

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВОЙ КУМУЛЯЦИИ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА ПРИ ДЕТОНАЦИИ ПЛОСКИХ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ

Ю. А. ГАПОНЕНКО

Институт вычислительного моделирования СО РАН

Красноярск, Россия

e-mail: adrian@cckr.krasnoyarsk.su

An appearance of a cumulative jet at a detonation of two flat parallel charges is numerically investigated. For calculations, the modification of Godunov — Rodionov scheme has been employed. The model of the medium represents the mixture of perfect gases with a computed effective isentropic exponent.

Введение

В физических экспериментах при исследовании синхронной детонации двух плоских параллельных зарядов (например, плоского заряда над подложкой или полого трубчатого заряда) регистрируется поток продуктов взрыва, движущийся в полости в том же направлении, что и детонационная волна, но с большей скоростью. При этом исследование процесса методом лабораторного эксперимента связано со значительными трудностями.

Данный процесс был исследован в работах [3, 6] методом численного моделирования на задачах детонации зарядов с плоскими и цилиндрическими каналами. Из результатов, приведенных в этих работах, очевидно наличие кумулятивного течения продуктов детонации,двигающихся против основного течения продуктов взрыва со скоростью, превышающей скорость детонации взрывчатого вещества. Однако в вычислительной модели, используемой в этих работах, показатель адиабаты, несмотря на его различие для продуктов взрыва и окружающей среды, принимался постоянным во всей расчетной области. Такое упрощение не только усложняет задание граничных условий на фронте детонации, но и не раскрывает полностью структуры образующегося течения.

В работе представлены результаты численных расчетов синхронной детонации двух плоских параллельных зарядов, выполненных с целью исследования явлений, связанных с образованием кумулятивного течения. Основное внимание уделяется работе по двум направлениям. Первое из них — применение модели среды, представляющей собой смесь совершенных газов с вычисляемым (подобно основным параметрам течения) эффективным показателем адиабаты. Использование такой модели обусловлено тем, что в рассматриваемой задаче присутствуют течения газов с различными физическими свойствами

(продукты взрыва и внешняя среда), что делает некорректным проведение вычислений в рамках модели газа с одним уравнением состояния. Один из способов реализации такого подхода основан на использовании разностных схем с процедурой решения на гранях ячеек задачи о распаде произвольного разрыва (РПР), которая допускает в своих входных параметрах различие по показателю адиабаты.

Второе направление данной работы — изучение структуры газодинамического течения, влияния различных факторов (давление во внешней среде, толщина заряда) на возникновение и эффективность кумулятивного эффекта.

1. Численная модель

1.1. Постановка задачи (граничные условия)

Рассмотрим постановку задачи [3, 6] для случая детонации двух плоских параллельных зарядов. Выбор плоской, а не цилиндрической, постановки задачи обусловлен тем, что в этом случае процесс формирования кумулятивной струи происходит менее интенсивно, что значительно облегчает исследование.

Взрывчатое вещество (далее ВВ) $ABCE$ (рис. 1) расположено над поверхностью симметрии FG . Участок границы (фронт детонации) симметричен относительно границы OH (точка O находится посередине), поэтому в расчетах учитывается только участок OA , на котором задаются условия вдува продуктов взрыва (далее ПВ) с параметрами точки Чепмена—Жуге детонирующего ВВ. На участке EA были поставлены условия непротекания, которые остаются справедливыми с физической точки зрения, пока отраженная от FG ударная волна (UB) не достигнет линии OH . По этой причине размеры расчетной области подбирались таким образом, чтобы отраженная UB выходила из расчетной области на участке HG . Участок HG — “фиктивная граница”, являющаяся “прозрачной” для возмущений, выходящих из области, в связи с чем, на ней были заданы модифицированные временно-зависимые “неотражающие” условия Томпсона [9]. В данной постановке задачи, как и в [3, 6], не учитывалось взаимодействие непрореагировавшего ВВ с кумулятивной струей, поэтому на участке AE были поставлены условия непротекания.

