

**Е. С. Прохоров**

*Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН  
пр. Акад. Лаврентьева, 15, Новосибирск, 630090, Россия*

*prokh@hydro.nsc.ru*

## **ВОЗБУЖДЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПРЕЛОМЛЕНИИ ДЕТОНАЦИИ НА ДИФФУЗИОННО РАЗМЫТОЙ ГРАНИЦЕ РЕАГИРУЮЩЕГО ГАЗА С ИНЕРТНЫМ**

Численно решена нестационарная задача о возбуждении газовой детонацией плоской ударной волны в трубе. Рассмотрен случай, когда область перемешивания реагирующего и инертного газов, заполняющих закрытую с одного конца трубу, имеет конечные размеры. Изучено влияние ширины области перемешивания на интенсивность и закон затухания возбуждаемых ударных волн. Без учета энергопотерь решение задачи определяется одним безразмерным параметром, равным отношению объема газовой смеси в области перемешивания к объему реагирующего газа, находящегося в трубе перед инициированием детонации. При варьировании этого параметра в диапазоне от 0 до 2 максимальное значение для числа Маха ударной волны в инертном газе (воздухе) уменьшается на 20 %. Установлено, что закон спада скорости фронта ударной волны можно приближенно описать зависимостью, соответствующей выводам из теории точечного взрыва для случая плоских адиабатических движений газа.

*Ключевые слова:* газовая детонация, градиент концентрации химических веществ, продукты детонации, химическое равновесие, ударная волна.

### **Введение**

В работе [1] сформулирован квазиодномерный подход к моделированию распространения газовой детонации в среде с переменным химическим составом. Он основан на приближенной модели для анализа равновесных течений химически реагирующих газов, описывающей с высокой точностью изменение молярной массы  $\mu$  и удельной внутренней энергии  $U = U_{th} + U_{ch}$ , в том числе ее термодинамической  $U_{th}$  и химической частей  $U_{ch}$ , при сдвиге химического равновесия продуктов детонационно-сгорания (продуктов детонации) углеводородов [2]. При этом химический состав продуктов детонации характеризуется только относительными концентрациями атомов кислорода  $n_O$ , углерода  $n_C$  ( $n_C \leq n_O$ ), водо-

рода  $n_H$ , азота  $n_N$  и любых других одноатомных инертных веществ –  $n_Z$ . С помощью модели [2] можно рассчитать (с погрешностью менее 1 %) не только локальную скорость детонации Чепмена – Жуге  $D_{CJ}$  при изменении химического состава среды, но и соответствующие этой скорости значения давления  $p_{CJ}$ , плотности  $\rho_{CJ}$ , массовой скорости  $u_{CJ}$ , молярной массы  $\mu_{CJ}$ , температуры  $T_{CJ}$  и равновесной скорости звука  $c_{CJ}$  продуктов на детонационном фронте.

В рамках этого подхода в [1] удалось численно исследовать переход детонации в трубе через область с градиентом концентрации химических веществ, которая образована при смешении двух реагирующих (горючих) газов. Оказалось, что если параметры продуктов детонации за фронтом

*Прохоров Е. С. Возбуждение ударной волны при преломлении детонации на диффузионно размытой границе реагирующего газа с инертным // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 3. С. 100–106.*

волны Чепмена – Жуге в первом реагирующем газе превышают аналогичные параметры во втором газе, то в результате такого перехода возможно возбуждение пересжатых детонационных волн. При этом скорость фронта  $D$  может даже убывать, и тем не менее она будет превышать локальную скорость детонации Чепмена – Жуге  $D_{CJ}$ , характерную для химического состава среды в данном месте пространства, т. е. степень пересжатия волны  $\alpha = D / D_{CJ} > 1$ .

Если второй реагирующий газ заменить инертным газом (например, воздухом), то подход, предложенный в [1], может быть использован и для численного решения задачи о возбуждении газовой детонацией ударной волны в трубе. Такая задача представляет интерес в связи с вопросами взрывобезопасности, с разработкой и модернизацией различных технических устройств, рабочим телом которых являются продукты детонации [3; 4]. В предшествующих работах [5; 6] при математической постановке задачи обычно пренебрегали возможным перемешиванием реагирующего и инертного газов, т. е. полагали, что на контактной границе между этими газами происходит резкое изменение концентрации химических веществ, а следовательно, и термодинамических свойств газообразной среды. В связи с этим при преломлении детонации на контактной границе начальные параметры нестационарной ударной волны определяли из решения задачи о распаде произвольного разрыва [7; 8] между продуктами детонации и невозмущенным инертным газом.

