

ВЛИЯНИЕ МЕСТОНАХОЖДЕНИЯ ТОЧКИ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ И ПОЛОЖЕНИЯ ОБЛАКА ТОПЛИВОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ НА ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯ ВЗРЫВА

В. В. Кореньков, А. С. Обухов

ФГУП «ГНПП «Базальт», 105058 Москва

На примере детонации облака стехиометрической смеси пропана с воздухом численно исследовано влияние положения точки инициирования на параметры поля взрыва. Форма облака (тороид) и соотношение его размеров в расчетах типичны для объемов топливовоздушных смесей, формируемых при авариях. При варьировании места точки инициирования в пределах сечения облака изменялось положение нижней кромки облака относительно подстилающей поверхности.

ВВЕДЕНИЕ

Формируемые при техногенных авариях облака топливовоздушных смесей (ТВС) имеют, как правило, форму факела или сплюснутого тора, образуемого веерной струей топлива, истекающего в атмосферу из поврежденного резервуара или трубопровода [1–3]. При этом наиболее опасны аварии, в которых происходит детонация сформированного заряда ТВС. Источниками возбуждения очагов детонации могут служить, например, высокоскоростные осколки разрушающихся резервуаров [4–6].

В настоящее время наиболее полно изучены параметры поля взрыва при детонации сферических объемов ТВС, инициируемых в геометрическом центре [7, 8]. Установлено, что определяющим параметром задачи является значение выделяемой энергии [9], при этом для формируемой ударной волны (УВ) с избыточным давлением $\Delta p > 0,1$ при $R/r < 6$ (R — расстояние от центра заряда, r — радиус заряда ТВС) подобия с взрывом заряда конденсированного взрывчатого вещества (ВВ) не наблюдается [10]. Для широкого спектра составов сферических зарядов ТВС получены аппроксимирующие зависимости изменения с расстоянием от центра заряда избыточного давления, импульса избыточного давления, длительности фазы сжатия [7–10] и характеристик фазы разрежения после прохождения УВ [11]. Вместе с тем отмечено [2], что использовать зависимости, полученные для сферических зарядов ТВС, при оценке параметров поля взрыва реальных (удлиненных или сплюснутых) зарядов практически невозможно. Картина взрыва реального заряда ТВС, помимо больших количе-

ственных отличий от взрыва сферического заряда, имеет ряд качественных особенностей [2], связанных с влиянием геометрии облака и места инициирования детонации. Кроме того, существенный вклад в формирование особенностей поля взрыва вносит положение облака над поверхностью земли.

В работах [2, 12] исследовано влияние формы облака ТВС, инициируемого в геометрическом центре, на параметры поля взрыва. В [13–15] для сферического облака и облака ТВС, вытянутого перпендикулярно поверхности, определено влияние удаления нижней кромки заряда от поверхности земли на параметры формируемой УВ. Ряд работ [16, 17] посвящен экспериментальному исследованию влияния формы облака и места инициирования детонации на параметры поля взрыва.

В данной работе численно исследовано влияние положения точки инициирования детонации в облаке ТВС, имеющем форму тора и расположенном над жесткой поверхностью, на основные параметры поля взрыва: избыточное давление, импульс избыточного давления, импульс в фазе разрежения, длительность фазы сжатия, импульс скоростного напора.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Основные уравнения. Основные особенности процесса детонации облака ТВС произвольной осесимметричной формы и последующего распространения УВ можно описать в рамках двумерной газодинамической модели сжимаемой среды без учета вязкости и теплопроводности [18], при этом в каждой из зон взаимодействующих веществ справедливы уравнения

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_{i=1}^2 \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) + \frac{\rho u_1}{x_1} = 0,$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^2 u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0, \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \sum_{i=1}^2 u_i \frac{\partial e}{\partial x_i} + \frac{p}{\rho} \sum_{i=1}^2 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0.$$

Здесь x_1, x_2 — радиальная и осевая координаты; ρ, p, u, e — соответственно плотность, давление, массовая скорость и внутренняя энергия единицы массы среды. Систему (1) замыкает уравнение состояния среды $p = p(\rho, e)$ для каждого из взаимодействующих веществ в области течения. Задание граничных условий в области течения и на внутренних поверхностях (если таковые имеются) вместе с заданием начальных условий полностью конкретизирует решаемую задачу.

Идентификация веществ в поле течения происходит при расчете переноса массовой концентрации каждого k -го компонента β_k :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \beta_k) + \sum_{i=1}^2 \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \beta_k) + \frac{\rho u_1 \beta_k}{x_1} = 0, \quad (2)$$

$$k = 1, \dots, N.$$

Здесь N — количество веществ, участвующих в течении, $\sum_{k=1}^N \beta_k = 1$. Прямое решение (2) для β_k еще не обеспечивает выделения контактных разрывов взаимодействующих сред, так как его разностный аналог обладает свойством диффузионного переноса комплекса $\rho \beta$. Строгое выделение контактных разрывов осуществляется на этапе вычислений при специальной разностной реализации (1), (2) за счет выполнения чисто технологических операций по контролю за порядком перетекания взаимодействующих масс.

Численный метод. Вычислительные эксперименты проводились с использованием комплекса численного моделирования КАРАТ [19, 20] в эйлеровой системе координат с выделением контактных границ методом концентраций. Метод основан на комбинации методов расщепления по геометрическим направлениям [21] и физическим процессам [22]. Его особенностями являются расчет течения по каждому из геометрических направлений с учетом

изменения давления на предыдущем полушаге при интегрировании по ортогональному направлению, а также расчет давления и внутренней энергии в смесевой ячейке, охватывающей контактные разрывы, в рамках однородного алгоритма. Все это способствовало увеличению запаса устойчивости схемы и без введения дополнительной искусственной вязкости практически устранило осцилляции в зоне покая (стационарного течения) и зоне контактных разрывов, характерные для обычных алгоритмов в схемах «частиц» [22, 23].

