

07

© 1991 г.

СТАЦИОНАРНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ФАКЕЛ НА КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ

*Е. М. Дианов, А. С. Коряковский, В. Ф. Лебедев, В. М. Марченко,
А. М. Прохоров*

Исследованы режимы возгонки кварцевого стекла под действием непрерывного излучения CO_2 лазера в диапазоне интенсивностей $I=10^7-10^9$ Вт/м². Найдены условия существования стационарного реактивного факела на торце стержня диаметром $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ м при $10^7 < I < 6 \cdot 10^7$ Вт/м². Измерен баланс энергии в процессах нагрева, возгонки и теплового излучения и приведена адекватная газодинамическая модель. Установлены зависимости пространственного положения факела от относительного смещения светового пятна по торцу и температуры вдоль факела. Показана возможность использования лазерного факела для выращивания пористых заготовок для вытягивания световодов.

1. Нагрев поверхности кварцевого стекла непрерывным излучением CO_2 лазеров на длине волны $\lambda=10.6$ мкм в диапазоне интенсивностей 10^7-10^9 Вт/м² сопровождается возникновением факела [1, 2] и газодинамическим выносом массы, который используется в технологии резки кварцевых материалов [2-4].

Согласно термохимическому анализу [5, 6], при температурах 1.8-3.7 кК происходит возгонка кварцевого стекла. Давление паров SiO_2 на несколько порядков меньше зависящих от температуры, давления и химического состава атмосферы парциальных давлений SiO и O_2 , что свидетельствует о термическом разложении, пиролизе, исходного материала. В газовом потоке продуктов разложения кварцевого стекла лазерным излучением содержится также конденсированная фаза SiO_2 и примеси щелочных металлов [7, 8].

Оценка температуры поверхности при лазерной возгонке по данным [2, 9, 10] дает разброс 2-4 кК. Согласно измерениям по сплошному спектру излучения в [8] температуры поверхности, струи и периферийной части факела равны соответственно 0.9, 1.8 и 3.9 кК. Температура возбуждения примесных атомов К и Na 4.3 кК. Такое распределение температур объясняется спецификой лазерного возбуждения связей Si-O [1, 11], взаимодействием атомов с окружающей атмосферой и кинетикой релаксации возбуждения [8].

Налицо явное противоречие: при столь низкой температуре поверхности ничтожно мало давление насыщающих паров продуктов разложения твердого SiO_2 ($< 10^{-3}$ Па), в то же время формируется газодинамическая струя, для появления которой необходимо превышение атмосферного давления около поверхности [12], т. е. достижение температуры кипения кварцевого стекла $T_k = 3.07$ кК [5].

2. В наших экспериментах излучение многомодового электроразрядного CO_2 лазера ИЛГН-709 мощностью $P \approx 100$ Вт направлялось на мишень из кварцевого стекла. Интенсивность на поверхности $I=P/S$ фиксировалась расстоянием от линзы из NaCl с фокусным расстоянием $F=0.27$ м. Полагалось, что $S=\pi d^2/4$, где диаметр пятна излучения на мишени $d=D(F-L)/L$, диаметр лазерного луча $D \approx 10^{-2}$ м, L — расстояние от линзы до мишени.

Достижимая температура при фокусировке излучения на поверхность оценивалась по характеру взаимодействия с пористой керамикой Al_2O_3 ($T_{пл}=2.3$ кК, $T_k=3.9$ кК [6]) и кристаллической ZrO_2 , термостабилизированной Y ($T_{пл}=3$ кК,

$T_{\kappa}=4.4$ кК [6]. При $I \approx 10^8$ Вт/м² оба материала оплавливались и разлагались, появлялся характерный конвективный задымленный поток. Поэтому при $I \approx 10^8$ Вт/м² поверхность кварцевого стекла может нагреваться до температуры кипения.

