

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН ОТ КЛИНА

А. В. Троцюк

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Проведено численное моделирование отражения нестационарной многофронтной двумерной волны газовой детонации от клина для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ . Определено значение критического угла клина, при котором происходит переход от регулярного отражения детонационной волны к маховскому при  $p_0 = 0,2$  бар. В случае маховского отражения для различных углов клина установлено, что рост ножки Маха не является автомоделным, т. е. траектория тройной точки не есть прямая линия. Численное исследование показало зависимость предельной высоты ножки Маха от угла клина. Изучено влияние размера детонационной ячейки и градиентов параметров в падающей волне на закономерности роста ножки Маха и значение критического угла клина.

Экспериментальному, аналитическому и численному изучению отражения самоподдерживающейся нестационарной детонационной волны (ДВ) от клина уделяли внимание многие исследователи [1–12]. Достаточно полные библиографические обзоры можно найти в [1, 13]. Основной целью изучения являлось определение критического угла клина, при котором происходит переход от регулярного отражения к маховскому, и описание траектории тройной точки.

Экспериментальные исследования проводили со стехиометрической смесью  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  с разбавлением Ar [2] и без разбавления [1, 3–5, 9] и со смесью  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  с разбавлением Ar [2] и без разбавления [3–5]. Значения начального давления смеси  $p_0$  составляли 0,2 бар [1, 2],  $0,2 \div 0,4$  бар [9],  $0,05 \div 1$  бар [3–5]. Сравнение полученных в экспериментах [1–5, 9] значений критического угла клина сделано в [9, 12], там же проведено сравнение теоретических результатов. Исследования [3–5] позволили получить траекторию тройной точки на большой дистанции  $L \sim 100 a_0$ , пройденной ножкой Маха (НМ) вдоль клина от его начала, где  $a_0$  — поперечный размер ячейки падающей ДВ. Было установлено, что движение тройной точки неавтомоделно (т. е. траектория не является прямой линией) и существует предельная высота НМ, которая зависит от угла клина. Траектории тройной точки для разных смесей при различных начальных давлениях, построенные в координатах, обезразмеренных на  $a_0$ , совпадают с точностью до пульсаций высоты НМ.

Аналитическое рассмотрение [1, 2, 6, 12] дифракции ДВ на клине (в некоторых случаях приходилось численно рассчитывать поляры наклонной ДВ) проводилось аналогично стандартным невязким двух- и трехударным моделям для нереагирующей газовой динамики [14]. Явно или неявно предполагалась однофронтная модель ДВ с мгновенной химической реакцией, переводящей газовую смесь из начального состояния сразу в химически равновесное состояние Чепмена — Жуге (Ч — Ж). При таком рассмотрении пренебрегали [1] многофронтной (ячеистой) структурой фронта ДВ, градиентом параметров в зоне индукции и в зоне тепловыделения и, наконец, центрированной волной разрежения, примыкающей сзади к точке Ч — Ж. По сути дела, исследовалось отражение плоской стационарной волны с параметрами Ч — Ж на фронте и бесконечно малыми градиентами течения за ним. Такое рассмотрение позволило использовать результаты нереагирующей газовой динамики.

Численное моделирование формирования и распространения пересжатой ДВ в конически сужающихся каналах [11] было проведено в рамках однофронтной модели, но с учетом градиентов параметров продуктов детонации за фронтом ДВ. Решались нестационарные уравнения газовой динамики в осесимметричной постановке для стехиометрической смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  при  $p_0 = 1$  бар. Установлено, что с увеличением градиентов течения критический угол конуса уменьшается с  $42^\circ$  при нулевом градиенте до  $36^\circ$  при бесконечно большом гра-

диенте параметров (экстраполяция расчетных данных). В [11] не были представлены траектории тройной точки, отмечалось только плавное искривление НМ при ее сопряжении с фронтом падающей ДВ.

Отражение двумерной многофронтной нестационарной ДВ от клина численно исследовалось в [9, 10]. При моделировании структуры фронта использовали двухстадийную модель химических реакций, модель для отношения удельных теплоемкостей  $\gamma$ , учитывающую изменение  $\gamma$  в зависимости от степени завершения реакции в [9], или приближение  $\gamma = \text{const}$  в [10]. Вычисленный размер детонационной ячейки  $a_0 = 0,6$  см для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  при  $p_0 = 0,2$  бар хорошо согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 10 в [15], там же проанализированы результаты и модели многофронтной ДВ других исследователей). Расчеты демонстрируют формирование пересажтой многофронтной НМ. Однако траекторию тройной точки удалось рассчитать только до  $L \sim 5a_0$ .

