

УДК 521.317+629.7

Ю. Ю. Протасов, В. В. Христофоров

## **РАЗРАБОТКА АНАЛИЗАТОРА ИМПУЛЬСНЫХ РАДИАЦИОННЫХ И ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД В ВАКУУМЕ**

*При использовании конструкции термозонда, разработанного на основе сеточного анализатора и трехслойного металлического болометра с висмутовым термосопротивлением с временем разрешения 1,5...2 мкс и чувствительностью  $10^{-5}$ ... $10^{-6}$  Дж/см<sup>2</sup>, получены результаты тестовых измерений импульсных радиационных и тепловых потоков в условиях лазерной абляции полимерных и металлических мишеней в вакууме. Кратко описана эксплуатационная технология, позволяющая полностью устранить внутренний фотоэффект на термосопротивлении болометра и избавиться от токового контакта с исследуемым объектом. Сетки с задерживающими потенциалами и газовый фильтр позволяют не только определить энергетический спектр заряженных частиц, но и отдельно регистрировать энергетический вклад заряженных частиц, нейтронов и излучения в спектральном диапазоне поглощения приемного элемента термозонда.*

Металлические болометры и термозонды на их основе — это эффективный диагностический инструмент при исследовании широкого спектра опто-теплофизических процессов в устройствах и системах с интенсивным радиационным переносом энергии в УФ-ВУФ-диапазоне спектра (например, плазменные и лазерные ускорители и инжекторы, газоразрядные источники мощного когерентного и теплового излучения и др. [1, 2]). Как известно, экспериментальные трудности болометрического метода регистрации импульсных конвективных и радиационных потоков в экспериментах высокой плотности мощности и энергии заключаются в необходимости улучшения временного разрешения прибора с одновременным увеличением его спектрально-энергетической чувствительности, а также уменьшения индуктивно-емкостной связи между болометрическим элементом и корпусом термозонда, являющейся причиной электромагнитных и электростатических наводок. Значительный практический интерес представляет возможность раздельной регистрации импульсных потоков нейтральных и заряженных частиц и излучения с помощью одного термoeлектростатического датчика-анализатора.

## Экспериментальная методика и экспериментальные условия.

Разработанная конструкция термозонда на основе трехслойного болометра с висмутовым термосопротивлением, сеточным анализатором и газовым фильтром (рис. 1) сочетает в себе основные достоинства электростатического анализатора энергии заряженных частиц и металлического болометра, имеет высокое временное разрешение  $\tau_p \sim 1,5 \dots 2$  мкс и высокую чувствительность  $\sim 10^{-5} \dots 10^{-6}$  Дж/см<sup>2</sup> в коротковолновом диапазоне спектра ( $h\nu > 6$  эВ) и позволяет полностью устранить внутренний фотоэффект на термосопротивлении, избавиться от токового контакта с исследуемой средой и отдельно регистрировать потоки нейтральных и заряженных частиц и излучения. Диапазон изменения временного разрешения и спектрально-энергетической чувствительности прибора определяется толщиной и оптическими характеристиками приемной пластинки болометра, кроме того, существенным для достижения их высоких значений является и технология изготовления болометрического элемента на подложках с толщиной  $\delta < 10$  мкм.

Болометрический элемент 3 представляет собой висмутовое термосопротивление, конденсированное в вакууме на подложку из оксидированного алюминия. Параметры болометрических элементов изменялись в следующих пределах: толщина алюминиевой фольги  $\sim 10 \dots 20$  мкм, толщина оксидного слоя  $\sim 1 \dots 5$  мкм, при этом температурный коэффициент сопротивления  $\alpha = 0,18 \dots 0,3\%/K$ , сопротивление болометра  $R = 0,9 \dots 2,2$  кОм. Болометрический элемент бифилярными серебряными лентами 4 соединяется с выводами 10, изолированными полиформальдегидной втулкой 2 от корпуса 1. Прижимное кольцо 5 служит для фиксирования болометрического элемен-