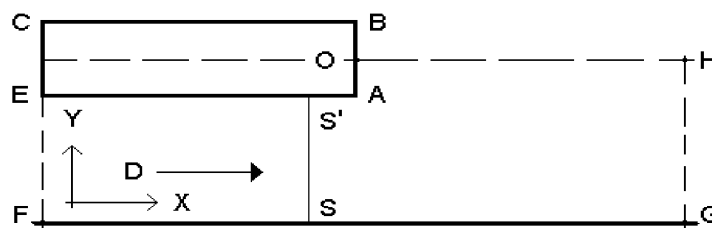


Рис. 1. Расчетная область.

Поскольку фронт детонации AB непрерывно перемещается, все расчеты целесообразно проводить в согласованной с ним системе координат. Поэтому неподвижный заряд был окружендвигающейся внешней средой (воздухом), а на участке EF были заданы граничные условия вдува со скоростью детонации внешней среды.

В начальный момент времени область $AOHGFE$ заполненадвигающимся со скоростью детонации D газом, состояние которого определяется следующими параметрами: давлением p_0 , плотностью ρ_0 и показателем адиабаты γ_0 . На участке фронта детонации OA за-

даются параметры ПВ, соответствующие точке Чепмена—Жуге: давление p_A , плотность ρ_A , показатель адиабаты γ_A и скорость истечения ПВ u_A .

Были проведены расчеты для детонации ВВ (гексоген) с параметрами в точке Чепмена—Жуге [1, 3]: давление ПВ $p_A = 213$ кбар, скорость детонации $D = 7.3$ км/с, плотность ПВ $\rho_A = 1.96 \cdot 10^3$ кг/м³, скорость истечения ПВ $u_A = 5.2$ км/с, показатель адиабаты ПВ $\gamma = 2.63$. Начальные параметры газа, окружающего заряд, таковы: плотность $\rho_0 = 1.16$ кг/м³, скорость $u_0 = D = 7.3$ км/с, показатель адиабаты $\gamma = 1.4$. Давление внешней среды p_0 в начальный момент времени в расчетах изменялось от 1 до 100 бар. Изменялась также и толщина заряда.

1.2. Основные уравнения

Для описания плоских нестационарных течений невязкого нетеплопроводного газа, в рамках модели которого проводились исследования, использовалась система уравнений газовой динамики:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial(e + p)u}{\partial x} + \frac{\partial(e + p)v}{\partial y} &= 0, \\ e = \rho \left(\varepsilon + \frac{u^2 + v^2}{2} \right), \quad \varepsilon(\rho, p) &= \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}, \end{aligned} \tag{1}$$

где ρ — плотность; u, v — компоненты скорости вдоль осей x и y ; p — давление; e — полная энергия; ε — удельная внутренняя энергия. Для нахождения эффективного показателя адиабаты вместе с (1) решалось уравнение:

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\gamma)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\gamma)}{\partial y} = 0. \tag{2}$$

означающее отсутствие механизма диффузии (чистый “перенос”) отдельных компонентов смеси.

1.3. Метод решения

Для численного интегрирования системы уравнений (1), (2) была применена разностная схема (РС) А. В. Родионова [7] второго порядка точности по времени и почти всюду по пространству типа предиктор-корректор.

Используемая в работе РС является распространением схемы [7] на случай двумерных нестационарных уравнений. Данное обобщение не представляет значительной сложности, и поэтому подробное описание РС здесь опущено. Основное отличие применяемой РС от схемы [7] состоит в способе определения приращений параметров на этапе предиктора при задании кусочно-линейной интерполяции на текущем временном слое. Выбор способа

определения приращений параметров обусловлен результатами решения ряда тестовых задач. В данной работе для их определения использовался монотонизирующий алгоритм, предложенный в [8] и примененный впоследствии, например, в [2]:

$$\Delta \mathbf{f}_{x,i,j}^n = \Phi(r_{i,j})(\mathbf{f}_{i-1/2,j}^n), \quad \Delta \mathbf{f}_{y,i,j}^n = \Phi(s_{i,j})(\mathbf{f}_{i,j-1/2}^n),$$

