

19. Wenograd J. // Trans. Farad. Soc., 1961, 57, 9, 1612.
20. Chaiken R. F., Cheselske F. J. J. Chem. Phys., 1965, 43, 9, 3238.
21. Андреев К. К., Беляев А. Ф. Теория взрывчатых веществ.— М.: Оборонгиз, 1960.
22. Постнов С. И., Афанасьев Г. Т., Муратов С. М. // X Всесоюз. симп. по механо-эмиссии и механохимии твердого тела: Тез. докл.— М., 1986.

г. Москва

Поступила в редакцию 19/IV 1988,
после доработки — 31/X 1988

УДК 532.57 + 621.375

В. В. Григорьев

ОДНОВРЕМЕННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ И СКОРОСТИ ОДИНОЧНЫХ ЧАСТИЦ, МЕТАЕМЫХ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИЕЙ

Исследование двухфазной системы продукты детонации — инертные частицы имеет как самостоятельный научный интерес, так и в связи с проблемами детонационно-газового нанесения защитных покрытий.

Основные параметры, характеризующие движение частиц в продуктах детонации (ПД): скорость V , температура T и размер d . Причем начальное значение d может изменяться при движении частицы, так же как и V , T . Это связано с возможным разрушением расплавленных частиц и уменьшением d при кипении и испарении при достаточно высоких T . Предложены математические модели, описывающие ПД с инертными частицами [1, 2], но для их апробации и дальнейшего развития необходимы достоверные экспериментальные результаты.

Такие данные относительно скорости есть. Они получены методами многоэкспозиционной лазерной визуализации [3] и лазерной визуализацией с фоторазверткой [4] с относительной погрешностью 3—5%. Экспериментальных данных по T мало. В [5] T измерялась термометром сопротивления, который в данном случае дает большую ошибку. Более перспективны методы оптической пирометрии. Хотя яркостная пирометрия неприменима, так как неизвестна площадь источника излучения, задачу можно решить методом двухцветовой пирометрии. Так в [6] этим методом определялась температура облака частиц. Измерения проделаны с невысокой точностью (20%) и достоверностью. Последнее связано с тем, что в случае облака частиц трудно учесть влияние излучения ПД и, возможно, паров материала частиц.

Этих недостатков метода двухцветовой пирометрии можно избежать, если определять температуру одиночных частиц. Такие эксперименты проделаны в плазматронах [7] и специальных печах [8]. В работе [9] предложен метод одновременного измерения T и V , который использовался для диагностики гетерогенных плазменных струй. В данной работе этот метод использовался для определения T и V частиц, метаемых детонацией газовых смесей.

Метод измерений

Одновременное измерение T и V достигается соединением метода спектрального отношения и времяпролетного метода с помощью двухлучевого пирометра, способного регистрировать излучение одиночной частицы. Значение T определяется по отношению сигналов на каналах пирометра, а V — по их длительности.

Устройство пирометра (рис. 1). Входной объектив фокусирует изображение движущейся частицы на плоскость прямоугольной щели, перпендикулярной предполагаемому направлению движения частиц. Распо-

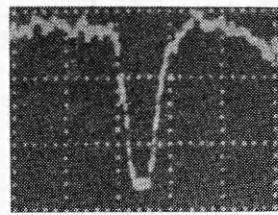
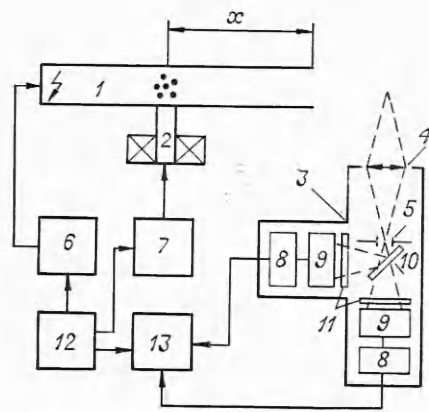


Рис. 2. Сигнал пирометра от одной частицы.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — детонационная труба; 2 — электромагнитный ударник; 3 — двухлучевой пирометр; 4 — входной объектив; 5 — щель; 6 — генератор высоковольтного импульса; 7 — источник питания; 8 — повторитель; 9 — ФЭУ; 10 — делительная пластина; 11 — светофильтры; 12 — генераторы запуска и синхронизации; 13 — осциллограф.