На плоской мишени из кварцевого стекла, расположенной в фокусе нормально к лучу, при $I \approx 10^8$ Вт/м², как и в [8, 11], в начальный момент возникает факел, направленный навстречу лучу. По мере прожигания кратера глубиной $1.5-2 \cdot 10^{-2}$ м факел затухает вследствие увеличения поверхности взаимодействия. Вынос массы практически прекращается, энергия излучения расходуется на нагрев пластины.

Если же взять мишень из технического кварцевого стекла в виде стержня с диаметром порядка входного диаметра кратера $\approx 3 \cdot 10^{-3}$ м и направить излучение на торец, то при атмосферном давлении наблюдаются три различных режима возгонки плавленного кварца. При $I = 10^7$ Вт/м², $d \geq 3 \cdot 10^{-3}$ м от торца (горизонтально расположенного стержня) отходит вертикально конвективный поток, содержащий частицы белой сажи. С увеличением I ($10^7 \leq I \leq 6 \times 10^7$ Вт/м²) и при $10^{-3} \leq d \leq 3 \cdot 10^{-3}$ м растет вынос массы. Вид горения стержня изменяется от диффузионного коптящего пламени свечи до кинетического сгорания типа пороховой шашки [12]. Формируется устойчивая горизонтально расположенная реактивная двухфазная светящаяся струя (факел). Как и в первом случае, стержень сгорает равномерно по сечению. При $I > 6 \cdot 10^7$ Вт/м² и $d \leq 10^{-3}$ см в торце стержня прожигается канал, факел становится неустойчивым и стержень выгорает неравномерно по сечению.

В области взаимодействия излучения со стержнем на фоне светящегося торца наблюдается яркий след, совпадающий с геометрическим размером лазерного пятна. По мере выгорания стержня на торце появляются более яркие пятна меньшего размера, которые, сливаясь, образуют в центре еще более яркое пятно. В области этого пятна после остывания стержня наблюдаются трещины, иногда бурая окраска, которые обусловлены, по-видимому, примесью с большей степенью черноты или более тугоплавкой.

Измерение температуры с помощью яркостного пирометра «Проминь» производилось по излучению чистой и легированной поверхностей в этом самом ярком пятне на длине волны 0.65 мкм. Измеренное пирометром значение температуры чистой поверхности без поправки на степень черноты, при которой возникает факел, 2.52 кК. Так как газодинамическая струя возникает при превышении атмосферного давления, т. е. при достижении точки кипения $T_{\kappa} = 3.07$ кК, то значения реальной и измеренной температур связаны степенью черноты $\epsilon = 0.2$. На рис. 1 показана экспериментальная зависимость температуры T , полученная из измерений расхода возгонки кварцевого стержня.

В режиме существования устойчивого факела в области лазерного пятна измеренная температура равнялась T_{κ} . Форма торца при уменьшении диаметра светового пятна изменялась от выпуклой до вогнутой. Наблюдалось перетекание стекла к центру пятна, по-видимому, под действием сил поверхностного натяжения, которое сглаживало область интенсивного выноса массы, так что происходило равномерное сгорание стержня.

Зависимость скорости движения фронта разложения кварцевого стекла v_f от интенсивности в области выноса массы (светового пятна) находилась с использованием уравнения сохранения расхода через скорость сгорания стержня $v_r = v_f \cdot S / S_r$, где S_r — сечение стержня, и приведена на рис. 2.

При $I \geq 6 \cdot 10^7$ Вт/м² скорость движения фронта разложения увеличивается настолько, что газоструйный вынос массы не компенсируется перетеканием жидкой фазы. Это ведет к образованию в материале каналов с жидкими стенками и к пространственной неустойчивости факела.