где $\mathbf{f} = (\rho, u, v, p, \gamma)^T$, $\mathbf{f}_{i-1/2,j}^n = \mathbf{f}_{i,j}^n - \mathbf{f}_{i-1,j}^n$, $\mathbf{f}_{i,j-1/2}^n = \mathbf{f}_{i,j}^n - \mathbf{f}_{i,j-1}^n$, $r_{i,j} = \mathbf{f}_{i+1/2,j}^n / \mathbf{f}_{i-1/2,j}^n$, $s_{i,j} = \mathbf{f}_{i,j+1/2}^n / \mathbf{f}_{i,j-1/2}^n$. Здесь целыми индексами (i, j) помечены величины в центрах ячеек (средние значения). Индекс n соответствует текущему временному слою t^n . Индексы x, y обозначают координатные направления приращений параметров.

Функция $\Phi(r)$, отвечающая за наклон линейного профиля в ячейке, одновременно исполняет роль ограничителя производной и монотонизатора решения. В зависимости от вида функции $\Phi(r)$, как показано в [8], может быть построено семейство РС, имеющих второй порядок точности по пространству в областях гладкости решения, а также обладающих высокой степенью локализации газодинамических разрывов и свойством “монотонности” решения на них. В данной работе во всех расчетах в качестве функции $\Phi(r)$, применялся ограничитель Ван Лира: $\Phi(r) = (r + |r|)/(1 + |r|)$ [8].

Дальнейшее вычисление величин на новом временном слое, включая все промежуточные этапы, описано в [7].

Шаг интегрирования по времени τ выбирается в процессе счета на каждом временном слое из условий устойчивости для двумерной схемы [5]:

$$\tau = K \frac{\tau_x \cdot \tau_y}{\tau_x + \tau_y},$$

где $0 < K < 1$, τ_x, τ_y — временные интервалы, за которые волны, образующиеся в задаче о распаде разрыва, достигают грани ячейки по осям x, y соответственно.

2. Результаты расчетов

2.1. Влияние давления внешней среды p_0 на процесс кумуляции

Первый расчет проводился для внешнего давления, которое соответствует детонации при нормальных условиях ($p_0 = 1$ бар). Толщина заряда $AB = 4$ мм ($= 2$ мм). Толщина зазора между зарядом и плоскостью симметрии (FG на рис. 1) $FE = 10$ мм. Толщины зазора и заряда не менялись при изменениях давления. Расчет проводился на сетке $\Delta x = \Delta y = 0.1$ мм. Результаты расчета представлены на рис. 2, 3.

Рассмотрим изолинии показателя адиабаты γ в различные моменты времени во всей расчетной области $AOHGFE$ (рис. 2, *a*). Использование модели среды с эффективным (вычисляемым) показателем адиабаты делает возможным выделение ПВ в окружающем газе. Можно заметить, что процесс формирования кумулятивной струи протекает достаточно быстро, за 4–5 мкс. ПВ практически полностью перекрывают зазор набегающему потоку и распространяются под зарядом в направлении участка FE в виде кумулятивной струи вдоль плоскости симметрии FG . Часть ПВ, находящаяся между струей и зарядом, смешивается с набегающим потоком.