ложенная за щелью светоделительная пластина делит падающее на нее излучение на два потока, которые через интерференционные светофильтры попадают на светочувствительные элементы фотоумножителей. Электрические сигналы с ФЭУ через повторители регистрируются запоминающим осциллографом.

Рассмотрим сигнал пирометра, когда мимо его щели пролетает одна частица (рис. 2). По мере появления изображения частицы из-за границы щели сигнал нарастает, далее, пока полное изображение движется по щели, сигнал остается постоянным (если не изменяется T или d) и уменьшается, когда частица снова пролетает границу щели.

Длительность сигнала τ зависит от ширины щели h , масштабного коэффициента оптической системы $k = x_{об}/x_n$ и от V (здесь $x_{об}$, x_n — размеры объекта и его изображения). Это позволяет, измеряя τ , найти скорость частицы: $V = Kh/\tau$.

Вычисление температуры. Амплитуда сигнала U_i определяется параметрами, описывающими частицу: T , d , ϵ (коэффициент спектральной излучательной способности), и характеристиками i -го канала пирометра, которые обозначим константой K_i . Она зависит от длины волны λ светофильтра и характеристик ФЭУ, светофильтра, светоделительной пластины и т. д.

Для описания теплового излучения частиц воспользуемся формулой Вина, поскольку в области измеряемых $T = 2000 \div 3500$ К и для $\lambda = 0,5 \div 0,8$ мкм она дает ошибку менее 1%. Запишем связь между U_i на выходе i -го канала и T , учитывая, что светофильтры имеют достаточно узкую полосу пропускания $\delta\lambda$:

$$U_i K_i = \epsilon(\lambda, T) C_1 \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right) \frac{\pi d^2}{4} \delta\lambda_i, \quad (1)$$

где λ_i — центральная длина волны светофильтра; C_1 , C_2 — константы теплового излучения в формуле Вина.

По методу спектрального отношения [10] используя (1) при $i = 1, 2$, выразим T через U_1 , U_2 , которые измеряются пирометром:

$$T = K_\lambda \left(K_0 + \ln \frac{U_1}{U_2} + \ln \frac{\epsilon_2(\lambda_2, T)}{\epsilon_1(\lambda_1, T)} \right)^{-1}, \quad (2)$$

$$K_\lambda = C_2 (\lambda_2^{-1} - \lambda_1^{-1}); \quad K_0 = 5 \ln \frac{K_1 \lambda_1 \delta\lambda_2}{K_2 \lambda_2 \delta\lambda_1}.$$

Получили, что T не зависит от d , и это — необходимое условие применимости метода, так как d в общем случае неизвестно.

Для определения T надо знать зависимость $\epsilon(\lambda, T)$, которая для большинства материалов при $T = 2000 \div 4000$ К неизвестна [11]. Более того, поскольку ПД — химически активная среда, возможно изменение

первоначального состава вещества на поверхности частиц, которое может привести к сильному изменению $\varepsilon(\lambda, T)$. Поэтому T находили в приближении серого тела: $\varepsilon_1(\lambda_1, T) = \varepsilon_2(\lambda_2, T)$, так как в этом случае T_c не зависит от ε :

$$T_c = K_\lambda \left(K_0 + \ln \frac{U_1}{U_2} \right)^{-1}. \quad (3)$$

Для вычисления T_c достаточно измерить U_1 и U_2 , K_0 определяется при тарировке пирометра. Относительная погрешность измерения T в приближении серого тела

$$\frac{\Delta T}{T} = - \frac{T_c}{K_\lambda} \ln \frac{\varepsilon_2(\lambda_2, T)}{\varepsilon_1(\lambda_1, T)} \quad (4)$$

зависит от λ_1 и λ_2 , поэтому ее можно оценить, измеряя T_c на разных парах λ_1 и λ_2 .