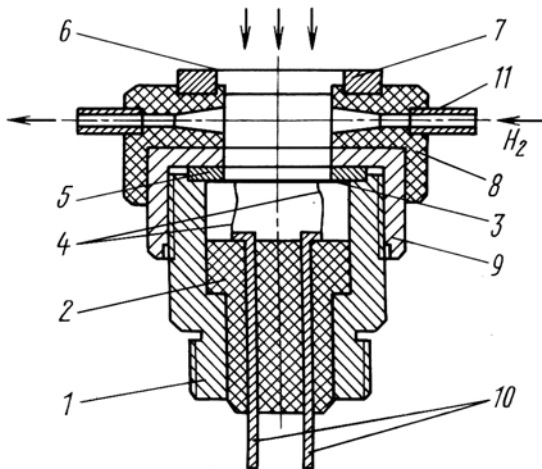


Рис. 1. Схема термозонда-анализатора

та в корпусе прибора и предотвращения повреждения его крышкой 9. На крышке 9 корпуса болометра установлена фторопластовая втулка 8, содержащая патрубки 11 коллектора дифференциальной прокачки газового фильтра, в которую вставлено охранное кольцо 7 с металлической сменной сеткой 6. Токоподводящая шина в виде кольца с острой внутренней кромкой надевается на охранное кольцо 7. Электрический сигнал от термодатчика при его нагреве радиационным или корпускулярным потоками через высокочастотный усилитель поступает на вход высокочастотного осциллографа. Внутренний диаметр элементов 8, 5, 9  $\sim$  10 мм, а приемной пластины болометра  $\sim$  14 мм.

Применение сеток с задерживающим потенциалом позволяет отдельно регистрировать энергетический вклад заряженных частиц и излучения в спектральном диапазоне поглощения приемной пластины болометра. Расположение болометрического элемента в корпусе (и цилиндрическом экране), который имеет равные потенциалы с разрядной заземленной камерой и отдельные выводы термосопротивления, позволяющие использовать при регистрации аппаратуру, находящуюся под плавающим потенциалом, значительно снижает уровень высокочастотных помех и электростатических наводок. Экран, фиксирующие кольца и изоляция болометрического элемента позволяют избавиться и от фотоэффекта на термосопротивлении. Наличие потенциально-барьера для наиболее быстрых ионов перед приемной пластиной болометра позволяет отдельно регистрировать конвективную и лучистую составляющие теплового потока из плазмы, а также определять относительное распределение ионов по энергиям и их интегральную энергию, проводя измерения при нулевом и положительном потенциалах на сетке в определенной последовательности.

Потенциал на сетке и расстояние между сеткой и болометром выбираются из известных для сеточных анализаторов условий отсечения ионов, сохранения непрерывного слоя объемного заряда электронов у поверхности сетки и отсутствия пробоев между сеткой и корпусом болометра.

Временная и спектрально-энергетическая калибровка анализатора проводится при облучении термозонда — приемной пластинки болометрического датчика — световым импульсом стандартного излучателя типа ИСИ-1 на основе вакуумного капиллярного разряда с испаряющейся стенкой [2], излучающим как абсолютно черное тело с яркостной температурой  $T_y \sim 40\,000$  К, с модулированной формой и длительностью импульса. Полное исключение влияния магнитного поля на термосопротивление достигается при включении двух болометров по компенсационной схеме, один из которых закрывается от падающих потоков непрозрачной крышкой.

**Экспериментальные результаты.** Экспериментальная методика использования разработанного термозонда–анализатора применялась для измерения вкладов лучистой и конвективной составляющих теплового потока, идущего из приповерхностной плазмы на диэлектрическую аблирующую мишень, служащую рабочим веществом в импульсных лазерных инжекторах и ускорителях эрозионного типа [3]. Результаты исследований ее эффективности позволяют сделать следующие выводы.

Как известно, воздействие импульсного лазерного излучения на конденсированную мишень при сверхпороговой для начала термической ионизации интенсивности приводит к образованию плазменного слоя у поверхности мишени, что оказывает существенное влияние на оптофизические параметры ее нагрева импульсным лазерным излучением [3].

Экспериментально исследовали нагрев металлических и диэлектрических полимерных мишеней при большой площади лазерного воздействия ( $S_0 \sim 1,9 \dots 2,5 \text{ см}^2$ ) и создании плоского слоя приповерхностной плазмы. Энергия, поглощенная мишенью, оценивалась (кроме термозонда) и с помощью графитового калориметра через отверстие диаметром  $1 \dots 2 \text{ мм}$  в плоской мишени.