В настоящей работе численно исследуется отражение двумерной многофронтной ДВ от клина с целью нахождения критического угла клина, выяснения закономерностей поведения траектории тройной точки при больших значениях  $L/a_0$  и определения влияния на маховское отражение структуры падающей волны (размера детонационной ячейки, градиентов потока). Моделирование проведено для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  при  $p_0 = 0,2$  бар и  $T_0 = 298,15$  К.

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе рассматривался плоский прямоугольный канал, заполненный взрывчатой смесью. Иницирование ДВ осуществлялось вблизи левого закрытого конца канала. На некотором расстоянии от него, достаточном для формирования многофронтной самоподдерживающейся ДВ, помещался клин, который являлся продолжением нижней стенки канала.

Полагалось, что начало системы координат находится в левом нижнем углу канала. Ось  $x$  направлена вдоль нижней стенки канала в направлении распространения ДВ. Ось  $y$  нормальна к оси  $x$ .

В данном исследовании течение химически реагирующей газовой смеси описывалось нестационарными двумерными уравнениями сохранения массы, импульса и энергии в представлении Эйлера (диффузионные эффек-

ты не рассматривались):

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{q})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{q})}{\partial y} = \mathbf{W},$$

где

$$\mathbf{q} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho E, \rho \mu, \rho Y)^T,$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{q}) = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, u(\rho E + p), \rho \mu u, \rho Y u)^T,$$

$$\mathbf{G}(\mathbf{q}) = (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, v(\rho E + p), \rho \mu v, \rho Y v)^T,$$

$$\mathbf{W} = (0, 0, 0, 0, \rho W_\mu, \rho W_Y)^T,$$

$$E = U + \frac{1}{2}(u^2 + v^2).$$

На верхней, нижней и левой стенках канала и клине ставились граничные условия непротекания. На правой границе задавалось условие невозмущенного начального состояния газа.

Химические превращения в газовой смеси описывались двухстадийной моделью кинетики [16]:

если  $1 \geq Y > 0$ , то

$$W_Y = -\frac{1}{\tau_{ind}(p, T)}, \quad W_\mu = 0,$$

$$U = \frac{1}{\gamma_0 - 1} \frac{p}{\rho} + E_D \left( \frac{1}{\mu_0} - \frac{1}{\mu_{min}} \right),$$

если  $Y = 0$ , то

$$W_Y = 0, \quad W_\mu = W_\mu(T, \mu, \rho), \quad U = U(T, \mu).$$

Здесь и далее используются следующие обозначения:  $\rho$  — плотность;  $u, v$  — скорости в направлении осей  $x$  и  $y$  соответственно;  $E, U$  — полная энергия и внутренняя энергия на единицу массы;  $E_D$  — средняя энергия диссоциации продуктов реакции;  $Y$  — параметр индукции, в начале зоны индукции  $Y = 1$ , в конце —  $Y = 0$ ;  $p$  — давление;  $T$  — температура;  $\mu$  — средняя молярная масса смеси;  $\mu_a, \mu_{min}, \mu_{max}$  — молярные массы смеси в атомарном, предельно диссоциированном и предельно рекомбинированном состояниях соответственно;  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение удельных теплоемкостей;  $R$  — газовая постоянная;  $a$  — ширина детонационной ячейки;  $W_\mu$  и  $W_Y$  — скорости изменения  $\mu$  и  $Y$  соответственно;  $\tau_{ind}(p, T)$  — период индукции газовой смеси при постоянных параметрах; индекс нуль относит величину к начальному состоянию, а для ячейки — к ДВ

в режиме Ч — Ж; индексом «т» обозначено транспонирование.

Первая, индукционная, стадия моделировалась согласно экспериментальной кинетике [17]. Стадия тепловыделения описывалась с использованием приближенной модели химических реакций при высоких температурах [18–20] и калорического уравнения состояния [21]. В качестве термического уравнения состояния применялось уравнение состояния идеального газа. Более подробно реализация указанных здесь химических моделей изложена в [15]. Отметим только, что данный подход позволяет учесть сильное изменение в ходе химических реакций значений средней молярной массы смеси, тепловыделения, удельных теплоемкостей и их отношения.

### ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Данную гиперболическую систему уравнений решали численно. Была проведена следующая дискретизация в пространстве.

