

УДК 533.92 + 621.378

Ю. Ю. Протасов, О. В. Христофоров

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ И МАСС- РАСХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСНЫХ ЛАЗЕРНЫХ МИКРОИНЖЕКТОРОВ ЭРОЗИОННОГО ТИПА

Приведены результаты экспериментального исследования и разработок импульсного лазерного микроинжектора эрозионного типа с двухкаскадным механизмом генерации и нагрева рабочего вещества. Осуществление в данной схеме инжектора (с помощью двух согласованных по спектрально-энергетическим и динамическим параметрам/характеристикам лазерных импульсов воздействия на твердотельную аблирующую мишень) последовательных стадий генерации (лазерной абляции) и радиационно-газодинамического нагрева рабочего вещества в камерах инжектора позволяет достигнуть высоких значений коэффициента монохроматичности потока, а также эффективности преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию с тонко дозируемым расходом массы.

Явление лазерной абляции (резонансной или термической) широко используется для генерации низкотемпературной плазмы различного химического и ионизационного состава в плазменной химии, пучковой технологии модификации поверхности макроструктур и др. [1, 2]. Импульсные лазерные микроинжекторы плазмы — это перспективный инструмент спектрохимического анализа, так как при генерации активных сред сложного (практически любого) химического и ионизационного составов они обеспечивают тонко регулируемую стехиометрию газово-плазменных потоков, свободных от примесей ($< 3\% m$) в локальных реакционных объемах широкого диапазона параметров (концентраций нейтральных и заряженных частиц, температур и скоростей — $n_{e,a} \sim 10^{14} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T_{e,a} \sim 10^{-1} - 10 \text{ эВ}$, $\tilde{v} \sim 10^4 - 5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ соответственно).

Достоинством лазерного способа генерации, нагрева и ускорения рабочего вещества в инжекторах эрозионного типа является возможность пространственного разделения направлений отбора высокоэнтальпийных газово-плазменных потоков и лазерного излучения при различных формах факельного, непрерывного оптического и лазерного разрядов в газовых и вакуумных условиях, управления гидродинамической плотностью мощности ($\sim \rho v^3$) при изменении спектральной

интенсивности лазерного излучения в зоне генерации активной среды и частотного (импульсно-периодического) режима работы генератора с необходимой дозировкой полного импульса потока [3].

Физико-технологические проблемы разработок параметрического ряда лазерных инжекторов эрозионного типа связаны с необходимостью построения спектрально-энергетического и размерного скэйлинга в условиях многофакторных опто-теплофизических, радиационно-газодинамических и опто-механических процессов, сопровождающих воздействие когерентного излучения с параметрами импульса воздействия ($I_0 \sim 10^4 - 10^8 \text{ Вт/см}^2$, $\tau_B \sim 10^{-8} - 10^{-3} \text{ с}$) на конденсированное вещество аблирующей мишени. Основное принципиальное ограничение лазерных микроинжекторов эрозионного типа испарительных схем [4] при продвижении в новый микро-наноньютоновый диапазон массорасходных характеристик и импульсов потока связано с тем, что независимо от механизма генерации рабочего вещества (резонансная или термическая лазерная абляция, светоэрозия или пиролиз) существует (вследствие инерционности фазовых переходов) временная задержка

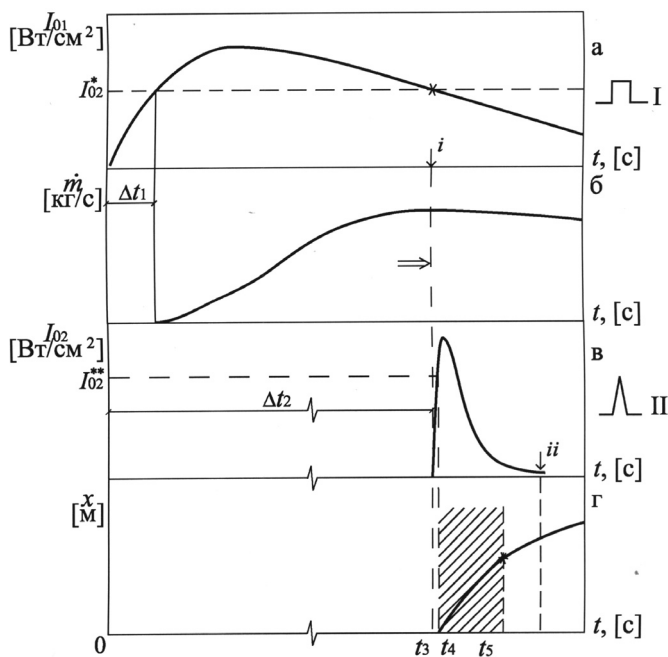


Рис. 1. Временная циклограмма рабочих процессов в двухкаскадном инжекторе эрозионного типа:

a — изменение плотности мощности излучения первого лазерного импульса в зоне облучения диэлектрической мишени; *б* — изменение массового расхода рабочего вещества мишени в газовой фазе; *в* — изменение плотности мощности второго “греющего” лазерного импульса в зоне оптического пробоя; *г* — $x - t$ -диаграмма газоплазменного потока за срезом инжектора

— $\Delta t_1 \sim (3-5) \cdot 10^{-6}$ с (рис. 1) относительно лазерного импульса поступления испаряемого вещества в оптический разряд инжектора. Отсутствие согласованного с динамикой лазерного импульса $I_0(t)$ выхода массы $\dot{m}(t)$ приводит к увеличению продольной дисперсии скоростей и снижению коэффициента монохроматичности потока¹ $\varepsilon \sim \frac{\bar{v}^2}{v^2}$, так как часть испаренного вещества m_2 не вовлекается в радиационно-газодинамический лазерный цикл воздействия, продолжает поступать с тепловой скоростью и после прекращения лазерного импульса; это не позволяет обеспечить тонкую дозировку масс-расходных параметров инжектора и ограничивает диапазон среднемассовых скоростей и его частотные характеристики.

Экспериментальные условия. Новые возможности преодоления этих ограничений связаны с комбинированным (испарительным и детонационным) механизмом генерации и нагрева активной среды в одном рабочем цикле лазерного инжектора. В этой двухкаскадной схеме для стадии генерации рабочего вещества и стадии нагрева газоплазменного потока во фронте лазерной детонационной волны (ЛДВ) используются два согласованных (по спектрально-энергетическим и динамическим параметрам) лазерных импульса (см. рис. 1). Далее описан разработанный двухкаскадный лазерный микроинжектор газоплазменных потоков эрозионного типа. Теоретический анализ такого двухкаскадного механизма лазерного ускорения в инжекторах данного типа выполнен в работе [4].

Модуль лазерного инжектора (рис. 2) содержит три соосно расположенных в цилиндрическом молибденовом корпусе 1 узла: мишенной камеры I, радиационно-газодинамического нагрева рабочего вещества II и газодинамический узел III. В мишенной камере установлен юстируемый по оси инжектора цилиндрический стакан 2 с аблирующей профилированной полусферической (а) или конической (б) мишенью 3, выполненной из материалов полимерного ряда (С, О, Н, F, N) или/и легкоаблирующих металлов $(\text{CH}_2\text{O})_n$, $(\text{CH}_2)_n$, $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$, Bi, Al, Cd. Стакан 2 установлен в цилиндрической втулке 4 и имеет подвижку типа “винт-гайка” через шток 5, торцовую крышку 6 корпуса инжектора, и направляющую втулку 7. В мишенной камере I под углом $\alpha = 45^\circ$ к оси расположен цилиндрический патрубок 8 ввода лазерного излучения (первый импульс) с оптическим окном 9, соединенном с блоком

¹ Потери массы m_2 примерно равны массе m_1 , эффективно участвующей в процессе радиационного нагрева среды, т.е. $m_1 \sim m_2$, причем при $v_2 \ll v_1$ коэффициент монохроматичности потока $\varepsilon \sim \frac{m_1}{m_1 + m_2}$ и имеет в этом случае физический смысл коэффициента использования рабочего вещества в лазерном инжекторе эрозионного типа.