Выделение контактного разрыва. Основная идея способа выделения контактных разрывов и устранения счетной диффузии заключается в коррекции потоков массы на границах «смешанных» ячеек с $0 < \beta_k < 1$ [19, 24]. Для этого принято, что из смешанной ячейки в «чистую» (с одним из взаимодействующих веществ) первоначально вытекает то вещество, из которого состоит и чистая ячейка, а обмен массами между смешанными ячейками пропорционален объемным концентрациям веществ в акцепторной ячейке. При этом изменения в общем алгоритме касаются лишь расчета потоков на лагранжевом этапе [19]. Разработанный алгоритм позволяет локализовать контактные разрывы в пределах одной ячейки. Анализ концентраций в соседних смешанных ячейках дает возможность при необходимости точно визуализировать границы раздела веществ. Отсутствие каких-либо условий на локальную кривизну контактных разрывов и простота идентификации зон взаимодействия веществ позволяют рассчитывать любые эволюции разрывов вплоть до турбулентного перемешивания.

Расчет параметров в смесевой ячейке на контактных разрывах. Расчет параметров в смесевой ячейке проводится в приближении механического равновесия [25] из условия аддитивности удельного объема и внутренней энергии при равенстве скоростей и давлений компонентов смеси. В этом случае для смесевой ячейки с N компонентами

$$\frac{1}{\rho} = \sum_{k=1}^N \frac{\beta_k}{\rho_k}, \quad \frac{de_k}{dt} = \frac{p}{\rho_k^2} \frac{d\rho_k}{dt}, \quad (3)$$

$$p = p_k(\rho_k, e_k), \quad k = 1, \dots, N.$$

При известном ρ из $2N + 1$ уравнений (3) можно определить $2N + 1$ неизвестных p, ρ_k, e_k , при этом e_k определяются при параллельных итерациях с учетом условия аддитивности, в ко-

тором в качестве параметра e в (1) для ячейки в целом используется величина

$$e = \sum_{k=1}^N \beta_k e_k,$$

и тем самым в (3) заменяет одно уравнение для e_k — для наименее сжимаемого компонента. Данная процедура существенно усложняет двумерные расчеты течений с развитыми контактными границами и нарушает условия однородности вычислительного алгоритма. Указанные трудности устраняются при использовании условия равенства на шаге интегрирования скоростей изменения давлений в отдельных компонентах смеси ячейки [19, 20]:

$$\frac{dp_1}{dt} = \frac{dp_k}{dt}, \quad k = 2, \dots, N.$$

В ряде случаев это условие позволяет получить квадратурные формы интегрируемых уравнений после интегрирования на шаге по времени Δt совместно с уравнениями состояния, а также получить изменения внутренней энергии компонентов:

$$\frac{de_k}{dt} = \frac{p + q_k}{\rho_k^2} \frac{d\rho_k}{dt}, \quad k = 1, \dots, N,$$

где q_k — диссипативная добавка к давлению ($q_k > 0$ при $d\rho_k/dt > 0$). Так, для вещества в смеси, идентифицируемого уравнением состояния в форме идеального газа $p = \rho e (\gamma - 1)$, имеем

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\gamma p + q(\gamma - 1)}{\rho} \frac{d\rho}{dt}, \quad (4)$$

где γ — показатель адиабаты. За время Δt давление и плотность изменяются от p_0, ρ_0 при $\tau = t$ до p и ρ при $\tau = t + \Delta t$. Считая при этом $q = \text{const}$ в интервале времени Δt , из (4) получим

$$p = (p_0 + q(\gamma - 1)/\gamma)(\rho/\rho_0)^\gamma - q(\gamma - 1)/\gamma = p(\rho, q). \quad (5)$$

При $q = 0$ выражение (5) представляет собой изоэнтропу вещества. Для веществ с уравнением состояния в форме Ми — Грюнаузена $p = A\mu + B\mu^2 + C\mu^3 + \gamma\rho e$ имеем

$$p = p_0(\rho/\rho_0)^{\gamma+1} + A_1[(\rho/\rho_0)^{\gamma+1} - 1] + B_1(\rho/\rho_x)^2[(\rho/\rho_0)^{\gamma-1} - 1] +$$

$$+ C_1(\rho/\rho_x)^3[(\rho/\rho_0)^{\gamma-2} - 1], \quad (6)$$

$$A_1 = (A - B + 3C + \gamma q)/(\gamma + 1),$$

$$B_1 = (B - 3C)/(\gamma - 1), \quad C_1 = 2C/(\gamma - 2).$$

Здесь $\mu = \rho/\rho_x - 1$, ρ_x — плотность вещества при нормальных условиях, ρ_0 — нормальная плотность воздуха, p_0 — нормальное давление воздуха. Для большинства типов продуктов детонации конденсированного ВВ [17] $p = A\rho^n + \gamma\rho e$, при этом

$$p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma+1} - \frac{A(n-1)}{n-\gamma-1} \rho^n \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma+1-n} - 1\right] + \frac{\gamma q}{\gamma+1} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma+1} - 1\right]. \quad (7)$$