По оси  $x$  применялась одномерная подвижная сетка [15]. Часть сетки с равномерным распределением узлов образовывала зону с мелкими ячейками и охватывала область течения вблизи фронта с большими градиентами параметров. Оставшаяся часть ячеек с неравномерным распределением узлов занимала область от закрытого левого конца канала до начала первой зоны. По оси  $y$  в каждом вертикальном сечении канала применялась такая расстановка узлов, которая обеспечивала образование зоны из равномерных мелких ячеек вблизи нижней стенки канала и поверхности клина и давала возможность периодического слияния этих ячеек. При этом происходило переназначение газодинамических переменных на новую сетку и одновременно расширение по оси  $y$  области течения ровно на размер детонационной ячейки  $a_0$ . Консервативность схемы гарантировала сохранение порядка точности при таком переназначении. Ширина канала для каждого угла клина выбиралась такой, чтобы всегда обеспечивать для самой верхней ячейки  $a_0$  в падающей волне условия, соответствующие невозмущенному движению ДВ в канале шириной  $H = a_0$  [15]. Точная копия верхней ячейки  $a_0$  при расширении области течения образовывала новую верхнюю детонационную ячейку. Этот прием позволил при ограниченном числе ячеек по  $y$  достичь повышенного разрешения вблизи поверхности клина и при этом моде-

лировать отражение практически сколь угодно широкого фронта ДВ. Последнее дало возможность при численном моделировании маховского отражения получить траекторию тройной точки при больших значениях  $L/a_0$ .

Пересечения линий двух семейств образовывали четырехугольные ячейки — контрольные объемы. Первое семейство вертикальных линий строилось по узлам сетки на оси  $x$ . Второе семейство состояло из линий, соединяющих узлы с одинаковыми номерами по оси  $y$ , расположенные на линиях первого семейства.

Систему определяющих уравнений решали с использованием конечно-объемных схем MUSCL TVD. Для расчета потоков через грани контрольного объема по оси  $x$  в зоне с равномерной сеткой применяли схему 4-го порядка точности [22, 23], а в зоне с неравномерной сеткой — схему 3-го порядка [24, 25]. По оси  $y$  потоки вычисляли по схеме [22, 23]. Детали по численному методу, римановским «решателям» и интегрированию по времени можно найти в [15].

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 показано регулярное отражение ДВ для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  при  $p_0 = 0,2$  бар и угле клина  $60^\circ$ . Размер детонационной ячейки для этой смеси составил  $a_0 = 0,6$  см [15]. Точка пересечения фронта ДВ с поверхностью клина (отмеченная на рисунке буквой  $R$ ) прошла вдоль нее расстояние  $L = 12a_0$  от начала клина. Здесь и далее на всех рисунках показаны изолинии плотности, проведенные по уровням

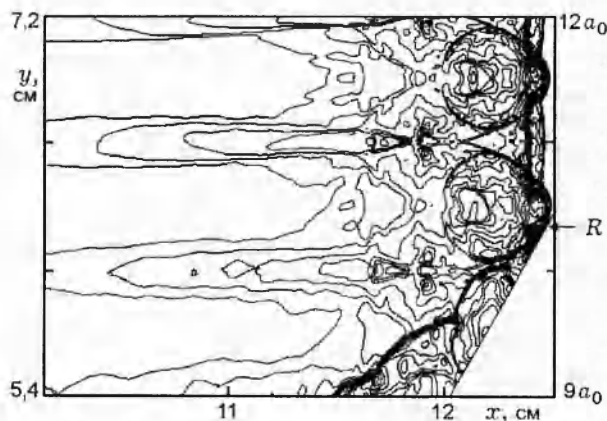


Рис. 1. Регулярное отражение многофронтной ДВ:

$p_0 = 0,2$  бар,  $T_0 = 298,15$  К, угол клина  $60^\circ$ ,  $L = 12a_0$

$\rho/\rho_0 = 1, 1,5, 1,5 \cdot 1,1, 1,5 \cdot 1,1^2, \dots$ . Масштабы по осям  $x$  и  $y$  одинаковы.

На рис. 2 показан случай маховского отражения ДВ от клина с углом  $30^\circ$  при  $L = 4a_0, 42a_0, 64a_0$ . Здесь буквой  $S$  обозначена точка сопряжения НМ с фронтом падающей ДВ. Результаты численного моделирования позволяют выявить структуру НМ и закономерности ее роста. Несмотря на то, что НМ является пересжатой ДВ, применение схемы высокого порядка точности позволило разрешить ее многофронтную структуру. На начальном этапе формирования, когда высота НМ ( $h$ ) меньше  $a_0$ , она представляет собой нестационарный, пересжатый, не нормальный к поверхности клина участок ячейистого фронта ДВ. По мере роста НМ на ней развивается своя система поперечных ДВ, формируя таким образом ячейистый пересжатый детонационный фронт. Поверхность фронта шероховата, тем не менее вблизи поверхности клина он подходит в среднем по нормали к ней. Несмотря на неровную поверхность фронта, можно заметить, что в среднем фронт не является прямым, сопрягаясь с фронтом падающей ДВ довольно плавным образом (см. рис. 2, б, в). Полученные результаты качественно аналогичны данным [9–11]. Таким образом, рис. 2 является кинограммой процесса формирования ячейистой, стационарной в среднем НМ из первоначально нестационарной. Экспериментально данная проблема изучалась в [9].