Для определения плотности потока излучения, поступающего на аблирующую мишень, через отверстие в мишени устанавливались приемные головки термозонда; количество поглощенной мишенью энергии оценивалось также и при расположении в фокальной плоскости длиннофокусной линзы калориметрического датчика методом ступенчатых ослабителей. Для регистрации временной зависимости  $q(\lambda, t)$  применен разработанный термозонд, обладающий временным разрешением  $\tau_p \sim 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ с}$  и чувствительностью  $10^{-6} \text{ Дж/см}^2$ . Лазерное излучение фокусировалось на свободную плоскую или профилированную мишень и при радиальном отражении зоны взаимодействия оптическими трубками диаметром  $15 \dots 40 \text{ мм}$ .

Режимы облучения ( $I_0, \tau_{\text{и}}, \lambda$ ) выбирались с учетом того, что при острой фокусировке излучения на мишени образуется кратер в зоне термического воздействия с существенным влиянием на его формирование, помимо тепловых, объемных фотопроцессов.

Результаты измерения коэффициента теплопередачи  $K_T^\Sigma$ , равного отношению поглощенной мишенью энергии к энергии лазерного импульса, в зависимости от плотности потока лазерного излучения  $I_0(t)$  приведены на рис. 2. При плотности потока  $I_0(t)$  ниже порога образования плазмы  $I_0 < I_0^{**}$  коэффициент теплопередачи для металлических мишеней составляет  $K_{\text{Ti}}^\Sigma \sim 3 \dots 4 \%$ ,  $K_{\text{Al}}^\Sigma \sim 3 \dots 5 \%$ ,  $K_{\text{Cu}}^\Sigma \sim 15 \dots 17 \%$  для Cu-, Al-, Ti-мишеней соответственно, что связано с высокими

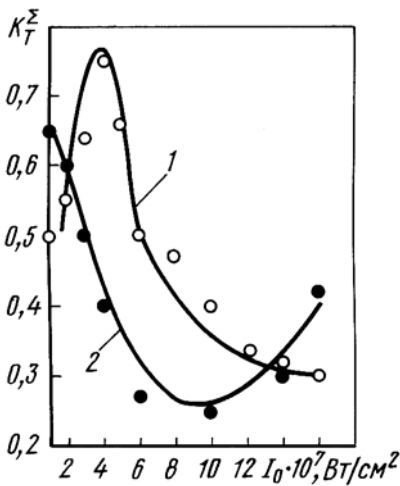


Рис. 2. Зависимость эффективного коэффициента теплоотдачи от плотности потока мощности лазерного излучения:  
1 – Al-мишень; 2 –  $(\text{CH}_2)_n$ -мишень