В случае изоэнтропического расширения смеси (типичная ситуация на контактных разрывах), когда для всех компонентов $q = 0$, система (3) не требует расчета e . При сжатии смеси величина e изменяется под влиянием схемной вязкости, аналогом которой в (4)–(7) является q . Величина q «распределяется» между компонентами, претерпевающими сжатие, пропорционально объемной сжимаемости:

$$\eta_k = \left(\frac{\rho_k}{\rho_{0,k}}\right) / \sum_{k=1}^N \frac{\rho_k}{\rho_{0,k}}, \quad q = \sum_{k=1}^N q_k, \quad q_k = q\eta_k. \quad (8)$$

Здесь $\rho_{0,k}$ — исходная плотность k -го вещества; если $\rho_k/\rho_{0,k} < 1$, то $\eta_k = 0$. Окончательно вместо системы (3) имеем

$$\frac{1}{\rho} = \sum_{k=1}^N \frac{\beta_k}{\rho_k}, \quad p_1(\rho_1, q_1) = p_k(\rho_k, q_k), \quad k = 2, \dots, N, \quad (9)$$

$$e = \sum_{k=1}^N \beta_k e_k(p, \rho_k).$$

В общем случае система нелинейных уравнений (8), (9) для ρ_k, q с учетом конкретного вида $p(\rho, e)$ (см. (5)–(7)) решается методом Ньютона. Если зависимости $p_k(\rho_k, q_k)$ допускают разрешение в виде $\rho_k = \rho_k(p, q_k)$, подстановка ρ_k в первое уравнение (9) позволяет свести (8), (9) к системе двух уравнений, легко решаемых любым итерационным способом. Так, для

смеси веществ с уравнением состояния в форме Ми — Грюнайзена с изоэнтропой Тэта $p = p_x + [An - p_x(n - 1)](\rho/\rho_x - 1) + (n - 1)\rho(e - e_x)$ имеем

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\beta_m}{\rho_m} + \sum_{k=1, k \neq m}^N \frac{\beta_k}{\rho_{0,k}} \times \left\{ \frac{Y(p_0, m)}{Y(p_0, k)} \left[\left(\frac{\rho_m}{\rho_{0,k}} \right)^{nm} - 1 \right] + 1 \right\}^{-1/n_m}, \quad (10)$$

$$e = \sum_{k=1}^N \beta_k e_k(p(q_k, \rho_k), \rho_k),$$

$$Y(p, i) = p - p_x + A_i - q_i(n_i - 1)/n_i.$$

Решение (10) быстро достигается при параллельных итерациях по ρ_k, q при условии, что в качестве ρ_m выбирается вещество с наибольшей объемной концентрацией в смесевой ячейке. Применение уравнений (8), (9) вместо обычно используемого (3) позволяет сохранить однородность вычислительного алгоритма для внутренней энергии во всей расчетной области течения, включая контактные разрывы, и не требует хранения дополнительных массивов информации по внутренней энергии отдельных компонентов смеси, необходимых при использовании уравнений (3).

Расчет детонации. Для достаточно больших расчетных областей (протяженностью более 30 ячеек), занятых зарядом ТВС или конденсированного ВВ, детонация рассчитывается с учетом самоустановления после возбуждения пересжатого режима в небольшой (3 ÷ 5) группе ячеек. В этом алгоритме непрореагировавший объем ТВС (конденсированное ВВ) сжимается в УВ в рамках общего алгоритма контактирующим объемом продуктов детонации (ПД) до плотности Чепмена — Жуге. По достижению в ячейке плотности Чепмена — Жуге происходит переход от уравнения состояния инертного ТВС (конденсированное ВВ) к уравнению состояния ПД, при этом предварительно по изоэнтропе ПД рассчитывается давление, а по уравнению состояния ПД — новое значение внутренней энергии, содержащее «выделившуюся» энергию взрыва. Соответствие получающейся счетной скорости детонации ее физическому значению достигается подбором коэффициентов в уравнении состояния инертной фазы ТВС (конденсированное ВВ).

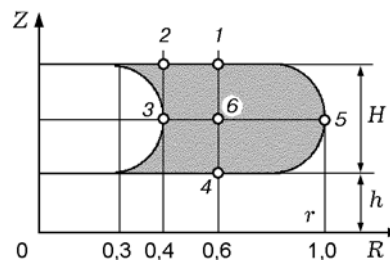


Рис. 1. Схема поперечного сечения облака ТВС:

1-6 — точки инициирования детонации; r — радиус облака, h — расстояние от нижней кромки облака до подстилающей поверхности, H — толщина облака

Если по одному из направлений размер зоны, содержащей ТВС (конденсированное ВВ), менее пяти ячеек, изложенный алгоритм не обеспечивает условий для расчета нормальной детонации. В этих случаях принимается, что детонация распространяется по заряду с известной скоростью из заданного центра инициирования и условием «взрыва» ячейки является переход ее середины задаваемым фронтом детонационной волны.

Расчеты по обоим алгоритмам удовлетворительно сходятся к автомодельным решениям для детонационной волны при числе расчетных ячеек более десяти.

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Исследуемое облако представляет собой стехиометрическую смесь пропана с воздухом [3]. На рис. 1 приведена схема поперечного сечения облака ТВС и мест расположения в нем точек инициирования детонации. С учетом осевой симметрии показана половина сечения, при этом инициирование заряда в указанных точках эквивалентно инициированию по окружностям. Влияние положения точки инициирования детонации исследовалось при вариациях положения нижней кромки облака относительно подстилающей поверхности в диапазоне $0 < h < 1,5H$, где H — толщина облака. Все расчеты проведены на разностной сетке размером 150×150 ячеек.

