

также и для частиц алюминиевых сплавов. Поэтому приведенные результаты измерений в частном случае, по-видимому, дают достаточно общую оценку порядка величин времен горения и возгорания самовозгорающихся частиц металла с чистой поверхностью, образующихся при разрушении металлов в кислороде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пелых А. Н., Пронюшкин А. В. Прибор для измерения интервалов времени // Приборы и техника эксперимента.— 1961.— № 4.

г. Москва

Поступила в редакцию 6/XII 1989

УДК 532.529.5 + 541.126

А. В. Федоров, Е. В. Тетенев, Б. Вессьер

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ГАЗОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ ПРИ РЕАЛЬНОМ ВЗРЫВЕ.

I. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РЕШЕНИЕ В АВТОМОДЕЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Дана постановка задачи о воспламенении частиц металлов в затухающих ударных волнах для одномерного нестационарного течения газа (с различными видами симметрии), которое возникает от взрыва центрального заряда. Обсуждаются данные расчетов этой проблемы в случае автомодельного движения газа при сильном взрыве. Выявлено три типа динамики частиц в зависимости от их радиуса; существование двух областей — в первой частицы запасают тепло, во второй передают его газу (вариант без воспламенения частиц). Определено влияние характерных параметров задачи на время воспламенения, когда имеет место воспламенение частиц.

Проблема распространения волн детонации в аэродисперсных смесях газа и реагирующих твердых частиц привлекла внимание исследователей в связи с широким применением в промышленности рабочих тел такого типа. При этом встает вопрос о возникновении гетерогенной детонации, ее стационарном распространении и затухании. Одной из первых проблем, возникающих при попытках физического или математического моделирования инициирования детонации, является проблема воспламенения частиц дисперсного горючего, распыленного в атмосфере окислителя. Теоретическое и экспериментальное рассмотрение данного процесса, возникающего за проходящими и отраженными ударными волнами (УВ), дано в работах [1—3] в рамках одномерного течения с плоскими волнами. В [4] теоретически исследовалось воспламенение частиц за детонационными и взрывными волнами (с затухающим профилем давления), описываемыми автомодельными решениями. Работа [5] посвящена обзору экспериментальных данных по воспламенению пылей за УВ. В [6] описываются эксперименты по инициированию сферической детонации подрывом центрального заряда ТНТ в смесях крахмала и кислорода, при этом детонационного процесса не наблюдалось.

Как теоретический, так и практический интерес представляет создание математической модели гетерогенной детонации, которая бы позволила провести расчеты воспламенения и горения смеси, переход к стационарному процессу, а в дальнейшем и возможного затухания. Остановимся здесь на первом этапе исследования: воспламенение мелких частиц в УВ, возникающих под действием взрыва центрального заряда ВВ. Изучение проведем в рамках двух подходов. В первом определим движение и нагрев частицы в поле течения газа, возникающего при точечном взрыве (см. также [4, 7]), а во втором — решим задачу об эволюции и разогреве частицы в поле течения газа, возникающего при взрыве центрального заряда, с реальными уравнениями состояния сред.

**Математическая модель динамики и нагрева частиц
в поле течения воздуха, возникающего при взрыве**

Автомодельное течение. Уравнения, описывающие сформулированную выше задачу в автомодельном приближении в случае цилиндрической симметрии, имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{V} &= (u - y) / (2t \cdot dy/dV), \\ \dot{u} &= kc_p(2Vy - u) \cdot |2Vy - u| + u/2t, \\ \dot{h} &= \exp(-\beta_1/T_p)/\tau_1 h - \exp(-\beta_2/T_p)/\tau_2, \\ \dot{T}_p &= a_1 \exp(-\beta_1/T_p)/\tau_1 h - a_2 \exp(-\beta_2/T_p)/\tau_2 - (T_p - T) \cdot Nu/\tau_3, \end{aligned} \quad (1)$$

где $y = r_p/r_b$ — положение частицы по отношению к фронту УВ; $r_b = r_b(t) =$

$$= (E/\rho_1)^{0,25} \sqrt{t}; \quad y = y(V) \equiv \frac{1}{1+\gamma} \sqrt{\left[\frac{\gamma+1}{\gamma-1} (2\gamma V - 1) \right]^{\frac{\gamma-1}{2}} V(1-\gamma V);}$$

