПМ-2014)». – Ростов-на-Дону, 2014. – С. 64.

[10] Malikov, M.M. M. A. Kazaryan, V. T. Karpukhin. On the Possibility of Efficient Pumping of Copper Vapor Lasers by a Pulse-Periodic Inductive Discharge / M.M. Malikov, M.A. Kazaryan, V.T. Karpukhin // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2015. – Vol. 42. – No. 5. – P. 138–143.

[11] Калантаров, П.Л. Расчет индуктивностей / П.Л. Калантаров, Л.А. Цейтлин. – Л.: Энергия, 1970.

[12] Попов, В.П. Основы теории цепей / В. П. Попов. – М.: Высш. шк., 2007.

[13] Директор, Л.Б. Физическая модель и методика расчёта параметров лазера на парах меди / Л.Б. Директор, М.М. Маликов. – Препринт №5-249 ИВТАН. – М., 1988. – 52 с.

[14] Маликов, М.М. Экспериментальное и расчётно-теоретическое исследование физических процессов в лазерных системах на парах меди с целью улучшения удельных выходных характеристик: Диссертация на соискание учёной степени д-ра физ.-мат. наук. – М., 2011.

[15] Direktor, L.B. Thermophysical Model of Metal Vapor Lasers with Discharge Chambers of Cylindrical and Coaxial Geometry / L.B. Direktor, V.T.

Karpukhin, M.M. Malikov // High Temperature. – 2014. – Vol. 52. – No. 3. – P. 428–435.

[16] Райзер, Ю.П. Высокочастотный индукционный разряд высокого давления и безэлектродный плазмотрон / Ю.П. Райзер // Успехи физических наук. – 1969. – Т. 99. – С. 687–712.

[17] Установки индукционного нагрева / под ред. А. Е. Слухоцкого. – Л.: – ЭНЕРГОИЗДАТ, 1981.

[18] Дресвин, С.В. Основы теории и расчёта высокочастотных плазмотронов / С. В. Дресвин. – Л.: Энергоатомиздат, 1991.

[19] Григорьянц, А.Г. Лазеры на парах меди: конструкция, характеристики и применения / А.Г. Григорьянц, М.А. Казарян, Н.А. Лябин. – М.: Физматлит, 2005. – 312 с.

[20] Borovich, B.L. Transverse-discharge copper-vapor laser. In Metal Vapor Lasers and Their Applications. CIS Selected Papers. G. Petrash Editor / B.L. Borovich // Proc. SPIE. – 1993. – Vol. 22110. – P. 46–63.

[21] Батенин, В.М. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов – 2 / В.М. Батенин [и др.] – М.: Физматлит, 2011. – Т. 2.

[22] Батенин, В.М. Спектрально-временные характеристики индуцированного излучения лазера на парах меди / В.М. Батенин [и др.] // Тр. V Всес. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. – Томск. 1979. – С. 121–125.

[23] Васильев, Л.А. Лазер на парах меди с магнитным полем / Л.А. Васильев [и др.] // Теплофизика высоких температур. – 1982. – Т. 20. – № 5. – С. 995–997.

[24] Varaksin, A.Yu. About choice of particle parameters for visualization and diagnostics of free concentrated air vortices / A.Yu. Varaksin, M.V. Protasov, Yu.S. Teplitskii // High Temperature. – 2014. – Vol. 52. – No 4. – P. 554–559.

[25] Varaksin, A.Yu. Clusterization of particles in turbulent and vortex two-phase flows / A.Yu. Varaksin // High Temperature. – 2014. – Vol. 52. – No 5. – P. 752–769.

References

[1] Batenin V.M., Buchanov V.V., Boichenko A.M., Kazaryan M.I., Klimovskii I.I., Molodykh E.I. High Brightness Metal Vapor Lasers: Physical Fundamentals and Mathematical Models. November 15, 2016, forthcoming by CRC Press, – 600 P. ISBN 9781482250046.

[2] Mkhitarian V.M. Lasers and radiation sources based on induction discharge in the medium (Lazery i istochniki izlucheniya na osnove induktsionnogo razryada v srede). *Lazer – Inform*, 2004;(15–16):18–19 (in Russ.).

[3] Razhev A.M., Mkhitarian V.M., Churkin D.S. 703- to 731-nm FI Laser Excited by a Transverse Inductive Discharge. *JETP Letters*, 2005;82(5):259–262.

[4] Razhev A.M., Churkin D.S. Inductive Ultraviolet Nitrogen Laser. *JETP Letters*, 2007;86(6):420–423.