Рассмотрим изолинии плотности во время формирования кумулятивной струи (рис. 2, *б*, 3–5 мкс) и установившегося кумулятивного течения (рис. 2, *б*, 20 мкс). Показана только

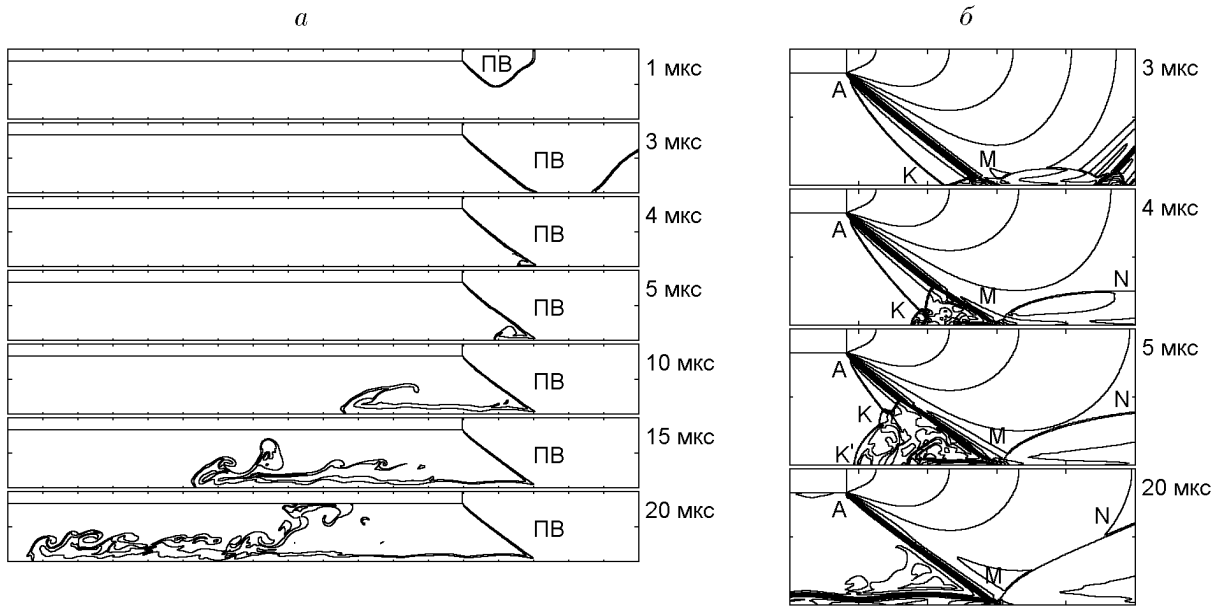


Рис. 2. Течение при $p_0 = 1$ бар: изолинии показателя адиабаты γ (а) и изолинии плотности ρ (б).

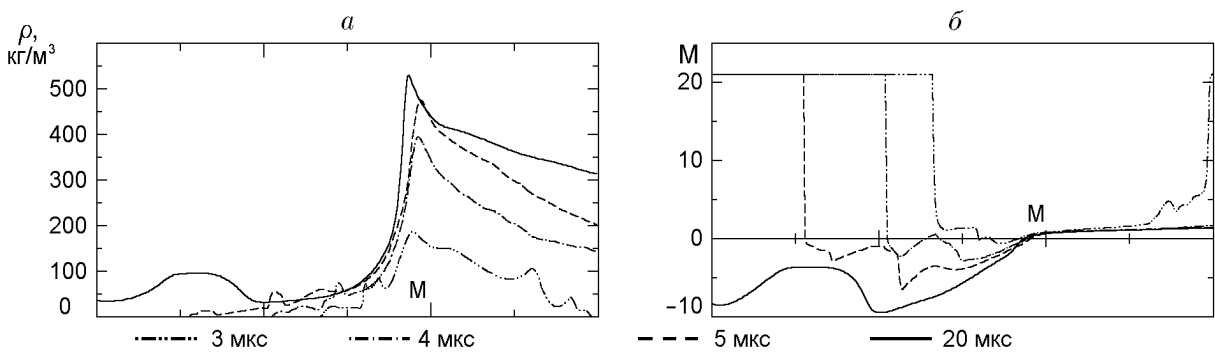


Рис. 3. Распределение параметров на плоскости симметрии при $p_0 = 1$ бар: плотность ρ (а) и число Маха M (б).