С физической точки зрения такое упрощение правомерно лишь в ситуации, когда реагирующий и инертный газы разделены в трубе тонкой мембраной, которая убирается в момент инициирования детонации. Подобная ситуация рассмотрена в [6], где параллельно с численным моделированием проводились и экспериментальные исследования. Проведено сопоставление расчетов с измеренной скоростью ударной волны в инертном газе по мере ее удаления от места расположения мембраны. Установлено, что численное решение довольно точно соответствует эксперименту.

Понятно, что выводы из [5; 6] нельзя экстраполировать на случай, когда область перемешивания реагирующего и инертного газов имеет конечные размеры, сопостави-

мые с габаритами трубы. В данном случае волна детонации будет некоторое время распространяться в среде, которая представляет собой смесь реагирующего и инертного газов. Это означает, что в области перемешивания имеется градиент концентрации химических веществ.

При такой постановке задачи процесс трансформации детонационной волны в ударную не может быть мгновенным. Поэтому для его адекватного описания в настоящей работе предлагается воспользоваться упомянутым выше подходом к моделированию распространения детонационной волны в реагирующем газе, химический состав которого изменяется вдоль оси трубы. Как и в [1], анализируется ситуация, когда в области перемешивания концентрации контактирующих газов изменяются линейным образом (т. е. моделируется результат их частичного диффузионного перемешивания).

### Постановка задачи

Возможность использования подхода [1] к решению задачи о возбуждении газовой детонацией ударной волны в трубе основана на следующей аналогии.

Между пересжатыми детонационными волнами (далее для краткости – пересжатыми волнами) с мгновенной реакцией на фронте, в результате которой выделяется химическая энергия в виде тепла  $Q$ , и ударными волнами много общего. Условие о мгновенности химической реакции также означает, что за фронтом реализуется равновесное течение продуктов детонации. Пересжатые и ударные волны, как правило, нестационарны, поскольку обладают относительным дозвуковым потоком газа за фронтом. Согласно [9] их затухание можно описывать с единых позиций, используя в общем виде одни и те же соотношения.

Если инертный газ содержит многоатомные молекулы, то они за фронтом интенсивных ударных волн способны диссоциировать на атомы с поглощением тепла, например, как кислород в воздухе. Иначе говоря, в ударно-сжатом газе также могут происходить химические реакции, но они в отличие от реакции превращения реагирующего газа в продукты детонации, являются обратимыми. Тепловой эффект химической реакции  $Q$  на фронте ударной

волны либо нулевой, либо отрицательный. Поэтому понятие «инертный газ» является достаточно условным.

Как показывают детальные равновесные расчеты [10], тепловой эффект  $Q$  на детонационном фронте сильно зависит от его скорости  $D$ . Так, детонация Чепмена – Жуге обладает наибольшим  $Q$ . При  $\alpha = 1,5 \div 1,7$  он снижается практически до нуля, а при дальнейшем увеличении скорости фронта  $Q$  становится даже отрицательным. В этом случае различия между пересжатой и ударной волнами практически исчезают, если термодинамические свойства ударно-сжатого газа описать с помощью методики [2], применяемой для продуктов детонации.

При ослаблении пересжатая волна выходит на режим детонации Чепмена – Жуге со скоростью фронта  $D_{CJ}$ , а при затухании ударной волны она вырождается в акустическую волну со скоростью фронта, равной скорости звука  $c_0$  в невозмущенной среде. Поэтому можно предположить, что слабая ударная волна – это детонационная волна с нулевым тепловым эффектом на фронте, а скорость звука  $c_0$  является для нее как бы аналогом скорости  $D_{CJ}$ . Поскольку интенсивность ударной волны оценивается по числу Маха относительного газового потока перед ее фронтом  $M = D / c_0$ , то в дальнейшем для единообразия степень пересжатия детонационных волн будем рассчитывать следующим образом:

$$\alpha = \frac{M}{M_{CJ}} = \frac{D / c_0}{D_{CJ} / c_0}. \quad (1)$$

При использовании (1) следует помнить, что значения скорости звука в реагирующем и инертном газах разные.