3. Интерпретацию экспериментальных зависимостей температуры поверхности и скорости разложения от интенсивности излучения можно провести исходя из законов сохранения потоков энергии, импульса и массы. Одномерное интегральное уравнение сохранения плотности потока энергии в пренебрежении потерями на теплоотдачу и формирование газодинамической струи имеет вид [1, 3, 13]

$$aI = \rho_s v_s \left(\int_{T_H}^T c_s(T) dT + q \right) + \varepsilon \sigma T^4,$$

где a — коэффициент поглощения; ρ_s , c_s , q , v_s — плотность, теплоемкость, удельная теплота возгонки и скорость выгорания кварцевого стекла; T_H , T — начальная и конечная температуры нагрева поверхности; ε и σ — интегральная степень черноты и постоянная Стефана—Больцмана соответственно.

Оценим порядок величин в случае устойчивого горения факела. При $P \approx 80$ Вт, $a = 0.9$ [9] в стержне с $d \approx 2.8 \cdot 10^{-3}$ м поглощается $P_a = 70$ Вт. Скорость выгорания торца $v_s \approx 1.7 \cdot 10^{-4}$ м/с и расход материала $G = \rho_s v_s S_r \approx 2.6 \cdot 10^3 \times 1.7 \cdot 10^{-4} \cdot 6 \cdot 10^{-6} \approx 2.7 \cdot 10^{-6}$ кг/с. Измеренная температура поверхности торца

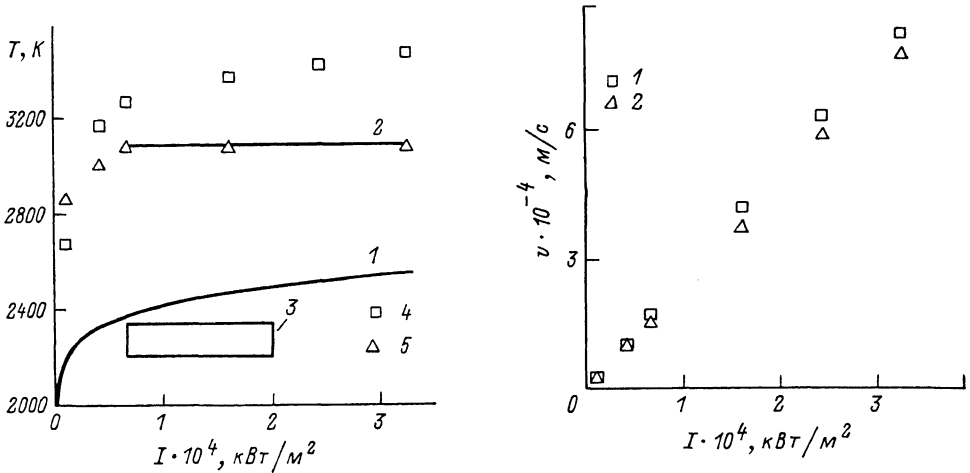


Рис. 1. Зависимость температуры поверхности разложения кварцевого стекла от интенсивности лазерного излучения.

1 — температурная зависимость, рассчитанная с использованием формулы Лэнгмюра; 2 — температурная зависимость, рассчитанная с использованием формулы (6); 3 — температура кварцевого стекла, измеренная яркостным пирометром при разложении в вакууме (коэффициент черноты принят 0.4); 4 — температура смеси, измеренная яркостным пирометром (без учета коэффициента черноты); 5 — температура кварцевого стекла, измеренная яркостным пирометром (коэффициент черноты принят 0.4).

Рис. 2. Зависимость скорости движения фронта разложения кварцевого стекла от интенсивности лазерного излучения.

1 — расчет по формуле (1), 2 — эксперимент.