часть расчетной области $AOHGSS'$ (см. рис. 1). При истечении ПВ с фронта детонации образуется стандартная ударно-волновая конфигурация: ударная волна (рис. 2, б), контактная граница и следующая за ней волна разрежения. Процесс образования кумулятивной струи возникает в зоне взаимодействия контактной границы AM с плоскостью симметрии (рис. 2, б, 3 мкс). Далее, в пространство, ограниченное деформирующимся отраженным (точка) скачком, образованным взаимодействием “головной” ударной волны с плоскостью симметрии, и контактной границей AM , начинают поступать ПВ (рис. 2, б, 4–5 мкс) с дальнейшим распространением вдоль плоскости симметрии, против направления движения набегающего потока. Деформация отраженного скачка происходит за счет торможения набегающего потока и распространения ПВ в кумулятивной струе. В установившемся кумулятивном течении (рис. 2, б, 20 мкс) можно выделить границу кумулятивной струи, контактную границу (тангенциальный разрыв) AM и “висячий” скачок MN , разворачивающий большую часть ПВ в направлении, параллельном плоскости симметрии и противоположном кумулятивному течению.

На рис. 3 приведены графики распределения по плоскости симметрии значений плот-

ности и числа Маха. Отрицательные значения числа Маха на рис. 3, б соответствуют участкам расчетной области, где x -компонента скорости (u) меньше нуля и течение (кумулятивная струя ПВ) направлено против набегающего потока. Можно заметить, что в окрестности точки взаимодействия контактной границы с плоскостью симметрии (точка) можно наблюдать одновременный рост плотности и уменьшение числа Маха (в данном случае его модуля, рис. 3, б), поскольку именно в этой области часть более плотного потока ПВ тормозится и начинает разворачиваться против основного течения (набегающего потока).

Как следует из [3], при давлении $p_0 \approx 100$ бар и выше кумуляции ПВ не существует. Поэтому дальнейшие исследования проводились следующим образом: давление p_0 повышалось от значения при нормальных условиях (1 бар) до 100 бар, и изучались образующиеся течения.

На рис. 4 представлены результаты расчета при давлении $p_0 = 10$ бар в виде изолиний плотности и показателя адиабаты на момент времени 20 мкс. Толщина заряда и толщина зазора FE оставались постоянными. По глубине распространения ПВ под зарядом можно заметить, что кумуляция здесь замедлена по сравнению с течением при $p_0 = 1$ бар. Данное явление можно объяснить увеличением противодействия со стороны набегающего потока, связанного с повышением давления p_0 . В связи с этим изменился и угол наклона контактной границы (точка сместилась по потоку). При сравнении течений по изолиниям показателя адиабаты (см. рис. 2, а и 4, б) следует заметить, что расстояние между изолиниями при $p_0 = 10$ бар увеличено. Это говорит о том, что ПВ при развороте смешиваются с набегающим потоком.

Для изучения влияния повышения давления p_0 был выполнен расчет, результаты которого (при $p_0 = 40$ бар) представлены на рис. 5. Толщина заряда и толщина зазора FE при этом не изменялись. Показаны изолинии плотности и показателя адиабаты на момент времени 15 мкс. Здесь имеет место стационарное течение продуктов взрыва. Положение ударной волны и контактного разрыва со временем не меняется. Продукты взрыва распространяются только в направлении набегающего потока без разворота (без образования кумулятивной струи). По изолиниям показателя адиабаты видно, что в

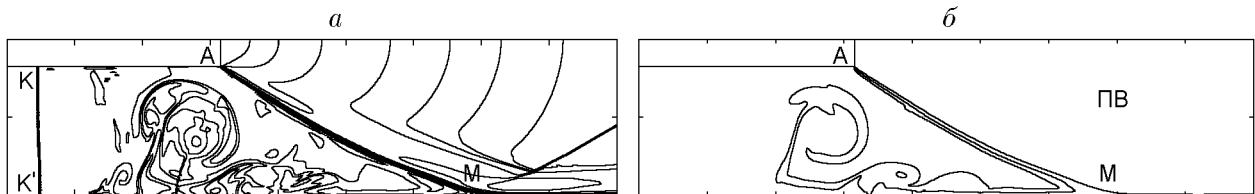


Рис. 4. Течение при $p_0 = 10$ бар: изолинии плотности ρ (а) и изолинии показателя адиабаты γ (б).