На рис. 2, 3 приведены последовательно по времени отдельные «кадры» картины развития взрыва при детонации зарядов ТВС, расположенных на высотах $h = H$ ($h/r = 0,4$) и $h = 0,75H$ ($h/r = 0,3$) и инициируемых соответственно в точках 2 и 5. Поле взрыва

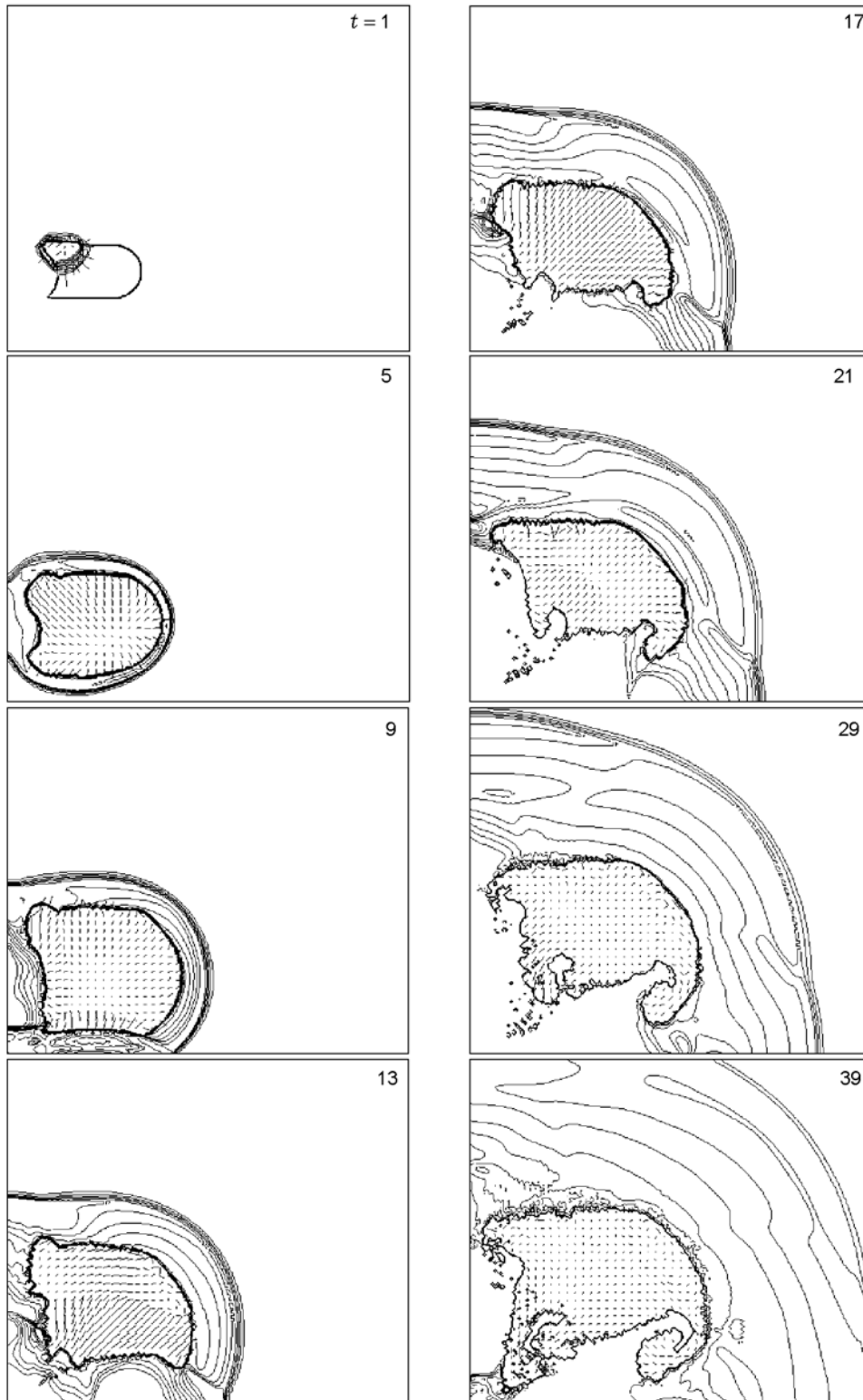


Рис. 2. Развитие взрыва облака ТВС, расположенного на высоте $h = 0,4$ над подстилающей поверхностью и инициируемого в точке 2:
карты изобар и векторных полей (в зоне продуктов детонации) в последовательные моменты времени;
 $h = H$