В эксперименте траектория тройной точки определяется по следовым отпечаткам. Для адекватного согласования экспериментальных данных с данными численного моделирования определим высоту  $h$  как расстояние по нормали к поверхности клина от точки излома фронта ДВ (точка  $S$ ) до клина. На рис. 3 приведена траектория тройной точки (кривая 1) в безразмерных на ширину детонационной ячейки  $a_0$  координатах для угла клина  $30^\circ$  (см. рис. 2). Из этого результата численного моделирования видно, что движение тройной точки под воздействием поперечных ДВ, приходящих со стороны падающего фронта, и собственных поперечных волн НМ носит пульсирующий характер. Такое же поведение тройной точки отмечено в [3–5], кривая 2 на рис. 3 представляет собой результат этих исследований, к сожалению усредненный по многим экспериментам, разным смесям и разным начальным давлениям для угла клина  $30^\circ$ . Для объ-

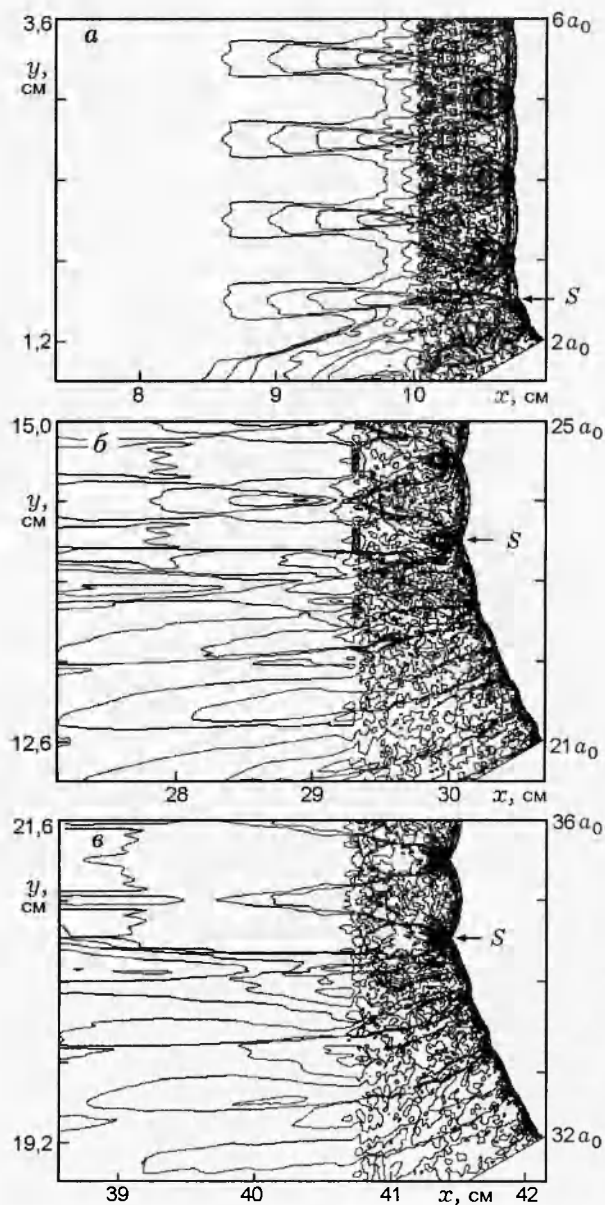


Рис. 2. Маховское отражение многофронтной ДВ:

$p_0 = 0,2$  бар,  $T_0 = 298,15$  К, угол клина  $30^\circ$ ;  
а —  $L = 4a_0$ , б —  $L = 42a_0$ , в —  $L = 64a_0$