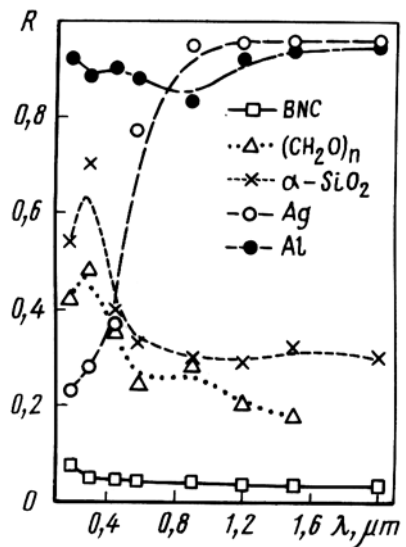


Рис. 3. Коэффициент отражения аблирующих твердотельных мишеней

коэффициентами отражения лазерного излучения на  $\lambda \sim 10,6$  мкм (рис. 3). Для полимерных мишеней измеренные значения находятся в диапазоне  $K_T^\Sigma \geq 40 \dots 55 \%$ , при увеличении плотности потока излучения выше порога образования плазмы  $I_0 > I_0^{**}$  коэффициент теплопередачи  $K_T^\Sigma$  возрастает примерно в 2 раза для Al- и Cu-мишеней, достигая максимума при  $I_{0\text{max}} \sim (5 \dots 6) \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. Аналогичный характер зависимости  $K_T^\Sigma(I_0)$  наблюдается и для Ti-Vi-мишеней, а для полимерных  $(\text{CH}_2\text{O})$ - и  $(\text{CH}_2)_n$ -мишеней  $K_T^\Sigma(I_0)$  монотонно уменьшается при росте плотности потока лазерного излучения; определенные в экспериментах зависимости  $K_T^\Sigma(I_0)$  обусловлены противоположным влиянием различных факторов, связанных с появлением плазменного слоя у поверхности плоских мишеней: так как экранировка мишени плазмой приводит к значительному уменьшению доли лазерного излучения, достигающего поверхности мишени, и, следовательно, уменьшению ее нагрева (и  $dT/dt_{\text{и}}$ ), что существенно для мишеней с малыми коэффициентами отражения [4], то поглощение лазерного излучения в приповерхностной плазме приводит к ее разогреву до температуры ( $T_{\text{п}} > T_{\text{ти}}$ ) в несколько десятков кК, при этом часть поглощенной в плазменном слое энергии передается мишени благодаря конвективному теплообмену и интенсивному переизлучению плазмы в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, где коэффициенты отражения чистых металлов значительно ниже, чем на длине волны лазерного излучения  $\lambda \sim 10,6; 1,06$  мкм (рис. 4). Уменьшение коэффициента теплопередачи  $K_T^\Sigma$  при высоких плотностях потока  $I_0$

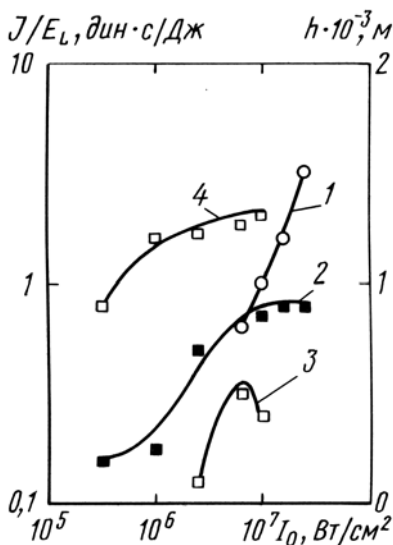


Рис. 4. Максимальная глубина кратера на ЗТВ Al-мишени в зависимости от плотности мощности излучения с острой фокусировкой ( $S_{0\min}$ ) — 1; зависимость удельного импульса отдачи  $(\text{CH}_2)_n$ -мишени: острая фокусировка — 2, режим с  $K$ -фазой — 3, развитое испарение — 4,  $I_0^*$  — порог развитого испарения (волны испарения)

связано с изменением режима нагрева газа в волне поглощения лазерного излучения и уменьшением доли переизлучаемой плазмой энергии по отношению к энергии лазерного импульса.

На основании экспериментально измеренных пространственных и спектральных распределений интенсивностей излучения в приповерхностной зоне мишени и коэффициентов отражения и поглощения от поверхности мишени плазменного слоя были определены значения эффективных коэффициентов теплопередачи в зависимости от регулировочных параметров воздействия и установлено, что экранирующее действие плазменного слоя у поверхности аблирующей мишени проявляется в ослаблении плотности мощности лазерного излучения на мишени и зависит от газодинамической структуры испаренного потока.

Это позволяет определить верхнюю энергопотенциальную границу лазерного нагрева, которая определяется условием отсутствия экранировки излучения на мишени, поглощением и рассеянием падающего излучения в плазме перед испаряемой мишенью при связанно-свободных переходах электронов возбужденных атомов и ионов, тормозным поглощением электронов и в продуктах эрозии мишени в  $K$ -фазе, образующейся в результате объемной конденсации расширяющегося потока пара.

В зависимости от параметров воздействия испарительного лазерного импульса ( $I_0$ ,  $\lambda$ ,  $E$ ,  $\tau$ ) и теплофизических характеристик мишеней доля  $K$ -фазы в потоке пара может составить  $N_k \sim 10 \dots 50\%$  ( $N_k$  растет с увеличением  $\lambda_g$  и  $(T_{\text{пл}} - T_{\text{и}})$ ), уменьшая (из-за экранировки и рефракции излучения) количество теплоты, поглощаемое мишенью, плотность пара у поверхности и массовый расход ( $\dot{m}_{\Sigma}$ ). При достижении пороговых для плазмообразования плотностей мощности лазерного излучения  $I_0 > I_0^{**}$  происходит оптический пробой пара (генерация волны термической ионизации — ВТИ), облегченный ( $I_{0\text{пр}} \sim 10^7 \text{ Вт/см}^2$ ) поверхностью мишени (и легкоионизируемыми примесями в паре). Возникновение протяженного по радиусу мишени

