

МОДЕЛИРОВАНИЕ КУМУЛЯЦИИ ВОЛН В ПОЛОСТЯХ*

Масштабы и характер разрушений при взрывах в замкнутом пространстве определяются во многом воздействием ударной волны, формирующейся при импульсном выделении энергии на начальной стадии взрыва. В физических экспериментах, воспроизводящих в той или иной степени натурные условия, исследуются воздействия как волн, возникающих при взрывах в нейтральной среде, так и при взрывах в объемах, наполненных реакционно-способной смесью, то есть при рассредоточенном источнике выделения энергии¹. Оценки воздействия на поверхности, ограничивающие объемы, в которых происходят взрывы, сложны в обоих случаях. Но очевидно, что более доступным для расчетов является задача о волне, которая, возникнув при взрыве, распространяется в инертной среде. Эксперименты показывают, однако, что и рассмотрение такой задачи является сложным, так как процесс многопараметричен. Рассмотрение существенно усложняется для объемов сложной, нетрадиционной для экспериментов, но близкой к натурным условиям формы.

Очевидно, вычислительный эксперимент был бы наиболее результативным при прямом моделировании взрыва в интересующем исследователей объеме и задании начальных и граничных условий, соответствующих конкретной ситуации. Однако такое моделирование очень трудоемко, а в условиях сложной пространственной геометрии практически невыполнимо. Сложность задачи заключается, прежде всего, в необходимости включить в расчетную модель очень большой объем информации в качестве определяющих параметров, а также в неустановленности иерархической значимости этих параметров. Значимость каждого параметра зависит от конкретных условий моделируемого режима, и в ее определении может помочь расчет достаточно большого количества режимов с набором типичных начальных и граничных условий.

Нам представляется целесообразным обстоятельно изложить полученные результаты численного исследования процессов вхождения ударных волн в клиновидную и коническую полости. Полученные в расчетах распределения параметров в объеме и на ограничивающих объем поверхностях дают возможность определять – задание каких параметров является наиболее существенным при оценке возможных последствий взрыва и анализе степени достоверности прогнозов.

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 01-01-00116 и 01-01-00411).

Математическая модель и метод численного решения.

Рассматривается течение невязкого сжимаемого идеального нетеплопроводного газа. Описание такого течения проводится в переменных Эйлера. Двумерные нестационарные уравнения берутся в виде следующей системы:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\rho y^\delta) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u y^\delta) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v y^\delta) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u y^\delta) + \frac{\partial}{\partial x}[(\rho u^2 + p)y^\delta] + \frac{\partial}{\partial y}(\rho u v y^\delta) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho v y^\delta) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u v y^\delta) + \frac{\partial}{\partial y}[(\rho v^2 + p)y^\delta] &= \delta p, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho e y^\delta) + \frac{\partial}{\partial x}[(\rho e + p)u y^\delta] + \frac{\partial}{\partial y}[(\rho e + p)v y^\delta] &= 0.\end{aligned}$$

Здесь t – время, $\delta=0$ для плоского, $\delta=1$ для осесимметричного течения, x, y – пространственные координаты (декартовы для плоского, осевая и радиальная соответственно для осесимметричного течения), u, v – компоненты вектора скорости $w=(u, v)$ по x и y соответственно, ρ – плотность, p – давление, e – удельная полная энергия. Система замыкается уравнением состояния в виде

$$p = (\gamma - 1)\rho \left(e - \frac{u^2 + v^2}{2} \right), \text{ где } \gamma \text{ – показатель адиабаты газа.}$$

Численное решение проводится методом С.К.Годунова².

В расчётах размеры сетки всегда ограничены, поэтому на её границе ставятся условия гладкого продолжения течения, заключающиеся в приравнивании нулю производных искомым функций по нормали к внешним границам. Это означает расчёт в граничных ячейках распада разрыва с фиктивной ячейкой с такими же параметрами. Расчёт в ячейках, прилегающих к линиям симметрии или неподвижным жёстким стенкам, заключается в расчёте распада разрыва с фиктивной ячейкой, в которой давление, плотность и продольная скорость такие же, а скорость по нормали к внешней границе имеет противоположный знак.