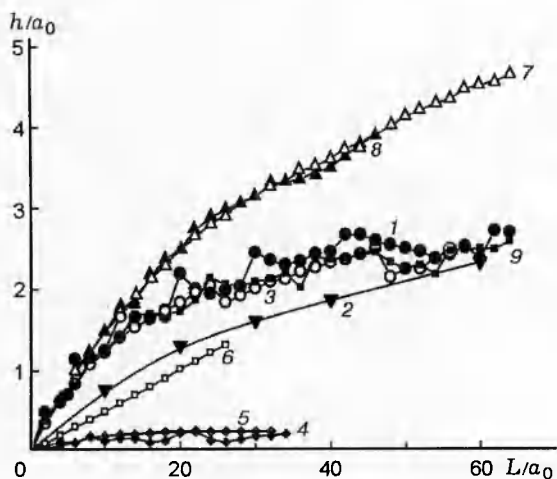


Рис. 3. Траектории тройной точки:

$p_0 = 0,2$  бар,  $T_0 = 298,15$  К; угол клина  $30^\circ$ : 1 — многофронтная ДВ, 2 — эксперимент [3–5], 3 — плоская ДВ, 7 — плоская ДВ в модельной смеси, 8 — многофронтная ДВ в модельной смеси, 9 — многофронтная ДВ с малым градиентом параметров в волне разрежения; угол клина  $50^\circ$ : 4 — многофронтная ДВ, 5 — плоская ДВ, 6 — не реагирующая ударная волна со скоростью детонации Ч — Ж

яснения количественного несоответствия требуются дальнейшие исследования, качественно же кривые 1, 2 демонстрируют неавтомодельное движение тройной точки.

Численное моделирование двумерной ДВ [15] показало, что для образования многофронтной структуры волны при инициировании необходимо создание первоначальных поперечных возмущений. Без них образуется плоская, стационарно распространяющаяся ДВ. Для выяснения влияния детонационной ячейки на маховское отражение смоделировано отражение плоской волны. Кривая 3 на рис. 3 представляет собой траекторию тройной точки для этого случая, угол клина  $30^\circ$ . Видно достаточно хорошее количественное совпадение траекторий при отражении многофронтной и плоской ДВ. На рис. 4 показана структура маховского отражения плоской ДВ при  $L = 4a_0, 42a_0$ . Видно, что и в этом случае на НМ развивается система поперечных волн, под воздействием которых движение тройной точки тоже имеет пульсирующий характер.

Кривые 4, 5 на рис. 3 представляют собой траектории тройной точки при отражении соответственно многофронтной и плоской ДВ от

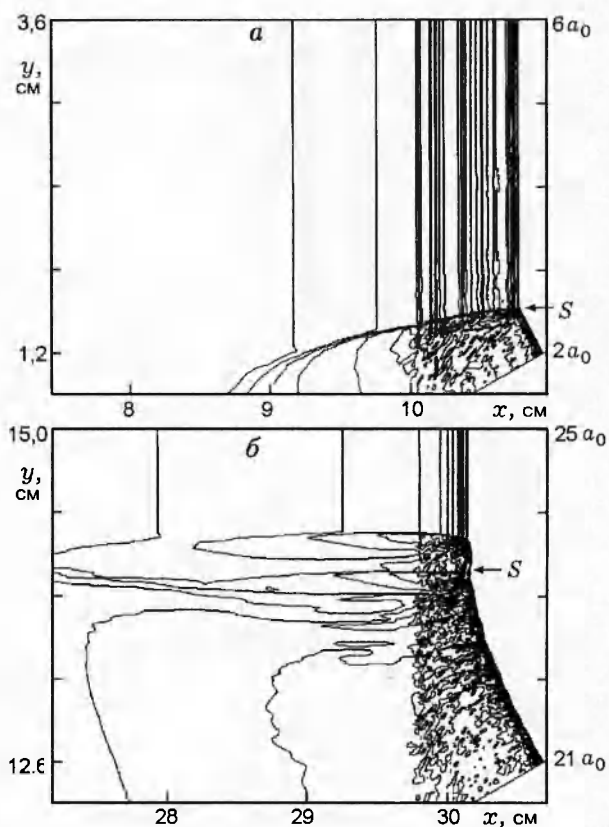


Рис. 4. Маховское отражение плоской ДВ:

$p_0 = 0,2$  бар,  $T_0 = 298,15$  К, угол клина  $30^\circ$ ; а —  $L = 4a_0$ , б —  $L = 42a_0$

клина с углом  $50^\circ$ . Эти кривые ясно демонстрируют существование предельной высоты НМ. Сравнивая кривые 1, 3 с 4, 5, приходим к выводу о зависимости предельной высоты от угла клина. Это заключение согласуется с экспериментальными данными [3–5].