С учетом приведенных рассуждений можно сделать вывод о том, что для описания поведения ударных волн, возбуждаемых детонацией, может быть использована ма-

тематическая модель (система уравнений с граничными условиями и замыкающими соотношениями) в том виде, как она представлена в [1]. Поэтому она здесь не приводится, что позволяет сразу перейти к постановке конкретной задачи.

Рассмотрим закрытую с одного конца трубу с достаточно большим диаметром  $d$ , чтобы можно было пренебречь возможными энергопотерями на трение и теплоотвод в стенки трубы. Совместим ось координат  $x$  с осью трубы, а начало отсчета – с закрытым концом. Пусть труба при начальных давлении  $p_0$  и температуре  $T_0$  до расстояния  $l_A$  заполнена неподвижным реагирующим газом (скорость газа  $u_0 = 0$ ), а с расстояния  $l_B$  – инертным газом с аналогичными начальными  $p_0$  и  $T_0$ . Назовем реагирующий газ для краткости газом  $A$ , а инертный газ – газом  $B$ . Участок  $l_A < x < l_B$  является областью перемешивания газов  $A$  и  $B$  (рис. 1). Тогда характерная ширина области перемешивания равна  $\Delta l = l_B - l_A$ . Полагаем, что в области перемешивания концентрации химических веществ газов  $A$  и  $B$  изменяются линейным образом по аналогии с [1].

Поскольку газы  $A$  и  $B$  обладают различными начальными значениями плотности  $\rho_0$  и удельной внутренней энергии  $U_0$ , то для соблюдения массового и энергетического баланса в такой системе при варьировании  $\Delta l$  необходимо соблюдать условие  $l = (l_A + l_B) / 2 = \text{const}$ . В этом случае объем  $V_A$  газа  $A$  в трубе перед инициированием детонации будет всегда постоянным, и его величину можно легко оценить, так как при  $\Delta l = 0$  имеем  $l_A = l$ . С практической точки зрения рост  $\Delta l$  можно трактовать как увеличение ширины области диффузионного размытия границы двух контактирующих газов [11]. При этом координата левой гра-

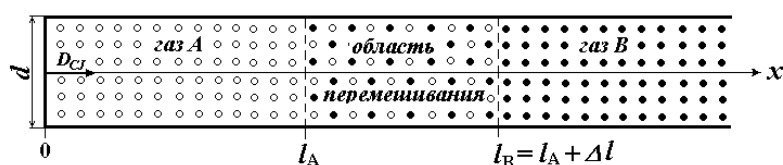


Рис. 1. Схема заполнения трубы газами  $A$  и  $B$  перед инициированием детонации

ницы области перемешивания  $l_A = l - \Delta l / 2$  будет смещаться к закрытому концу трубы. Поскольку в рамках рассмотренной постановки задачи  $l_A \geq 0$ , то имеется следующее ограничение сверху для ширины области перемешивания:

$$\Delta l \leq 2l. \quad (2)$$

Пусть в момент времени  $t = 0$  при иницировании у закрытого конца трубы формируется самоподдерживающаяся детонационная волна, распространяющаяся по газу  $A$  с постоянной скоростью  $(D_{CJ})_A$ . Здесь и в дальнейшем индексы  $A$  и  $B$  обозначают, к какому веществу относится та или иная газодинамическая характеристика. В области перемешивания (см. рис. 1) при изменении начальных параметров газовой смеси перед детонационным фронтом его скорость  $D$  уже является переменной величиной:  $D = D(x)$ . Полагаем, что детонационная волна может быть волной Чепмена – Жуге ( $\alpha = 1$ ) или пересжатой волной ( $\alpha > 1$ ).

При переходе фронта волны из области перемешивания в область, занятую только газом  $B$ , происходит уменьшение концентрации газа  $A$  до нуля. Это автоматически приводит к снижению теплового эффекта  $Q$  до предельно низкого значения, характерного для газа  $B$ . Теперь через фронт начинает поступать только газ  $B$ , постепенно образуя «пробку» ударно-сжатого инертного газа между фронтом и областью, в которой присутствуют продукты детонации. С этого момента можно говорить, что сформировалась ударная волна, распространяющаяся по газу  $B$ . В дальнейшем из-за ослабления поршневого действия продуктов детонации ударная волна должна затухать.