плазменного слоя существенно изменяет динамику генерации рабочего вещества, ослабляя или усиливая тепловой поток (интегральный по времени лазерного воздействия) к поверхности испарения в зависимости от спектрально-мощностных характеристик лазерного импульса  $I_{0л1}$ . Плазменный слой отражает падающее лазерное излучение или частично поглощает лазерное излучение и затем при рекомбинации плазмы передает его мишени с новым временным профилем  $q_T(t)$ , что при одинаковых значениях энергии  $E_{и}$ , выделяющейся у поверхности мишени, приводит к уменьшению расхода  $\dot{m}_k$  по сравнению с режимом воздействия с  $I_0 < I_0^{**}$ .

Помимо отражения части излучения аблирующей поверхностью мишеней, учитываемой коэффициентами отражения  $R(x, \lambda, I_0)$  [5], прямые калориметрические измерения энергии (и мощности для  $t_{и} \sim 10^{-6}$  с), поглощаемой мишенью, позволили определить эффективный коэффициент теплопередачи  $K_T^\Sigma$  (отношение поглощенной энергии к энергии лазерного импульса) в зависимости от  $I_{0л}$  (см. рис. 3). При увеличении  $I_0(t)$  выше порога плазмообразования ( $I_0 \gg I_0^{**}$ )  $K_T^\Sigma$  для диэлектрических мишеней возрастает, затем монотонно уменьшается (при росте  $I_0$ ), что обусловлено действием противоположных факторов: 1. Частичной экранировкой мишени плазмой, что существенно для мишеней с малым коэффициентом  $R(\lambda, I_0)$ ; 2. Так как поглощение излучения в плазме (ее нагрев) приводит к передаче части поглощенной энергии мишени (благодаря конвективному теплообмену и интенсивному переизлучению плазмы в УФ- и ВУФ-областях спектра [6]), то уменьшение  $K_T^\sigma$  при росте  $I_0(t) \gg I_0^{**}$  связано с уменьшением доли переизлучаемой энергии и может регулироваться динамическими характеристиками парогазового потока и приповерхностной плазменной зоны. Пространственное  $(r, z, t)$  распределение яркостной температуры  $T_я(t)$  потока, определенное при фотометрическом сравнении щелевых разверток с эталонным излучателем ИСИ-1, свидетельствует о дополнительном нагреве потока “греющей” частью ( $t_{и} > t_{\max}(T_я^{\max})$ ) лазерного импульса при его радиальном и осевом ограничении отражающими стенками. Помимо плазменного поглощения излучения, для диэлектрических мишеней на основе элементов полимерного ряда имеет место ослабление теплового потока за счет поглощения в колебательно-вращательных молекулярных полосах, характерных для термодеструктивных полимеров [6] (в том числе резонансного). Вклад в ослабление излучения вносит и его экранировка продуктами абляции мишени, а также образование (при  $(E_{и}/S_0)_{\max}$ ) эрозионного факела, что проявляется на регистрируемых потоках в виде пульсирующих характеристик зон испарения (низкочастотный спектр колебаний обусловлен макроструктурой светоэрозионного по-

тока, а высокочастотные пульсации определяются конкуренцией двух динамических процессов — разлета паровой фазы и экранировки излучения); при этом возникновение эрозионного факела и изменение глубины кратера в ЗТВ носят самосогласованный характер, что соответствует автоколебательному режиму испарения [7]. При генерации импульса давления на мишень (удельный механический импульс отдачи  $C_m$  в диапазоне  $I_0 \sim 10^7 \dots 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> для (Al-CH<sub>2</sub>O)<sub>n</sub>-мишеней составляет  $2 \dots 4 \cdot 10^{-5}$  Н·с/Дж) дополнительный вклад вносят термоупругие напряжения из-за высоких  $dT/dt \sim 10^6 \dots 10^{10}$  К/см, температура градиентов (при значениях  $I_0 \gg I_0^*$  давление от температурного расширения испаряемого слоя не успевает выравниваться — возникает волна сжатия (термомеханическая УВ), распространяющаяся в объеме, и наблюдается образование макроразрушений и отколов у свободной поверхности металлических мишеней). Для увеличения расхода рабочего вещества  $\dot{m}_\Sigma(t)$  при низкороговом испарении  $I_0 \approx I_0^*$  мишень может выполняться с развитой (в 3...10 раз) аблирующей поверхностью за счет прямоугольных/треугольных уступов, концентрических колец различной толщины (определяемой светоэрозионной способностью вещества) при сохранении изотропного по радиусу погонного выхода массы (рис. 5).