Чтобы быть уверенным в том, что неавтомодельность движения тройной точки не является следствием каких-либо особенностей используемого численного метода, был проведен контрольный расчет. Моделировалось псевдостационарное маховское отражение [14] не реагирующей плоской ударной волны в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  при  $p_0 = 0,2$  бар с нулевыми градиентами параметров за фронтом. Скорость ударной волны была равна скорости детонации Ч — Ж для этой смеси. Угол клина составлял  $50^\circ$ . Линия б на рис. 3 ясно показывает автоматодельность поведения НМ.

На рис. 5 приведена картина течения в разные моменты времени при отражении многофронтной ДВ от клина с критическим значением угла, равным  $52^\circ$ . В верхней части ри-

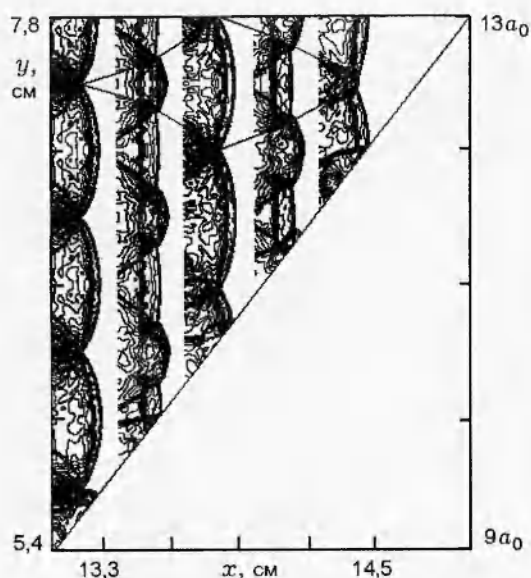


Рис. 5. Критический режим отражения многофронтной ДВ:

$p_0 = 0,2$  бар,  $T_0 = 298,15$  К, угол клина  $52^\circ$

сунка показаны траектории тройных точек, которые вырисовывают детонационную ячейку. Эти моменты времени соответствуют моментам на рис. 2,а из работы [15], где показан весь цикл движения поперечных волн от одного их столкновения на оси детонационной ячейки до следующего столкновения в свободно распространяющейся ДВ. Сравнение показывает, что для этого участка фронта обеспечены условия распространения без возмущения со стороны клина. При отражении нижней части фронта ДВ в критическом режиме видно периодическое возникновение и исчезновение НМ вследствие воздействия поперечных волн, приходящих со стороны невозмущенного фронта, и изменения кривизны участка фронта, набегающего на клин. При углах, близких к критическому, подобное поведение НМ отмечено в работе [3]. За критический угол предлагается считать такой угол клина, при отражении от которого НМ существует в течение половины периода движения поперечных волн в детонационной ячейке.

Значение критического угла клина при отражении плоской ДВ лежит между  $50$  и  $51^\circ$ . Интересно отметить, что анализ течения методом ударных поляр [14] для нереагирующей ударной волны (прямая 6 на рис. 3) приводит к значению критического угла  $50^\circ 17'$ .

Для этой же смеси при этом же давлении  $p_0$  численное моделирование [10] дает значение критического угла  $50^\circ$ , экспериментально полученное значение критического угла составляет  $45^\circ$  [9],  $(40 \pm 1)^\circ$  [3–5],  $(48 \pm 2)^\circ$  [2],  $40 \div 45^\circ$  [1]. Приведенные данные показывают достаточно хорошее количественное совпадение результатов численных моделирований. Различие же экспериментальных данных между собой, а также с численными данными требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Было проведено изучение влияния градиентов параметров в зоне тепловыделения на маховское отражение ДВ. Численно моделировалась дифракция плоской ДВ на клине для модельной смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , у которой скорость химических реакций замедлилась в три раза. Для этого константы  $A_2$  и  $K_+$  в выражении для  $W_\mu$  [15] были уменьшены в три раза. При этом скорость детонации и параметры в точке Ч — Ж остались прежними. Если определить длину зоны основного тепловыделения как расстояние, на котором параметры течения изменяются от своих значений в зоне индукции до значений в точке Ч — Ж, то такое изменение констант приведет к увеличению длины зоны примерно в 2,5 раза. Тем самым уменьшается градиент параметров после зоны индукции. Кривая 7 на рис. 3 представляет собой траекторию тройной точки при отражении плоской ДВ в модельной смеси от клина с углом  $30^\circ$ . Видно значительное увеличение высоты  $h$ , которая при  $L/a_0 \approx 60$  еще не достигла своего предельного значения. Для такой волны значение критического угла находится между  $49^\circ$  и  $50^\circ$ .