- [5] Razhev A.M., Mekhitarian V.M., Zhupikov A.A., Churkin D.S. Laser action on the F, He, Ne, Ar atoms and XeCl and XeF molecules excited by an inductive transverse discharge. *Proc. SPIE*, 2006;6263; doi: 10.1117/12.677386.
- [6] Razhev A.M., Churkin S.S., Zhupikov A.A. Study of the UV emission of an inductive nitrogen laser. *Quantum Electronics*, 2009;39(10):901–905.
- [7] Razhev A.M., Churkin D.S., Kargapol'tsev E.S. Pulsed IR inductive lasers. *Laser Phys*, 2014;24:074004.
- [8] Manucharyan R.G., Mkhitarian V.M., Isaev A.A., Kazaryan M.A., Lyabin N.A., Azizbekyan G.A., Pogosyan L.A. Copper atoms excitation by pulse-periodic induction discharge in CuBr vapors (Vozbuzhdenie atomov medi impul'sno - periodicheskim induktsionnym razryadom v parakh CuBr). *Sbornik tezisov simp. "Lazery na parakh metallov LPM – 2006"*, Rostov-na-Donu, 2006, p. 14 (in Russ.).
- [9] Malikov M.M., Karpukhin V.T., Kazaryan M.A. Numerical simulation of excitation of high-power copper vapor lasers by pulse-periodic induction discharge (Chislennoe modelirovanie vozbuzhdeniya moshchnykh lazerov na parakh medi impul'sno-periodicheskim induktsionnym razryadom). V sbornike trudov simp. "Lazery na parakh metallov" (LPM – 2014), Rostov-na-Donu, 2014, pp. 64–65 (in Russ.).
- [10] Malikov M.M., Kazaryan M.A., Karpukhin V.T. On the Possibility of Efficient Pumping of Copper Vapor Lasers by a Pulse-Periodic Inductive Discharge. *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, 2015;42(5):138–143.
- [11] Kalantarov P.L., Tseitlin L.A. Calculation of inductance (Raschet induktivnosti). Leningrad: Energiya Publ., 1970 (in Russ.).
- [12] Popov V.P. Fundamentals of the theory of circuits (Osnovy teorii tsepei). Moscow: Vyssh. Shkola Publ., 2007 (in Russ.).
- [13] Direktor L.B., Malikov M.M. Physical model and method of calculation of parameters of copper vapor laser. (Fizicheskaya model' i metodika rascheta parametrov lazera na parakh medi). Preprint №5-249 IVTAN. Moscow, 1988, 52 p. (in Russ.).
- [14] Malikov M.M. Experimental and theoretical investigation of physical processes in laser systems, copper-vapor, to improve the specific output characteristics (Eksperimental'noe i raschetno-teoreticheskoe issledovanie fizicheskikh protsessov v lazernykh sistemakh na parakh medi s tsel'yu uluchsheniya udel'nykh vykhodnykh kharakteristik). Dissertation for the degree of doctor of physical and mathematical sciences. Moscow, 2011 (in Russ.).
- [15] Direktor L.B., Karpukhin V.T., Malikov M.M. Thermophysical Model of Metal_Vapor Lasers with Discharge Chambers of Cylindrical and Coaxial Geometry. *High Temperature*, 2014;52(3):428–435.
- [16] Raizer Yu.P. High-frequency induction discharge of high pressure and non-electrode plasmatron (Vysokochastotnyi induktsionnyi razryad vysokogo davleniya i bezelektroodnyi plazmotron). *Uspekhi fizicheskikh nauk*, 1969;99(4):687–712 (in Russ.).
- [17] Induction heating installations. / Edited by A. E. Slugocki (Ustanovki induktsionnogo nagreva / Ed. A.E. Slukhotskogo.). Leningrad: Energoizdat Publ., 1981 (in Russ.).
- [18] Dresvin S.V. Fundamentals of the theory and calculation of high-frequency plasmatrons (Osnovy teorii i rascheta vysokochastotnykh plazmotronov). Leningrad: Energoatomizdat Publ., 1991 (in Russ.).
- [19] Grigor'yants A.G., Kazaryan M.A., Lyabin N.A. Copper vapor lasers: design, characteristics and applications (Lazery na parakh medi: konstruktsiya, kharakteristiki i primeneniya). Moscow: Fizmatlit Publ., 2005, 312 p. (in Russ.).
- [20] Borovich B.L. Transverse-discharge copper-vapor laser. In *Metal Vapor Lasers and Their Applications. CIS Selected Papers. G. Petrash Editor. Proc. SPIE*, 1993;22110:46–63.
- [21] Batenin V.M., Bokhan P.A., Buchanov V.V., Evtushenko G.S., Kazaryan M.A., Karpukhin V.T., Klimovskii I.I., Malikov M.M. Self-terminating Lasers the transitions of atoms of metals – 2 (Lazery na samoogranichennykh perekhodakh atomov metallov – 2). Moscow: Fizmatlit Publ., 2011; vol. 2 (in Russ.).
- [22] Batenin V.M., Klimovskii I.I., Morozov A.V., Selezneva L.A. Spectral and temporal characteristics of induced copper vapor laser radiation (Spektral'no-vremennyye kharakteristiki indutsirovannogo izlucheniya lazera na parakh medi). Tomsk: *Trudy Vses. Simpoziuma po rasprostraneniyu lazernogo izlucheniya v atmosfere*, 1979, pp. 121–125 (in Russ.).
- [23] Vasil'ev L.A., Gerts V.E., Direktor L.B., Kachalov V.V., Malikov M.M., Mendeleev V.Ya., Ratnikov G.E., Ryazanskii V.M., Sokol G.F., Sokolov A.V., Tatarintsev L.V., Fomin V.A., Shpil'rain E.E. Copper vapor laser with a magnetic field (Lazer na parakh medi s magnitnym polem). *Teplofizika vysokikh temperature*, 1982;20(5):995–997 (in Russ.).
- [24] Varaksin A.Yu., Protasov M.V., Teplitskii Yu.S. About choice of particle parameters for visualization and diagnostics of free concentrated air vortices. *High Temperature*, 2014;52(4):554–559.
- [25] Varaksin A.Yu. Clusterization of particles in turbulent and vortex two-phase flows. *High Temperature*, 2014;52(5):752–769.

Транслитерация по BSI