Заметим, что разностная схема исследована на устойчивость для линейной системы с постоянными коэффициентами и линеаризованным уравнением состояния. При проведении расчёта шаг по времени выбирался равным

$$\Delta t = K \min(h_x, h_y) / \max_{i,j}(D_L, D_R), i = 1, 2, \dots, N_x, j = 1, 2, \dots, N_y, 0 < K < 1,$$

где h_x, h_y – шаги сетки по соответствующим пространственным координатам, D_L, D_R – скорости соответственно крайних левой и правой волн, образующихся при распаде разрыва на границе между расчетными ячейками, K – коэффициент запаса. Смысл этого коэффициента следующий: его увеличение улучшает “вид” получаемого численного решения (например, увеличивается крутизна профиля ударной волны). Но при приближении его к единице появляются неустойчивости численного решения, делающие невозможным дальнейший расчет.

Наиболее существенным представляется сравнение вариантов расчета с экспериментальными данными, которые могли привлечь авторы, и которые в определенной степени позволяют выявить зависимость результатов воздействия на поверхность кумулирующего объема от конкретных условий реализации процесса и определить значимость прогнозирования используемым методом.

Проведены расчеты кумуляции взрывных и плоских ударных волн в конических и клиновидных полостях при изменении параметров волн от близких к звуковым (число Маха падающей ударной волны $M=1.05$, давление на фронте волны $p=1.12$, число Маха потока за волной $M_p=0.096$) до волны с числом Маха $M=2.4$, поток за которой сверхзвуковой ($M_p=1.14$), а давление на фронте $p=6.55$.

Для использования результатов расчетов при оценках развития процессов в физических экспериментах и в натуральных условиях следует рассмотреть несколько способов задания параметров взрывных волн, входящих в полость, и вариации внутренней и внешней геометрии объемов, в которых происходит их распространение. Рассмотрим различные

типы фокусирующих преград и начальных условий.

Ниже рассматривается входение ударной волны в полость, которая представляет собой выемку в монолите. Это цилиндр с конической полостью, основание конуса совпадает с торцом цилиндра, или

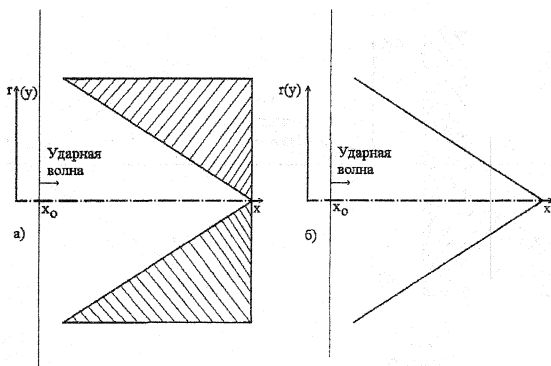


Рис. 1(а,б)

пластина бесконечной ширины, высота которой равна высоте входа в клиновидную полость – рис.1а. Такой вариант геометрии тела будем называть “выемкой” (конической или клиновидной).

Второй вариант расчетного поля предполагает взаимодействие волн с “воронкой” (конической или клиновидной) – рис.1б.

Рассчитывается вхождение в полость плоской или взрывной волны. Плоская волна задается так, что параметры за волной занимают все полупространство $x < x_0$, где x_0 – положение ударной волны в начальный момент времени. В случаях, рассмотренных на рис.1а и 1б, поперечный размер волны не менее чем в два раза превышает соответствующий размер полости. Рассматривался также случай распространения волны в канале, “пристыкованном” к фокусирующей полости – рис.1в. В рамках данной постановки было проведено сравнение с имеющимися расчетными данными³, полученными в сопоставимых условиях.

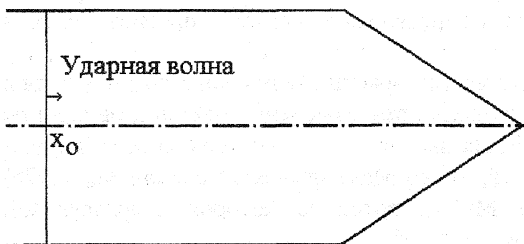


Рис.1в

Особое внимание обращено на моделирование распространения взрывных волн. Взрывная волна рассматривается как результат мгновенного разлета (расширения) области газа (относительно малого

размера) с повышенными параметрами – рис.2. При этом на входе в полость (выемку или воронку) подбираются наперед заданные параметры волны, которые определяют и ее профиль.