Интересно отметить, что определение размера детонационной ячейки  $a_0$  для модельной смеси дало такие же результаты, как и для нормальной смеси (см. рис. 2,а в [15]),  $a_0 = 0,6$  см. Кривая 8 на рис. 3 является траекторией тройной точки при отражении ДВ с ячейистой структурой в модельной смеси от клина с углом  $30^\circ$ . Кривые 8 и 7 точно так же, как кривые 1 и 3, 4 и 5, показывают (с точностью до пульсации высоты  $h$ ), что ячейистая структура фронта не влияет на маховское отражение ДВ.

Все упомянутые выше численные эксперименты проведены при положении клина на расстоянии 8,90 см от левого закрытого конца канала. С целью изучения возможного влияния градиентов параметров в волне разрежения на поведение НМ проведено моделирование отра-

жения многофронтной ДВ в нормальной смеси от клина с углом  $30^\circ$ , который был расположен на расстоянии 29,815 см от начала канала. Кривая 9 на рис. 3 представляет собой траекторию тройной точки в этом случае. Сравнение кривых 1 и 9 показывает, что градиенты параметров в волне разрежения не влияют на закономерности роста высоты  $h$ .

### ВЫВОДЫ

В проведенном исследовании впервые для численного моделирования отражения ДВ обнаружены неавтомодельность движения тройной точки, существование предельной высоты ножки Маха и зависимость этой высоты от угла клина. Эти результаты полностью соответствуют экспериментальным данным, впервые полученным в [3–5]. Расчеты показали, что размер детонационной ячейки не влияет на траекторию тройной точки и практически не влияет на величину критического угла клина. Это согласуется с экспериментальными данными [9]. Влияние градиентов параметров в падающей ДВ на маховское отражение было обнаружено еще в [11] в рамках более простой модели ДВ. Настоящее исследование выявило сильную зависимость высоты ножки Маха от градиентов параметров в зоне тепловыделения (длины зоны основного тепловыделения). Установлено слабое влияние указанного параметра на величину критического угла клина. Показано, что градиенты параметров в волне разрежения не влияют на поведение ножки Маха.

Как известно из теории подобия и размерности [26, 27], задача о течении газа не является автомодельной, если в ней существуют определяющие параметры с размерностью длины и времени или если они могут быть составлены из определяющих параметров другой размерности. В роли такого масштаба длины могут выступать либо поперечный размер детонационной ячейки  $a_0$ , либо длина зоны тепловыделения в ДВ. Данное исследование однозначным образом показало, что таким размерным параметром является определенная выше длина зоны тепловыделения.

Отражение ДВ — сложный физико-химический процесс, и его моделирование отражением химически равновесной ударной волны с параметрами Ч — Ж на фронте и нулевым градиентом параметров за ним, по мнению автора, является недопустимым упрощением. Аналитические модели [1, 6, 12] в рамках ука-

занного подхода дают практически совпадающие значения критического угла ( $34 \pm 0,4^\circ$ ), что значительно меньше экспериментальных данных.

Значение критического угла, определенное в данном исследовании, составило  $52^\circ$ . Различие с моделированием [10] (критический угол  $50^\circ$ ) может быть связано с выбранными моделями кинетики химических реакций [15]. Все данные экспериментов [1–5, 9] всегда дают значение критического угла меньше, чем результаты численного моделирования [10] и настоящей работы, но никогда больше. Предлагается следующее объяснение этого факта. Как известно, критический угол клина определяется в эксперименте по исчезновению траектории тройной точки на следовом отпечатке на закопченном слое. Совершенствование следового метода позволило достичь разрешения порядка  $2 \cdot 10^{-2}$  мм в середине закопченной пластинки (см., например, [28]). Маловероятно, что такое разрешение сохранится на краю пластинки (около поверхности клина). Максимальная высота периодически возникающей и исчезающей ножки Маха при численном моделировании отражения от клина с критическим значением угла (см. рис. 5) составляет  $\approx 0,7$  мм. Если это значение не будет зафиксировано в эксперименте, то можно сделать вывод о регулярном отражении ДВ от такого клина. За критический угол клина будет принят угол меньшей величины, при котором высота ножки Маха превысит разрешающую способность следового метода в данном конкретном эксперименте. Отсюда низкая точность определения величины критического угла и большой разброс в данных разных авторов [1–5, 9].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00677).

Автор благодарит А. Н. Кудрявцева за внимание к данной работе и чрезвычайно полезные дискуссии.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Meltzer J., Shepherd J. E., Akbar R., Sabet A. Mach reflection of detonation waves // Dynamic Aspects of Detonations / A. L. Kuhl et al. (Eds). Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 153. Washington, 1991. P. 78–94.
2. Edwards D. H., Walker J. R., Nettleton M. A. On the propagation of detonation waves along wedges // Arch. Combust. 1984. V. 4, N 3. P. 197–209.