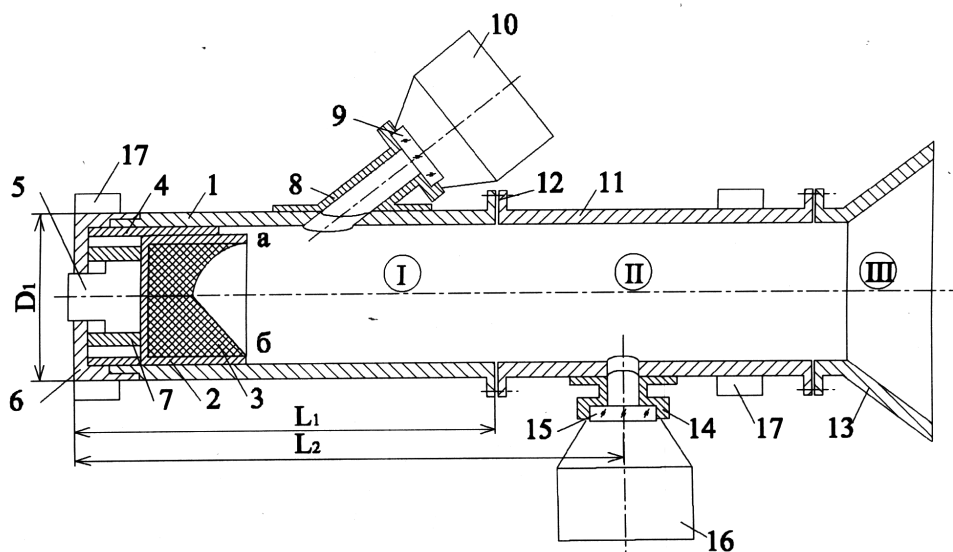


Рис. 2. Принципиальная блок-схема двухкаскадного лазерного инжектора эрозийного типа

фокусирующей и транспортной оптики 10, основные размерные соотношения которого определяются оптимальной геометрией зоны облучения мишени. Цилиндрическая молибденовая камера радиационно-газодинамического нагрева 11, последовательно соединенная разъемными фланцами 12 с газодинамическим насадком 13, содержит цилиндрический патрубок 14 ввода лазерного излучения (второго импульса) с оптическим окном 15 и блок фокусирующей оптики 16, соединенной с лазерным излучателем с модулированной добротностью. Для радиальной юстировки камер инжектора на патрубке установлены опорные полукольцевые втулки 17.

Облучаемые конденсированные мишени различной геометрии и химического состава (диэлектрики, металлы или их смеси) с развитой аблирующей поверхностью ($S_0 \sim 0,17-1,1 \text{ см}^2$) устанавливаются в торце цилиндрической молибденовой мишенной камеры таким образом, чтобы плотность поглощаемой энергии излучения была максимальной. Сопряженные размеры камеры D , L , и L_2 равны 20, 50 и 70 мм соответственно. Характерные параметры лазерного излучения в цуге импульсов следующие: первый лазерный импульс, вводимый в мишенную камеру, — $\lambda_1 \sim 1,06 \text{ мкм}$, $I_{01} \sim 10^5-10^8 \text{ Вт/см}^2$, $\tau_{u1} \sim 4 \cdot 10^{-4}-3 \cdot 10^{-5} \text{ с}$; второй лазерный детонационный импульс, генерируемый с регулируемой временной задержкой $\Delta t_2 \sim 10^{-5}-5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ в камере нагрева, — $\lambda_{II} \sim 1,06 \text{ мкм}$, $I_{02} \sim 10^7-10^9 \text{ Вт/см}^2$, $\tau_{u2} \sim 0,7-1,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$.

Экспериментальные результаты. Экспериментальное исследование радиационно-газодинамических внутрикамерных процессов преобразования энергии лазерного излучения по трактам инжектора, динамических и масс-расходных характеристик плазменного потока на срезе проводилось с использованием диагностического комплекса импульсной голографической интерферометрии с визуализацией поля, СФР- и шпирен-фоторегистрации и спектрохронографии, описанного в работе [5].

Анализ полученных экспериментальных данных показывает, что оптимальным режимом генерации рабочего вещества в газовой фазе с управляемым массовым расходом ($\dot{m}(t) \sim 10^{-4} - 10^{-6}$ г/с) и высокими значениями параметра эффективности лазерной абляции является режим поддержания в мишенной камере инжектора лазерно-индуцированной волны развитого испарения.

Отсутствие на этой стадии оптического разряда Δt_2 (см. рис. 1) волны термической ионизации, сопровождаемой плазменной экранировкой лазерного излучения на облучаемой мишени, позволяет связать опто-теплофизические и критериальные параметры лучевого воздействия с регулируемыми параметрами I_{01} , τ_{u1} , $E_{u1}/S_0 \dots$ для осуществления контролируемой во времени лазерной абляции и управляемого расхода рабочего вещества мишеней сложного химического состава с изотропным начальным распределением плотности газа до начала оптического пробоя (т.е. генерации ЛДВ).

