

УДК 662.612:32

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ ОБЛАКО ЧАСТИЦ В ДВУХСКОРОСТНОЙ ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОСТАНОВКЕ

А. В. Фёдоров, Д. А. Тропин

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
fedorov@itam.nsc.ru, D.A.Tropin@yandex.ru

Численно исследуются процессы подавления и гашения детонации водородокислородной смеси методом вброса инертных частиц в поле течения в рамках двухскоростной двухтемпературной модели механики гетерогенных сред. Определена волновая картина течения в инертном облаке частиц под воздействием ударных и детонационных волн. Показана правомерность применения односкоростной модели для описания процессов подавления и гашения детонации облаками крупных частиц. Выявлено влияние объемной концентрации и диаметра движущихся частиц на скорость детонационной волны, изучен предельный переход от замороженного детонационного течения, реализующегося при больших диаметрах частиц, к равновесному при малых диаметрах. Определены геометрические пределы детонации и проведено сравнение с подобными результатами расчетов по односкоростной модели.

Ключевые слова: подавление детонации, математическое моделирование, смесь реагирующих газов и инертных частиц.

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы детонации газозвесей реагирующих газов и химически инертных частиц привлекают внимание многочисленных исследователей в связи с проблемами взрыво- и пожаробезопасности. Так, добавление химически инертных твердых частиц в реагирующую смесь газов приводит к подавлению волн горения и детонации. В литературе опубликовано множество работ по данной теме. Относительно полную библиографию по этому вопросу можно найти в [1, 2]. Отметим здесь работу [3], где было проведено экспериментальное исследование влияния крупных инертных частиц на детонацию метановоздушной смеси. В качестве дискретной фазы взяты частицы карбида кремния больших размеров — $450 \div 3460$ мкм. Показано, что добавление этих частиц в метановоздушную смесь приводит к уменьшению скорости детонации. Найдено, что ключевую роль в подавлении детонации играют суммарная поверхность частиц и их объемная концентрация, сильно зависящая от размера частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 11-08-00144-а) и гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (МК-393.2011.1).

© Фёдоров А. В., Тропин Д. А., 2013.

Кроме того, установлено, что при использовании достаточно крупных частиц детонационная волна (ДВ) распространяется по такой смеси даже при больших объемных концентрациях частиц.

Ранее в [4–6] нами было проведено численное моделирование процесса подавления и гашения ДВ. В этих работах использовалась модель двухтемпературной неравновесной газовой динамики с уравнениями детальной химической кинетики. Частицы считались неподвижными. Было показано, что чем больше объемная концентрация частиц и меньше их диаметр, тем эффективнее частицы подавляют детонацию. Установлено, что сценарий подавления детонации следующий: ДВ при входе в неподвижный фильтр частиц распадается на замороженную ударную волну (УВ) и волну воспламенения и горения (ВВГ), которая затем отстает от замороженной УВ. Найдены геометрические пределы детонации, т. е. длина облака/фильтра частиц, после прохождения которого волновой комплекс, состоящий из замороженной УВ и ВВГ, не инициирует детонацию в реагирующей смеси газов.

В данной работе проведено численное исследование процессов подавления и гашения детонации в рамках двухскоростной двухтемпературной модели механики двухфазных сред,

дополненной уравнениями детальной химической кинетики [6, 7]. Отметим, что ранее подобная задача рассматривалась в [8], однако лишь при учете эмпирической двухстадийной кинетики горения газов. На данном этапе мы будем исследовать влияние движения частиц и детальной кинетики воспламенения и горения газов на параметры подавления детонации.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим ударную трубу, заполненную стехиометрической смесью водорода и кислорода, а также облаком частиц песка длиной L , которое находится на расстоянии $l = 0.3$ м от диафрагмы, разделяющей камеру высокого давления (КВД, расположена между точками 0 и 0.2 м) и камеру низкого давления (КНД). В начальный момент времени КВД заполнена кислородом с высокими параметрами состояния $p_1 = 20$ атм, $T_1 = 3000$ К, КНД — стехиометрической водородокислородной смесью с начальными параметрами $p_0 = 1$ атм, $T_0 = 300$ К. Передняя кромка облака удалена на расстояние 0.5 м от торца ударной трубы. После разрыва диафрагмы по КНД распространяется ударная волна и происходит инициирование детонационной волны, которая до входа в облако/фильтр частиц успевает выйти на режим Чепмена — Жуге (ЧЖ). Система уравнений, описывающая данное явление в рамках неравновесной динамики смеси газа и твердых частиц, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1^2 + m_1 p)}{\partial x} &= p \frac{\partial m_1}{\partial x} - f, \\ \frac{\partial(\rho_1 E_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1(E_1 + m_1 p / \rho_1))}{\partial x} &= \\ &= -p \frac{\partial m_1}{\partial t} - q - f(u_1 - u_2), \quad (1) \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2^2 + m_2 p)}{\partial x} &= p \frac{\partial m_2}{\partial x} + f, \\ \frac{\partial(\rho_2 E_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2(E_2 + m_2 p / \rho_2))}{\partial x} &= \end{aligned}$$

$$= -p \frac{\partial m_2}{\partial t} + q + f(u_1 - u_2).$$

Индекс 1 относится к смеси газов, 2 — к частицам, $E_i = e_i + u_i^2/2$ — полная энергия фазы или компонента, ρ_i , u_i , e_i — средняя плотность, скорость и внутренняя энергия i -й фазы, p — давление смеси, m_i — объемная концентрация i -й фазы, $\rho_i = m_i \rho_{ii}$, где ρ_{ii} — истинная плотность i -й фазы. Внутренняя энергия реакционноспособной смеси определяется по соотношению

$$e_1 = c_{v,1} T_1 + \sum_{\alpha=1}^8 \xi_{\alpha} h_{0\alpha} - c_{p,1} T_{00},$$

где c_p , c_v — удельные теплоемкости смеси при постоянном давлении и постоянном объеме, ξ_{α} — относительная массовая концентрация компонента α , $c_v = \sum_{\alpha=1}^8 c_{v\alpha} \xi_{\alpha}$, $h_{0\alpha}$ — энтальпия образования компонента. Величина α меняется от 1 до 8, $T_{00} = 298.15$ К. Внутренняя энергия частиц находится по формуле $e_2 = c_{v,2} T_2$.