3. Гавриленко Т. П., Прохоров Е. С. Экспериментальное исследование нерегулярного отражения детонационных волн на клине // Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черногловка, 1980. С. 103–106.
4. Гавриленко Т. П., Прохоров Е. С. Пересжатая детонационная волна в газе // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 6. С. 121–125.
5. Gavrilenko T. P., Prokhorov E. S. Overdriven gaseous detonations // Shock Waves, Explosion and Detonations / M. Summerfield et al. (Eds). Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 87. New York, 1983. P. 244–250.
6. Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Топчий М. Е. Исследование пересжатых детонационных волн // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 5. С. 119–123.
7. Гвоздева Л. Г., Предводителева О. А. Исследование тройных конфигураций детонационных волн в газах // Физика горения и взрыва. 1969. Т. 5, № 4. С. 451–461.
8. Нестационарные взаимодействия ударных и детонационных волн в газах / Г. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева и др. М.: Наука, 1986.
9. Yu Q., Ishii K., Grönig H. On the Mach reflection of detonation wave // Proc. of the 12th Intern. Mach Reflection Symp. Republic of South Africa, 1996. P. 36–53.
10. Yu Q., Grönig H. Numerical simulation on the reflection of detonation waves // Proc. of the 20th Intern. Symp. on Shock Waves / B. Sturtevant et al. (Eds). World Scientific, 1995. V. 2. P. 1143–1148.
11. Ждан С. А., Прохоров Е. С. Формирование и распространение пересжатых газодетонационных волн в конически сужающихся каналах // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 5. С. 92–100.
12. Li H., Ben-Dor G., Grönig H. Analytical study of the oblique reflection of detonation waves // AIAA Journal. 1997. V. 35, N 11. P. 1712–1720.
13. Gelfand V. E., Frolov S. M., Nettleton M. A. Gaseous detonation — a selective review // Progress in Energy and Combust. Sci. 1991. V. 17. P. 327–371.
14. Hornung H. Regular and Mach reflection of shock waves // Ann. Rev. Fluid Mech. 1986. V. 18. P. 33–58.
15. Троцюк А. В. Численное моделирование структуры двумерной газовой детонации смеси  $H_2 - O_2 - Ar$  // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 5. С. 93–103.
16. Левин В. А., Коробейников В. П. Сильный взрыв в горючей смеси газов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1969. № 6. С. 48–51.
17. White D. R. Density induction times in very lean mixtures of  $D_2$ ,  $H_2$ ,  $C_2H_2$ , and  $C_2H_4$  with  $O_2$  // 11th Symp. (Intern.) on Combustion. Berkeley, 1966. P. 147.
18. Николаев Ю. А. Модель кинетики химических реакций при высоких температурах // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 4. С. 73–76.
19. Николаев Ю. А., Фомин П. А. О расчете равновесных течений химически реагирующих газов // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 1. С. 66–72.
20. Николаев Ю. А., Фомин П. А. Приближенное уравнение кинетики в гетерогенных системах типа газ — конденсированная фаза // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 6. С. 49–58.
21. Николаев Ю. А., Зак Д. В. Согласование моделей химических реакций со вторым началом термодинамики // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 4. С. 87–90.
22. Yamamoto S., Daiguji H. Higher-order-accurate upwind schemes for solving the compressible Euler and Navier — Stokes equations // Computer Fluids. 1993. V. 22, N 2/3. P. 259–270.
23. Daiguji H., Yuan X., Yamamoto S. Stabilization of higher-order high resolution schemes for the compressible Navier — Stokes equation // Intern. J. of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow. 1997. V. 7, N 2/3. P. 250–274.
24. Lin S.-Y., Chin Y.-S. Comparison of higher resolution Euler schemes for aeroacoustic computations // AIAA Journal. 1995. V. 33, N 2. P. 237–245.
25. Chakravarthy S. R., Osher S. A new class of high accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws // AIAA 23rd Aerospace Sciences Meeting. AIAA Paper N 85–0363. Reno, Nevada, 1985.
26. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
27. Баренблатт Г. И. Подobie, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
28. Манжалей В. И., Митрофанов В. В., Субботин В. А. Измерение неоднородностей детонационного фронта в газовых смесях при повышенных давлениях // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 1. С. 102–110.

Поступила в редакцию 16/II 1999 г.,  
в окончательном варианте — 22/IV 1999 г.