

Рис. 4. Изменение массовой скорости процесса (I) и времени нарастания массовой скорости до максимума (II) в зависимости от размера частиц исследуемого низкоплотного ВВ.

Размеры фракций δ , мкм: 1 — <50, 2 — 50—120, 3 — 120—200, 4 — 300—400, 5 — 120—200 и 10% 200—300, 6 — 120—200 и 10% 400—700, 7 — 120—200 и 10% 700—1500.

ное в [4] предположение относительно механизма превращения ВВ в детонационной волне.

На основании проведенных исследований распространение детонации в низкоплотных ВВ с существенно различными размерами частиц может быть представлено следующим образом. Процесс воз-

буждается продуктами реакции и протекает в основном в форме горения частиц с поверхности. Вследствие того, что мелкая фракция сгорает значительно быстрее крупной, максимальное значение D и u_m определяется в большей степени ее содержанием в смеси. Параметры в волне разрежения при этом повышаются за счет догорания частиц более крупной фракции, что и определяет более пологий спад в профиле массовой скорости во многофракционных составах.

Проведенные исследования позволили получить количественные результаты, свидетельствующие о влиянии различных факторов на процесс возбуждения и развития детонации в низкоплотных ВВ, а также выявить некоторые особенности, подтверждающие разработанную модель распространения детонации в них.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Savitt, N. Leone, C. Kyselka. 4-th Symp. (Intern.) on Detonation. Washington, 1965.
2. В. С. Соловьев, С. Г. Андреев, А. В. Левантовский и др.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
3. С. Г. Андреев, О. А. Кузнецов, А. В. Левантовский и др. Там же.
4. М. М. Бойко, В. Н. Крамаренко, В. С. Соловьев.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
5. В. С. Соловьев, Л. Н. Власова, С. Г. Андреев и др. ФГВ, 1981, 17, 5.
6. К. К. Шведов, С. А. Колдунов, Т. П. Груздева.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1981.
7. Ю. Б. Хвостов. Взрывное дело, № 83/40. М.: Недра, 1982.

Поступила в редакцию 18/III 1983,
после доработки — 22/V 1984

ОБ ОДНОМЕРНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В РАСПЫЛАХ

Д. В. Воронин, С. А. Ждан
(Новосибирск)

Теоретическому исследованию устойчивости детонационных волн (ДВ) в гомогенных и гетерогенных взрывчатых веществах, описание которых возможно по модели механики односкоростной сплошной среды, посвящено значительное число работ [1—8]. Для многоскоростных гетерогенных реагирующих сред, например газозвеси, строгое математическое изучение устойчивости ДВ до настоящего времени не проведено. Это прежде всего связано с существенными математическими труд-

ностями, возникающими даже при линейном анализе устойчивости детонации в таких средах. Поэтому конструктивным подходом при решении проблемы устойчивости ДВ в гетерогенной многоскоростной среде остается прямое численное решение задачи.

В настоящей работе численно исследована одномерная устойчивость стационарных режимов в распылах на примере криогенных водородокислородных газовзвесей.