Таким образом, характер волны (детонационная или ударная) определяется типом газа (реагирующий или инертный), который поступает через ее фронт. Газ  $A$ , даже сильно разбавленный инертным газом, представляет собой реагирующий газ, но с более низкими (по сравнению с газом  $A$ ) для режима детонации Чепмена – Жуге значениями скорости фронта  $D_{CJ}$  и теплового эффекта на фронте  $Q_{CJ}$  (причем  $Q_{CJ} > 0$ ). С учетом аналогии между поведением детонационных и ударных волн можно полагать, что  $Q_{CJ} = 0$  для газа  $B$ . Далее будем использовать следующую терминологию. Пока ко-

ордината фронта волны меньше  $l_B$ , фронт является фронтом детонационной волны (детонационным фронтом), иначе – фронт ударной волны (ударный фронт). Если не требуется дополнительная конкретизация, будем просто говорить о фронте волны.

### Анализ результатов расчета

Задачу решали численно (как и в [1]) методом распада разрыва в подвижных сетках [7; 8] с выделением правой границы (фронта волны). В качестве газа  $A$  выбрана стехиометрическая смесь ацетилена с кислородом  $C_2H_2 + 2,5O_2$ , а газа  $B$  – воздух со следующим химическим составом:  $0,21O_2 + 0,78N_2 + 0,01Ar$ . Расчеты выполнены при начальных давлении  $p_0 = 101325$  Па (= 1 атм) и температуре  $T_0 = 298,15$  К.

Пока детонационная волна не достигнет области перемешивания, параметры на фронте постоянны и соответствуют параметрам детонации Чепмена – Жуге для газа  $A$ , которые имеют следующие значения:

$$(D_{CJ})_A = 2424 \text{ м/с},$$

$$(u_{CJ})_A = 1111 \text{ м/с},$$

$$(c_{CJ})_A = 1313 \text{ м/с},$$

$$(p_{CJ})_A = 33,91 \text{ атм},$$

$$(\rho_{CJ})_A = 2,286 \text{ кг/м}^3,$$

$$(\mu_{CJ})_A = 23,32 \text{ г/моль},$$

$$(T_{CJ})_A = 4215 \text{ К},$$

$$(Q_{CJ})_A = 4,142 \text{ МДж/кг},$$

$$(M_{CJ})_A = 7,350.$$

Распределение параметров продуктов детонации за фронтом такой волны совпадает с приведенным в [1].

Без учета энергопотерь газового потока на трение и теплоотвод в стенки трубы характерным пространственным масштабом поставленной задачи является величина  $l$ . Поэтому при  $\Delta l / l = \text{const}$  все расчетные зависимости, построенные от безразмерной координаты  $x / l$  для различных значений  $l$  будут совпадать, т. е. решение задачи обладает подобием и определяется одним безразмерным параметром  $\Delta l / l$ . Для трубы с постоянным поперечным сечением (см. рис. 1) этот параметр эквивалентен отношению  $\Delta V / V_A$ , где  $\Delta V$  – объем газовой смеси в области перемешивания, т. е.  $\Delta l / l = \Delta V / V_A$ , поскольку запас потенциальной

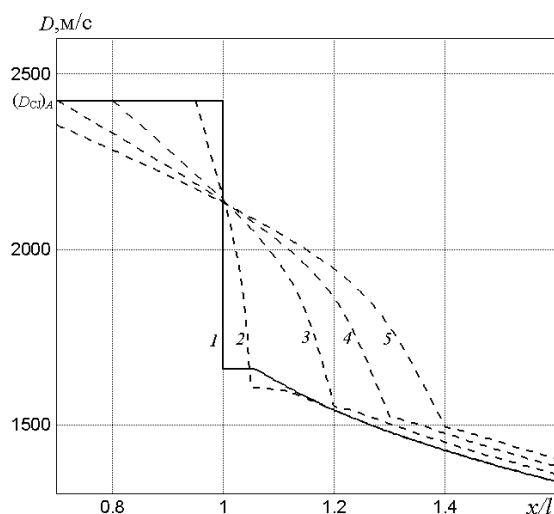


Рис. 2. Скорость фронта волны  $D$  в зависимости от его положения в трубе: 1 – расчеты при  $\Delta l/l=0$ ; 2 –  $\Delta l/l=0,1$ ; 3 –  $\Delta l/l=0,4$ ; 4 –  $\Delta l/l=0,6$ ; 5 –  $\Delta l/l=0,8$