$u = v_p/c$ — относительная скорость частицы; $c = c(t) = \frac{dr_e}{dt}$ — скорость УВ; $v = v_2(1+\chi)Vy$ — скорость газа; $v_2 = 2c/(1+\gamma)$; h — толщина окисной пленки; T_p, T — температуры частицы и газа; $\rho = \rho(V)$; $T = T(V, t)$ [10]; $k = 3rc_D/16\rho_p r$; ρ_p — плотность частицы; $\rho_1 = 1,29 \text{ кг/м}^3$ — плотность невозмущенной атмосферы; безразмерная температура получена путем отнесения к T_0 ; T_0 — температура невозмущенной атмосферы; $c_D(M, Re)$ — коэффициент сопротивления сферической частицы; $Re = \rho|v_p - v|2r/\mu$ — число Рейнольдса; $M = |v_p - v|/a$ — число Маха; r — радиус частицы; μ — вязкость среды, окружающей частицу; $\tau_1 = 4r^2/k_0$; $\tau_2 = 2r/v_0$; $k_0 = 2 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$ — предэкспонент в законе роста окисной пленки; v_0 — скорость испарения окисной пленки; $\beta_1 = E_a/RT_0$; $\beta_2 = L/R_0 T_0$; $a_1 = 6q\rho/c_p$; $a_2 = 6L\rho/c_p T_0 \rho_p$; $\tau_3 = \rho_p c_p d^2/6\lambda$; R_0 — универсальная газовая постоянная; $q = 4 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$ — тепловой эффект реакции окисления Al; $d = 2r$; E_a, L — энергии активации окисления и испарения; E — энергия взрыва; a — скорость звука в газе; λ — коэффициент теплопроводности газа; $\gamma = 1,4$; $R = 300$.

Уравнения (1) должны удовлетворять начальным условиям:

$$V = V_0, \quad u = u_0, \quad h = h_0, \quad T_p = 1, \quad t = t_0. \quad (2)$$

Здесь t_0 — время прихода УВ в точку, где находится частица. Таким образом, определение параметров частиц свелось к решению задачи Коши (1), (2). Отметим, что при ее решении возможны режимы с обострением. Они характеризуются тем, что за конечное время, которое назовем временем воспламенения t_{ign} , температура частиц примет очень большое значение. Этот момент в дальнейшем будем идентифицировать либо по тому, принимает или нет T_p большое значение, либо доходит ли температура частиц до температуры воспламенения T_{ign} .

Течение от взрыва реального заряда. Кратко сформулируем физическую модель рассматриваемого явления. Пусть в центре симметрии расположен заряд ВВ размером x_0 , который в момент времени $t = 0$ превратился в продукты детонации (ПД) в области $x \in (0, x_0)$ при следующих значениях параметров: $p = p_H/2$, $\rho = \rho_H$, $e = e_H$, $u = 0$. Индексом H отмечены параметры в плоскости Чепмена — Жуке. Для описания ПД используем уравнение состояния [8], а для воздуха — [9]. В области $x \geq x_0$ находится смесь газа и распыленных твердых частиц при нормальных атмосферных условиях. Уравнения, описывающие поведение параметров газа в областях, занятых ПД и аэрозвесью, примем в рамках режима одиночных частиц в виде модели равновесной газовой динамики. Это предположение справедливо при достаточно малой концентрации частиц.

После прохождения УВ через некоторую точку пространства частицы под действием высокоскоростного, высокотемпературного потока газа начинают двигаться и нагреваться. В зависимости от параметров окружающей среды (ПД или воздух) они могут воспламениться или нет. Процесс ускорения и нагрева частиц описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{dv_p}{dt} &= \frac{c_D \text{Re}}{24\tau_{ст}} (\dot{v} - v_p), \quad \tau_{ст} = \frac{2}{9} \frac{\rho_M r^2}{\mu t_0}, \\ \frac{dT_p}{dt} &= a [\exp(-E/T_p) - b(T_p - T) - c \exp(-E_1/T_p)], \\ \frac{dr_p}{dt} &= v_p, \quad a = 3 \frac{\rho_{ок}}{\rho_M} \frac{kQ t_0}{rc_M T_0} c_{ок}, \quad V_0 = \frac{\lambda}{\rho_{ок} r c_p}, \\ b &= \frac{\lambda \text{Nu} T_0}{2rc_{ок} k Q \rho_{ок}}, \quad c = \frac{V_0}{k} \frac{E_1}{Q} \frac{p_*}{p_{ок}}, \\ \text{Nu} &= 2 + 0,46 \text{Re}^{0,55} \text{Pr}^{0,33}. \end{aligned} \quad (3)$$