Прямые калориметрические измерения мощности и энергии лазерного излучения, поглощенной полимерной $(\text{CH}_2\text{O})_n$ мишенью с развитой поверхностью светозерозии, выполненные с помощью металлического болометра с висмутовым термосопротивлением, установленным в мишени, позволили определить эффективный коэффициент теплопередачи $K_{\text{то}} \sim 0,8$ в диапазоне плотностей мощности первого лазерного импульса $10^6 < I_{01} < 7 \cdot 10^7$ Вт/см², и достигнуть (в результате многопараметрической оптимизации условий облучения полимерных мишеней) значений коэффициента эффективности лазерной абляции $\eta_{\text{ла}} \sim 0,75 - 0,9$ (рис. 3).

Динамика стадии ударно-волнового нагрева плазменного потока в лазерном инжекторе определяется скоростными характеристиками, формой и макроструктурой лазерной детонационной волны, генерируемой при низкороговом ($I_{02}^{**} \sim 10^8$ Вт/см², $t_{\text{пр}} \sim 3 \cdot 10^{-7}$ с) оптическом пробое среды на переднем фронте второго лазерного импульса ($t_2 \sim 10^{-6}$ с). Эффективность нагрева, определяемая условием оптимального пространственно-временного сопряжения волны развитого испарения в мишенной камере инжектора и волны лазерной детонации

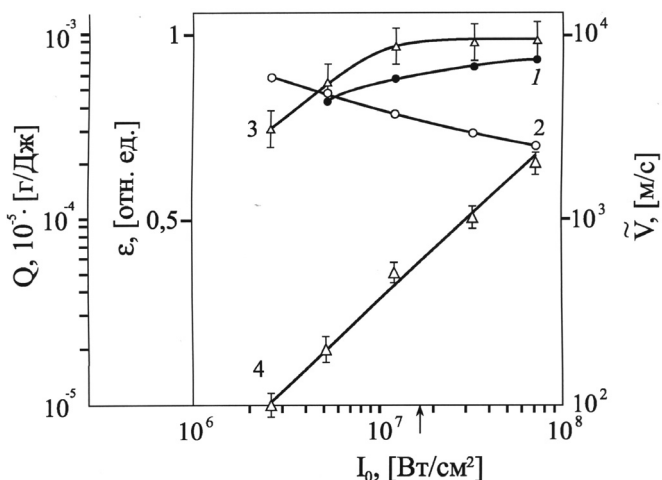


Рис. 3. Экспериментальные зависимости (от плотности мощности первого импульса лазерного излучения, $\lambda_{\text{л}} \sim 1,06$ мкм; параметры второго детонационного лазерного импульса — $I_{02} \sim 2 \cdot 10^7$ Вт/см²; $\tau_{\text{л}} \sim 1,2 \cdot 10^{-6}$ с):

коэффициент монохроматичности потока ε на срезе двухкаскадного 1 и однокаскадного инжектора 2; среднemasсовая скорость \tilde{v} потока на срезе 3; удельная массорасходная характеристика двухкаскадного инжектора 4 ((CH_2)_n-мишень, $L_1 = 50$ мм, $L_2 = 70$ мм, $D = 20$ мм)

в камере нагрева и ускорения II, существенно зависит от размерных соотношений D/L камер и профилей аблирующей мишени инжектора, спектрально-энергетических и динамических параметров лазерных импульсов в цуге. Изменяя длительность τ_{u1} и форму (крутизну переднего и заднего фронтов) первого лазерного импульса и временную задержку (Δt_2) инициирования оптического пробоя и пространственную локализацию зоны генерации лазерной детонационной волны L_2 , ограниченные условиями достижения максимального расхода $\dot{m}(\Delta t_2)$ вещества, можно обеспечить условия вовлечения в цикл радиационно-газодинамического нагрева более $\sim 90\%$ всей поступившей в мишенную камеру парогазовой среды.

Экспериментально определенные значения среднemasсовых скоростей \tilde{v} потока на срезе инжектора (рис. 4) и коэффициента монохроматичности потока ε (см. рис. 3) даже в неоптимальных пространственно-временных условиях развития ЛДВ и размерных соотношений лабораторных моделей рабочих камер превышают достигнутые в эрозионных инжекторах однокаскадных схем с испарительным механизмом генерации на $\sim 25\%$ и $\sim 30\%$ соответственно.

