

Р и с. 4

на рис. 4. Результаты численных расчетов дают меньшие значения скоростей роста, чем соотношения (6) — (8). Это говорит о существовании поперечных перетоков за фронтом вытеснения, уменьшающих неоднородность расхода вытесняющей жидкости, формируемую растущим языком.

Таким образом, в результате численных расчетов показано, что в нелинейной стадии развития возмущений скорость роста амплитуд языков постоянна, не зависит от ширины языка и определяется величиной отношения подвижностей на фронте вытеснения. Получены данные по скоростям роста изосат различных насыщенностей вытесняющей жидкости при разных отношениях вязкостей μ . Предложено приближенное соотношение для определения скорости роста амплитуд языка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Saffman P. G., Taylor G. The penetration of a fluid into a porous medium or Hele — Show cell containing a more viscous liquid // Proc. Roy. Soc. Ser. A.— 1958.— V. 245.
2. Рыжик В. М., Кисленко Б. Е. Исследование устойчивости продвижения границы раздела воды и нефти в пористой среде // Физико-геологические факторы при разработке нефтяных и нефтегазоконденсатных месторождений.— М.: Недра, 1969.
3. Ентов В. М., Таранчук В. Б. Численное моделирование процесса неустойчивого вытеснения нефти водой // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1979.— № 5.
4. Индельман П. В., Кац Р. М., Швидлер М. И. Численное моделирование процессов неустойчивого фильтрационного вытеснения // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1979.— № 2.
5. Кац Р. М., Таранчук В. Б. Обзор работ по исследованию устойчивости фильтрационных течений // Динамика многофазных сред.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1981.
6. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа.— М.: Недра, 1972.
7. Азиз Х., Сеттари Э. Математическое моделирование пластовых систем.— М.: Недра, 1982.

Поступила 9/VI 1987 г.,
в окончательном варианте — 8/XII 1987 г.

УДК 532.528 + 539.375

ДИНАМИКА ВЗРЫВНОГО НАГРУЖЕНИЯ КОНЕЧНОГО ОБЪЕМА ПЛОТНОЙ ДВУХФАЗНОЙ СМЕСИ

И. Г. Гетц, В. К. Кедринский

(Новосибирск)

Работа посвящена проблеме разрушения конечного сферического объема жидкости при взрывной нагрузке, сосредоточенной в его центре. Часто предполагается [1], что такого рода процесс в жидкостях идентичен явлениям, протекающим в твердых телах, с точки зрения их конечного эффекта — образования откольных слоев вблизи свободной поверхности при отражении от нее сильной ударной волны (УВ). При этом по аналогии вводится понятие критических растягивающих напряжений, которые допускаются средой и превышение которых приводит к формированию, например, в случае плоских ударных волн плоских поверхностей разрыва. В [2] на основе анализа работ по исследованиям критических напряжений показано, что отличающиеся часто на порядки экспериментальные данные могут быть объяснены характером нагружения, если жидкость, всегда содержащую микронеоднородности в виде микропузырьков свободного газа, рассматривать как двухфазную среду и применить к ней соответствующую математическую модель. Но такого подхода, как отмечено в [3], недостаточно, чтобы описать процесс разрушения. Там же показано, что за фронтом распространяющейся волны разрежения интенсивно развивается пузырьковая кавитация. Это своего рода объемное кавитационное вскипание охватывает значительную часть жидкости, среда становится оптически непрозрачной и, как видно из расчетов, не сохраняет практически никаких растягивающих напряжений, которые

релаксируют за времена порядка 1 мкс. Тем не менее возможны случаи, когда в объеме кавитирующей жидкости создаются условия, приводящие к возникновению откольных явлений [3]. Явная кавитационная (пенообразная) структура этих слоев только подчеркивает неопределенность механизма их формирования.