Постановка задачи. В рамках модели механики двухфазной многоскоростной среды [9] рассмотрим динамику движения детонационной волны по монодисперсной взвеси капель жидкого кислорода в газообразном водороде (начальная температура $T_0 = 80$ К). За ударной волной (УВ) по истечении химической задержки воспламенения в газок капельной смеси формируется область горения, где скорости химических реакций много больше скорости массообмена между фазами. Это позволяет считать протекание химических процессов в каждой точке за фронтом воспламенения мгновенным, а состав газовой фазы — химически равновесным. Тогда скорость энергосвободения в газозвеси лимитируется скоростью фазового перехода, а тепловой эффект химических реакций на единицу массы испаренной к-фазы и молекулярная масса газа — переменные величины. При обычных предположениях о характере межфазного взаимодействия (см., например, [10—12]) нестационарное течение газовой фазы описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial x} &= \rho_2 M, \\ \frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_1 + \rho_1 u_1^2)}{\partial x} &= \rho_2 (M u_2 - F), \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho_1 \left(E_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_1 u_1 \left(E_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) + p_1 u_1 \right] &= \\ &= \rho_2 \left[M \left(E_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) - u_2 F \right], \\ \frac{\partial Y}{\partial t} + u_1 \frac{\partial Y}{\partial x} &= -k_1 \frac{\rho_1 z}{\mu_2} \exp \left(-\frac{\varepsilon}{RT_1} \right), \quad \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{RT_1}{\mu_1}, \\ \frac{\partial z}{\partial t} + u_1 \frac{\partial z}{\partial x} &= (1 - z) \rho_2 M / \rho_1, \quad \rho_2 = \alpha_2 \rho_2^0, \\ E_1 &= \frac{p_1}{(\gamma - 1) \rho_1} + E_d \left(\frac{1}{\mu_1} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь p_1 , ρ_1 , u_1 , T_1 , E_1 , μ_1 — давление, плотность, скорость, температура, полная внутренняя энергия, молекулярная масса газовой фазы; ρ_2^0 , α_2 , u_2 , E_2 , μ_2 — истинная плотность, объемная концентрация, массовая скорость, полная внутренняя энергия, молекулярная масса к-фазы; z — массовая доля испаренного вещества к-фазы в газе независимо от того, в состав какого компонента оно входит; Y — доля периода индукции ($Y = 1$ на фронте УВ, $Y = 0$ на фронте пламени); M — скорость массоперехода с единицы массы капель; F — удельная сила межфазного трения; ε — энергия активации; γ — показатель адиабаты; R — газовая постоянная; E_d — средняя энергия диссоциации продуктов реакции. Полная внутренняя энергия фаз отсчитывается от предельно диссоциированного состава при нулевой температуре.

В течение периода индукции μ_1 определяется выражением

$$\mu_1^{-1} = z \mu_2^{-1} + (1 - z) \mu_{10}^{-1} \quad (2)$$

(μ_{10} — молекулярная масса водорода), а за фронтом пламени — уравнением химического равновесия [13]

$$\frac{\rho_1 \mu_{\min} (1 - \mu_1 / \mu_{\max})^2}{\mu_1 \mu_{\min}} \exp \frac{E_d}{RT_1} = K_2 = \text{const}, \quad (3)$$

где μ_{\min} , μ_{\max} — молекулярные массы смеси в предельно диссоциированном и предельно рекомбинированном состояниях соответственно.

Замыкающие соотношения для массового и силового взаимодействия между фазами и уравнения движения к-фазы с учетом деформации и дробления капель аналогичны [14]. Выражения для μ_{\min} , μ_{\max} и значения констант криогенной водородокислородной смеси приведены в [12].

В качестве начального распределения параметров при $t=0$ задавалось стационарное решение для детонационной волны в монодисперсном распыле капель кислорода в газообразном водороде [12]. Нестационарная задача об одномерной неустойчивости стационарных детонационных режимов в распылах решалась численно методом Годунова в подвижных сетках [15] с явным выделением фронта лидирующей УВ и фронта пламени, где тепловой распад разрыва рассчитывался по Бам-Зеликовичу [16].

Результаты расчетов и их анализ. Из методических соображений анализ одномерной устойчивости стационарных детонационных решений и их сравнение проведем для двух математических моделей, отличающихся законом тепловыделения: I — с постоянным тепловыделением на единицу массы испаренной к-фазы, равным равновесному в точке Чепмена — Жуге; II — с переменным тепловыделением [11, 12].

1. Исследуем одномерную устойчивость детонации Чепмена — Жуге в стехиометрической газочапельной смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ (начальный диаметр капель $d_0 = 100$ мкм) при нестационарном подходе, учитывающем развитие нелинейных возмущений параметров в зоне. По модели I существует единственный стационарный профиль с полной газификацией к-фазы в зоне реакции со скоростью детонации $D_1 = 2969$ м/с; по II — два стационарных самоподдерживающихся режима [12] с полной ($D_2 = 2969$ м/с) и неполной ($D_3 = 2942$ м/с) газификацией к-фазы в зоне. При численном решении нестационарной задачи малым возмущениям подвергаются параметры двухфазной среды во всей зоне реакции, что позволяет обнаружить возможный неустойчивый элемент в структуре ДВ. Расчет нестационарной задачи показал, что режим D_1 , определенный по модели I, устойчив. Решение нестационарной задачи в каждый момент времени повторяет стационарное.