Законы силового взаимодействия и теплообмена между газом и частицами выражаются известными формулами:

$$\begin{aligned} f &= \frac{3m_2 \rho_{11}}{4d} C_D |u_1 - u_2| (u_1 - u_2), \\ q &= \frac{6m_2 \lambda_1}{d^2} \text{Nu} (T_2 - T_1). \end{aligned}$$

При этом зависимость числа Нуссельта от чисел Рейнольдса и Прандтля принимается в виде $\text{Nu} = 2 + 0.6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$. Для коэффициента сопротивления с учетом его зависимости от числа Рейнольдса и числа Маха относительно движения частиц используем формулу

$$C_D = \left[1 + \exp \left(- \frac{0.43}{\text{M}_{12}^{4.67}} \right) \right] \left[0.38 + \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}} \right],$$

где $\text{Re} = \frac{\rho_{11} d |u_1 - u_2|}{\mu}$, $\text{M}_{12} = \frac{|u_1 - u_2| \sqrt{\rho_{11}}}{\sqrt{\gamma_1 p}}$, γ_1 — показатель адиабаты газа. Систему (1) дополняем уравнением состояния для газовой смеси в целом

$$p = \rho_{11} T_1 R \sum_{\alpha=1}^8 \frac{\xi_{\alpha}}{\text{M}_{\alpha}} \quad (2)$$

и уравнениями детальной кинетики [7]

$$\frac{d\xi_\alpha}{dt} = \frac{1}{\rho} M_\alpha \sum_{r=1}^l \rho^{m_r} (\nu'_{\alpha r} - \nu_{\alpha r}) \times \\ \times \left[k_{fr} \prod_{\beta=1}^8 \left(\frac{\xi_\beta}{M_\beta} \right)^{\nu_{\beta r}} - k_{br} \prod_{\beta=1}^8 \left(\frac{\xi_\beta}{M_\beta} \right)^{\nu'_{\beta r}} \right]. \quad (3)$$

Здесь M_α , M_β — молекулярные массы компонентов α , β ; m_r — порядок r -й реакции, $\alpha \in [1, 8]$; $\nu_{\beta r}$, $\nu_{\alpha r}$ — стехиометрические коэффициенты, обозначенные штрихом, относятся к продуктам реакции r ; k_{fr} , k_{br} — скорости прямой и обратной реакций. Система (1)–(3) позволяет после постановки соответствующей начально-краевой задачи инициирования/гашения детонации рассчитать картину распространения ударной/детонационной волны в канале, заполненном смесью реагирующих газов и движущегося облака инертных частиц.

Следует отметить, что в области, где отсутствуют частицы (т. е. их плотность меньше определенного малого значения, $\rho_2 = 3 \cdot 10^{-2}$ кг/м³), считалось, что скорость и температура частиц соответствуют таким же параметрам газа, и поэтому в данной области решалось только уравнение сохранения массы частиц (четвертое уравнение в системе (1)) и уравнения кинетики.

ПАДЕНИЕ УВ НА ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЕ ОБЛАКО ЧАСТИЦ. ИНЕРТНАЯ СМЕСЬ

Для понимания процессов подавления ДВ, падающей на облако частиц, рассмотрим предварительно задачу о падении замороженной УВ на полубесконечное облако частиц диаметром 10 и 100 мкм, объемная концентрация которых равна $4 \cdot 10^{-4}$. Это позволит определить картину течения в облаке под воздействием ДВ.

Для начала рассмотрим случай, когда диаметр частиц составлял 100 мкм. Из рис. 1,а видно, что после входа в облако частиц УВ ослабевает и лидирующий фронт размывается за счет релаксационных процессов выравнивания скоростей и температур фаз. Кроме того, поток газа, возникающий за УВ, переносит за собой частицы. Передняя кромка облака сдвигается в сторону распространения УВ, за фронтом которой объемная концентрация частиц

возрастает. Происходит также и поджатие облака контактной поверхностью в газе, движущейся за УВ, а максимальная объемная концентрация частиц наблюдается на переднем крае облака. На рис. 1,б показаны распределения температур газа и частиц. Видно, что тепловое равновесие между газом и 100-микронными частицами достигается в области вдали от УВ, вблизи контактной поверхности.