Дифференцируя уравнение (3) и переходя к конечным приращениям, найдем относительную погрешность измерения T_c :

$$\frac{\Delta T_c}{T_c} = \frac{\Delta K_\lambda}{K_\lambda} + \frac{T_c}{K_\lambda} \left(\Delta K_0 + \frac{\Delta U_1}{U_1} + \frac{\Delta U_2}{U_2} \right). \quad (5)$$

Обе погрешности увеличиваются вместе с T и уменьшаются с ростом K_λ , т. е. с ростом $\Delta\lambda = (\lambda_1 - \lambda_2)$. Однако $\Delta T/T$ может и возрастать с увеличением $\Delta\lambda$, что определяется зависимостью $\varepsilon(\lambda, T)$ для конкретного вещества. Поэтому при выборе величин λ_1 и λ_2 учитывалось их влияние на погрешность измерений по формулам (4), (5).

Излучение продуктов детонации

Основная трудность применения пирометров для диагностики системы частицы — ПД заключается в интенсивном собственном свечении ПД. Хотя регистрация сигналов от отдельных частиц позволяет выделить излучение частицы на фоне излучения ПД, однако сильная зависимость последнего от времени приводит к искажению формы сигнала от частицы, что уменьшает точность измерений. Поэтому проделаны предварительные эксперименты по определению пространственной и спектральной плотности излучения ПД для того, чтобы выбрать области с минимальным излучением. Измерения проводились за пределами детонационной трубы, чтобы избежать влияния стенок и окон.

Спектр излучения ПД в отличие от плазмы, для диагностики частиц в которой широко применяются методы оптической пирометрии [12], не линейчатый, а представляет собой континуум в некоторой области [13, 14], на котором могут выделяться линии ОН, С₂, СН и др.

Чтобы выбрать рабочие значения λ_1 и λ_2 для пирометра, снят спектр ПД смеси С₂Н₂ + 2,5 О₂ на длинах волн, которые позволяли выделить узкополосные интерференционные светофильтры. Излучение ПД на расстоянии 20 мм от конца трубы регистрировалось ФЭУ-15В и сигнал записывался на осциллографе С8-17. Спектр снимался за несколько пусков, что позволяла хорошая повторяемость процесса. Максимум излучения ПД смеси С₂Н₂ + 2,5 О₂ (рис. 3) лежит в синей области спектра, сильно уменьшается в красной и практически прекращается на $\lambda = 650$ нм. Поскольку максимум излучения частиц при $T = 2000 \div 4000$ К лежит в ближней инфракрасной и красной областях, эта смесь удобна для измерений. Интенсивность излучения со временем уменьшается и для детонационной трубы длиной $L = 750$ мм и диаметром $d_r = 20$ мм прекращается через 3,5 мс после начала истечения.

Пространственное распределение плотности излучения ПД регистрировалось фотометодами для определения областей течения, удобных для пирометрии. Съемки проводились фотоаппаратом и фоторегистратором, которые устанавливались относительно детонационной трубы подобно

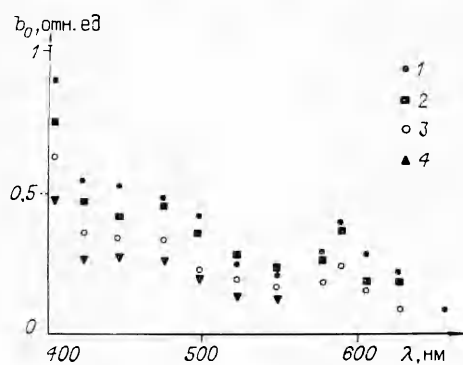


Рис. 3. Спектр излучения ПД смеси $C_2H_2 + 2,5 O_2$ (t отсчитывается от времени прихода УВ в область измерения).
 t , мс: 1 — 1,0, 2 — 1,5, 3 — 2,0, 4 — 2,5.