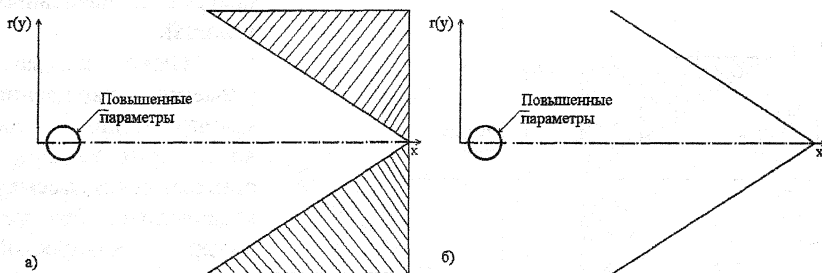


Рис.2

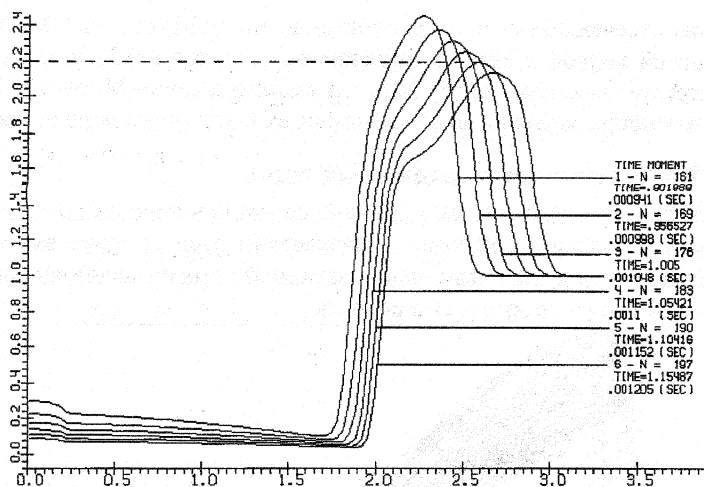


Рис.3а

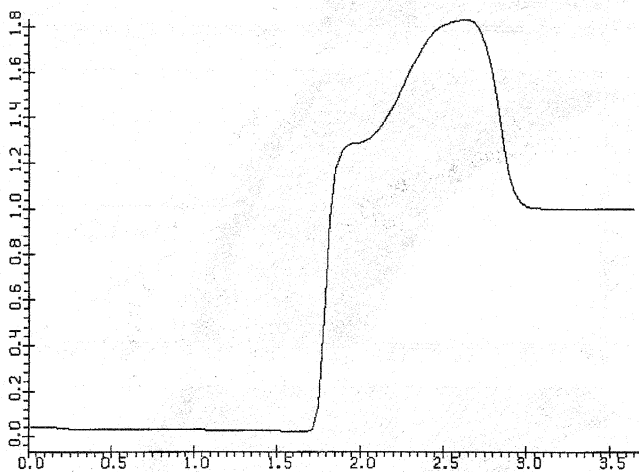


Рис. 3б

На рис.3 приведены примеры задания профиля давления на оси в момент пересечения ею входного сечения полости. На рис.3а показано изменение профиля давления в сферической взрывной волне по мере приближения ее ко входу в полость. К моменту появления волны в центре основания конуса профиль давления на оси соответствует выделенному на рисунке, а максимальное давление равно 2.2 и условно определяется

нами как отвечающее локальному значению числа Маха волны $M_{\text{вх}} = 1.43$ (за плоской волной с $M=1.43$ давление повышается в 2.22 раза). Рис.36 соответствует местному числу Маха на входе в полость $M_{\text{вх}} = 1.3$ (P_2/P_1). Показана эпюра давления на оси в момент входа в коническую полость.

Расчет кумуляции взрывных волн.

Максимум давления на волне при ее входе в полость должен соответствовать давлению, которое в физическом эксперименте имеет возникшая при мгновенном выделении заданной энергии волна на расстоянии, соответствующему входу в полость.