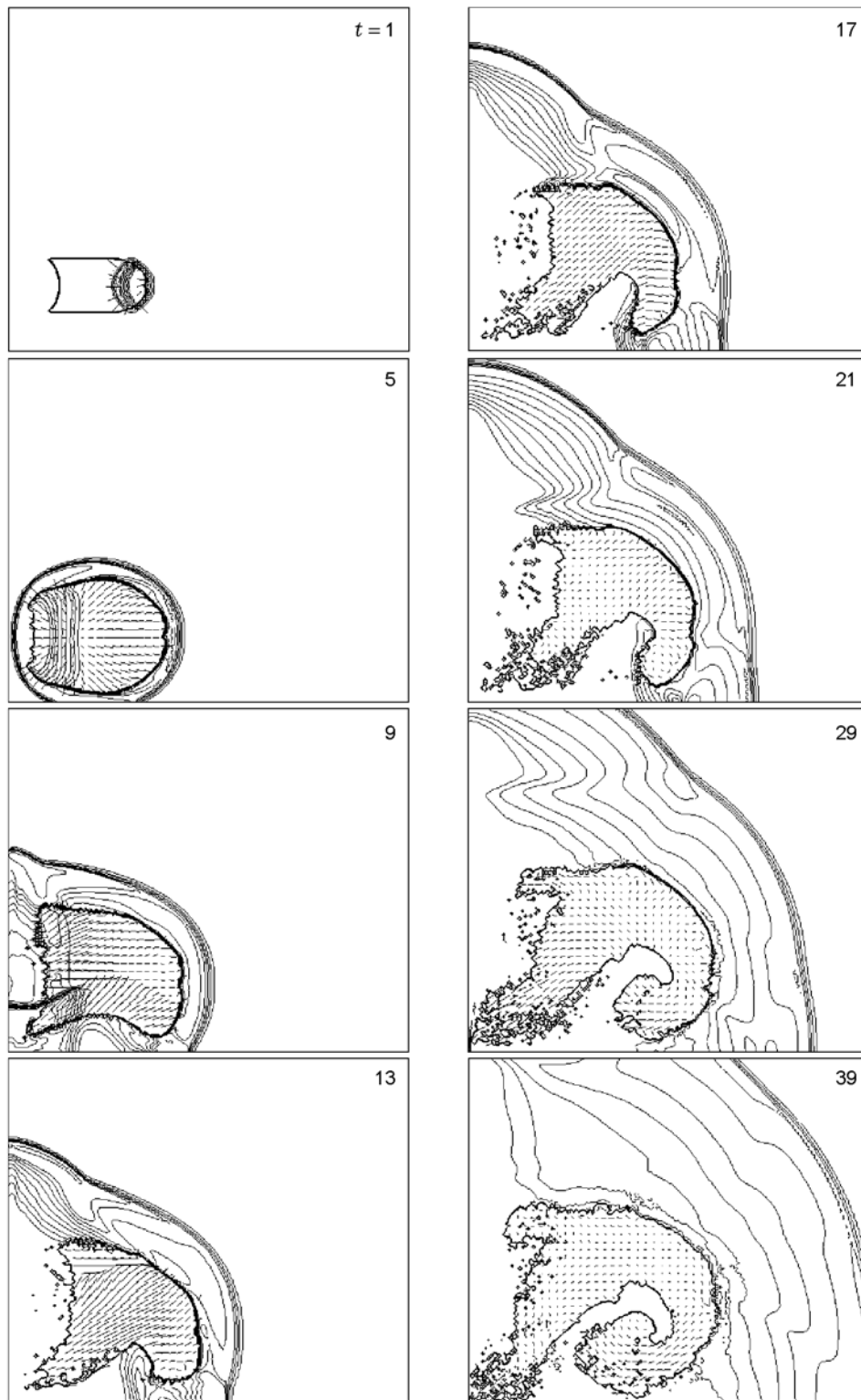


Рис. 3. Развитие взрыва облака ТВС, расположенного на высоте $h = 0,3$ над подстилающей поверхностью и инициируемого в точке 5: карты изобар и векторных полей (в зоне продуктов детонации) в последовательные моменты времени; $h = 0,75H$

очерчено изобарами, а место продуктов детонации выделено сеткой векторов поля скоростей. Цифры на кадрах соответствуют времени от начала детонации (в единицах времени достижения состояния, приведенного на кадре $t = 1$). Все результаты расчетов приведены в безразмерных величинах относительно масштабов: r — длина (радиус облака ТВС); p_0 — давление (нормальное давление в воздухе); $t_m = r/(p_0/\rho_0)^{1/2}$ — время; $I = p_0 t_m$ — импульс. Первым кадрам на рис. 2, 3 соответствует момент времени $t/t_m = 0,031$.

На рис. 4 показаны изменения с расстоянием от центра облака следующих параметров поля взрыва на подстилающей поверхности: избыточного давления Δp ; импульса избыточного давления I_+ ; импульса в фазе разряжения I_- ; импульса скоростного напора $I_u = 0,5 \int \rho u^2 dt$; длительности фазы сжатия τ — при вариации положения точки инициирования (указаны цифрами у кривых) и высоты расположения заряда над подстилающей поверхностью, характеризующего параметром $h = 0,3$.

На рис. 5 приведены изменения Δp , I_+ , I_- , I_u и τ для облака ТВС, инициируемого в точке 2 в диапазоне $0 < h < 0,6$. Так как взрыв сопровождается множественным волновым нагружением подстилающей поверхности в ближней зоне взрыва ($R < 3$), под I_- и I_u на рис. 4, 5 понимаются их значения к моменту достижения воздушной УВ расстояния $R = 4$.

Общими процессами в развивающемся поле взрыва для облака данной конфигурации при любом положении точки инициирования являются отражение воздушной УВ от подстилающей поверхности, приводящее к образованию волны Маха, образование осевого струйного течения при схождении к центру симметрии детонационной и воздушной УВ, а также формирование вихревого течения в зоне ПД. Особенности течения обусловлены, в первую очередь, интенсивностью протекающих процессов. Так, при инициировании облака ТВС по периферии (точка 5) интенсивность осевого течения максимальна (см. рис. 3, $t > 9$), при этом торможение части струи, направленной к поверхности ($t = 9 \div 13$), обеспечивает максимум I_+ вблизи оси симметрии даже при наименьших значениях τ , а последующее интенсивное разрежение, вызванное движением ядра струи вверх ($t = 13 \div 21$), делает максимальным импульс I_- (см. рис. 4).