Основные черты процесса разрушения конечного объема жидкости со свободной поверхностью при взрывном нагружении можно описать следующим образом. Отражение сильной УВ от свободной поверхности приводит к формированию волны разгрузки, за фронтом которой наблюдается интенсивное развитие пузырьковой кавитации на ядрах, роль которых играют микронеоднородности: их плотность имеет порядок $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$ [4], т. е. процесс зарождения повреждений, характерный для динамики хрупкого разрушения [5, 6], в жидкости отсутствует в силу особенностей ее исходной структуры. Неограниченное развитие кавитационных пузырьков приводит к образованию в «кипящей» жидкости пенной структуры [7]. Последняя в процессе инерционного расширения трансформируется в конечном итоге в газокпельную структуру. Естественно, в каждом конкретном случае длительность той или иной стадии процесса разрушения может быть различна и существенно зависит от динамики нагружения. Тем не менее, основываясь на уже известных экспериментальных и численных исследованиях (например, [2, 5, 8]), можно отметить такие характерные времена процесса: порядка микросекунд — релаксация растягивающих напряжений, десятки микросекунд — развитие плотной зоны кавитации (кавитационного кластера), сотни микросекунд — формирование пенной структуры, порядка миллисекунд — ее развал на жидкие фрагменты.

В настоящей статье излагаются результаты численного анализа конечной стадии процесса взрывного разрушения сферического слоя жидкости начиная с некоторого промежуточного момента. Предполагается, что кавитационное разрушение физически произошло: среда представляет собой плотную упаковку упругих сферических жидких капелек. Считается, что при взаимодействии капли не сливаются.

Постановка задачи и математическая модель. Сферический заряд взрывчатого вещества (ВВ) с плотностью ρ_0 и радиусом r_1 окружен оболочкой с внешним радиусом r_2 , которая представляет собой двухфазную смесь частицы — воздух с объемной долей дисперсной фазы 74 %, равной концентрации плотной упаковки шаров. Детонация заряда ВВ моделируется мгновенным взрывом при постоянном объеме с некоторым средним значением давления в продуктах детонации, имеющих ту же плотность ρ_0 .

Сферически-симметричное движение такой двухфазной смеси можно описать с помощью уравнений механики гетерогенных сред [9]:

$$\begin{aligned}
 (1) \quad & \frac{\partial}{\partial t} \rho_1 + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_1 u_1) = 0, \\
 & \frac{\partial}{\partial t} \rho_2 + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_2 u_2) = 0, \\
 & \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 u_1) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_1 u_1^2) + \alpha_1 \frac{\partial}{\partial r} p_2 + \frac{\partial}{\partial r} \alpha_1 (p_1 - p_2) = -f, \\
 & \frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 u_2) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_2 u_2^2) + \alpha_2 \frac{\partial}{\partial r} p_2 = f, \\
 & \frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 e_2) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_2 e_2 u_2) = \frac{\alpha_2 p_2}{\rho_2^0} \left(\frac{\partial}{\partial t} \rho_2^0 + u_2 \frac{\partial}{\partial r} \rho_2^0 \right), \\
 & \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_1 u_1 E_1 + r^2 \rho_2 u_2 E_2) + \\
 & + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 (\alpha_1 u_1 p_1 + \alpha_2 u_2 p_2)) = 0, \quad \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i \quad (i = 1, 2), \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1, \\
 & f = 0,75 \alpha_2 \rho_1^0 C_d |u_1 - u_2| (u_1 - u_2) / d,
 \end{aligned}$$

$$C_d = \begin{cases} C_1 = 24/\text{Re} + 4,4/\text{Re}^{0,5} + 0,42, & \alpha_2 \leq 0,08, \\ C_2 = \frac{4}{3\alpha_1} \left(1,75 + \frac{150\alpha_2}{\alpha_1 \text{Re}} \right), & \alpha_2 \geq 0,45, \\ \frac{(\alpha_2 - 0,08)C_2 + (0,45 - \alpha_2)C_1}{0,37}, & 0,08 < \alpha_2 < 0,45, \end{cases}$$

$$\text{Re} = \frac{\rho_1^0 |u_1 - u_2| d}{\mu_1},$$

$$p_1 = F(\rho_1^0, e_1, r) = \begin{cases} (\gamma - i) \rho_1^0 e_1, & r > r_d, \\ F_d(\rho_1^0, e_1), & r < r_d, \end{cases}$$