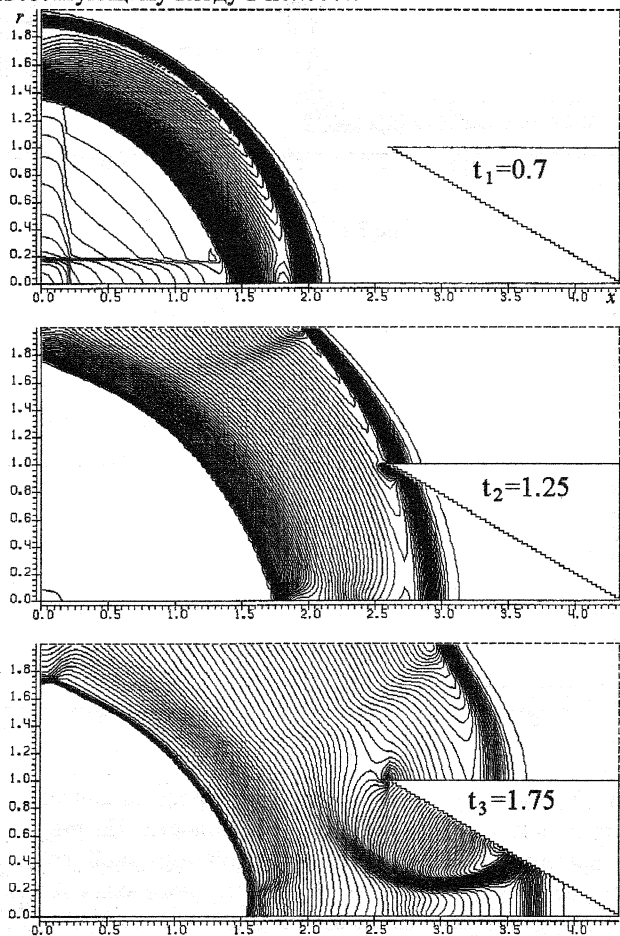


Рис.4

На рис.4 представлены поля изобар в три момента времени, дающие представление о пространственном развитии течения. Энергия инициирования сферической волны 8.5 кДж. Кумулирующий объем – коническая выемка с углом 60 градусов в цилиндре (поскольку течение осесимметрично, приводится изображение его половины, нижняя граница – ось симметрии).

В первый из приведенных моментов времени видно, как волна распространяется в свободном пространстве. Второй момент – касание ею кромки образующей конуса. Третий – показывает одну из стадий кумуляции, происходящей после входа в полость ($M_{вх} = 1.3$, профиль давления – рис.3б). Для всех обсуждаемых ниже режимов были получены поля изолиний параметров, которые авторы могли воспроизводить с любым интервалом времени.

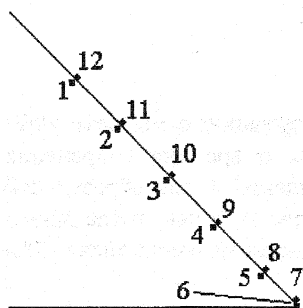


Рис.5

В расчете велось также фиксирование изменения параметров со временем на поверхности конуса (в точках, соответствующих расположению датчиков). Положение датчиков на образующей конуса показано на рис.5 (обратим внимание, что в случае препятствия-воронки датчики располагаются и снаружи полости).

Примеры регистрации датчиками изменения параметров во времени, получаемые в расчете, приведены на рис.6 (рис.6а – датчик Д₁, 6б – Д₆). В данном варианте рассчитывалось вхождение сферической волны с $P_{вх} = 1.8$ в коническую выемку (энергия инициирования 8.5 кДж).

ны с $P_{вх} = 1.8$ в коническую выемку (энергия инициирования 8.5 кДж).