Отдельный вклад в перераспределение по-

токов энергии взрыва вносит искривление в зоне ПД отраженной от подстилающей поверхности УВ. Ускоренное распространение УВ в нагретых ПД ($t = 9 \div 13$) способствует повороту потока в радиальных направлениях как к оси заряда, так и за его пределы, что усиливает асимметрию течения. К моменту времени $t \approx 23 \div 25$ в зоне ПД формируется устойчивая зона разрежения, приводящая к «подсосу» продуктов взрыва к оси симметрии.

Для каждого из положений точки инициирования детонации характерны свои особенности (см. рис. 4), наиболее ярко проявляющиеся при $0 < R < 2$. Наименьшая (в среднем) интенсивность параметров поля взрыва на подстилающей поверхности достигается при инициировании облака ТВС на его нижней поверхности (точка 4), а максимальная — при инициировании облака ТВС на его верхней кромке со стороны внутренней полости (точка 2) и в середине внешней границы облака (точка 5), несмотря на то, что на краю облака реализуется наименьшее избыточное давление, генерируемое уходящей к центру детонационной волной. Иницирование детонации в точке 5 обеспечивает превосходство над другими вариантами при $R < 1$ и $R > 1,5 \div 2$, а инициирование в точке 2 — при $1 < R < 1,5 \div 2$.

При постоянном значении h изменение места инициирования приводит к различиям избыточного давления от $3 \div 7$ раз на границе облака ($R = 1$) до $1,2 \div 1,4$ раза на удалении $R \approx 2,5 \div 3$, при этом на промежуточных удалениях ($R = 1,8 \div 2$) при $\Delta p \approx 3 \div 1,6$ различие не превышает 10 %.

Изменения импульсов при постоянном значении h в целом качественно повторяют изменения, характерные для избыточного давления, но при уменьшенных примерно в два раза относительных величинах вариаций.

При одинаковом месте инициирования облака ТВС максимальные значения интенсивности поля взрыва, оцениваемые по избыточному давлению и импульсу избыточного давления, достигаются на разных высотах расположения облака над поверхностью. С увеличением расстояния от нижней кромки облака до поверхности избыточное давление и импульс возрастают, при этом импульс увеличивается в среднем на 15 % и достигает максимума при $h = 0,2 \div 0,25$. Увеличение расстояния до $h = 0,3 \div 0,4$ сопровождается дальнейшим ростом избыточного давления, превышающего