При задании в качестве начальных данных нестационарной задачи режима D_2 , определенного по модели II, в профиле волны наблюдается прогрессивное развитие возмущений параметров газа в окрестности фронта пламени. Динамика трансформации со временем $\tau = t/\tau_0$ ($\tau = d_0/\sqrt{P_0/\rho_{1,0}}$) давления за фронтом ДВ изображена на рис. 1 (стационарному профилю давления соответствует начальный момент времени $\tau = 0$). Видно, что режим D_2 неустойчив к нелинейным возмущениям. Численное интегрирование позволяет не только установить факт неустойчивости детонационного режима в целом, но и выяснить механизм и динамику развития одномерной неустойчивости в газочапельной реагирующей среде. Из рис. 1 видно, что основной источник возмущений — фронт пламени. Малые возмущения скорости фронта пламени $u_{\text{пл}}$ режима D_2 приводят к росту давления и температуры газовой фазы перед ним, обеспечивающих в данном случае более быстрое окончание химической задержки воспламенения и, как следствие, ускорение самого фронта пламени. Одновременно растет поток энергии, выделяющейся во фронте пламени, поэтому в окрестности фронта формируется нестационарная волна сжатия, интенсивность которой увеличивается вплоть до $\tau = 6,5$, когда $u_{\text{пл}}$ достигает максимума (рис. 2).

Поток энергии \bar{P} после достижения максимума начинает быстро убывать, при $\tau = 8$ становится меньше исходного, а при $\tau = 12,5$ достигает минимума, составляющего всего 1/20 от значения потока энергии в стационарном решении $\bar{P}_{\text{ст}}$ (см. рис. 2). Анализ показал, что такое падение \bar{P} связано с уменьшением потока массы газа через фронт пламени вследствие уменьшения $u_{\text{пл}}$ и одновременного увеличе-

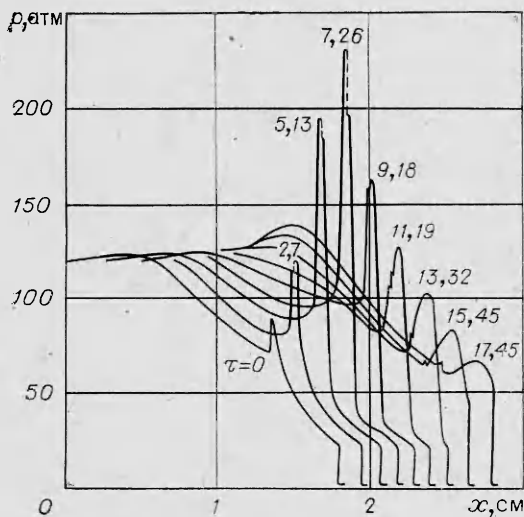


Рис. 1. Развитие возмущений в зоне реакции гетерогенной детонации смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($d_0 = 100$ мкм).

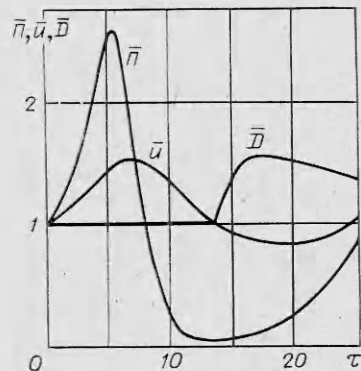


Рис. 2. Динамика безразмерных скоростей фронта пламени $U = u_{пл}/D_2$, лидирующей УВ $D = D/D_2$ и потока выделившейся во фронте пламени энергии $\bar{P} = P/P_{ст}$ на начальной стадии.

ния u_1 перед ним. Причем в интервале $10 < \tau < 20$ фронт пламени движется почти с массовой скоростью газа. В результате сформировавшаяся в его окрестности волна сжатия отрывается от фронта и в момент времени $\tau = 13,5$ достигает лидирующую УВ, изменение скорости которой изображено на рис. 2. При задании в качестве начальных данных нестационарной задачи стационарного режима D_3 с неполной газификацией к-фазы динамика зарождения и развития возмущений в зоне реакции аналогична динамике режима D_2 .