Рассмотрим теперь случай, когда облако состоит из частиц диаметром 10 мкм. Распределения давления и объемной концентрации частиц приведены на рис. 1,в. Кривые построены для тех же моментов времени, что и в случае 100-микронных частиц. Видно, что УВ движется с меньшей скоростью, поскольку прошла меньшее расстояние по облаку частиц диаметром 10 мкм по сравнению с облаком 100-микронных частиц. Происходит это потому, что 10-микронные частицы отбирают больше энергии у газа. Максимальная объемная концентрация частиц по-прежнему достигается вблизи края облака. Однако скорость движения 10-микронных частиц больше, чем 100-микронных, частицы быстрее уносятся УВ, и поэтому край облака в случае 10-микронных частиц располагается ближе к фронту УВ. По мере распространения ударная волна затухает в газозвеси, максимум объемной концентрации частиц за ней начинает уменьшаться и зона сжатия частиц (зона с максимальной объемной концентрацией) растягивается по пространству. Подобный эффект отмечался и в облаке 100-микронных частиц, однако при больших временах, чем в облаке 10-микронных частиц. На рис. 1,г представлены распределения температур газа и частиц диаметром 10 мкм в ударной трубе. Видно, что 10-микронные частицы в отличие от 100-микронных разогреваются до температуры газа уже за фронтом УВ. Таким образом, за УВ в газозвеси с передним краем облака создается область с повышенной неоднородной концентрацией частиц, которая, как ожидается, и будет подавлять детонацию в реагирующей смеси газов.

О РАЗГОНЕ ЧАСТИЦ В ДВ. ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЕ ОБЛАКО ЧАСТИЦ. ОБОСНОВАНИЕ ЗАМОРОЖЕННОГО ПОДХОДА

Итак, откажемся от предположения о неподвижности частиц [4–6] в математической модели гашения ДВ неподвижными частицами

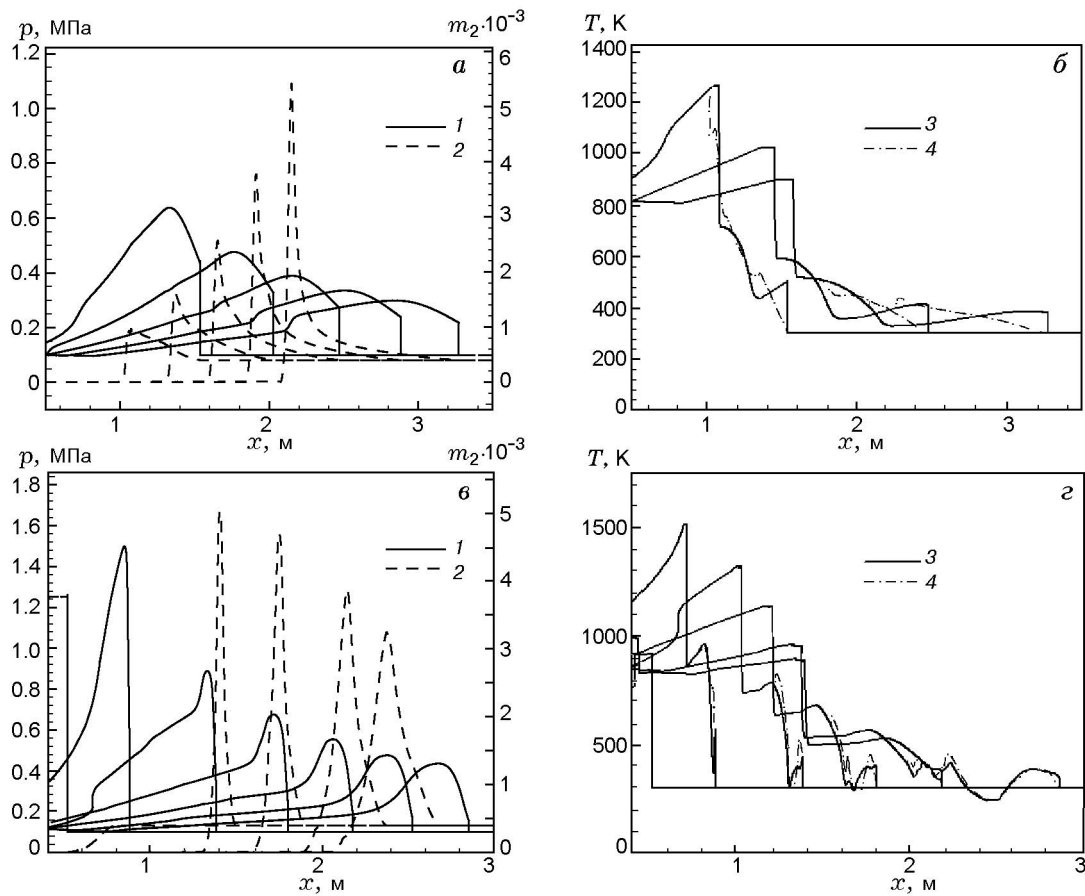


Рис. 1. Распределения давления газа (*а, в*, кривые 1) и объемной концентрации частиц (*а, в*, кривые 2), температуры газа (*б, г*, кривые 3) и температуры частиц (*б, г*, кривые 4) в ударной трубе в последовательные моменты времени:

начальная объемная концентрация частиц $m_{2,0} = 4 \cdot 10^{-4}$; диаметр частиц: *а, б* — 100 мкм, *в, г* — 10 мкм

и проведем расчеты по модели (1)–(3), которая учитывает их движение.

На рис. 2, *а* представлены распределения скоростей газа и частиц диаметром 100 мкм. Объемная концентрация инертных частиц в облаке выбрана докритической — $m_2 = 10^{-4} < m_2^* = 2 \cdot 10^{-3}$. Ранее в [4] при исследовании подавления детонации неподвижным облаком были получены концентрационные пределы детонации; для 100-микронных частиц этот предел был равен $m_2^* = 2 \cdot 10^{-3}$. Расчет по двухскоростной модели показал, что для 100-микронных частиц предел в 2.5 раза выше — $m_2^* = 5 \cdot 10^{-3}$ (рис. 3), т. е. при меньших концентрациях частиц детонационная волна движется стационарно по газозвеси, но при критической концентрации происходит ее гашение. Как известно, для подавления ДВ необходимо, чтобы хи-

мически инертные частицы попали в зону химической реакции, т. е. зону, ограниченную с одной стороны передним фронтом, с другой — плоскостью Чепмена — Жуге. После выхода частиц за эту плоскость они не оказывают значительного воздействия на подавление детонации (см., например, [2]). Из рис. 2, *а* видно, что в зоне реакции частицы практически неподвижны (их скорость $u_2 \approx 50$ м/с против скорости газа $u_1 = 2100$ м/с, см. область структуры ДВ, непосредственно примыкающую к ее переднему фронту), а разгоняются уже за этой зоной.