химической энергии реагирующего газа, которая выделяется при детонационном сгорании, пропорционален занятому этим газом объему. Тогда параметр  $\Delta l/l$  можно трактовать как долю потенциальной химической энергии газа  $A$ , которая содержится в области перемешивания

На рис. 2 проиллюстрирована динамика изменения скорости фронта  $D$  в процессе трансформации детонационной волны в ударную при различных значениях ширины области перемешивания. Здесь же представлены результаты расчетов, выполненные для случая  $\Delta l=0$ , когда происходит скачкообразное изменение скорости фронта волны на контактной границе между реагирующим и инертным газами. Скачок  $D$  (кривая 1) от  $(D_{сг})_A$  до значения  $\bar{D}_0=1658$  м/с определяли из решения задачи о распаде разрыва. Отметим, что близкие значения для  $\bar{D}_0$  получены ранее и в [5; 6].

На кривых 2–5 также наблюдается резкий изгиб при  $x=l_B$  ( $l_B=l+\Delta l/2$ ), когда фронт волны из детонационного становится ударным фронтом. Скорость ударного фронта в данный момент максимальна. Обозначим ее как  $\bar{D}$  ( $\bar{D}\leq\bar{D}_0$ ). Тогда координаты точки перегиба на рис. 2 можно задать следующим образом —  $(l_B/l, \bar{D})$ . Этой точке будет соответствовать число Маха

$\bar{M}=\bar{D}/(c_0)_B$  для ударной волны, распространяющейся по газу  $B$ .

Обращает на себя внимание близость наклонов всех кривых (см. рис. 2) при затухании ударных волн после прохождения зоны перемешивания. При  $x>l_B$  закон спада скорости ударного фронта можно приближенно (как и в [5; 6]) описать зависимостью

$$d(\ln D)/d(\ln x)=-1/2. \quad (3)$$

Этот результат согласуется с выводами из теории точечного взрыва для случая плоских адиабатических движений газа [12].

Если провести линию, проходящую через точки перегиба кривых 2–5, то она должна пересекать кривую 1. При уточнении установлено, что пересечение происходит при  $x/l=1,15$  и соответствует расчетной зависимости  $D=D(x/l)$  при  $\Delta l/l=0,3$ . В согласии с (3) при  $x/l>l_B/l=1,15$  график этой зависимости практически (с точностью до 1%) совпадает с кривой 1. Последнее утверждение справедливо и для других расчетных кривых  $D=D(x/l)$  при меньших значениях  $\Delta l/l$ , хотя для них точка перегиба  $(l_B/l, \bar{D})$  будет расположена ниже кривой 1. При этом  $\bar{D}$  незначительно отличается от  $\bar{D}_0$ . Например, для кривой 2 это отличие составляет всего 3%. Видно, что на кривой 2 появляется небольшой горизонтальный участок, как и на кривой 1, который указывает на распространение волны с постоянной скоростью.

Отсюда можно сделать важный для практики вывод о том, что, основываясь только на измерениях скорости фронта ударной волны на участке трубы при  $x/l>1,15$  в эксперименте, невозможно ответить, была ли размыта граница между реагирующим и инертными газами перед инициированием детонации вплоть до значения  $\Delta l/l=0,3$ , которое можно назвать критическим.

Другой отличительной особенностью рис. 2 является пересечение всех кривых примерно в одной точке с безразмерной координатой  $x/l=1$ , при этом скорость фронта  $D$  на участке  $l_A<x<l$  в области перемешивания изменяется почти линейно. Такое поведение можно объяснить тем, что в этой области степень пересжатия волны  $\alpha$ , определяемая по формуле (1), практически не отличается от единицы, т. е. фронт волны движется с локальной скоростью де-

тонации Чепмена – Жуге  $D_{CJ}$ . Величина  $D_{CJ}$ , в свою очередь, зависит только от начальных параметров газа, которые в области перемешивания также изменяются линейным образом. Кроме того, отметим, что в соответствии с [1] до инициирования детонации химический состав и другие параметры газовой смеси в поперечном сечении трубы (см. рис. 1) с координатой  $x=l$  одинаковы для всех расчетов.