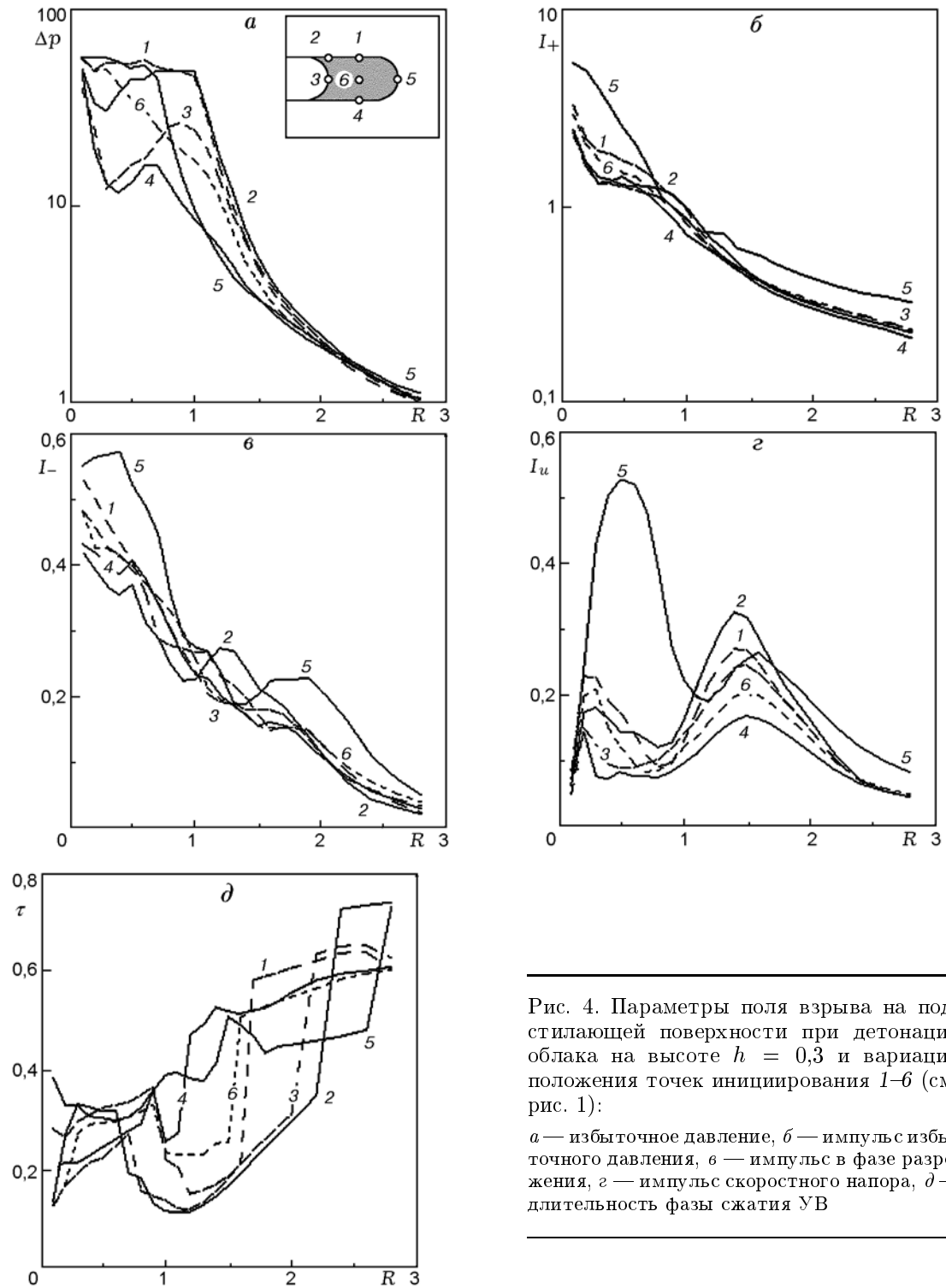


Рис. 4. Параметры поля взрыва на подстилающей поверхности при детонации облака на высоте $h = 0,3$ и вариации положения точек инициирования 1-6 (см. рис. 1):

a — избыточное давление, *б* — импульс избыточного давления, *в* — импульс в фазе разрежения, *г* — импульс скоростного напора, *д* — длительность фазы сжатия УВ

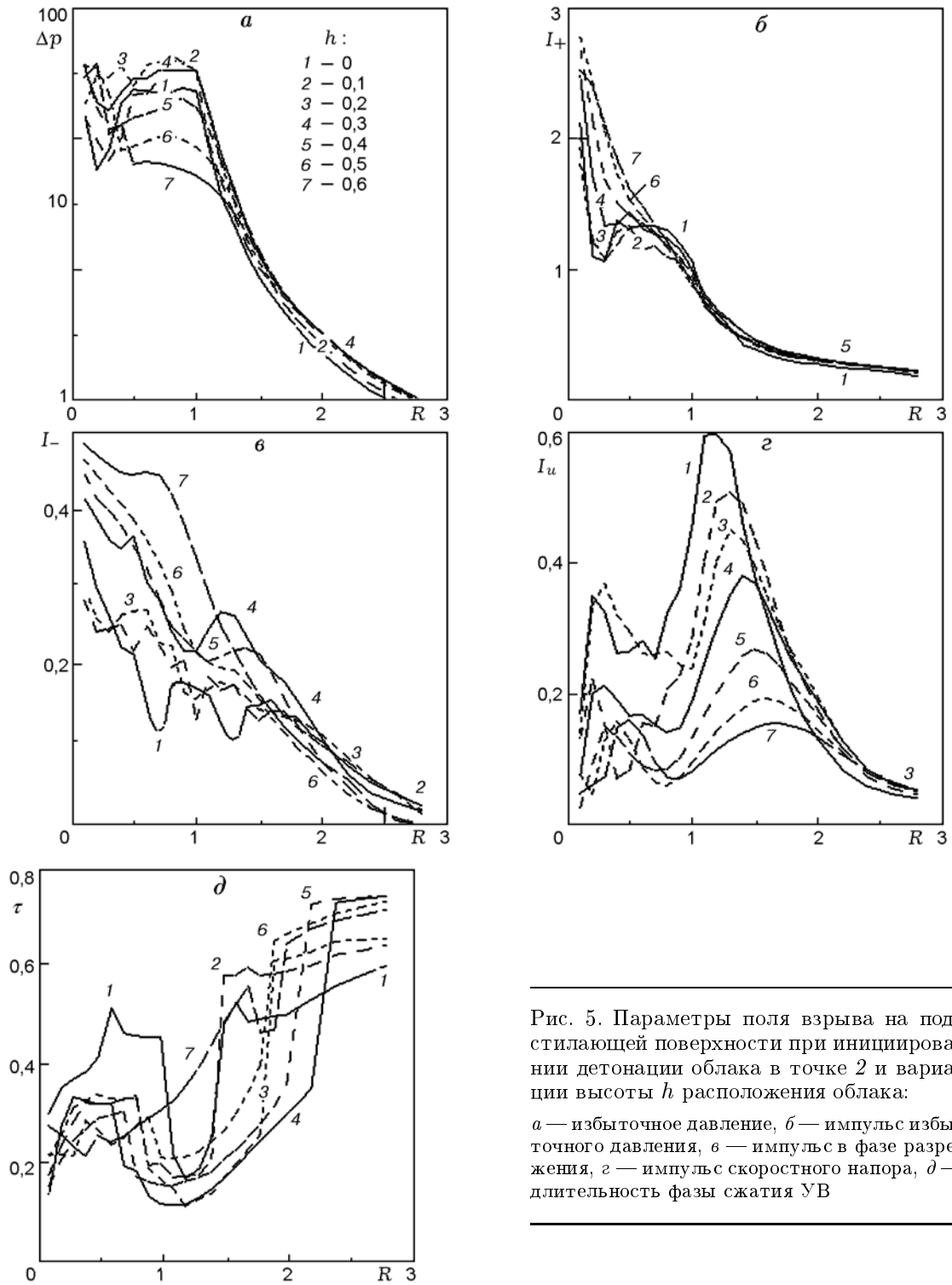


Рис. 5. Параметры поля взрыва на подстигающей поверхности при инициировании детонации облака в точке 2 и вариации высоты h расположения облака:

a — избыточное давление, *б* — импульс избыточного давления, *в* — импульс в фазе разрежения, *г* — импульс скоростного напора, *д* — длительность фазы сжатия УВ

давление при наземном взрыве на $40 \div 45$ %, при этом импульс давления остается практически постоянным, а затем снижается до уровня, характерного для наземного взрыва. Максимальные значения импульса скоростного напора монотонно уменьшаются с ростом h и смещаются от положения вблизи границы облака при наземном взрыве до удалений $R \approx 1,7$ при $h = 0,6$. В интервале расстояний $1,2 < R < 1,7$ абсолютные значения I_u и I_+ близки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Положение точки инициирования в сочетании с высотой расположения облака ТВС определяет различные волновые режимы в поле взрыва. Изменяются количество и интенсивность вторичных волн, вызванных отражением первой ударной волны от поверхности и оси симметрии в сочетании с последующим их преломлением в зоне продуктов детонации.