Следует отметить также, что при критической концентрации частиц, когда происходит распад ДВ на замороженную УВ и ВВГ (для случая двухскоростной модели распад будет показан ниже), скорость течения газа за последними существенно меньше, чем за фронтом

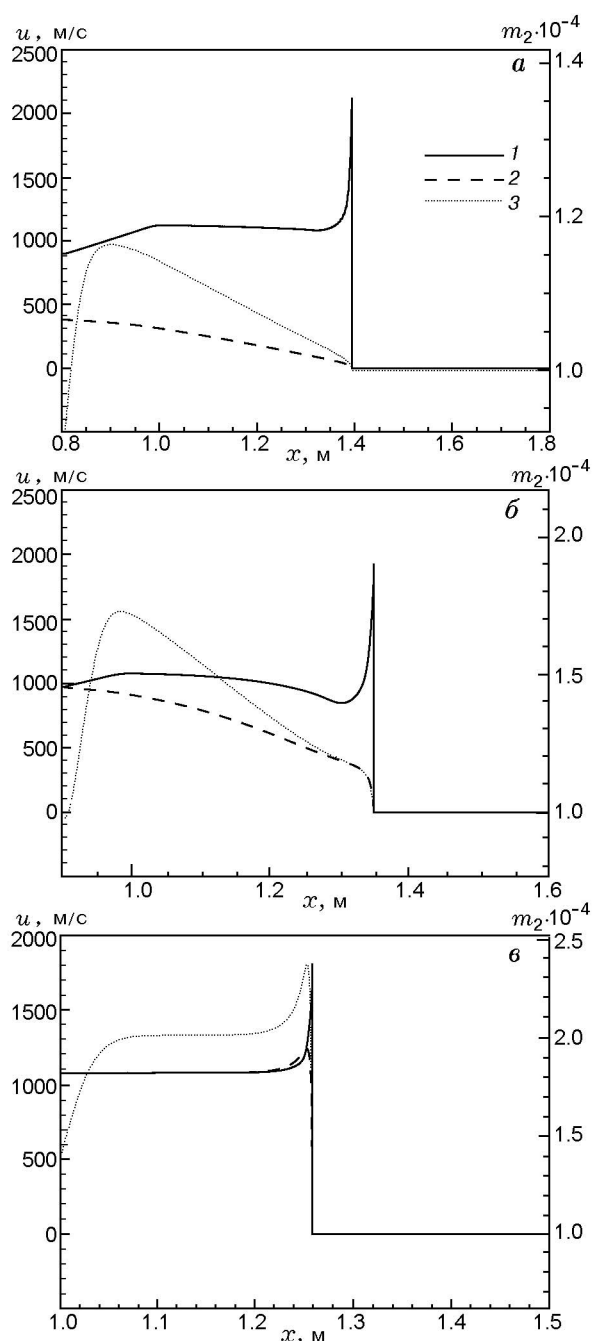


Рис. 2. Распределения скоростей газа (1) и частиц (2) и объемной концентрации частиц (3) в ударной трубе:

начальная максимальная объемная концентрация частиц $m_{2,0} = 10^{-4}$, момент времени $t = 5 \cdot 10^{-4}$ с; диаметр частиц: а — 100 мкм, б — 10 мкм в — 1 мкм

ДВ. Поэтому частицы успевают разогнаться практически до скорости газа, и их объемная концентрация за этими двумя волнами возрастает вплоть до значений порядка $10m_{2,0}$. Как известно, на эффективность подавления и гашения детонации влияют также объемная концентрация частиц (чем больше, тем эффективнее подавление) и время пребывания частиц в зоне реакции (чем больше время, тем больше энергии частицы забирают от реагирующей газовой смеси). Поэтому геометрические пределы детонации (длина облака частиц, которая приводит к гашению ДВ) в случае движущихся частиц могут отличаться либо нет от таких же пределов в случае неподвижных частиц (будет показано ниже).

На рис. 2,б,в приведены распределения скоростей газа и частиц в области течения, а также объемных концентраций этих частиц диаметром 10 и 1 мкм соответственно. Очевидно, что 10-микронные частицы сильнее разгоняются в зоне реакции ($u_2 \approx 300$ м/с), чем 100-микронные. Предел по объемной концентрации частиц по сравнению с пределом, полученным по односкоростной модели, увеличивается с $m_2^* = 10^{-4}$ до $m_2^* = 5 \cdot 10^{-4}$. В расчетах для частиц диаметром 1 мкм получено, что скоростное равновесие наступает уже в зоне реакции. Кроме того, оказалось, что чем меньше размер частиц при сохранении их объемной концентрации, тем медленнее распространяется ДВ по газовзвеси, т. е. за то же время $t = 5 \cdot 10^{-4}$ с волна проходит все меньшее расстояние по газовзвеси при уменьшении диаметра частиц в ней. Распределение объемной концентрации частиц на рис. 2,а (100 мкм) демонстрирует, что за фронтом УВ их концентрация возрастает, а по направлению к передней кромке облака (границе облака) падает до нуля. При этом концентрация частиц существенно неоднородна. Для частиц диаметром 10 мкм поведение концентрации аналогично. Но вблизи УВ происходит довольно резкое, хотя и незначительное возрастание этого параметра. Это связано с инерционными свойствами более мелких частиц (10 мкм), они быстрее увлекаются потоком за УВ. И наконец, для частиц диаметром 1 мкм, которые наиболее быстро приходят в равновесие с газом, сразу же за УВ концентрация частиц резко возрастает, примерно в 2.5 раза, а затем следует зона с их постоянной концентрацией. Это обусловлено тем, что здесь смесь находится в равновесии и частицы