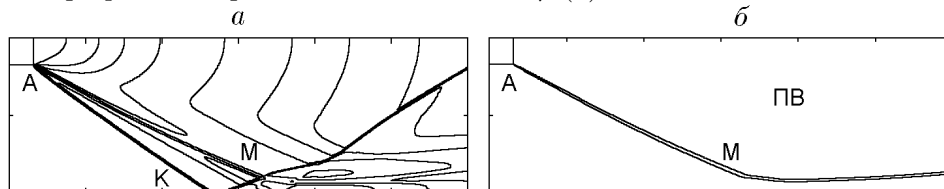


Рис. 5. Течение при $p_0 = 40$ бар: изолинии плотности ρ (а) и изолинии показателя адиабаты γ (б).

результате в установившемся течении набегающий поток проходит зону детонации вдоль плоскости симметрии, под ПВ, не смешиваясь с ними.

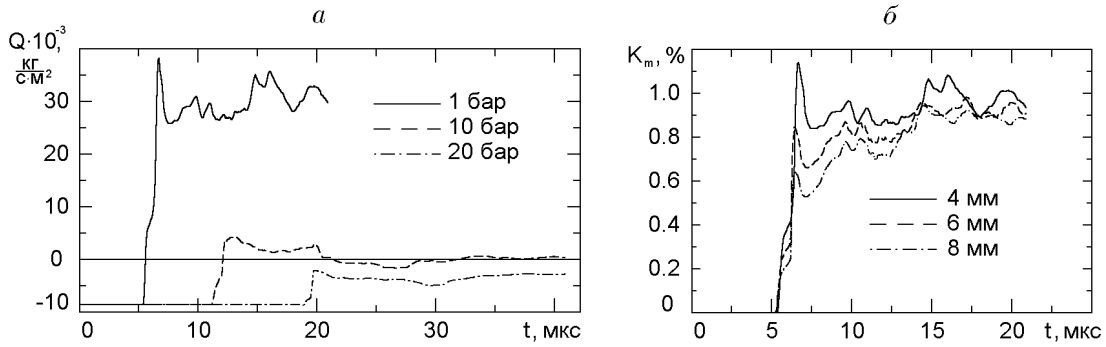


Рис. 6. Поточковые функции: $Q(t)$ (а) и $K_m(t)$ (б).

Дальнейшее увеличение давления p_0 до значения 100 бар не меняет стационарного характера течения. В зависимости от величины давления изменяется только (в меньшую сторону) угол наклона ударной волны и контактного разрыва к плоскости симметрии FG .

На рис. 6, а представлены графики массового потока газа через сечение SS' (см. рис. 1) для течений с различным давлением p_0 в зависимости от времени. Для совпадения координат значения массового потока отнесены к соответствующему давлению p_0 и представляют собой величину:

$$Q = \frac{1}{p_0} \int_0^H (\rho_S u_S) dy,$$

где ρ_S, u_S — параметры в сечении SS' , H — толщина зазора FE .

На примере графика для давления $p_0 = 1$ бар можно проследить прохождение сечения ударной волной AK ($t = 5$ мкс), кумулятивной струей с ПВ ($t = 6$ мкс). Подобные графики приведены в [6]. Таким образом, очевидно, что с повышением давления p_0 процесс кумуляции ПВ замедляется (графики смещены по времени) и подавляется набегающим потоком (значение массового потока уменьшается) с переходом в стационарное течение с отсутствием кумуляции (см. рис. 5).