$T_x \approx 3.07$ кК. Используя константы полной теплоты разложения [5], получим, что мощность, затрачиваемая на нагрев и фазовый переход,

$$P_u = G \left(\int_{T_H}^{T_x} c_s(T) dT + q \right) = 2.7 \cdot 10^{-6} \text{ кг/с} \cdot (3.5 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг} + 11.9 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}) \approx 40 \text{ Вт}.$$

Чтобы оценить потери поглощенной в кварце энергии на тепловое излучение, были проведены калориметрические измерения с помощью измерителя мощности ИМО-3. Измерительная головка устанавливалась на расстоянии l от поверхности разложения SiO_2 . Диаметр входной диафрагмы составлял $D_x = 6 \cdot 10^{-3}$ м. Чтобы защититься от рассеянного лазерного излучения, на входе в измеритель устанавливалась кварцевая пластинка. Измеряемая мощность теплового излучения слабо (в пределах 15 %) зависела от угла между осью измерительной головки и нормалью к поверхности торца в интервале $\pm 80^\circ$. Полная мощность излучения в полупространстве оценивалась по формуле $P_a = 8^2 u / D_x^2$, где u — абсолютное значение измеряемой прибором мощности. Полученная таким образом величина мощности теплового излучения с торца мишени составила 15 Вт.

Полученная величина согласуется с расчетной по данным, приведенным в литературе. Например, в [14] отмечается, что при температуре 1.3 кК кремнезем, состоящий из 95 % SiO₂, имеет в области длин волн до 3 мкм «серый» характер излучения с коэффициентом черноты $\epsilon = 0.4$. Если использовать это значение ϵ , учитывая, что 90 % излучаемой кварцем мощности при температуре кипения лежит в области длин волн до 3 мкм, то в нашем случае

$$P_{\sigma} = \epsilon \sigma T^4 S = 0.4 \cdot 5.7 \cdot 10^{-12} \cdot 3070^4 \cdot 0.07 \approx 14 \text{ Вт.}$$

Потери мощности из нагретого слоя за счет теплопроводности внутрь мишени можно оценить по формуле [15]

$$P_t = 2c_p T_{\kappa} v_s S_r \int_0^l ierfc \cdot z \cdot dz,$$

где $z = x\lambda/2I_a T_{\kappa}$, x — координата прогрева стержня, λ — коэффициент теплопроводности.

Для кварцевого стержня $P_t \approx 1.4 \cdot 10^3 \cdot S_r \approx 4$ Вт. Таким образом, мощность лазерного излучения, поддерживаемая в эксперименте на уровне 75—85 Вт, расходуется следующим образом: 10 — на отражение от торца, 40 — полезная мощность на нагрев и разложение SiO₂, 30 — потери на тепловое излучение (учитывается излучение в обе стороны в области максимума теплового излучения 1 мкм, в которой ненагретое кварцевое стекло прозрачно), 4 — потери за счет теплопроводности кварца. Обращает на себя внимание то, что потери на тепловое излучение сравнимы с полезной мощностью, затрачиваемой на нагрев и разложение SiO₂.

Из уравнения баланса энергии следует, что скорость выгорания поверхности под действием излучения

$$v_s I_a \left[\rho_s \left(\int_{T_{\text{н}}}^{T_{\kappa}} c_s(T) dT + q \right) \right] \quad (1)$$

и определяется плотностью потока энергии $I_a = aI - 2\epsilon\sigma T^4$, «застывшей» в материале. Расчетные и экспериментальные зависимости $v_s(I_a)$ приведены на рис. 2.

Если площадь лазерного пятна на торце $S \leq S_r$ сечения стержня, то скорость его сгорания

$$v_r = (P_a - P_r) \left[\rho_s S_r \left(\int_{T_{\text{н}}}^{T_{\kappa}} c_s(T) + q \right) \right]$$

и определяется мощностью поглощенного излучения P_a (P_r — мощность теплового излучения). При постоянной мощности излучения лазера скорость сгорания стационарна, если обеспечивается перетекание материала с периферии торца в световое пятно.

В модели Ленгмюра, описывающей в молекулярно-кинетическом приближении испарение в вакуум [1, 16].

$$v_s = (M/2\pi RT)^{0.5} \cdot p_v / \rho_s, \quad (2)$$

где $M = 40$ кг/кмоль [1, 6] — молярная масса продуктов разложения кварцевого стекла, R — универсальная газовая постоянная.