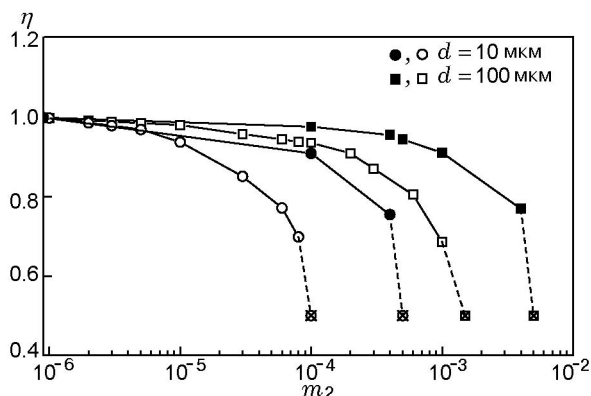


Рис. 3. Зависимость дефицита скорости детонации от объемной концентрации частиц. Сравнение данных двухскоростной (темные значки) и односкоростной (светлые) моделей

следуют свойствам газа, который обладает постоянными параметрами.

На рис. 3 приведены распределения дефицита скорости детонации в зависимости от объемной концентрации частиц размером 10 и 100 мкм, рассчитанные по односкоростной и двухскоростной моделям. Видно, что в области малых объемных концентраций частиц эти зависимости отличаются незначительно. Различия начинаются при приближении объемной концентрации к критическому значению. Более того, чем меньше диаметр частиц, тем сильнее отличаются концентрационные пределы, полученные по этим моделям: для 100-микронных частиц отличаются в 2.5 раза, для 10-микронных — в 5 раз. Объясняется это следующим образом. В односкоростной модели, когда частицы неподвижны, обмен импульсом между частицами и газом максимален, поскольку максимально различие между скоростями газа и частиц. В двухскоростной модели, когда частицы разгоняются в зоне реакции, различие будет уже меньше и, кроме того, оно будет сокращаться по мере уменьшения диаметра частиц. Поэтому уменьшится отбор импульса от газовой фазы, и, следовательно, кривые дефицита скорости детонации будут лежать выше (см. рис. 3) кривых, построенных по односкоростной модели. Кроме того, при увеличении диаметра частиц уменьшается различие концентрационных пределов, полученных по односкоростной и двухскоростной моделям. Таким образом, эти результаты качественно соответствуют данным используемой нами ранее модели.

СЦЕНАРИЙ ПОДАВЛЕНИЯ ДВ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНОМ ОБЛАКЕ

Рассмотрим задачу о подавлении детонации облаками способных к движению частиц диаметром 100 и 10 мкм с критическими объемными концентрациями.

На рис. 4, а показаны распределения температур газа в газозвеси частиц диаметром 100 мкм. Видно, что ДВ распалась на замороженную УВ с малой температурой за фронтом и ВВГ с высокой температурой газа, порядка 3000 К. Кроме того, температура за ВВГ слегка падает со временем, что вызвано процессами трения и теплообмена с частицами. Видно также, что ВВГ отстает от замороженной УВ, которая по мере распространения затухает. Отметим на переднем фронте ВВГ наличие

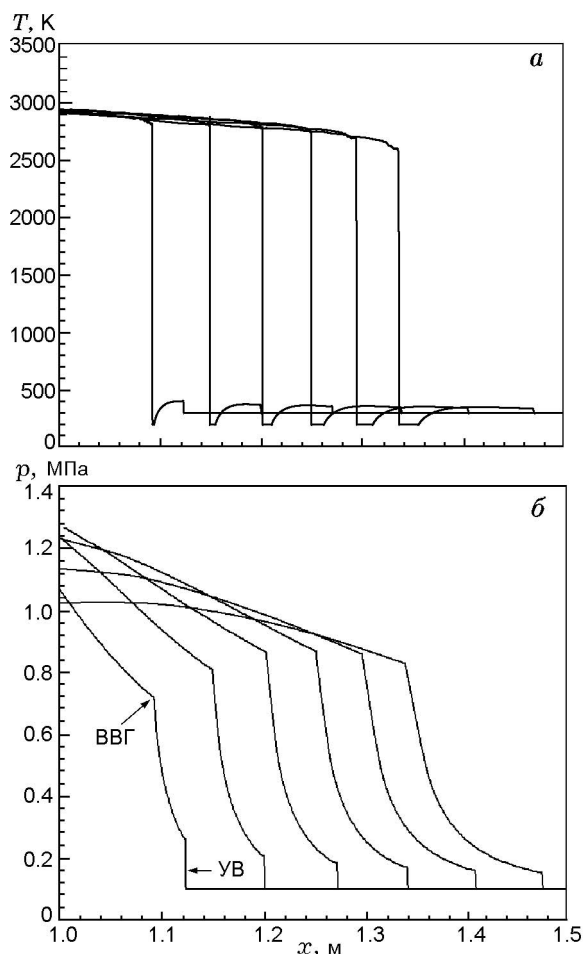


Рис. 4. Распределения температуры газа (а) и давления (б) в ударной трубе для частиц диаметром 100 мкм в последовательные моменты времени

осцилляции, которая подавлялась искусственным ограничителем. В реальности перед фронтом ВВГ имеется течение со слабо меняющейся температурой. Для нас на этом рисунке важно показать увеличение расстояния между замороженной УВ и ВВГ.