2. Расчеты в криогенной смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ показали, что возможным неустойчивым элементом структуры зоны ДВ является в первую очередь фронт пламени. Этот факт позволяет, не прибегая к трудоемким нестационарным расчетам, предварительно проводить линейный анализ одномерной неустойчивости стационарных решений гетерогенной детонационной волны Чепмена — Жуге в его окрестности, воспользовавшись достаточными условиями потери одномерной устойчивости ДВ в произвольных ВВ [5, 6]. При этом, естественно, рассматриваются линейные возмущения газовой фазы, а параметры к-фазы считаются замороженными. Достаточное условие потери одномерной устойчивости ДВ в окрестности фронта пламени имеет вид [5, 6]: $m > \eta_1$,

$$m = \gamma_- + (\gamma_- - 1) \frac{\varepsilon}{RT_1}, \quad \eta_1 = \frac{1 + M_-}{(\delta - 1) M_-^2} \left\{ 1 - \frac{1 + M_- M_+}{(1 + M_-) \left[1 + M_+ + \frac{\varepsilon - 1}{\delta} (\gamma_+ - 1) M_+^2 \right]} \right\}. \quad (4)$$

Здесь M_- , M_+ и γ_- , γ_+ — числа Маха относительного потока и показатели адиабаты перед и за фронтом пламени соответственно: $\delta = \rho_{1-}/\rho_{1+}$.

Количественные значения параметров m и η_1 , получающиеся при подстановке стационарных детонационных решений [12] перед и за фронтом пламени в криогенных водородокислородных газовзвесах трех составов для моделей I и II, представлены в таблице. Из нее следует, что стационарные решения, полученные в рамках модели I для гетерогенной детонации указанных составов, по линейной теории устойчивы по отношению к малым возмущениям. По модели II наблюдается переход от устойчивых в линейном приближении режимов к неустойчивым, который происходит при увеличении начальной доли к-фазы в газовзвеси. Так как неустойчивые по линейной теории стационарные де-

Состав газозвеси	Модель	D , м/с	m	η_1	Устойчивость
$4\text{H}_2 + \text{O}_2$	I	3374	4,057	9,249	+
	II	3374	4,057	6,119	+
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	I	2969	3,934	4,591	+
	II	2969	3,934	4,548	+
	II	2942	4,055	3,237	-
$\text{H}_2 + \text{O}_2$	I	2432	4,144	11,963	+
	II	2646	3,822	3,518	-

тонационные решения будут неустойчивы и по нелинейной теории, то сразу без нестационарных расчетов определяется часть неустойчивых детонационных режимов в реагирующей газозвеси. В этом заключается смысл и необходимость проверки достаточного условия одномерной неустойчивости ДВ (4) в окрестности фронта пламени. Поскольку условие (4) является только достаточным, то все стационарные режимы, не попавшие в класс неустойчивых по линейной теории, должны исследоваться на устойчивость в общем случае.

Из приведенных выше результатов нестационарных расчетов для стехиометрической газочапельной смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ следует, что режим D_1 (модель I), устойчивый по (4), устойчив по нелинейной теории, а режим D_2 (модель II), устойчивый по (4), неустойчив по нелинейной теории. Заметим, что нестационарные расчеты для газозвеси $4\text{H}_2 + \text{O}_2$ (модель II) также дают одномерную неустойчивость стационарного детонационного решения.

3. Рассмотрим динамику распространения ДВ в водородокислородных газозвесах. В п. 1 установлено, что неустойчивость фронта пламени приводит к неустойчивости в целом стационарного решения. Поскольку возникающие состояния ДВ не стационарны, то со временем они должны изменяться. Как показали нестационарные расчеты, после ухода со стационарного решения ДВ начинает распространяться в самоподдерживающемся пульсирующем режиме. Причем в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ оба неустойчивые стационарные решения D_2 и D_3 трансформируются со временем в один и тот же пульсирующий режим. На рис. 3 изображена зависимость скорости пульсирующей ДВ в газозвеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($d_0 = 100$ мкм) от безразмерного расстояния $L - x/l$, где x — положение фронта УВ ($x = 0$ при $t = 0$), $l = 2,33$ см. Видно, что после первых четырех нестационарных пульсаций скорости, различающихся амплитудой и длительностью, пульсирующий режим приобретает четко выраженный периодический характер с периодом $\Delta t = 6,34$ мкс (амплитуда пульсаций и их длительность одинаковы). Причем для пульсирующей ДВ $D_{\max} = 4730$ м/с, $D_{\min} = 2885$ м/с, и за один период волна проходит расстояние $l = 2,33$ см. Средняя скорость движения пульсирующей волны $D_{\text{ср}} = 3680$ м/с.