Для давления насыщающих паров приводится экстраполяционная формула в [1]. В данной работе используется экстраполяционная формула [13], полученная на основании обработки экспериментальных графиков [5],

$$p_v = p_a \exp(18.73(I - T_{\kappa}/T)). \quad (3)$$

Приравнявая (1) и (2), получим зависимость поглощенной интенсивности от температуры [1]

$$I_a = (M/2\pi RT)^{1/2} p_v(T) \left(\int_{T_{\text{н}}}^{T_{\kappa}} c(T) dt + q \right). \quad (4)$$

Формула Ленгмюра верна в случае, когда испаряющиеся молекулы не возвращаются на поверхность. В случае испарения при атмосферном давлении отвод молекул будет ограничен диффузией и конвекцией. Возникнет обратный поток на поверхность испарения. Повышение температуры выше T_{κ} приводит к перепаду давления $p_v > p_a$ и возникновению реактивной струи продуктов разложения.

Используя постоянство расходов на границе двух фаз, закон сохранения импульса и уравнение состояния, для скорости струи получим

$$v = \rho_s v_s / (\rho_v M / RT_{\kappa}), \quad (5)$$

где скорость сгорания поверхности

$$v_s = (M/RT)^{1/2} p_v (1 - p_a/p_v)^{1/2} / \rho_s, \quad p_v > p_a. \quad (6)$$

Приравнявая (4) и (5), получим

$$I_a = (M/RT)^{1/2} p_v (1 - p_a/p_v)^{1/2} \left(\int_{T_a}^{T_{\kappa}} c(T) dT + q \right). \quad (7)$$

При $p_v \gg p_a$ (2) и (4) совпадают с (6) и (7) соответственно с точностью до постоянного множителя. Отличие, по-видимому, связано с использованием законов сохранения в одномерном приближении.

Из (5)—(7) следует, что увеличение интенсивности излучения, приводящее даже к незначительному перегреву поверхности, ведет к большому изменению скорости струи за счет превышения атмосферного давления. Например, при перегреве всего на 3 К скорость струи возрастает от 0 до 10^2 м/с. При достижении скорости звука [4] дальнейшее увеличение скорости разложения обеспечивается за счет роста плотности при увеличении температуры и, следовательно, давления насыщенных паров.

Расчетная зависимость $T(I_a)$ приводится на рис. 1, откуда видно, что формула (7) более точно описывает результаты эксперимента, чем (4), при атмосферном давлении.

Измерения температуры поверхности испаряющейся кварцевой мишени под действием нагрева излучением непрерывного CO_2 лазера подтверждают вышеизложенное, т. е. температура поверхности кварца не изменяется в пределах точности измерений после достижения температуры кипения при изменении I_a до 35 МВт/м². Считалось, что температура кипения достигается при возникновении реактивной светящейся струи продуктов разложения кварца.

Измерения температуры кварца, разлагающегося в вакууме (форвакуум), в области интенсивностей 10—20 МВт/м² с учетом коэффициента черноты 0,2, определенного выше, дали значения 2,2—2,35 кК, близкие к величинам, рассчитанным с использованием формулы Ленгмюра $\sim 2,4$ —2,45 кК (рис. 1). Вязкость кварца при таких температурах, по-видимому, не достаточно мала для перетекания материала и поддержания горения в режиме свечи — равномерного сгорания стержня, что приводит к выжиганию каналов и в результате к замедлению скорости разложения.

4. В работе найдены условия устойчивого горения SiO_2 под действием непрерывного CO_2 лазера: порог возникновения устойчивого факела 12 МВт/м², равномерное выгорание стержня может быть осуществлено как при однородном освещении торца, так и при размере лазерного пятна меньше размера торца стержня; в последнем случае устойчивое горение наблюдается, если выгорание кварца в области кипения компенсируется его перетеканием из более холодных периферийных областей. В экспериментах при диаметре стержня $3 \cdot 10^{-3}$ м и мощности лазерного излучения 80 Вт такой режим реализуется до значений интенсивности 60 МВт/м².