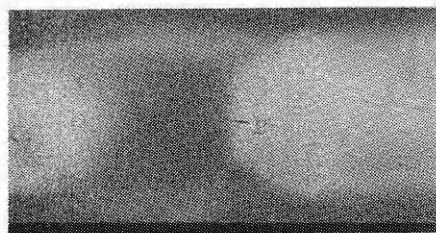


Рис. 4. Структура истечения ПД из трубы (1 — конец трубы, 2 — ударная волна).

пирометру (см. рис. 1). На рис. 4 представлена фотография области течения ПД вблизи трубы, полученная фотографированием процесса истечения на неподвижную фотопленку открытым затвором. Это позволило при общем нестационарном характере истечения ПД выявить квазистационарную двумерную структуру течения с ударной волной (УВ). Как известно [15], истечение ПД происходит со сверхзвуковой скоростью. Подобная задача для стационарного случая рассмотрена в [16], где предложена схема течения без УВ, но предсказана возможность существования решений с УВ, что и реализовалось при истечении ПД из трубы.

Фотографирование процесса на движущуюся фотопленку (рис. 5) позволяет проследить изменение структуры течения со временем. Течение строится из повторяющихся элементов с УВ, подобных первому, изображенному на рис. 4. По мере удаления от трубы и со временем поток ПД ослабевает, УВ вырождаются в волны сжатия и поднимаются по потоку к трубе. Полученная картина течения позволила заключить, что наиболее удобна для измерений T и V частиц область вблизи оси трубы, на расстоянии $(1-1,5)d_t$ от ее конца.

Экспериментальная установка

Для метания частиц использовалась детонационная труба, снабженная системами вакуумирования, заполнения взрывчатой смесью, инициирования и синхронизации (см. рис. 1). Цилиндрическая детонационная труба ($d_t = 20$ мм) состояла из взаимозаменяемых секций различной длины. Одна из секций снабжена электромагнитным ударником, который перед выстрелом подбрасывал предварительно помещенные на него частицы. Такая конструкция трубы позволяла менять ее длину L и начальную координату частиц x относительно открытого конца трубы.

Величины T и V измеряли после вылета частиц из трубы на расстоянии 25 мм от ее конца. Пирометр устанавливали так, чтобы оптическая ось входного объектива (Гелиос-40-2) была перпендикулярна оси трубы. Питание ФЭУ осуществлялось стабилизированным высоковольтным источником БЛБНВ 3-05. Повторители собраны на базе микросхе-

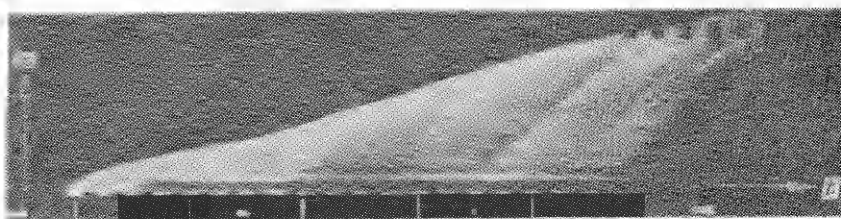


Рис. 5. Изменение структуры истечения ПД от времени.

мы КР 574УД1А. Сигналы пирометра регистрировались осциллографом С8-17. Характеристики пирометра позволяли регистрировать сигналы от одиночных частиц с $d \geq 40$ мкм, движущихся со скоростью $V = 90 \div 800$ м/с.