$$p_2 = p_T ((\rho_2^0)^{7,15} - 1).$$

Здесь $\rho_i, \rho_i^0, \alpha_i, u_i, p_i, E_i, \varepsilon_i$ — средняя и истинные плотности, объемная концентрация, скорость, давление, полная и внутренняя энергия i -й фазы ($i = 1$ — газ, $i = 2$ — дисперсная фаза); d — диаметр частиц; μ_1 — вязкость воздуха; γ — показатель адиабаты воздуха; r_d — граница продуктов детонации; $F_d(\rho_1^0, e_1)$ определяет состояние продуктов детонации [10]. Формулы для вычисления коэффициента сопротивления C_d взяты из [11].

Для замыкания этой системы необходимо ввести условие совместного деформирования фаз, с помощью которого можно было бы определить, например, α_2 . Примем следующие предположения:

1) если $\alpha_2 \leq 0,74$, то частицы имеют сферическую форму и радиус их определяется из условия равенства давлений $p_2 = p_1$ при неизменной массе частицы;

2) при $\alpha_2 > 0,74$ учитывается деформация частиц, так что: а) частицы уложены в вершинах правильных тетраэдров, б) вне точек соприкосновения они имеют сферическую форму, а радиус определяется, как в п. 1, без учета деформаций, в) поверхность соприкосновения двух частиц плоская.

Используя эти условия, можно написать неявную формулу $\alpha_2 = G(\alpha_2, \rho_1, e_1, \rho_2, r)$, где

$$G(\alpha_2, \rho_1, e_1, \rho_2, r) = \begin{cases} \rho_2/\rho_2^*, & \rho_2/\rho_2^* \leq 0,74, \\ \rho_2/\rho_2^* \left(9 \left(\frac{0,74\rho_2^*}{\rho_2} \right)^{1/3} - 3 \frac{0,74\rho_2^*}{\rho_2} - 5 \right), & \rho_2/\rho_2^* > 0,74, \end{cases}$$

$$\rho_2^* = (F(\rho_1^*, e_1, r)/p_T + 1)^{1/7,15}, \quad \rho_2/\rho_2^* > 0,74, \quad \rho_1^* = \rho_1/(1 - \alpha_2).$$

Вторая формула в определении G справедлива при $\rho_2/\rho_2^* \leq 1,13$, что и контролировалось в ходе вычислительных экспериментов.

Численные расчеты проводились по методу крупных частиц с отслеживанием границ двухфазной области и границы между продуктами детонации и воздухом [12]. В силу большой скоростной неравновесности фаз для достижения устойчивости счета правая часть в уравнениях импульсов, зависящая от квадрата разности скоростей фаз, аппроксимировалась следующим образом: один множитель брался с нижнего (по времени) слоя разностной сетки, другой — с верхнего.

В качестве конкретного ВВ взят гексоген с плотностью $\rho_0 = 1,65$ г/см³ и калорийностью 1,32 ккал/г. Таким образом, начальные условия для системы дифференциальных уравнений (1) имеют вид при $r < r_d = r_1 = 0,3$ см $\alpha_2 = 0$, $\rho_1 = 1,65$ г/см³, $u_1 = 0$, $e_1 = 5526$ Дж/г при $r_1 < r < r_2 = 1,5$ см $\alpha_2 = 0,74$, $\rho_2^0 = 1$ г/см³, $u_2 = 0$, $e_2 = 0$, $\rho_1^0 = 0,001$ г/см³, $u_1 = 0$, $e_1 = 250$ Дж/г; при $r_2 < r$ $\alpha_2 = 0$, $\rho_1 = 0,001$ г/см³, $u_1 = 0$, $e_1 = 250$ Дж/г. Расчеты проделаны для трех сортов частиц ($d = 1, 6, 60$ мкм).