При условиях, реализованных в эксперименте, в области устойчивого горения потери энергии на излучение сравнимы с энергией, расходуемой на нагрев и разложение SiO_2 . С точки зрения коэффициента полезного действия уменьшение относительных потерь на излучение может достигаться увеличением интенсивности лазерного излучения, которое приводит к увеличению скорости раз-

ложения кварца, а температура и, следовательно, тепловое излучение при этом практически не изменяются. Кроме того, если лазерный луч целиком покрывает торец стержня, то уменьшаются относительные потери за счет теплового излучения с неиспаряющейся области торца. Потери излучения могут быть частично скомпенсированы применением светового котла.

В работах [1, 3] при описании динамики процесса разложения SiO_2 используется формула Ленгмюра, связывающая скорость разложения вещества с давлением продуктов его разложения. Эта формула выведена в условиях испарения в вакуум и не пригодна для описания полученного в настоящей работе режима устойчивого горения в атмосфере. Значения скоростей испарения и температур, рассчитанные по приведенным в работе формулам, согласуются с экспериментально полученными данными.

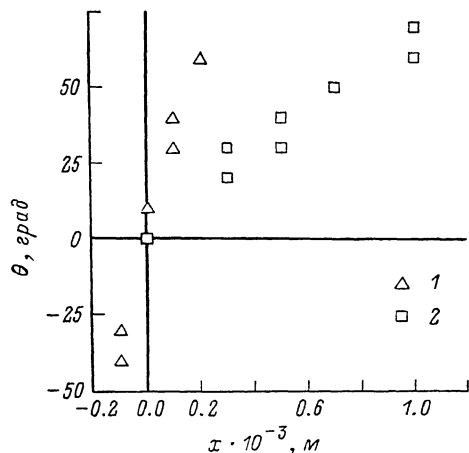


Рис. 3. Зависимость угла наклона факела θ относительно оси стержня от смещения центра лазерного пятна относительно центра торца стержня x .

Диаметр лазерного пятна, м: 1 — $1.1 \cdot 10^{-3}$, 2 — $1.85 \cdot 10^{-3}$.

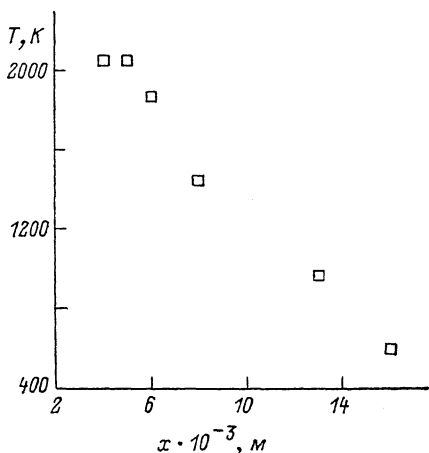


Рис. 4. Зависимость температуры в факеле от расстояния x до поверхности испарения, измеренная W—Re термопарой.

При проведении опытов было обнаружено, что ориентация факела в пространстве зависит от смещения лазерного пятна от центра торца и приводит к его наклону относительно оси стержня (рис. 3). При меньшем диаметре пятна наклон более крутой. Это объясняется зависимостью от смещения наклона торца. Факел отслеживает наклон, оставаясь ориентированным нормально к поверхности. Таким образом, перемещением светового пятна по торцу стержня можно регулировать стационарный пространственный угол наклона факела относительно оси стержня в пределах $-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$.