где $\rho_M, \rho_{ок}$ — плотность металла и окисла; $c_{ок}$ — концентрация окислителя в среде; c_M — теплоемкость металла; c_p — теплоемкость газа; x_0 — радиус заряда.

В (3) и уравнениях газовой динамики искомые величины взяты в безразмерной форме, масштабами служат $t_0 = 10^{-6}$ с, $u_0 = 10^3$ м/с, $p_0 = 10^{10}$ Н/м², $\rho_0 = 10^4$ кг/м³, $e_0 = 10^6$ м²/с², $T_0 = e_0/R$, $R = 300$ Дж/(кг · К), $x_0 = u_0 t_0$, материал частиц — Mg.

Сформулированная проблема определения параметров частиц сводится к решению задачи о распаде разрыва в среде, состоящей из ПД при $x \in (0, x_0)$ и воздуха при $x \geq x_0$, описываемой уравнениями газодинамики с соответствующими условиями Коши и последующему расчету поведения частиц в поле газа (ПД или воздух) в виде решения задачи Коши,

$$v_p = v_{p0}, \quad T_p = T_{p0}, \quad r_p = r_p(t_0), \quad t = t_0 \quad (4)$$

для уравнений (3).

Обсуждение результатов расчетов задачи (1), (2)

Динамика частицы. Исследовалось влияние радиуса частицы и удельной энергии взрыва на ее динамику. На рис. 1 приведена зависимость числа Маха $M = |v_p - v|/a$ от времени ($E = 10^5$ Дж/м, $r = 25 \cdot 10^{-6}$ м, $r_p(t_0) = r_0 = 4 \cdot 10^{-2}$ м). В момент времени $t_0 = 5,75 \cdot 10^{-6}$ с, когда частица оказалась за УВ $v_p(t_0) = 0$ и $M(t_0)$ определяется скоростью течения газа за УВ. Со стороны газа частица испытывает действие силы $f_p = c_D \pi r^2 \rho |v - v_p| \cdot (v - v_p)/2$, которая начинает разгонять ее в сторону движения газа. Поскольку v_p вначале мала, то с течением времени частица попадает в более внутренние слои расширяющейся области взрыва. При этом скорость газа в точке $r_p(t)$, где находится частица, монотонно убывает, а скорость самой частицы возрастает. Этим в основном определяется первоначальное уменьшение $M(t)$ на рис. 1. Когда скорости частицы и газа сравниваются, $M(t) = 0$. Поскольку газ в области взрыва тормозится при разлете, твердая частица из-за своей инерционности проскальзывает вперед и начинает обгонять газ.

На этом промежутке времени сила со стороны газа уже становится тормозящей. Частица тормозится слабее, чем газ. Вследствие этого скорость проскальзывания $v_p - v$ и соответственно $M(t)$ возрастают. Далее, вниз по потоку, пройдя через максимум, $M(t)$ вновь убывает, асимптотически стремясь к нулю, если только частица не догоняет УВ.

Расчеты, проведенные для различных по диаметру частиц, показали качественно различное поведение дискретной фазы. Так, в случае $r = 50$ мкм, $E = 10^5$ Дж/м, $r_p(t_0) = (2; 2,6; 3) \cdot 10^{-2}$ м частицы отстают

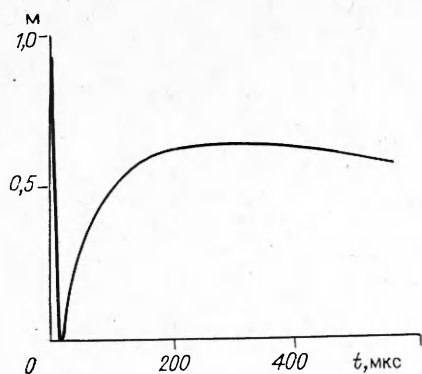


Рис. 1.