На рис. 4,б представлены распределения давления газа в газозвеси частиц диаметром 100 мкм. Видно, что давление за замороженной УВ с течением времени падает. Так же как и в случае односкоростной модели, волновая структура четко разделяется на замороженную УВ и ВВГ. То есть картина течения по данным распределения газодинамических параметров практически идентична картине течения в случае односкоростной модели.

В случае 10-микронных частиц картина течения несколько иная и, кроме того, отличается от полученной по односкоростной модели. Рассмотрим сначала распределения температур (рис. 5,а). Так же как и в газозвезе-

си 100-микронных частиц и в расчетах по односкоростной модели, видно четкое разделение высокотемпературной области позади ВВГ и низкотемпературной области позади замороженной УВ. Кроме того, как и во всех предыдущих расчетах, найдено, что ВВГ отстает от замороженной УВ и температуры за этими волнами примерно такие же, как и в расчетах со 100-микронными частицами.

Но в отличие от течения в облаке 100-микронных частиц и течений, полученных по односкоростной модели, распределения давления газа в газозвеси 10-микронных частиц сильно изменились (рис. 5,б). Уже нет четкого разделения двух волн (замороженной УВ и ВВГ), остается только волна, имеющая структуру, сходную со структурой УВ. Кроме того, за этой волной высокое давление, примерно такое же, как в ВВГ газозвеси 100-микронных частиц (ср. данные рис. 4,б и рис. 5,б). Это свидетельствует о сильной роли релаксационных процессов выравнивания скоростей и температур.

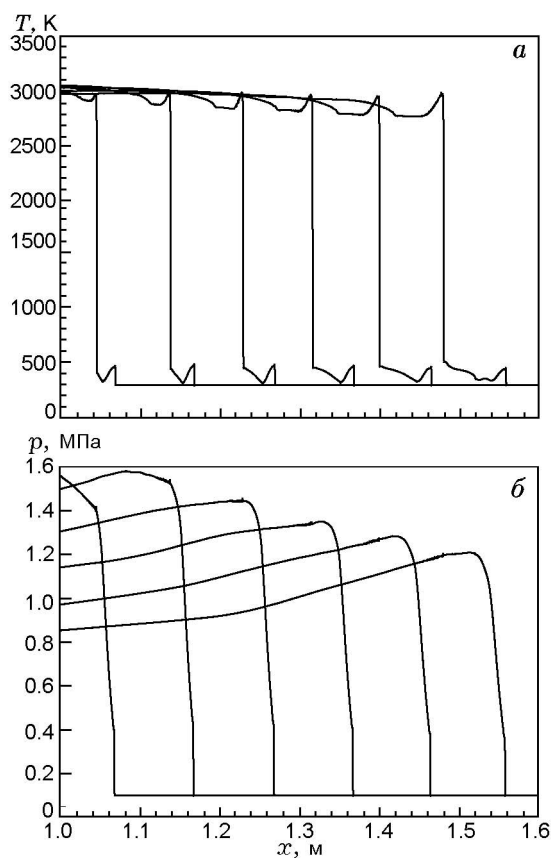


Рис. 5. Распределения температуры газа (а) и давления (б) в ударной трубе для частиц диаметром 10 мкм в последовательные моменты времени

ВЛИЯНИЕ ОБЪЕМНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ И ДИАМЕТРА ЧАСТИЦ НА СКОРОСТЬ ДВ

Представляют интерес интегральные зависимости, характеризующие процесс подавления детонации. На рис. 6 показаны зависимости скорости детонации от диаметра частиц при объемных концентрациях, равных 10^{-4} , $4 \cdot 10^{-4}$, 10^{-3} . Видно, что с ростом диаметра частиц скорость детонации увеличивается и все зависимости стремятся к определенному асимптотическому значению, соответствующему замороженному течению. Замороженное те-

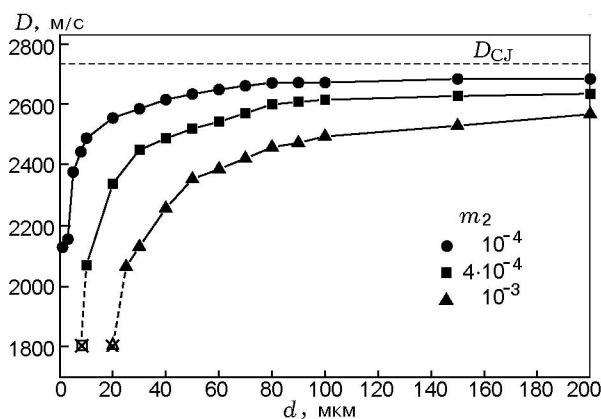


Рис. 6. Зависимость скорости детонации от диаметра частиц

чение реализуется при больших диаметрах частиц, когда частицы не успевают разогнаться и их скорость в ДВ намного меньше скорости газа, как было показано выше для частиц диаметром 100 мкм. Кроме того, кривые в плоскости (D, d) по мере роста диаметра сближаются, но не пересекаются. И чем больше объемная концентрация частиц, тем ниже лежит соответствующая кривая. Следует отметить, что при уменьшении объемной концентрации частиц этот асимптотический предел приближается к скорости детонации в чистой водородо-кислородной смеси.