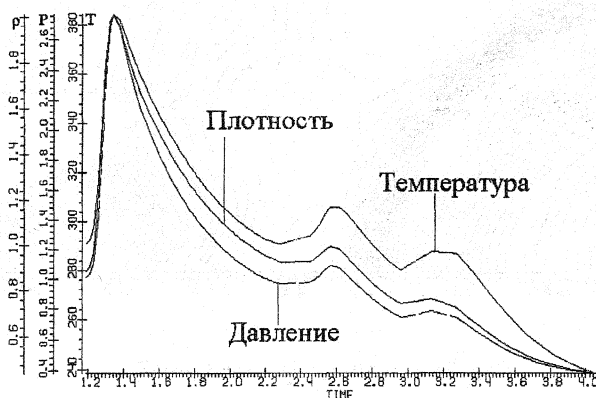


Рис.6а

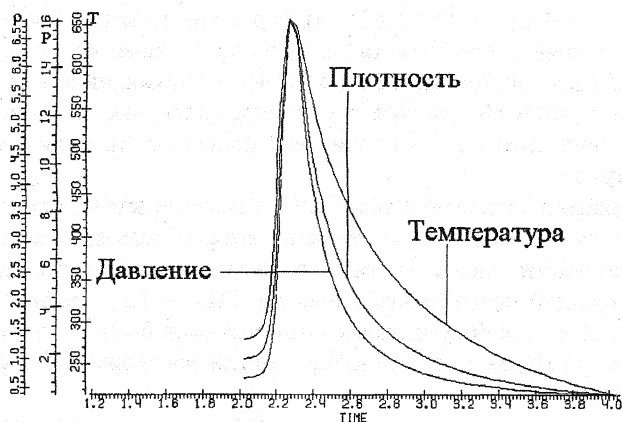


Рис.6б

Такие графики позволяют получить информацию о моменте установления максимальных значений параметров, о времени сохранения этих параметров, о скорости движения возмущений вдоль образующей полости. Расчет целесообразно прекращать после того как, когда давление в вершине конуса спало после достижения максимального значения и отраженная ударная волна вышла из конуса.

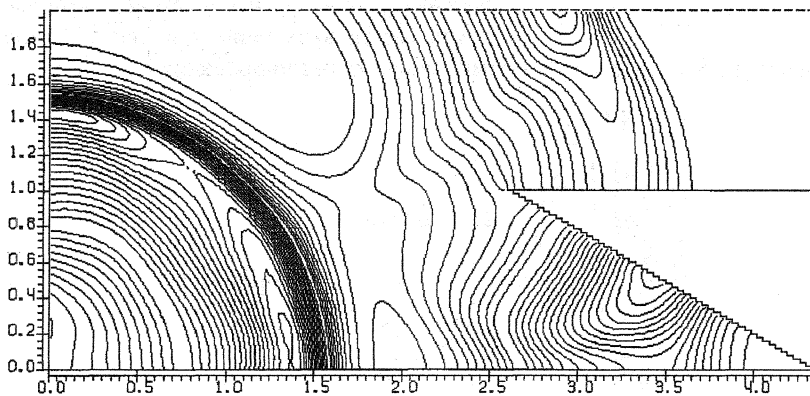


Рис. 7а-1 (момент времени $t_1=2.4$)

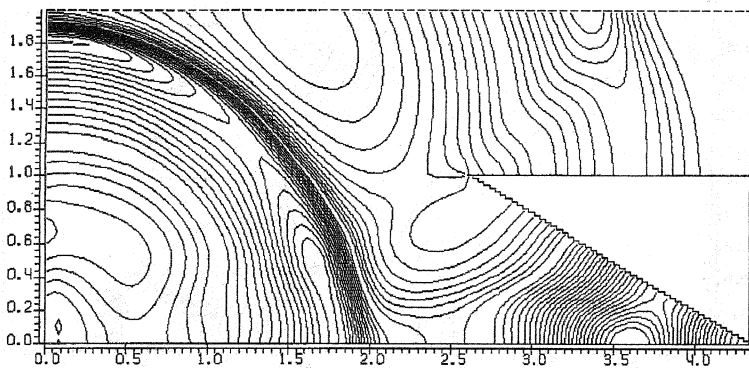


Рис.7а-2 (момент времени $t_2=2.7$)

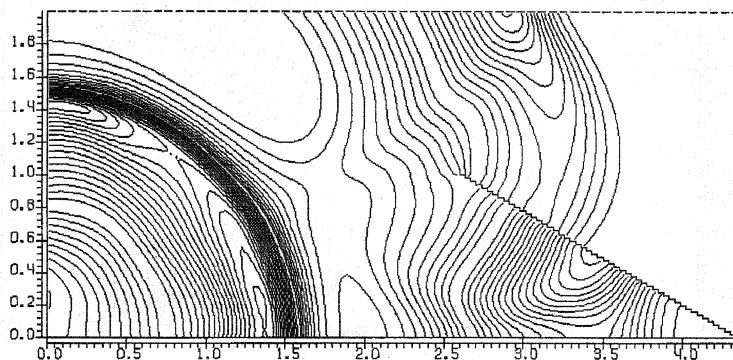


Рис.7б-1 (момент времени $t_1=2.4$)