Результаты. Анализ численных исследований показал, что можно выделить три стадии развития процесса. Во-первых, распад разрыва на

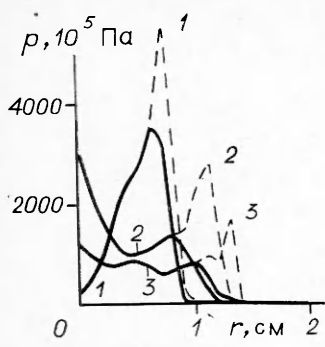


Рис. 1



Рис. 2

внутренней границе двухфазной области приводит к возникновению УВ в газовой фазе и волны разрежения в продуктах детонации. При этом перед УВ формируется область сжатия в дисперсной фазе с объемной концентрацией более 74 %, с давлением, превышающим давление газовой фазы, и четко выраженным перепадом давления на переднем фронте. На рис. 1 для моментов времени 3, 6, 9 мкс (линии 1—3) представлены данные по распределению давлений в газовой и дисперсной (штриховые линии) фазах. В результате прохождения этой УВ по частицам дисперсная фаза приобретает большую скорость, нежели газ, и поэтому граница продуктов детонации отстает от внутренней кромки двухфазного облака. После выхода УВ в частицах на внешнюю границу дисперсной зоны в воздухе формируется отошедшая УВ, а в двухфазной области — волна разрежения, которая вместе с дивергенцией, обусловленной сферической симметрией потока, приводит к быстрому падению объемной концентрации частиц ниже уровня плотной упаковки: на рис. 2 показано распределение концентрации дисперсной фазы по толщине слоя для двух моментов времени ($t = 0$ и 20 мкс — сплошная линия). Перечисленные процессы заканчиваются в наших расчетах к 15 мкс. На этом этапе диаметр частиц (в рассматриваемых пределах) очень слабо влияет на давление и массовую скорость обоих компонентов.

На второй стадии газовая фаза начинает передавать свою кинетическую энергию дисперсной фазе (штриховые линии на рис. 3 соответствуют скорости частиц, данные приведены для частиц с $d = 6$ мкм и двух моментов времени: 20 и 100 мкс (профили 1, 2)). Поскольку сила сопротивления обратно пропорциональна диаметру включений, мелкие частицы приобретают большую скорость и опережают более крупные. При этом поведение границы продуктов детонации на данной стадии зависит от диаметра частиц: для $d = 1$ и 6 мкм она несколько отстает от внутренней кромки гетерогенной зоны, а для $d = 60$ мкм слегка углубляется в двухфазный слой.

Заканчивается второй этап к 60—70 мкс, когда давление за двухфазным облаком становится равным атмосферному. Частицы в зависимости от диаметра начинают тормозиться в большей или меньшей степени, увлекая за собой газ (рис. 3). При этом дисперсные облака с диаметром частиц

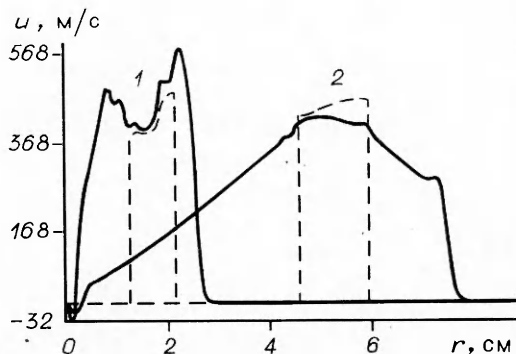
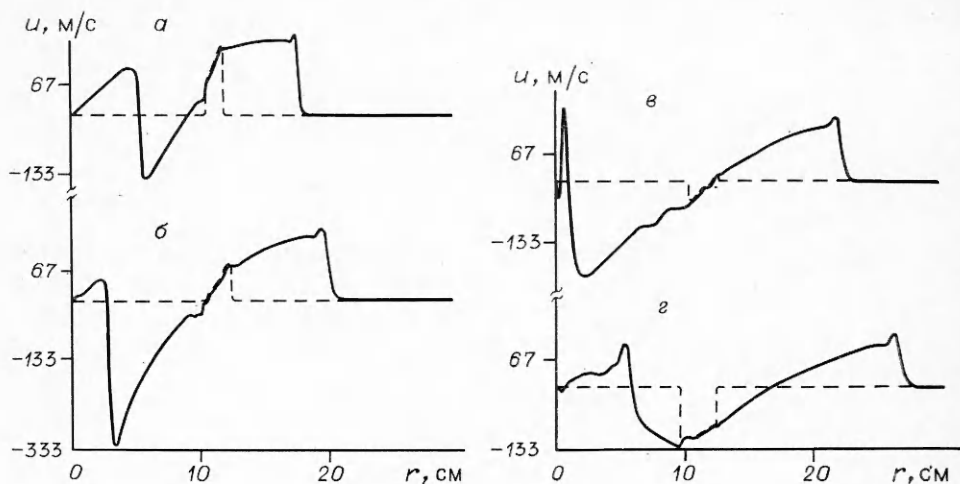