На рис. 6 представлены (перечеркнутыми значками) концентрационные пределы детонации. Видно, что чем больше объемная концентрация частиц, тем правее лежит предел детонации. Другими словами, чем больше диаметр частиц, тем большая начальная объемная концентрация частиц в облаке требуется для подавления ДВ. Эти результаты качественно согласуются с результатами работ [3, 4]. Можно отметить, что критическая объемная концентрация частиц сильно зависит от их диаметра. Из рис. 6 видно, что увеличение диаметра частиц в 2 раза (с 10 до 20 мкм) приводит к увеличению концентрационного предела в 2.5 раза. Кроме того, при больших диаметрах частиц ДВ распространяется по газозвеси с большими объемными концентрациями частиц. Это также согласуется с результатами работы [3].

При уменьшении диаметра частиц с объемной концентрацией 10^{-4} наблюдается выход на второй асимптотический предел — равновесное течение. Это течение реализуется для очень маленьких частиц (диаметром несколько микрометров). Частицы успевают разогнаться, и их скорость в ДВ ненамного отличается от скорости газа, как это было показано выше для частиц диаметром 1 мкм.

Подобные зависимости скорости ДВ от диаметра частиц при их различных объемных концентрациях были получены нами в работе [8], а позднее и другими авторами [9]. Представленные здесь результаты коррелируют с этими данными. В [9] с использованием модельной кинетики было показано, что скорость ДВ монотонно увеличивается с ростом диаметра частиц независимо от значения начальной объемной концентрации частиц. Однако это увеличение очень маленькое. Например, при $m_2 = 10^{-4}$ и увеличении диаметра частиц на порядок

(от 5 до 50 мкм) скорость детонации возросла только на 5.5 %. Наши же результаты показывают значительное увеличение скорости ДВ (на 25 %) в данном диапазоне диаметров частиц.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО РАЗМЕРА ОБЛАКА ЧАСТИЦ, ГАСЯЩЕГО ДВ

Перейдем к исследованию гашения детонации конечноразмерным облаком частиц. В работе [5] описаны сценарии подавления и гашения детонации облаком частиц и рассмотрены два возможных режима течения, реализующиеся после выхода волнового комплекса, состоящего из замороженной УВ и ВВГ: реиницирование детонации при $L < L_*$ и гашение при $L \geq L_*$ на основе расчетов по односкоростной модели. Получено, что критический размер облака частиц, которое гасит детонацию, составляет 0.3 м. Расчеты по двухскоростной модели показали, что оба режима сохраняются и в случае подвижных частиц. Рассмотрим их далее.

Реиницирование детонации. Согласно расчетам по двухскоростной модели в случае облака частиц песка длиной 0.3 м происходит реиницирование детонации. Прежде всего, отметим, что в облаке частиц произошло расщепление ДВ на замороженную УВ и ВВГ. После выхода этого комплекса наблюдается слияние этих волновых процессов. Распределение давления газа в ударной трубе, свободной от частиц, в некоторые моменты времени представлено на рис. 7,а. Первый момент времени — это слияние замороженной УВ и ВВГ с образованием УВ. Параметры за этой УВ выше критических, поэтому происходит реиницирование детонации, как видно из последних трех распределений давления смеси на рис. 7,а. В промежутке времени между первым и вторым моментами времени произошло вторичное иницирование, образование пересжатой волны и последующее ослабление до самоподдерживающегося режима.

Увеличение критической длины облака частиц при переходе к двухскоростной модели может быть вызвано уменьшением отбора импульса и энергии от реагирующей газовой смеси. В системе уравнений (1) изменение импульса и энергии за счет процессов межфазного взаимодействия выражено в правых частях уравнений, которые зависят от разницы скоростей между фазами ($u_1 - u_2$). Поэтому чем

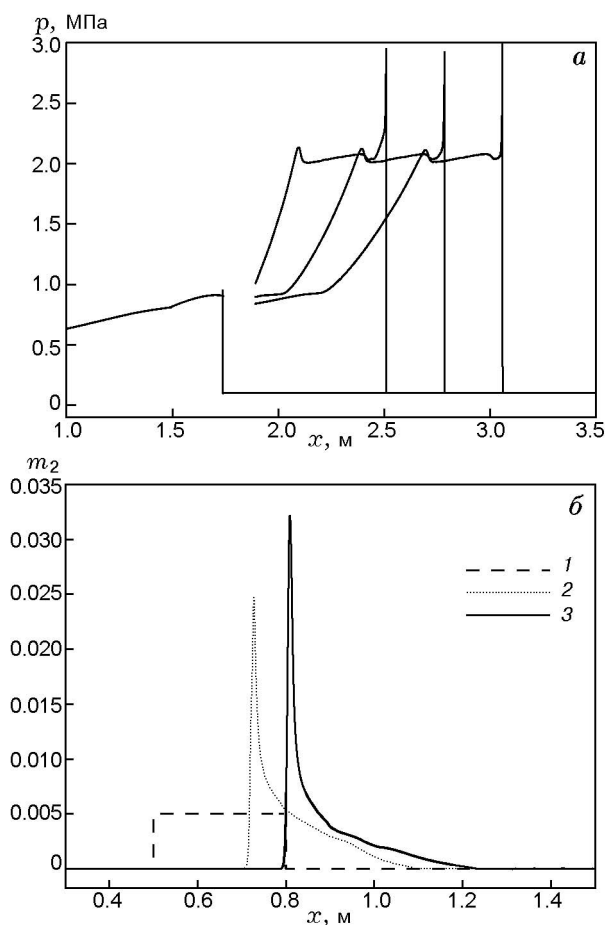


Рис. 7. Распределения давления (а) и объемной концентрации частиц (б) в начальный момент времени (1), в момент слияния ВВГ и замороженной УВ (2) и после инициирования ДВ (3). Реинициирование детонации

меньше различаются скорости, тем меньше отбор импульса и энергии от газовой смеси, т. е. отбор будет максимальным в случае неподвижных частиц.