С учетом спектра излучения ПД смеси $C_2H_2 + 2,5 O_2$ для работы выбраны следующие значения λ (нм): 476, 522, 624, 682, 748, 802. Все выбранные $\lambda < \lambda_{\max}$ (λ_{\max} — максимум спектральной плотности излучения частиц). Так, при $T = 3500$ К $\lambda_{\max} \approx 830$ нм. Полосы пропускания используемых интерференционных светофильтров составляли $\delta\lambda = 6,5 \div 11$ нм.

Чтобы установить частотные характеристики пирометра и точность воспроизведения формы оптического сигнала по обоим его каналам, проведены модельные эксперименты. Движение светящейся частицы моделировалось с помощью пирометрической лампы и вращающегося зеркала СФР. Установлено, что частотные характеристики пирометра не хуже 3 мГц, длительности сигналов и фронтов соответствуют расчетным в пределах погрешности измерений. Наибольшая точность измерений амплитуды сигналов достигается в случае, когда их форма соответствует трапеции. Это получается, если изображение частицы меньше размера щели. Поэтому фокусное расстояние объектива F и масштабный коэффициент k подбираются так, чтобы как можно больше частиц, изображение которых попадает в щель пирометра, давали правильную форму сигнала. Характерные значения $k = 1 \div 2$.

Точность воспроизведения формы сигнала от частицы возрастает и в случае, если увеличивать отношение амплитуды полезных сигналов к фоновому излучению ПД. Величина последнего зависит от размеров щели, а сигнал от частицы — нет (если ее изображение меньше размеров щели). Поэтому уменьшая размеры щели в пределах, которые позволяют частотные характеристики пирометра, можно улучшить точность измерений амплитуды сигнала. Характерные размеры щели пирометра 2×1 мм.

В качестве светоделительной пластины использовались полупрозрачные плоские зеркала. Коэффициенты отражения и пропускания зеркал подбирались таким образом, чтобы амплитуды сигналов пирометра по обоим каналам были одного порядка.

Тарировка пирометра заключается в определении K_0 — пирометрической константы — главной характеристики пирометра, необходимой для вычисления T по формулам (2) или (3). Тарировку проводили после полной подготовки пирометра к работе. Измерялись сигналы пирометра, вызванные источником излучения с известной температурой T_n , тогда из формулы (2) получали

$$K_0 = \ln \frac{U_2}{U_1} + \ln \frac{\varepsilon'_1(\lambda_1, T_n)}{\varepsilon'_2(\lambda_2, T_n)} + \frac{K_\lambda}{T_n},$$

где $\varepsilon'(\lambda, T_n)$ — спектральная излучательная способность источника излучения. Для тарировки пирометра использовалась температурная лампа СИРШ-8, 5-200 с ленточной вольфрамовой нитью. Погрешность определения K_0

$$\Delta K_0 = \frac{\Delta U_1}{U_1} + \frac{\Delta U_2}{U_2} + \frac{\Delta \varepsilon'_1}{\varepsilon'_1} + \frac{\Delta \varepsilon'_2}{\varepsilon'_2} + \frac{\Delta K_\lambda}{T_n} + \frac{K_\lambda}{T_n} \frac{\Delta T_n}{T_n}.$$

Измерения проводились при $T_n = 2000 \div 2500$ К, относительная погрешность измерений $\frac{\Delta T_n}{T_n} \leq 0,002$ и $\frac{\Delta U_i}{U_i} < 0,002$. Величина $\varepsilon(\lambda, T)$ для W определена в широких пределах с погрешностью 0,002 [17]. При всех тарировках $\Delta K_0 \leq 0,03$. Изменения K_0 из-за неоднородности поверхностной чувствительности фотокатода, а также с изменением тока ФЭУ в пределах линейности его характеристик не превышают ΔK_0 .