На рис. 3 показано, как при прохождении волны через область перемешивания изменяются ее степень пересжатия  $\alpha$  и число Маха  $M$ . При  $x/l=1$  скорость фронта всего на 2 % превышает  $D_{CJ}$ , а при  $x/l=1,1 - \alpha=1,06$ . Степень пересжатия начинает заметно реагировать на изменение химического состава газа только в конце области перемешивания, достигая при этом максимально возможного значения  $\alpha = \bar{M}$ . Для наглядности на рисунке через эту точку проведена горизонтальная пунктирная линия ( $\bar{M} = 4,485$ ). Величина  $\bar{M}$  одновременно является и минимально возможным числом Маха для детонационного фронта, и максимальным значением  $M$  для ударного фронта. При распространении ударной волны в газе  $B$  согласно (2) числа  $M$  и  $\alpha$  совпадают (см. рис. 3), поэтому для характеристики ее интенсивности достаточно одного параметра –  $M$ , с помощью которого можно рассчитать все остальные газодинамические величины на фронте волны [13].

Оценить влияние безразмерного значения ширины зоны перемешивания  $\Delta l/l$ , которое определяет решение задачи, на величину  $\bar{M}$  позволяет зависимость, представленная на рис. 4. Так, максимальное число Маха  $\bar{M}$  для ударной волны в газе  $B$  имеет ограничение

$$\bar{M}_2 < \bar{M} < \bar{M}_0,$$

где величина  $\bar{M}_0 = 4,791$  находится из решения задачи о распаде разрыва при  $\Delta l/l=0$ , а величина  $\bar{M}_2 = 3,973$  с учетом условия (2) определяется при  $\Delta l/l=2$ . Отсюда следует, что при варьировании параметра  $\Delta l/l$  интенсивность ударной волны изменяется незначительно ( $\bar{M}_0/\bar{M}_2 = 1,206$ ).

Кривая на рис. 4 подходит к точке  $\bar{M}_0$  на оси ординат почти в касание. При малых

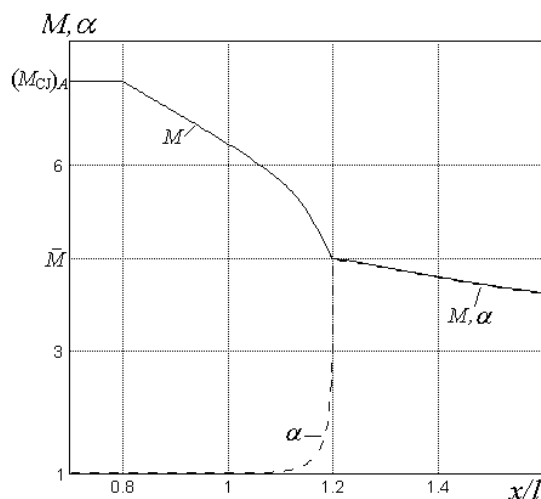


Рис. 3. Зависимости числа Маха  $M$  и степени пересжатия  $\alpha$  от безразмерной координаты фронта волны  $x/l$  при ширине зоны перемешивания  $\Delta l/l=0,4$

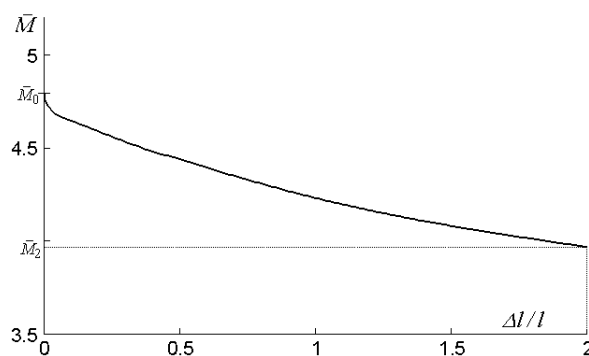


Рис. 4. Максимальное число Маха  $\bar{M}$  для ударной волны, возбуждаемой детонацией в инертном газе, в зависимости от безразмерного параметра задачи  $\Delta l/l$