Используя термозонд как фотоприемник открытого типа, в вакуумных условиях определяли величину и групповое (на отдельных

участках спектра  $h\nu_I < 3,2$  эВ;  $3,2$  эВ  $\leq h\nu_{II} \leq 6,7$  эВ;  $6,7$  эВ  $\leq h\nu_{III} \leq 11,2$  эВ;  $h\nu_{IV} > 11,2$  эВ) распределение энергии излучения приповерхностной лазерной плазмы в широком диапазоне спектра  $\lambda \sim 5 \dots 1500$  нм.

Полученные результаты по определению интегральной эмиссии в вакуумном УФ ( $h\nu > 6$  эВ) коррелируют с точностью 13...14% с экспериментальными данными, полученными с помощью кварцевого калориметра (ВУФ-область спектра), термостолбика (АЧТ), а данные по мощности излучения удовлетворительно соответствуют временным зависимостям излучаемой энергии в ВУФ-области, определенным фотоэлектрическими методами.

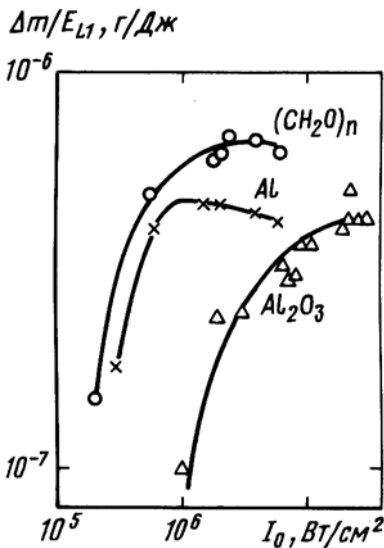


Рис. 5. Удельные масс-расходные характеристики аблирующих мишеней различного химического состава



*Авторы благодарят А.Г. Опекана и П.А. Овчинникова за помощь в изготовлении термоэлементов и проведении экспериментов по калибровке анализатора.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Р а д и а ц и о н н а я плазмодинамика. Т.1 / Под ред. Ю.С.Протасова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – Стр. 9–53.
2. Э н ц и к л о п е д и я низкотемпературной плазмы. Вводный том. Кн. 2 / Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2001. – С. 125–305.
3. П р о т а с о в Ю. Ю. Спектрально-яркостные характеристики приповерхностной лазерной плазмы аблирующих полимерных мишеней // Журнал прикладной спектроскопии. – 2003. Т. 70, № 1. – С. 58–62.
4. П р о т а с о в Ю. Ю., С е м е н о в А. М. Определение коэффициента отражения лазерного излучения от диэлектрических мишеней в вакууме // Журнал прикладной спектроскопии. – 2003. – Т. 70, № 3. – С. 420–425.
5. P r o t a s o v Y u. S., P r o t a s o v Y u. Y u., T e l e k h V. D. Thermo-optical characteristics of refractory dielectric materials in a field of high intensity radiation // VIII Int. conf. “Dielectric materials, measurements and applications”: IEE conf. Publication. – Edinburgh, 2000. – № 473. – P. 440–444.
6. К о р ы ш е в О. В., Н о г о т к о в Д. О., П р о т а с о в Ю. Ю., Т е л е х В. Д. Термодинамические, оптические и транспортные свойства рабочих веществ плазменных и фотонных энергетических установок. Т. 1. – М.: Изд-во. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1999. – 640 с.
7. П р о т а с о в Ю. Ю. О фазовых переходах “твердое тело–газ–плазма” в поле интенсивного лазерного излучения / В кн.: “Кипение и конденсация”; Под ред. А.И. Леонтьева. – М.: Наука, 1999. – С. 840–858.

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.



Владимир Владимирович Христофоров — научный сотрудник объединенного УНЦ фотонной энергетики. Автор более 20 научных работ в области оптики конденсированных сред.

V.V. Khristoforov — researcher of United Center for Photon Power-Engineering. Author of over 20 publications in the field of optics of condensed media.