Результаты экспериментов

В экспериментах измерялись значения T и V частиц Mo и Al_2O_3 , метаемых детонацией стехиометрической или эквимольной смеси ацетилена с кислородом. Условия эксперимента и результаты измерений представлены в таблице. Точность отдельного определения $\Delta T_c/T_c$, которая вычислялась по (5), на $\sim 70\%$ зависит от точности измерения амплитуд сигналов и на $\sim 30\%$ от точности тарировки пирометра. Для V и T в таблице приведены средние значения и максимальные отклонения от них по нескольким опытам. Отклонения связаны как с ошибкой измерения, так и с начальным разбросом размеров частиц d . Относительная погрешность определения скорости частиц $\Delta V/V \leq 0,1$. Как видно из таблицы, T_c , измеренные на разных λ_1, λ_2 при прочих одинаковых условиях, отличаются не более чем на 60 К. Это свидетельствует о небольшом отличии зависимости $\varepsilon(\lambda, T)$ в условиях эксперимента от $\varepsilon = \varepsilon(T)$ в области использованных λ .

Теоретические оценки погрешности приближения серого тела можно сделать по (4), воспользовавшись наличием некоторых данных по $\varepsilon(\lambda, T)$ для использованных материалов [10, 11, 18]. Для Mo $\Delta T/T = -(0,02 \div 0,05)$. Минус указывает на завышение величин T , что происходит, если $\varepsilon_1(\lambda_1, T) > \varepsilon_2(\lambda_2, T)$ при $\lambda_2 < \lambda_1$. Весьма вероятно, что частицы Mo при полете в ПД покрываются окисной пленкой. В этом случае $\varepsilon = 0,8 \div 0,95$ [10] и $\Delta T/T = \pm(0,02 \div 0,04)$. Таким образом, погрешность приближения серого тела для Mo не превышает приборной погрешности измерений T . Данные по $\varepsilon(\lambda, T)$ для Al_2O_3 имеются для $T < 2500$ К [11, 18] и по ним можно только предположить, что полученные T завышены.

Обсуждение результатов

Измерения V находятся в соответствии с данными, полученными методами лазерной визуализации [2, 19]. Результаты экспериментов показывают, что T зависит от d , x и состава смеси. Так, для частиц Mo при уменьшении d со 150 до 75 мкм T возросла (с 2370 до 3150 К). Для этого же материала частиц увеличение x с 0,17 до 0,35 м привело к большему нагреву частиц ($T = 2370$ и 2620 К соответственно), несмотря на небольшое увеличение их диаметра ($d_1 = 150$ и 160 мкм). Частицы Al_2O_3 в смеси $C_2H_2 + O_2$ нагрелись на 400 К меньше, чем в смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$. Эти зависимости не обнаружены в [6]. Причина, по-видимому, не только в большой ошибке измерений, но и в методе. Изменение излучения от потока частиц оказалось малозаметным на фоне излучения ПД, которое метод не позволял корректно учесть. Неудачно выбраны λ_1 и λ_2 : они далеки от λ_{max} и, наоборот, близки, особенно λ_1 , к максимуму излучения ПД.

Смесь	Частицы	d , мкм	L , м	x , м	V , м/с	λ_1 , нм	λ_2 , нм	$\frac{\Delta T_c}{T_c}$, %	T_c , К
$C_2H_2 + 2,5O_2$	Mo	160+7	0,95	0,35	90±10	802	522	3,5	2620+100
		150+20	0,75	0,17	190±50	748	476	3	2620+110
		75+10	0,75	0,17	420±80	624	476	6,5	2370+150
		75+10	0,75	0,17	420±80	624	476	9	3150±150
	Al_2O_3	85+5	0,95	0,35	700±100	748	522	7	3420+180
		85+5	0,95	0,35	700±100	682	476	9	3460+150
$C_2H_2 + O_2$	Al_2O_3	85+5	0,95	0,35	820±120	802	522	7	3060+200
		85+5	0,95	0,35	820±120	748	476	6	3000+170