Из вышесказанного также следует, что свечение факела не связано с возбуждением продуктов разложения кварцевого стекла лазерным излучением [4] в противоположность утверждениям [8, 9] вслед за работой [1]. В этом также легко убедиться, если сфокусированный луч направить на выпуклую цилиндрическую поверхность. И в этом случае ориентация факела может быть произвольной и совершенно независимой от направления луча. Визуальная яркость свечения и интегральный спектр излучения, резонансные линии щелочных металлов Na и Li на фоне сплошного спектра остаются такими же, как в случае, когда факел ориентирован навстречу лучу. В [1] вычислениями показано, что доля мощности излучения, поглощенная в продуктах разложения при $T \approx 4 \text{ кК}$, мала. По-видимому, аналогично ведет себя факел при облучении плавящего кварца электронным пучком [17]. На осциллограммах в [9] видно, что импульс свечения факела возникает после окончания импульса CO_2 лазера. Следова-

тельно, свечение факела связано, по-видимому, с термическим возбуждением продуктов разложения.

Распределение температуры вдоль оси факела, измеренное $W-Re$ термопарой, покрытой пленкой из кварцевого стекла, приведено на рис. 4. Дополнительным источником поддержания температуры в факеле служат химические реакции окисления SiO в газовом потоке и тепловыделение при конденсации молекул в охлаждающейся струе (порошок состоит главным образом из SiO_2 [7]). Измеренные в [8] неравновесно высокие температуры электронных линий K и Na могут быть связаны с передачей возбуждения от электронно-возбужденных молекул SiO_2 в реакции окисления SiO .

Стационарный лазерный факел удобен для технологических применений. В частности, он может быть использован для выращивания пористых заготовок для вытягивания световодов. В предварительных экспериментах выращивались пористые заготовки из SiO_2 с производительностью 0.1 г/мин при мощности излучения 100 Вт. Микроструктура заготовок аналогична полученным другими методами. Лазерное излучение может использоваться для получения потоков мелкодисперсных аэрозолей и таких тугоплавких окислов, как Al_2O_3 и ZrO_2 .

Список литературы

- [1] *Chang D. B., Drummond J. E., Hall R. B.* // *J. Appl. Phys.* 1970. Vol. 41. N 12. P. 4851—4855.
- [2] *Мачулка Г. А.* Лазерная обработка стекла. М.: Сов. радио, 1979. 136 с.
- [3] *Дьюли У.* Лазерная технология и анализ материалов. М.: Мир, 1986. 504 с.
- [4] *Веденов А. А., Гладуш Г. Г.* Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
- [5] *Shick H. L.* // *Chem. Rev.* 1960. Vol. 60. N 4. P. 331—362.
- [6] *Куликов И. С.* Термическая диссоциация соединений. М.: Металлургия, 1969. 576 с.
- [7] *Chui G. K.* // *Amer. Ceram. Soc. Bull.* 1975. Vol. 54. N 5. P. 514—518.
- [8] *Мухамедгалиева А. Ф., Васильева Г. Л., Гасоян М. С., Тютнева Г. К.* // *ЖПС.* 1978. Т. 28. № 5. С. 903—905.
- [9] *Конов В. И., Прохоров А. М., Сычугов В. А., Токарев В. Н.* // *Поверхность.* 1985. № 1. С. 128—137.
- [10] *Миткевич Е. А., Лопота В. А., Горный С. Г.* // *Автоматическая сварка.* 1982. № 2. С. 22—25.
- [11] *Мухамедгалиева А. Ф., Бондарь А. М.* // *Поверхность.* 1983. № 5. С. 125—129.
- [12] *Беллев А. Ф.* // *Теория горения порохов и взрывчатых веществ.* М.: Наука, 1982. С. 44—48.
- [13] *Самогин А. А., Успенский А. В.* Препринт ФИАН. № 143. М., 1979. 32 с.
- [14] *Свет Д. Я.* Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения. М.: Наука, 1968. 236 с.
- [15] *Григорьянц А. Г., Соколов А. А.* Лазерная обработка неметаллических материалов. М.: Высшая школа, 1988. 191 с.
- [16] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 568 с.
- [17] *Башенко В. В., Демянцевич В. П., Миткевич Е. А.* // *Электротехническая пром-сть. Сер. Электросварка.* 1972. Вып. 1. С. 13—16.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
2 июля 1990 г.