Рис. 3

1 и 6 мкм движутся как слабопроницаемые поршни, и поэтому к 400—500 мкс, когда во внутренней полости давление падает до $1,5 \cdot 10^4$ Па для $d = 6$ мкм ($2 \cdot 10^3$ Па для $d = 1$ мкм), возникающее мощное возвратное течение газа останавливает частицы и начинается их движение к центру симметрии. Развитие этого процесса отражено на рис. 4, где штриховая линия — скорость дисперсной фазы с диаметром частиц $d = 1$ мкм для $t = 300$,



Р и с. 4

350, 400 и 500 мкс (*a* — *в* соответственно). На рис. 5 показано распределение давления в газовой фазе при $t = 400$ мкс.

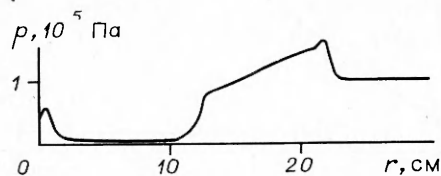
Таким образом, давление во внутренней полости вновь повышается, частицы останавливаются и увлекаются течением газа с положительной скоростью. В результате возникают затухающие колебательные движения двухфазного облака, динамика границ которого отмечена на рис. 6. Амплитуда и частота колебаний дисперсной зоны при $d = 1$ мкм (линии 4, 4') в силу ее меньшей проницаемости больше, чем при $d = 6$ мкм (линии 3, 3'). Асимптотические значения радиуса внутренней кромки двухфазного облака (кривые 1' — 4') и внешней кромки приведены в таблице.

Иначе дело обстоит в случае крупных частиц с $d = 60$ мкм. Сопротивление такого облака оказывается достаточно малым, так что, хотя оно и создает разрежение во внутренней полости ($p_1 \approx 5 \cdot 10^4$ Па), возвратное течение газа не оказывает большого влияния на его движение (кривые 1, 1'). Начиная с 500 мкс перемещение дисперсной зоны мало отличается ($\approx 2\%$) от движения индивидуальных частиц того же диаметра в покое — в воздухе (на рис. 6 их траектории проведены линиями 2, 2').

Кроме того, на этом этапе наблюдается заметное увеличение радиальной толщины двухфазного слоя. Оно закладывается еще на первой стадии, когда в результате прохождения УВ по частицам внешняя граница дисперсной зоны приобретает большую скорость. В последующем этот эффект усиливается из-за возвратного течения газа, тормозящего в первую очередь частицы, расположенные у внутренней кромки дисперсной фазы.

Из данных таблицы и рис. 6 можно предположить, что при наличии распределения частиц по диаметрам в рассматриваемых пределах поперечный размер двухфазной зоны увеличивается примерно до 50 см при начальном 1,2 см в рассчитанной задаче.

Граница продуктов детонации на этом этапе окончательно отстает от двухфазного слоя. Хотя следует отметить, что дисперсная фаза практически не взаимодействует с горячими продуктами детонации (исключение