При некоторых условиях метаемые частицы разрушаются, что сильно влияет на значения T , V и d . Разрушение частиц зарегистрировано в экспериментах [3], а расчеты [19] показали, что при этом частицы находятся в расплавленном состоянии. В данных экспериментах происходит разрушение частиц Мо с $d = 75$ мкм при $x = 0,17$ м (см. таблицу). Об этом свидетельствует их высокая скорость ($V = 420$ м/с) и то, что в тех же условиях для Мо с $d = 65$ мкм в [19] зарегистрировано разрушение частиц. Там же приведена расчетная область условий разрушения, в которую попадают частицы Мо с $d = 75$ мкм. Измеренная температура осколков после разрушения почти на 300 К превышает температуру плавления Мо ($T_{пл} = 2970$ К). Частицы Мо с $d = 150 \div 160$ мкм не разрушаются [2, 19] и исследования показали, что $T < T_{пл}$. Эти результаты косвенно подтверждают, что разрушаются расплавленные частицы. В экспериментах зарегистрировано расплавленное состояние и у частиц Al_2O_3 , поскольку измеренные температуры значительно превышают $T_{пл} = 2320$ К.

Описанный метод позволяет определять температуру поверхности (точность 3—5 %) и скорость (точность 5—10 %) частиц, размерами больше 40 мкм, нагретых до $T > 2000$ К в высокоскоростном и высокотемпературном потоке продуктов газовой детонации.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность Ю. А. Николаеву за полезные обсуждения и советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гладилли А. М., Карпиловский С. И., Корнев А. Д. ФГВ, 1978, 14, 1, 123.
2. Бойко В. М., Григорьев В. В., Ждан С. А. и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 133.
3. Бойко В. М., Гавриленко Т. П., Григорьев В. В. и др. ФГВ, 1983, 19, 3, 132.
4. Гавриленко Т. П., Григорьев В. В., Троцюк А. В. и др. ФГВ, 1985, 21, 6, 107.
5. Клименко В. С., Скадин В. Г., Шаривкер С. Ю. и др. Порошковая металлургия, 1978, 6, 78.
6. Гончаров А. А., Неделько В. Е., Федько Ю. П. ФГВ, 1982, 18, 5, 126.
7. Mishin J., Vardelle M., Lesinski J. et al. // 7th Intern. Symp. on Plasma Chemistry.— Eindhoven, Netherlands, 1985.— V. 3.
8. Jorgensen F. R. A., Zuiderwyk M. J. Phys. E: Sci. Instrum., 1985, 18, 486.
9. Жуков М. Ф., Лягушкин В. П., Солоненко О. П. Новосибирск, 1986.— (Препр./СО АН ССР. ИТФ; № 145—86).
10. Свет Д. Я. Оптические методы измерения истинных температур.— М.: Наука, 1982, 63—72.
11. Шейндлин А. Е. Излучательные свойства твердых материалов.— М.: Энергия, 1974.
12. Овсянников А. А. Высокотемпературные запыленные струи в процессах обработки порошковых материалов: Тез. докл. Междунар. совещания.— Новосибирск, 1988.
13. Fairbairn A. R., Gaydon A. G. // Proc. Roy. Soc., 1957, A239, 1219, 464.
14. Солоухин Р. И., Шарапова Т. А. ПМТФ, 1962, 2, 37.
15. Ждан С. А. // Динамика сплошной среды.— Новосибирск, 1983.— Вып. 62.
16. Овсянников Л. В. Лекции по основам газовой динамики.— М.: Наука, 1981.
17. Larrabee R. D. J. Optical Soc. America, 1959, 49, 6, 619.
18. Рубцов И. А., Емельянов А. А. Новосибирск, 1978.— (Препр./СО АН СССР. ИТФ; № 25—78).
19. Gavrilenko T. P., Grigoriev V. V., Zhdan S. A. et al. Comb. Flames, 1986, 66, 2.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 2/XII 1988