2.2. Влияние толщины заряда на процесс кумуляции

Изучение влияния толщины заряда на процесс кумуляции проводилось для $p_0 = 1$ бар при постоянной величине зазора $FE = 10$ мм. Толщина заряда изменялась от 4 до 8 мм. Для вычисления доли ПВ, попадающей в кумулятивную струю, вычислялся КПД заряда K_m :

$$K_m = \frac{1}{\rho_A u_A H_{ВВ}} \int_0^H (\rho_S u_S - \rho_0 u_0) dy,$$

где ρ_S, u_S — параметры в сечении SS' (см. рис. 1), H — толщина зазора FE , $H_{ВВ}$ — толщина заряда AB . Здесь из массового потока газа через сечение SS' вычтена составляющая натекающего массового потока окружающего газа $\rho_0 \cdot u_0$, $\rho_A \cdot u_A \cdot H_{ВВ}$ — полный поток продуктов взрыва с фронта детонации.

Зависимость коэффициента K_m от времени для зарядов с различной толщиной представлена на рис. 6, б. Можно отметить, что коэффициент уменьшается непропорционально увеличению толщины заряда. Следовательно, с ростом толщины заряда, увеличением потока ПВ с фронта детонации, процесс формирования кумулятивной струи становится более интенсивным. Однако значение массового потока относительно полного потока ПВ с фронта детонации с ростом толщины заряда уменьшается.

2.3. Сравнение с физическим экспериментом

Сравнение результатов численного расчета с физическим экспериментом [4] проводилось для случая синхронной детонации двух плоских параллельных зарядов. Толщина заряда (см. рис. 1) составляла 4.5 мм, величина зазора между зарядами — 6 мм ($FE = 3$ мм). Численный расчет проводился на сетке с $\Delta x = \Delta y = 0.1$ мм.

Для сравнения определялась зависимость относительной скорости \bar{U}/D от времени, где \bar{U} — величина средней (по сечению зазора) скорости ударной волны KK' (см. рис. 2, б, 4), D — скорость детонации. На рис. 7 приведены результаты физического эксперимента [4] и численного расчета. Очевидно, что в начальный момент времени (2–3 мкс) в процессе формирования и начального развития течения кумулятивной струи ПВ скорость ПВ \bar{U} выше скорости детонации D ($\bar{U}/D > 1$). Соответствие на этом этапе результатов численного расчета физическому эксперименту свидетельствует о достаточной точности метода и правильности постановки задачи. Дальнейшее уменьшение скорости \bar{U} физического эксперимента обуславливается, согласно [4], “формированием сгустка ударно-сжатого газа, что приводит к уменьшению угла разлета ПВ” и прекращению кумуляции. Однако, из результатов численного расчета подобного уменьшения скорости \bar{U} , показывающего прекращение кумуляции, не видно. Наоборот, результаты численных расчетов при $p_0 = 1$ бар (см. также пп. 1.1, 1.2) показывают усиление кумулятивного течения и, кроме того, не наблюдается каких-либо причин к его ослаблению и тем более прекращению.

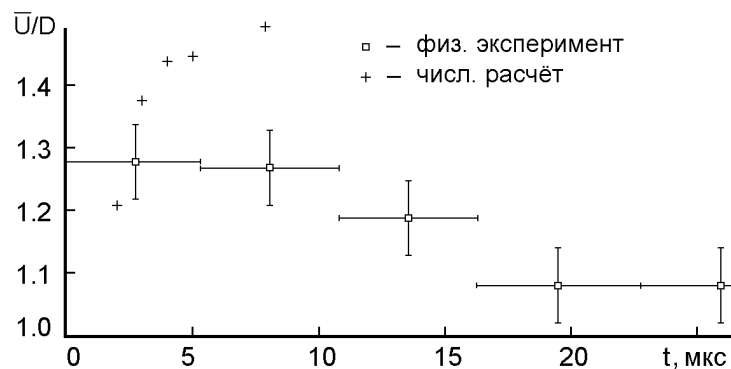


Рис. 7. Зависимость относительной скорости \bar{U}/D от времени.