Примечательно, что $D_{\text{ср}}$ в стехиометрической водородокислородной газозвеси на 710 м/с (24%) больше скорости стационарной ДВ ($D_2 = 2969$ м/с). Объяснение этого эффекта будет дано ниже. При изменении начального состава газозвеси за счет уменьшения доли κ -фазы амплитуда колебаний скорости меняется незначительно, период пульсаций растет, а $D_{\text{ср}}$ уменьшается. Так для газозвеси $4\text{H}_2 + \text{O}_2$, $\Delta t = 8,94$ мкс, $l = 3,17$ см, $D_{\text{ср}} = 3546$ м/с. Превышение $D_{\text{ср}}$ над D_2 составляет 172 м/с, или 5,1%.

На рис. 4 представлена $\eta - \tau$ -диаграмма структуры пульсирующей гетерогенной ДВ ($2\text{H}_2 + \text{O}_2$) за i -й период ($\eta = (x - x_i) - D_{\text{ср}}(t - t_i)$, $\tau = (t - t_i)/\tau_0$). В точке E сгенерированная фронтом пламени нестационарная волна сжатия взаимодействует с основной УВ. Мощные пульсации

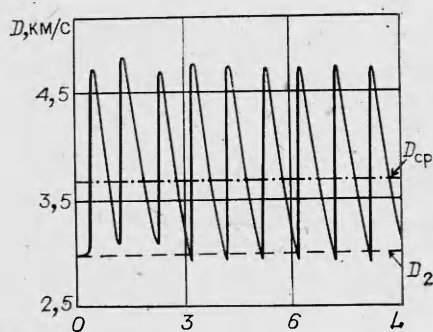


Рис. 3. Зависимость $D(L)$.

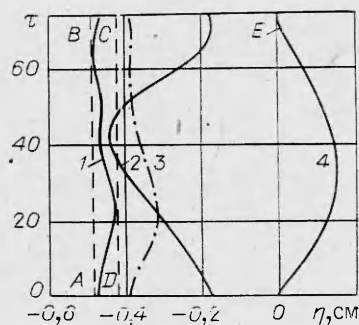


Рис. 4. $\eta - \tau$ -диаграмма пульсирующей гетерогенной ДВ.

1 — поверхность, где $u_1 + C_e = D_{cp}$ (C_e — равновесная скорость звука в газообразных продуктах реакции); 2—4 — положение фронта пламени, поверхности дробления и фронта лидирующей УВ.

пламени приводят к значительным пульсациям УВ и параметров газа в зоне реакции. Причем движение фронтов происходит в противофазе. В отличие от газовой детонации [8] фронт пламени гетерогенной ДВ в водородокислородной газозвеси не доходит до лидирующей УВ. Параметры к-фазы из-за инерционности испытывают меньшие пульсации параметров в зоне (это, в частности, видно по динамике поверхности дробления капелек кислорода — рис. 4, 3).

Поскольку пульсирующий режим гетерогенной детонации самоподдерживающийся и распространяется с постоянной скоростью D_{cp} , то в области решения должна существовать поверхность, через которую не проходят звуковые возмущения к фронту УВ. (По аналогии со стационарной детонацией будем называть ее поверхностью Чепмена — Жуге). В стационарной ДВ точка Жуге определяется из условия $u_1 + C_e = D_{ж}$. Для пульсирующих же ДВ область зависимости периодического решения определяют не текущие значения скорости нестационарной волны D , а D_{cp} . Из численных решений следует, что в каждый момент времени τ наклон характеристик C_+ — монотонная функция координаты η .

Выделим в плоскости (η, τ) фазовую траекторию (см. рис. 4, 1) точки $L_+ = \{\eta(\tau): u_1 + C_e = D_{cp}\}$ и покажем, что L_+ для пульсирующей ДВ локализует поверхность Чепмена — Жуге. Построим прямоугольник $ABCD$ (см. рис. 4) так, что прямая AB касается L_+ слева, а CD — справа. В силу монотонности по η наклона C_+ -характеристик внутрь прямоугольника $ABCD$ через боковые ребра AB и CD ни одна из них не может войти. Выходящие при $\tau = 0$ из отрезка AD C_+ -характеристики покидают прямоугольник $ABCD$ через ребра AB, BC, CD . Подмножество кривых C_+ , проходящих через BC , при $\tau = 0$ выходит из отрезка $A'D' \subset AD$. Так как решение периодическое, то существует подмножество проходящих при $\tau = \Delta\tau$ через $B'C' = A'D'$ характеристик C_+ , которые при $\tau = 0$ выходят из отрезка $A''D'' \subset A'D'$. Продолжая процесс сжатия указанных подмножеств в прямоугольнике $ABCD$, получим предельную поверхность (вообще говоря, кривую линию), которая и будет поверхностью Чепмена — Жуге. Она не совпадает с L_+ , но целиком лежит в прямоугольнике $ABCD$. Так, для пульсирующей ДВ в газозвеси $2H_2 + O_2$ с каплями диаметром 100 мкм поверхность Чепмена — Жуге локализуется в окрестности $\eta = 0,46 \pm 0,03$ см, что в 3 раза ближе к фронту УВ, чем положение точки Жуге в стационарном решении [12].