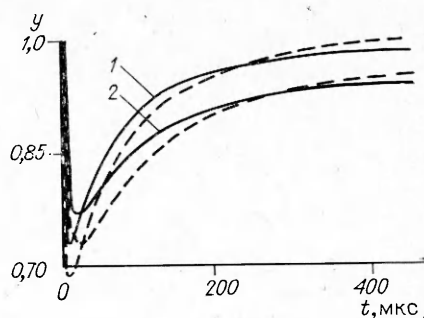


Рис. 2.

от УВ. Они подстраиваются под условия окружающего газа, а величина $y = r_p/r_b - y(\tilde{x})$, $\tilde{x} = r_2\rho_1/\rho_p d$ — безразмерный радиус — монотонно убывает. Увеличение радиуса частицы до 100 мкм приводит к изменению качественного характера функции $y(\tilde{x})$ при прочих постоянных параметрах. Вначале $y(\tilde{x})$ быстро убывает, как и выше. На этом участке частицы разгоняются, а УВ успевает уйти вперед. Затем $y(\tilde{x})$ проходит через локальный минимум и начинает возрастать. Здесь частицы обгоняют газ и делают попытку догнать УВ. Однако запасенной инерции недостаточно, поэтому $y(\tilde{x})$ проходит через локальный максимум и в дальнейшем монотонно убывает, т. е. частица отстает от УВ. Отметим, что для дискретной фазы данного размера происходит перераспределение порядка следования, т. е. внутренние частицы, которые были расположены ближе к центру взрыва, обгоняют затем внешние.

И, наконец, дальнейшее увеличение радиуса взвеси до 250 мкм приводит к тому, что частицы с начальным положением $r_p(t_0) = (2; 2,6) \cdot 10^{-2}$ м догоняют УВ, при этом их перераспределение происходит на участке $x \leq 0,14$. В то же время частицы с $r_0 = (3,4) \cdot 10^{-2}$ м не достигают значения $y = 1$, т. е. не достигают УВ. Подойдя на некоторое расстояние к УВ, они затем монотонно отстают от нее, довольно долго следуя вблизи от УВ.

Расчеты, проведенные с $E = 10^5$, $2 \cdot 10^5$ и $6 \cdot 10^5$ Дж/м при $r_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ м, $r = 250$ мкм указывают на то, что увеличение энергии взрыва приводит к более быстрому отставанию частиц от фронта УВ. Следовательно, для больших E частице не удается достаточно близко подойти к УВ. Отсюда следует, что существует нижняя граница для E (для заданных r, r_0), при которой частица подходит к УВ достаточно близко и довольно долго находится вблизи фронта УВ.

На рис. 2 приведены траектории $y = y(t)$ частицы из Mg для $d = 5 \cdot 10^{-4}$ м, $E = 10^5$ Дж/м при $r_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ м (кривая 1), $3 \cdot 10^{-2}$ м (2) в сравнении с аналогичными из Al (штриховые линии). Основное различие в движении частиц Al и Mg наблюдается на участке квазиравновесного режима и вблизи от ударной волны.

Разогрев и воспламенение частицы. Изучалось влияние параметров E, ρ_p, d, τ_i ($i = 1, 2$) на процесс нагревания дискретной фазы в высокотемпературном потоке газа, следующем за воздушной УВ.

На рис. 3 приведены зависимости T и T_p от времени вдоль траектории частиц. Как видно, вначале температура газа слегка увеличивается (ведь частица отстает от УВ). Затем T падает, оставаясь, однако, выше T_p . При этом в силу скоростного неравновесия между фазами теплопровод к пыли может на порядки отличаться от стационарного. Твердая частица нагревается за счет теплообвода от реакции высокотемпературного окисления $Q_{ок}^+$, теплообмена с газом (как в положительную, так и в отрицательную сторону) $Q_{газ}$, теплоотвода за счет испарения окисной пленки $Q_{исп}^-$. Это обуславливает два вида поведения T_p : значение T_p

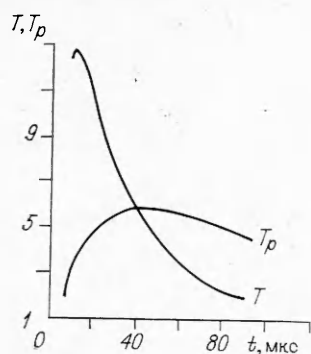


Рис. 3.