Одной из причин ослабления и прекращения кумуляции в физическом эксперименте может быть взаимодействие кумулятивной струи ПВ с ВВ на участке границы (см. рис. 1). Оценка интенсивности взаимодействия газа с поверхностью заряда проводилась в [3], где показано, что поток массы уносимого ВВ с боковой плоскости заряда приводит к усилению обратного потока и, следовательно, прекращению кумулятивного течения. Поэтому наблюдаемое на рис. 7 различие между результатами численного и физического экспериментов, начиная со временного интервала от 3 мкс и далее, можно объяснить раз-

рушением ВВ кумулятивной струей ПВ, вследствие которого происходят рост давления в области контактной границы, уменьшение ее угла наклона к плоскости симметрии и прекращение кумуляции. Поскольку вычислительная модель данной работы не учитывает взаимодействие газа с боковой поверхностью заряда, причин для прекращения кумулятивного течения, подобных вышеописанной, не имеется: относительная скорость \bar{U}/D , в отличие от физического эксперимента, возрастает (см. рис. 7).

Заключение

В работе проведено численное моделирование кумулятивного течения продуктов взрыва при детонации плоских параллельных зарядов. Использовалась модель среды двух совершенных газов с эффективным показателем адиабаты. Полученные результаты показали целесообразность данного подхода при использовании модификаций схемы Годунова.

Полученные результаты позволяют сделать следующий вывод, подтверждающий гипотезу, предложенную в [3]: прекращение кумуляции в физическом эксперименте, связанное с формированием сгустка ударно-сжатого газа, возможно при наличии в кумулятивном течении продуктов взрыва, поступающих не с фронта детонации взрывчатого вещества, а с его боковой поверхности. Такой вывод можно считать здесь обоснованным, поскольку в численных расчетах, где влияние свойств продуктов взрыва учитывалось вычисляемым переменным показателем адиабаты, в данной постановке задачи прекращения кумулятивного течения не наблюдалось.

Автор выражает благодарность А. Л. Адрианову за ценные замечания, высказанные при обсуждении результатов данной работы.

Список литературы

- [1] БАУМ Ф. А., СТАНЮКОВИЧ К. П., ШЕХТЕР Б. И. *Физика взрыва*. Наука, М., 1975.
- [2] БЕЗРУКОВ А. А. Применение квазимонотонных разностных схем второго порядка аппроксимации в моделировании разрывных газодинамических течений. *Моделирование в механике*, **5(22)**, №5, 1991, 22–29.
- [3] БЫВШИХ А. И., ВАСИЛЬЕВ С. М., КИРКО В. И. Численное моделирование возникновения газовой кумуляции в зарядах взрывчатых веществ с плоскими и цилиндрическими каналами. *ТВТ*, **31**, №2, 1993, 286–291.
- [4] ВАСИЛЬЕВ С. М., КИРКО В. И., ПАК Н. И. *Газодинамическое течение при детонации заряда ВВ в плоском канале*. Препринт №491 Ф, Ин-т физики СО АН СССР, Красноярск, 1988.
- [5] ГОДУНОВ С. К., ЗАБРОДИН А. В., ИВАНОВ М. Я., КРАЙКО А. Н., ПРОКОПОВ Г. П. *Численное решение многомерных задач газовой динамики*. Наука, М., 1976.
- [6] ЛОБАНОВ В. Ф., ФАДЕЕНКО Ю. И. Кумуляция продуктов детонации полого цилиндрического заряда. *ФГФ*, №1, 1974, 119–124.
- [7] РОДИОНОВ А. В. Повышение порядка аппроксимации схемы С. К. Годунова. *ЖВМиМФ*, **27**, №12, 1987, 1853–1860.
- [8] SPEKREIJSE S. Multigrid solution of monotone second-order discretizations of hyperbolic conservation laws. *Math. Comput.*, **49**, No. 179, 1987, 135–155.
- [9] THOMPSON K. W. Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *J. Comp. Phys.*, **68**, No. 1, 1987, 1–24.

Поступила в редакцию 27 июля 1999 г.