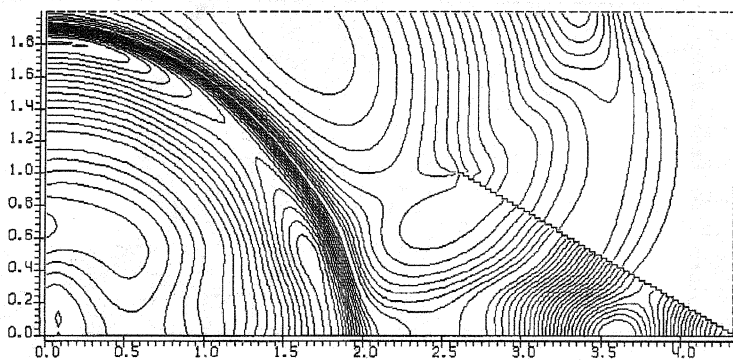


Рис.7б-2 (момент времени $t_2=2.7$)

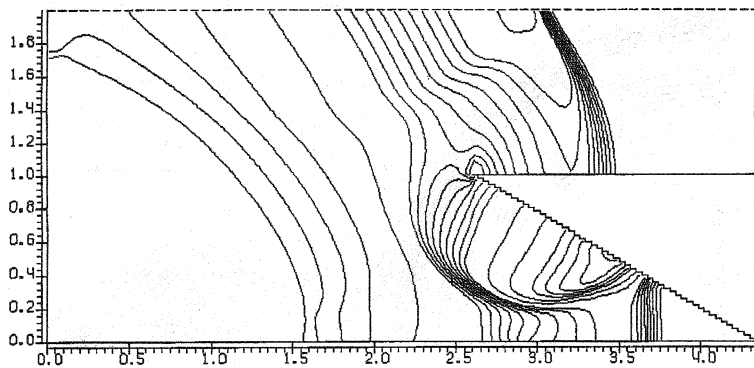


Рис.8а-1 (момент времени $t'=1.75$)

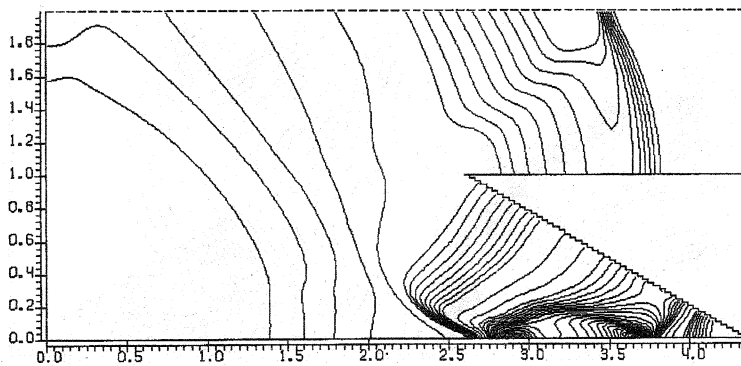


Рис.8а-2 (момент времени $t''=2.0$)

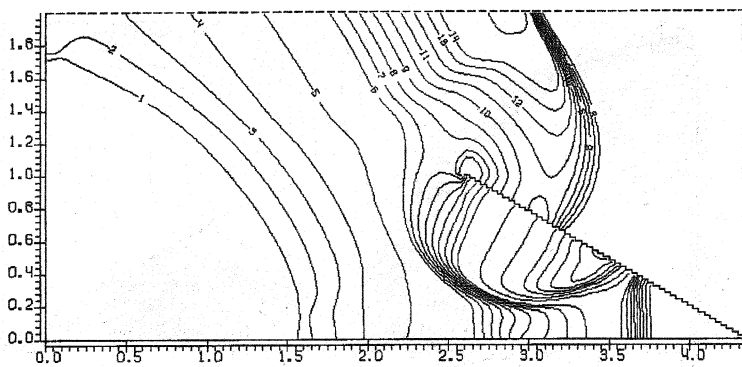


Рис.8б-1 (момент времени $t'=1.75$)