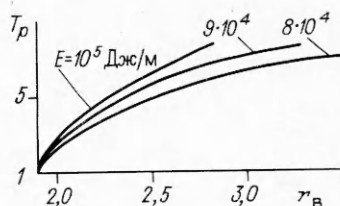


Рис. 4.

не достигает температуры воспламенения T_{ign} (воспламенения нет), температура частицы быстро (за конечное время) достигает очень большого значения (происходит ее воспламенение).

В изображенном на рис. 3 типе течения видно, что T_p под влиянием теплообмена с газом возрастает. В начальные моменты времени $Q_{ок}^+ \ll Q_{газ}$, поскольку испарение и реакция высокотемпературного окисления слабо протекают при низких температурах. С ростом T_p реакция окисления начинает играть все более заметную роль и затем наступает момент, когда $\dot{T}_p = Q_{ок}^+ + Q_{газ} - Q_{исп}^- = 0$. В этой точке температуры фаз не равны, поскольку помимо конвективного переноса тепла присутствуют источник и сток вида $Q_{ок}^+$ и $Q_{исп}^-$. Точку, в которой температуры фаз равны, будем называть равновесной, она определяется из условия $T(t_p) = T_p(t_p)$. На рис. 3 она неустойчива. В течении можно выделить две области. В первой $T > T_p$, частицы отбирают тепло от газа; во второй $T < T_p$. Это вызвано тем обстоятельством, что газ охлаждается очень быстро. Частицы же реагируют на изменение температуры газа с запаздыванием. Это видно по меньшему градиенту температуры частиц. В случае модели с учетом обратного влияния частиц на газ во второй области ($t \geq t_p$) газ мог бы нагреваться от запасенного в частицах тепла.

Уменьшение энергии взрыва ($E = 2 \cdot 10^4$ Дж/(кг · м)) приводит к понижению температуры за фронтом УВ, более плавному спаду температуры газа, увеличению t_p . Так, при $E = 2 \cdot 10^4$ Дж/(кг · м), $t_p = 5 \cdot 10^{-5}$ с вместо $t_p = 3,8 \cdot 10^{-5}$ с при $E = 6 \cdot 10^4$ Дж/(кг · м). Отметим, что в этом случае безразмерная температура за фронтом УВ составляет $\sim 4,7$, поэтому теплообмен частицы с газом не разогревает ее в достаточной мере, и $Q_{ок}^+ \ll Q_{газ}$ в процессе движения частицы. Это позволяет сделать вывод, что при малых энергиях взрыва энергия высокотемпературного окисления, имеющаяся в частице, не реализуется. Тем не менее частицы продолжают способствовать передаче тепла из областей вблизи УВ в остывающие за ее фронтом области газа. Рост энергии взрыва ($E = (8, 9, 10) \cdot 10^4$ Дж/м — см. рис. 4), приводящий к повышению температуры газа за фронтом УВ, способствует воспламенению частицы.

Частица считалась загоревшейся после достижения ею температуры воспламенения T_{ign} , а время этого процесса есть время воспламенения — t_{ign} [11]. Анализ расчетных данных показал, что воспламенение при $E = 10^5$ Дж/м произошло по механизму теплообмена частицы с газом (на момент $t = t_{ign} Q_{ок}^+ / Q_{газ} = 0,085$), поскольку $Q_{ок}^+ \ll Q_{газ}$, $T_p < T$ для всех моментов времени. Время задержки воспламенения растет с убыванием энергии взрыва. Так, для $E = 10^5, 9 \cdot 10^4, 8 \cdot 10^4$ Дж/(кг · м), $t_{ign} = 6 \cdot 10^{-6}, 11 \cdot 10^{-6}, 18,9 \cdot 10^{-6}$ с соответственно, а при $E = 7 \cdot 10^4$ Дж/(кг · м) воспламенения нет.