Эффективность преобразования энергии лазерного излучения $E_{\text{л}}$ в кинетическую энергию ударной волны (ЛДВ) характеризует удельный механический импульс $I_{\text{м}}/E_{\text{л}}$ (как и симметрию газодинамического воздействия в камерах инжектора [6]). Задача оптимизации термоме-

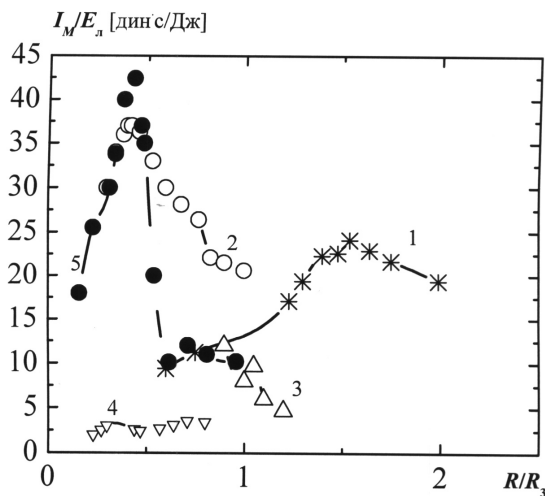


Рис. 4. Зависимость удельного механического импульса отдачи в инжекторе с мишенной камерой различных геометрий от безразмерного динамического параметра R/R_3 (R — расстояние от центра оптического пробоя — генерации ударной волны — до наиболее удаленных от него участков поверхности мишени; R_3 — радиус сферически симметричной УВ):

1 — полусферическая мишень, геометрический параметр $\Delta/D = 0,2$; 2 — параболоид вращения, $\Delta/D = 0,2$; 3 — плоская мишень, с развитой поверхностью, $\Delta/D = 0,15$; 4 — плоская мишень, $\Delta/D = 0,1$; 5 — коническая мишень, $\Delta/D = 0,15$

ханического воздействия лазерной детонационной волны на стенки профилированных камер решалась при экспериментальном определении удельного механического импульса отдачи для полусферических, конических и параболических мишеней (рис. 5) легкооблигующих диэлектриков полимерного ряда $(\text{CH}_2\text{O})_n$, $(\text{CH}_2)_n$, $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$. Зона оптического пробоя в выбранном диапазоне регулировочных параметров лазерного инжектора была устойчиво локализована на оси мишенной камеры, что привело к возбуждению в газовой-плазменной среде сферически симметричного течения газа (до начала взаимодействия со стенками мишеней) и позволило представить результаты измерений удельного импульса отдачи (I_M/E_d) в соответствии с законами подобия для ударных волн [5, 7] в зависимости от безразмерного динамического параметра R/R_3 . Анализ экспериментальных результатов показывает, что для каждой геометрической конфигурации мишенной камеры эрозионного инжектора существует оптимальное (с точки зрения максимизации величины среднемассовой скорости ускоренного потока \tilde{v}) значение динамического параметра R/R_3 . На рис. 5 приведены зависимости удельного механического импульса от динамического параметра R/R_3 при различных значениях геометрического параметра Δ/D , полученные на профилированных мишенях. Из рис. 5 следует, что при

относительном удалении зоны пробоя от поверхности мишени (с увеличением Δ/D) можно осуществить непрерывный переход от воздействия на мишень в режиме скользящей ударной волны ($\Delta/D \rightarrow 0$) к случаю сообщения поверхности мишени импульса при нормальном падении на нее газового потока ($\Delta/D > 1$).

Экспериментальное определение динамики теплового потока, поглощаемого мишенью $q(t)$, описанное в работе [6], совместно с результатами измерения температуры поверхности и численного моделирования временного изменения толщины слоя рабочего вещества, уносимого с единицы поверхности аблирующей (металлической или полимерной) мишени с характерным инерционным временем ($\Delta t_{ин}$) — задержкой начала выхода массы относительно временной эпюры $I_0(t)$ лазерного импульса и для типичных значений пятна фокусировки на мишень (размер облучаемой поверхности $S_0 \approx \text{const}$) позволяют определить величину расхода вещества во времени процесса воздействия $m(t) = \xi(t)\rho F$. Эти данные приведены для рабочих веществ инжектора на рис. 6 и позволяют оценить не только размеры зон термического воздействия и разрушения мишени, но и баланс энергии в мишенной камере инжектора, а с учетом газодинамических явлений у поверхности мишени (импульс отдачи испаряющихся паров, градиенты ρv^3) — оценить интегральную за импульс массу испаряемого вещества в конденсированной и газовой фазах.