Полученные данные свидетельствуют о значительных качественных и количественных изменениях поля взрыва облака ТВС с произвольным местом возникновения детонации в сравнении со взрывом сплошного дискообразного облака, инициируемого в центре симметрии.

Уровень изменения основных параметров поля взрыва в ближней зоне при неопределенном положении точки инициирования детонации делает бессмысленным в этом случае прогноз воздействия взрыва на окружающие объекты на основе оценок энергетики заряда, даже если при этом привлекается информация о геометрических размерах формируемых объемов ТВС. Основным инструментом прогноза последствий случайных взрывов в ближней зоне их действия может служить вычислительный эксперимент.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Бесчастнов М. В.** Промышленные взрывы. Оценка и предупреждение. М.: Химия, 1991.
2. **Взрывные явления.** Оценка и последствия / У. Бейкер, П. Кокс, П. Уэстайн и др. М.: Мир, 1986. Т. 1.
3. **Аварии и катастрофы.** Предупреждение и ликвидация последствий: Учеб. пособие. В 3 книгах. Кн. 1 / Под ред. К. Е. Кочеткова, В. А. Котляревского и А. В. Забегаева. М.: Изд-во АСВ, 1995.
4. **Васильев А. А.** Основные результаты исследований детонационного горения газовых смесей, возбуждаемого быстролетящим телом // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 5. С. 85–102.
5. **Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Бартенев А. М.** К расчету разрыва реакционного сосуда высокого давления // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 4. С. 114–123.
6. **Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчийн М. Е.** Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 109–131.
7. **Когарко С. М., Адушкин В. В., Лямин А. Г.** Исследование сферической детонации газовых смесей // Науч.-техн. проблемы горения и взрыва. 1965. № 2. С. 22–34.
8. **Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А.** О моделировании волн давления, образующихся при детонации и горении газовых смесей // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 2. С. 90–97.
9. **Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Михалкин В. Н., Шаргатов В. А.** Расчет параметров ударных волн при детонации горючих газобразных смесей переменного состава // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 3. С. 92–97.
10. **Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А.** Моделирование отраженных волн при детонации сферических объемов газовых смесей // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 3. С. 82–85.
11. **Гельфанд Б. Е., Борисов А. А., Цыганов С. А.** Моделирование волн разряжения при детонации газовых смесей // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 1. С. 136–139.
12. **Охитин В. Н., Селиванов В. В.** Математическое моделирование случайных газовых взрывов // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 6. С. 155–165.
13. **Гостинцев Ю. А., Губин С. А., Сумской С. И., Шаргатов В. А.** Численное моделирование детонации затопленной водородно-воздушной струи // Детонация: Материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву / Под ред. А. Н. Дремина. Черногоровка: ОИХФ АН СССР, 1989. С. 59–62.
14. **Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Губин С. А. и др.** Детонация топливно-воздушных смесей над поверхностью земли // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 2. С. 124–126.
15. **Герасимов Б. П., Левин В. ., Рождественская Т. И., Семушин С. А.** Взрыв цилиндрического заряда над твердой поверхностью // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 6. С. 131–134.
16. **Федотов В. Н., Быстров С. А., Горев В. А., Тимофеев В. А.** Влияние геометрической формы взрывающегося облака и места инициирования горения на параметры взрывной волны // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 5. С. 132–140.

17. **Афанасьев А. А., Бабков И. Б., Григорьев М. И., Цыганков Ю. В.** Экспериментальное исследование детонации протяженных зарядов горючих смесей // Детонация: Материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву / Под ред. А. Н. Дремина. Черногоровка: ОИХФ АН СССР, 1989. С. 50–52.
18. **Физика взрыва** / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, Р. П. Челышев, Б. И. Шехтер. М.: Наука, 1975.
19. **Кореньков В. В.** Двумерные нестационарные течения сжимаемых жидких сред с подвижными границами. Постановка задачи и алгоритм численного решения / МВТУ им. Н. Э. Баумана. М., 1986. Деп. в ВИНТИ 25.07.86, № 5442–В86.
20. **Кореньков В. В.** К вопросу о численном моделировании газодинамических течений с произвольными нестационарными контактными границами // Материалы IV Всесоюз. совещания по детонации. Черногоровка: ОИХФ АН СССР, 1988. Т. 2. С. 234–238.
21. **Багриновский К. А., Годунов С. К.** Разностные схемы для многомерных задач // Докл. АН СССР. 1957. Т. 115, № 3. С. 431–433.
22. **Jentry R. A., Martin R. E., Daly V. J.** An Eulerian differencing method for unsteady compressible flow problems // J. Comput. Phys. 1966. V. 1, N 1. P. 87–118.
23. **Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.** Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
24. **Бахрах С. М., Глаголева Ю. П., Самигулин М. С. и др.** Расчет газодинамических течений на основе метода концентраций // Докл. АН СССР. 1981. Т. 257, № 3. С. 566–569.
25. **Нигматулин Р. И.** Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.

Поступила в редакцию 22/IX 2000 г.