Для выявления влияния размера частицы проведены расчеты с $d = 100, 50, 10$ мкм при $E = 10^5$ Дж/(кг · м), $y = 1$, $r_p(t_0) = 4 \cdot 10^{-2}$ м. Ранее было показано, что при $d = 10$ мкм и данном значении E частица

воспламенялась. Увеличение размера привело к тому, что частицы с $d = 100$ и 50 мкм не воспламенились. Это позволяет сделать естественное заключение, что для фиксированных $r_p(t_0)$, E существует критическое значение r_{*} , выше которого воспламенения не происходит. При этом для частицы с $d = 50$ мкм время достижения промежуточного равновесия по температурам составляет $\sim (1,6 \cdot 10^{-4} - t_0)$ с, с $d = 100$ мкм $t_p \approx (3,2 \cdot 10^{-4} - t_0)$ с. Начиная с этого момента t_p частицы, как указывалось выше, отдают свое тепло в газ. Отметим немонотонность теплообмена газа с частицами. Так, при $t = t_0$ и $d = 100$ мкм $Nu = 76,89$, при $t = 4,575 \cdot 10^{-5}$ с $Nu = 2$, при этом скорость газа равна скорости частиц. В дальнейшем, поскольку газ в области взрыва тормозится при разлете, инерционная твердая частица начинает обгонять частицы газа и происходит торможение частицы. Возникающая разность скоростей $v_p - v$ приводит к увеличению числа Nu .

Представляет интерес роль начальной скорости частиц на процесс воспламенения. Оказалось, что ее увеличение приводит к росту времени воспламенения, а при $v_p(t_0) = 2 \cdot 10^3$ м/с частица не воспламеняется. Температура достигает максимума, а затем частица остывает. Следует отметить, что данная частица догоняет УВ при $r_b \sim 6,4$, а затем и обгоняет ее. Отсутствие воспламенения здесь объясняется тем фактом, что частицы быстро выносятся из высокотемпературной зоны с ростом $v_p(t_0)$.

Таким образом, в работе дана математическая модель задачи о динамике и нагреве частиц Al, Mg в поле течения газа от сильного и от реального взрывов. Численный анализ проблемы в автомоделном течении выявил три типа динамики частиц в зависимости от их радиуса, позволил определить влияние выделившейся энергии в центре взрыва на задержку воспламенения частиц.

Авторы благодарны С. П. Актершеву и А. Е. Медведеву за помощь в проведении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fox J. W., TeVelde J. A., Nicholls J. A. Shock wave ignition of metal powders // Proc. NT&FMI.— Davis (Calif.), 1976.— P. 241—256.
2. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. Математическое моделирование воспламенения частиц металла в высокотемпературном потоке за ударной волной // ФГВ.— 1982.— 18, № 3.— С. 5—9.
3. Voiko V. M., Fedorov A. V., Fomin V. M. et al. Ignition of small solid particles behind shock waves // Shock waves, explosions and detonations/Ed. J. R. Bowen et al.— 1984.— 87.— P. 71—87.
4. Афанасьева Е. А., Левин В. А. Воспламенение алюминиевых частиц за детонационными и взрывными волнами // Хим. физика.— 1984.— 3, № 9.— С. 1328—1332.
5. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Тимофеев Е. И. и др. Воспламенение пылей за ударными волнами // Там же.— 1983.— 2, № 8.— С. 1127—1129.
6. Veyssiere B., Desbordes D., Lee J. H. Preliminary experiments for direct initiation of spherical detonation in two-phase mixtures (oxygen-solid particles) // Arch. Combust.— 1987.— 7, N 1—2.— P. 185—196.
7. Гербер Н., Баргос Ж. М. Сильные сферические взрывные волны в газопылевой сфере // РТК.— 1974.— 12, № 1.
8. Куронатенко В. Ф. Уравнение состояния продуктов детонации конденсированных ВВ // ЧММСС.— 1977.— 8, № 6.
9. Кореньков В. В., Охитин В. И. Численная оценка влияния плотности ВВ на параметры воздушной ударной волны // ПМТФ.— 1983.— № 3.— С. 127.
10. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1965.— 386 с.
11. Федоров А. В., Тетенов Е. В., Вессьер Б. Динамика и воспламенение диспергированных в атмосфере частиц металлов при реальном взрыве.— Новосибирск, 1990.— 44 с.— (Препр./АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 6—90).

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 30/XI 1990