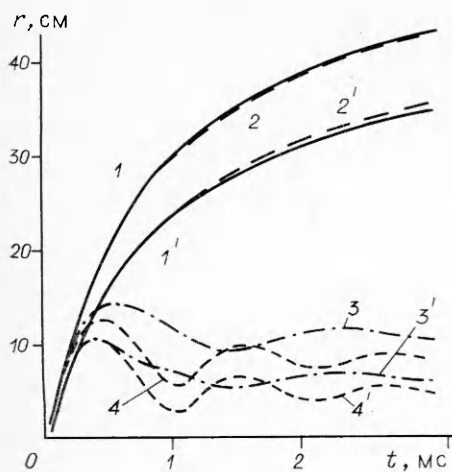


Р и с. 5

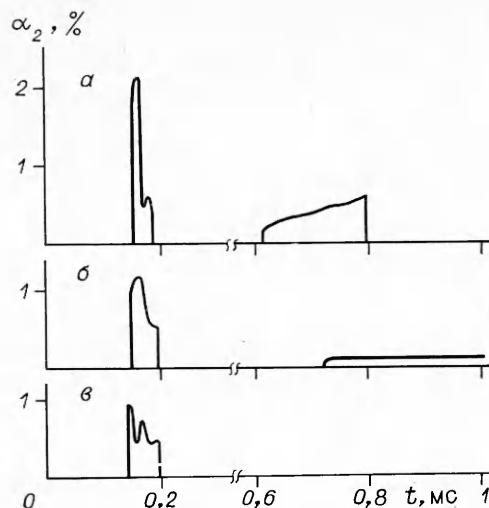
d , мкм	r_1 , см	r_2 , см	$r_2 - r_1$
1	4,9	8,1	3,2
6	6,3	10,8	4,5
60	47,0	56,0	9,0

Начальные параметры

1; 6; 60 | 0,3 | 1,5 | 1,2



Р и с. 6



Р и с. 7

составляет случай $d = 60$ мкм, но и здесь взаимодействие длится примерно 40 мкс и в малом объеме).

Рис. 7 представляет динамику поведения концентрации дисперсной фазы на расстоянии 8 см от центра заряда для $d = 1, 6, 60$ мкм ($a - v$ соответственно). Видно, что в моменты времени, близкие к 0,2 мс, в данной точке имеются все типы частиц, правда, с заметной разницей значений α_2 . В интервале времени от 0,6 до 0,8 мс из-за возвратного движения появляются сначала частицы с $d = 1$ мкм, затем с $d = 6$ мкм. После 0,8 мс в данной точке стабилизируется дисперсная фаза только с размером частиц 6 мкм.

Очевидно, учет тепломассообмена и эффекта разрушения капель в потоке даже в случае исходной монодисперсной структуры плотного двухфазного слоя приведет к возникновению полидисперсности и тех особенностей, которые отмечались выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве.— Л.: Судостроение, 1967.
2. Кедринский В. К. Динамика зоны кавитации при подводном взрыве вблизи свободной поверхности // ПМТФ.— 1975.— № 5.
3. Кедринский В. К. Поверхностные эффекты при подводных взрывах (обзор) // ПМТФ.— 1978.— № 4.
4. Кедринский В. К., Ковалев В. В., Плаксин С. И. Об одной модели пузырьковой кавитации в реальной жидкости // ПМТФ.— 1986.— № 5.
5. Воловец Л. Д., Златин Н. А., Пугачев Г. С. и др. О возможности экспериментального изучения кинетики разрушения полиметилметакрилата при интенсивных нагрузках микросекундной длительности // Письма в ЖТФ.— 1978.— Т. 4, вып. 8.
6. Златин Н. А., Пугачев Г. С., Степанов В. А. О разрушающих напряжениях при коротком ударе // ЖТФ.— 1979.— Т. 49.
7. Байков И. Р., Бернгардт А. Р., Кедринский В. К., Пальчиков Е. И. Экспериментальные методы исследования динамики кавитационных кластеров // ПМТФ.— 1984.— № 5.
8. Чернобаев Н. Н. Особенности импульсного разрушения жидкостей с разными физическими свойствами // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1988.— Вып. 84.
9. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
10. Куропатенко В. Ф. Уравнение состояния продуктов детонации конденсированных ВВ // ЧММСС.— 1977.— Т. 8, № 6.
11. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б. Нестационарные режимы горения пористых порохов // ФГВ.— 1983.— № 3.
12. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г. Численное исследование нестационарных волновых течений газозвесей с выделением двухфазных областей и контактными разрывами в несущем газе // ЧММСС.— 1983.— Т. 14, № 6.

Поступила 15/VII 1988 г.