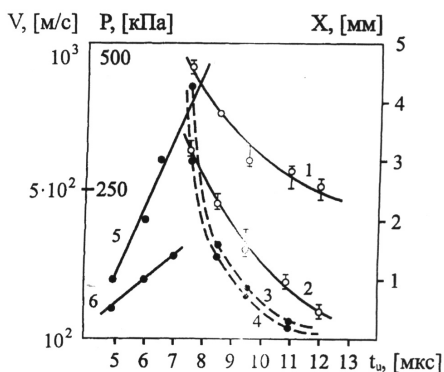


Рис. 5. Динамические параметры светорозорного потока в камере инжектора, $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -мишень:

скорость ударной волны 1 и контактной границы потока 2; давление ударно-сжатого газа, определенное по скоростям УВ 3 и КГ 4, продольная координата ударной волны 5 и контактной границы 6

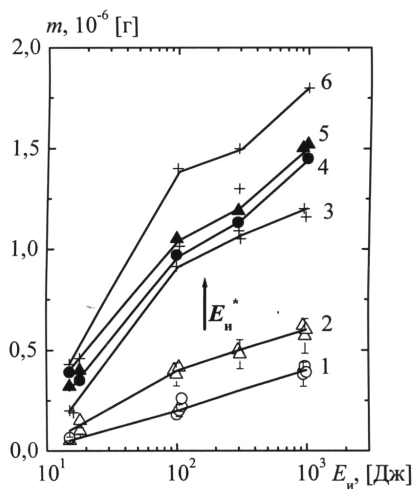


Рис. 6. Влияние газодинамических условий на массовый расход рабочих тел ИЛД:

свободная $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -мишень 1, 2, 3; плоская $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -мишень в радиально ограниченном канале 4, 5, 6; E_n^* — порог развитого испарения (без конденсированной фазы)

Таким образом, осуществление с помощью двух согласованных по спектрально-энергетическим и динамическим параметрам лазерных импульсов последовательных стадий генерации (лазерной абляции) и радиационно-газодинамического нагрева рабочего вещества инжектора позволяет достигнуть высоких значений коэффициентов преобразования энергии лазерного излучения во внутреннюю энергию плазмы и монохроматичности плазменного потока на срезе инжектора, т.е. преодолеть принципиальные ограничения лазерных источников эрозионного типа с испарительным механизмом генерации газовой-плазменных потоков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Plasma Spectrochemistry, IX, ed. R.M.Barnes, Pergamon Press, N-Y, 1997.
2. Радиационная плазмодинамика. Т. 1. / Под ред. Ю.С. Протасова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 860 с.
3. Phipps C. R., Jr. Turner T. P., Harrison R. F., York G. W., Osborne W. Z., Anderson G. K., Haynes X. F., Steele H. S., Spicchi K. C. & King T. R. Impulse Coupling to Targets in Vacuum by KrF, HF and CO₂ Lasers. J. Appl. Phys., 64, 1083–1096 (1088).
4. Протасов Ю. Ю. Разработка и исследование параметрического ряда лазерных микроинжекторов плазмы сложного химического состава // Тез. докл. 3-го Международного симпозиума по теоретической и прикладной плазмохимии. – Иваново, 2002. – С. 469–471.
5. Протасов Ю. Ю. // Вестник МГТУ имени Н.Э. Баумана. Серия “Машиностроение”. – 2002. – № 2. – С. 98–100.
6. Protasov Yu. Yu. About phase transitions stimulated by laser radiation / in “The Physics of Heat Transfer in Boiling and Condensation” ed A.I. Leontiev. – М.: Nauka, 1997. PP. 504–511.
7. Коряшев О. В., Ноготков Д. О., Протасов Ю. Ю., Телех В. Д. Термодинамические, оптические и транспортные свойства рабочих веществ плазменных и фотонных энергетических установок. Т. 1 / Под ред. Ю.С. Протасова. – М.: Изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2000. – 640 с.

Статья поступила в редакцию

Юрий Юрьевич Протасов — д-р техн. наук, доцент кафедры “Газотурбинные и нетрадиционные установки” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 100 научных работ в области фотонной энергетики.

Yu.Yu. Protasov — D.Sc. (Eng.), assoc. professor of “Gas-Turbine and Non-Traditional Facilities” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 100 publications in the field of photon power-engineering.