Аномально высокое значение $D_{cp} > D_2$ однозначно связано с наличием внутри зоны реакции области, где тепловой эффект химических превращений существенно выше тепловыделения в точке Жуге стационарного режима. В окрестности поверхности Чепмена — Жуге пульсирующей ДВ массовая концентрация кислорода в газовой фазе составляет $0,68 < z < 0,76$, т. е. значительная часть к-фазы (до 70% посту-

пающей через фронт УВ массы каплей кислорода) не успевает газифицироваться в зоне и уходит за эту поверхность. Указанным z соответствуют переобогащенные водородом газовые смеси с исходным составом $5 \div 7\text{H}_2 + \text{O}_2$. В [12] установлено, что в стационарной гетерогенной ДВ максимальное равновесное тепловыделение на единицу массы газовой фазы приходится на смесь $5,33\text{H}_2 + \text{O}_2$, т. е. поверхность Чепмена — Жуге пульсирующей ДВ в стехиометрической по начальному составу газозвеси колеблется в области химического состава газовой фазы с максимальным равновесным тепловыделением на единицу массы газа. Этим объясняется эффект превышения $D_{\text{ср}}$ над D_2 .

Дополнительный вклад в увеличение скорости вносит пульсирующий характер распространения процесса. Варьирование начального состава гетерогенной смеси ($1/2 \leq \alpha \leq 2$, α — стехиометрический коэффициент) и диаметра каплей ($50 \leq d_0 \leq 300$ мкм) показало, что пульсирующий характер решений сохраняется, и основным неустойчивым элементом структуры является фронт пламени. Других источников развития возмущений не обнаружено.

Таким образом, впервые в гетерогенной (газ — капли) среде обнаружено существование самоподдерживающихся автоколебательных режимов. Исследована структура одномерной пульсирующей гетерогенной ДВ. Показано, что средняя скорость распространения одномерной гетерогенной детонации в водородокислородной газозвеси превышает скорость детонации Чепмена — Жуге, если начальный состав переобогащен кислородом по сравнению с составом максимального равновесного тепловыделения.

В заключение авторы выражают благодарность В. В. Митрофанову за постоянное внимание и поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Щелкин. ЖЭТФ, 1959, 36, 2, 600.
2. Р. М. Зайдель. Докл. АН СССР, 1964, 136, 5, 1142.
3. J. J. Eggenbeck. Phys. Fluids, 1962, 5, 5, 604.
4. В. В. Пухначев. ПМТФ, 1963, 6, 66.
5. С. К. Асланов, В. Н. Будзировский, К. И. Щелкин. Докл. АН СССР, 1968, 182, 2, 285.
6. С. К. Асланов, В. Н. Будзировский. Дифференциальные уравнения. 1970, 6, 8, 1481.
7. В. А. Левин, Б. П. Соломаха, С. П. Чикова. Тр. Ин-та механики МГУ, 1974, № 32.
8. В. А. Левин, В. В. Марков. ФГВ, 1975, 11, 4, 623.
9. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
10. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 6, 3, 374.
11. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1984, 20, 4, 97.
12. Д. В. Воронин. ФГВ, 1984, 20, 4, 105.
13. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1, 66.
14. V. V. Mitrofanov, A. V. Pinaev, S. A. Zhdan. Acta Astr., 1979, 6, 281.
15. С. К. Годунов и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
16. Г. М. Бам-Зеликович. — В кн.: Теоретическая гидромеханика. М.: Оборонгиз, 1949.

Поступила в редакцию 2/VII 1985,
после доработки — 24/X 1985 •

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ВОЗДУХЕ, ОБРАЗОВАННОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕЙ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

А. П. Бурмаков, Г. М. Новик, А. Ю. Жумарь
(Минск)

Эффективность применения сверхзвуковых плазменных потоков, генерируемых электроразрядными и лазерными источниками при внешнем атмосферном давлении, определяется знанием параметров плазмы