На рис. 7,б представлены распределения объемной концентрации частиц в начальный момент времени (момент слияния ВВГ и замороженной УВ) и в момент после инициирования ДВ. Видно, что до слияния ВВГ и замороженной УВ облако сносится потоком на расстояние примерно 0.2 м, что составляет 2/3 от первоначальной длины облака. Кроме того, длина облака увеличивается до ≈ 0.4 м. Как было сказано выше, на эффективность подавления детонации влияет еще и время пребывания частиц в зоне реакции. Очевидно, что частицы, сносимые детонационной волной и впоследствии зоной реакции за ВВГ, будут дольше находиться

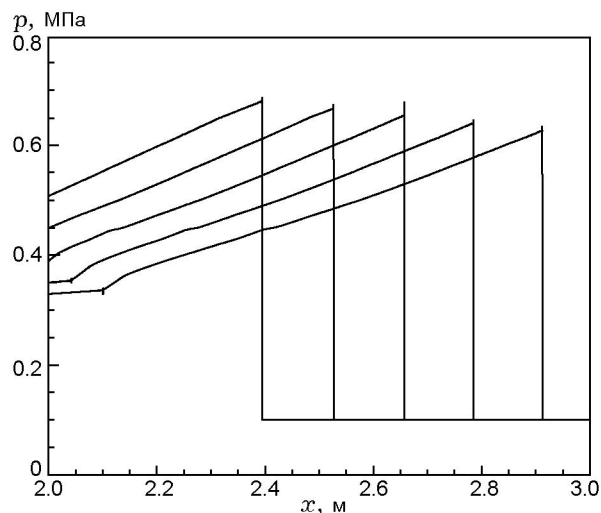


Рис. 8. Распределение давления в ударной трубе. Гашение детонации

в этой зоне реакции по сравнению с неподвижными частицами и отберут больше энергии от реагирующей газовой смеси. Однако геометрический предел при переходе к движущимся частицам увеличивается. Видимо, отбор тепла за счет увеличения времени пребывания частиц в зоне реакции незначителен по сравнению с уменьшением отбора импульса и энергии за счет трения.

Гашение детонации. Расчеты по двухскоростной модели показали, что в облаке размером 0.3 м гашения детонации не происходит, однако при прохождении облака длиной 0.4 м реинициирования детонации не наблюдается. После слияния ВВГ и замороженной УВ образуется УВ, которая по мере распространения затухает (рис. 8). Параметры за этой УВ ниже критических, температура составляет ≈ 600 К, что ниже критической температуры воспламенения водорода ($T_* = 850$ К).

ВЫВОДЫ

- Разработана физико-математическая модель ослабления и подавления детонации в смеси водорода и кислорода путем добавления инертных частиц, в двухскоростном двухтемпературном приближении механики гетерогенных сред, основанная на детальной кинетике. С помощью этой модели показано качественное соответствие данных односкоростной и двухскоростной моделей процессов подавления и гашения детонации облаками частиц.

• Исследовано влияние объемной концентрации и диаметра частиц на скорость ДВ. Найдены концентрационные пределы детонации по объемной концентрации частиц. Выявлено, что зависимости скорости детонации от объемной концентрации частиц близки при малых концентрациях и отличаются при концентрациях, близких к критическим.

• Показано, что в случае малых радиусов частиц в зависимости скорости ДВ от диаметра частиц реализуется равновесное, а при больших диаметрах частиц — замороженное течение, с непрерывным переходом между ними при промежуточных значениях диаметров частиц.

• Определены геометрические пределы детонации в односкоростной модели и проведено их уточнение на основе двухскоростного двухтемпературного приближения механики гетерогенных сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров А. В., Фомин П. А., Фомин В. М., Тропин Д. А., Чен Дж.-Р. Физико-математическое моделирование подавления детонации облаками мелких частиц / Ин-т теорет. и прикл. механики СО РАН; НГАСУ (Сибстрин). — Новосибирск: НГАСУ (Сибстрин), 2011.
2. Фомин П. А., Чен Дж.-Р. Влияние химически инертных частиц на параметры и подавление детонации в газах // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 3. — С. 77–88.
3. Wolanski P., Liu J. C., Kaufman C. W., Nicholls J. A., Sichel M. The effect of inert particles on methan-air detonations // Arch. Combust. — 1988. — V. 8, N 1. — P. 15–32.
4. Федоров А. В., Тропин Д. А., Бедарев И. А. Математическое моделирование подавления детонации водородокислородной смеси инертными частицами // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 3. — С. 103–115.
5. Федоров А. В., Тропин Д. А. Определение критического размера облака частиц, необходимого для подавления газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 4. — С. 100–108.
6. Федоров А. В., Тропин Д. А., Бедарев И. А. Прохождение детонационной волны через облако частиц // Вестн. Челябинского гос. ун-та. — 2010. — Вып. 12, № 23 (204). — С. 110–120.
7. Бедарев И. А., Федоров А. В. Сравнительный анализ трех математических моделей воспламенения водорода // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 1. — С. 26–33.
8. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Режимы нормальной детонации в релаксирующих средах // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 1. — С. 119–127.
9. Miltiadis V. Papalexandris. Numerical simulation of detonations in mixtures of gases and solid particles // J. Fluid Mech. — 2004. — V. 507. — P. 95–142.

Поступила в редакцию 6/Х 2011 г.