значениях ширины зоны перемешивания ( $\Delta l/l \rightarrow 0$ ) необходимо сильно уменьшать размер ячейки разностной сетки. Поэтому величина  $\Delta l/l=0,01$  была минимальной для расчетов с пространственным разрешением зоны перемешивания. При  $\Delta l/l=0,01$  отличие максимального числа Маха для ударной волны, возбуждаемой детонацией в инертном газе, от  $\bar{M}_0$  составляет менее 1 %.

### Заключение

Итак, в рамках сформулированного в [1] подхода к моделированию распространения газовой детонации в среде с переменным химическим составом численно решена задача о возбуждении ударной волны при

преломлении детонационной волны Чепмена – Жуге на диффузионно размытой контактной границе между реагирующим (стехиометрическая смесь ацетилена с кислородом) и инертным (воздух) газами, заполняющими закрытую с одного конца трубу. Изучен процесс трансформации детонационной волны в ударную в области перемешивания контактирующих газов. Проанализировано влияние ширины области перемешивания на интенсивность и закон затухания возбуждаемых ударных волн.

### Список литературы

1. Прохоров Е. С. Квазиодномерный подход к моделированию распространения газовой детонации в среде с переменным химическим составом // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 4. С. 77–84.
2. Прохоров Е. С. Приближенная модель для расчета равновесных течений химически реагирующих газов // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3. С. 77–85.
3. Баженова Т. В., Голуб В. В. Использование газовой детонации в управляемом частотном режиме (обзор) // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 4. С. 3–21.
4. Николаев Ю. А., Васильев А. А., Ульяницкий В. Ю. Газовая детонация и её применение в технике и технологиях (обзор) // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 4. С. 22–54.
5. Ждан С. А., Феденок В. И. Параметры плоской ударной волны при взрыве смеси реагирующего газа // Динамика сплошных

сред: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. Новосибирск, 1981. Вып. 51. С. 2–52.

6. Гавриленко Т. П., Григорьев В. В., Ждан С. А., Николаев Ю. А., Феденок В. И. Возбуждение газовой детонацией ударных волн в трубах // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 1. С. 109–114.

7. Алалыкин Г. Б., Годунов С. К., Куреева И. Л., Плинер Л. А. Решение одномерных задач газовой динамики в подвижных сетках. М.: Наука, 1970. 112 с.

8. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.

9. Прохоров Е. С. Производные газодинамических функций за поверхностью сильного разрыва // Вычисл. технологии. 2012. Т. 17, № 1. С. 100–108.

10. Николаев Ю. А., Топчиян М. Е. Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 3. С. 393–404.

11. Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984. 288 с.

12. Коробейников В. П., Мельникова Н. С., Рязанов Е. В. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961. 332 с.

13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. М.: Наука, 1986. Т. 6: Гидродинамика. 736 с.

Материал поступил в редколлегию 06.07.2016

**E. S. Prokhorov**

*Institute of Hydrodynamics SB RAS  
15 Acad. Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation  
prokh@hydro.nsc.ru*

### EXCITING A SHOCK WAVE BY DETONATION REFRACTION AT THE DIFFUSE INTERFACE BETWEEN REACTING AND INERT GASES

The non-stationary problem of exciting a plane shock wave by gas detonation in a tube is numerically solved. The case when the field of mixing the reacting and inert gases located at the closed end of the tube has finite sizes is considered. The influence of mixing field width on the intensity and law of decay of excited shock waves is studied. Ignoring energy losses, the problem solution is determined by one dimensionless parameter equal to the ratio of gas mixture volume in the field of mixing to the volume of reacting gas located in the tube before the detonation is initiated. By varying this parameter from 0 to 2, the maximal value for the Mach number of the shock wave in the inert gas (air) decreases by only 20 %. It is established that the law of decrease of the shock wave front velocity can be approximately described by the dependence corresponding to the conclusions made from the theory of point explosion for the case of plane adiabatic gas motions.

*Keywords:* gas detonation, gradient of concentration of chemical substances, detonation products, chemical equilibrium, shock wave.