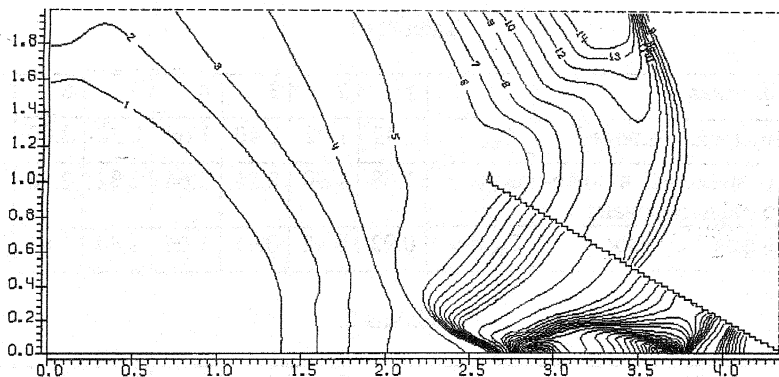


Рис.86-2 (момент времени $t''=2.0$)

В качестве характеристики кумуляции в полости принимается значение степени фокусировки, определяемое как отношение максимального значения параметра, полученного внутри объема в процессе расчета, к значению, которое получилось бы при нормальном отражении от плоской стенки ударной волны с параметрами, равными локальным значениям их на входе в полость. Так, например, для волны, у которой при входе в полость давление на фронте равно $P_{вх}=1.8$, соответствующая волна с плоским фронтом имеет давление отражения, равное $P_{топм}=3.1$.

Поля изобар внутри полости для кумуляции в выемке и воронке похожи для слабых (околозвуковых) волн (рис.7 – $M_{вх}=1.05$; изобары), и существенно отличаются для ударных волн с более высоким перепадом давления на входе (рис.8 – $M_{вх}=1.3$; изобары).

Для количественного сопоставления воздействия волн на поверхность в процессе кумуляции рассматривались значения параметров на датчиках 1-6 внутри полости и 7-12 на внешней стороне поверхности полости-воронки.

В табл.1 приведены значения степени фокусировки для полости – выемки в сплошном теле, а в табл.2 – для полости-воронки. В данном варианте давление на входе в полость составляло $P_{вх} = P_2 \cong 1.25$ (давление торможения плоской волны $P_5=1.54$).

Сопоставление данных таблиц 1 и 2 показывает, что степень фокусировки f для воронки максимальна в вершине полости (датчик D_6), а для выемки – в D_5 . Для слабой волны имеет место заметное понижение степени фокусировки в вершине при практически неизменном ее значении в D_5 .

Таблица 1.

| | | | | | | | |
|---|----------------|------|------|------|------|------|------|
| Номер датчика | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| Максимальное давление | P_{\max} | 1.42 | 1.42 | 1.40 | 1.60 | 2.22 | 2.80 |
| Момент времени, в который оно зафиксировано | $t_{P_{\max}}$ | 1.68 | 1.90 | 2.16 | 2.66 | 2.82 | 2.86 |
| Степень фокусировки | P_{\max}/P_5 | 0.92 | 0.92 | 0.91 | 1.06 | 1.44 | 1.82 |

Таблица 2.

| | | | | | | | |
|---|----------------|------|------|------|------|------|------|
| Номер датчика | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| Максимальное давление | P_{\max} | 1.43 | 1.42 | 1.42 | 1.62 | 2.24 | 2.04 |
| Момент времени, в который оно зафиксировано | $t_{P_{\max}}$ | 1.68 | 1.88 | 2.28 | 2.62 | 2.70 | 2.85 |
| Степень фокусировки | P_{\max}/P_5 | 0.93 | 0.92 | 0.92 | 1.05 | 1.45 | 1.32 |
| Номер датчика | | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
| Максимальное давление | P_{\max} | 1.15 | 1.16 | 1.16 | 1.10 | 1.18 | 1.15 |
| Момент времени, в который оно зафиксировано | $t_{P_{\max}}$ | 1.82 | 2.15 | 2.55 | 2.75 | 3.12 | 3.28 |

Случай входа плоской волны показан (в виде изобар) на рис.9 (конусовидные полости) и рис.10 (клиновидные полости).

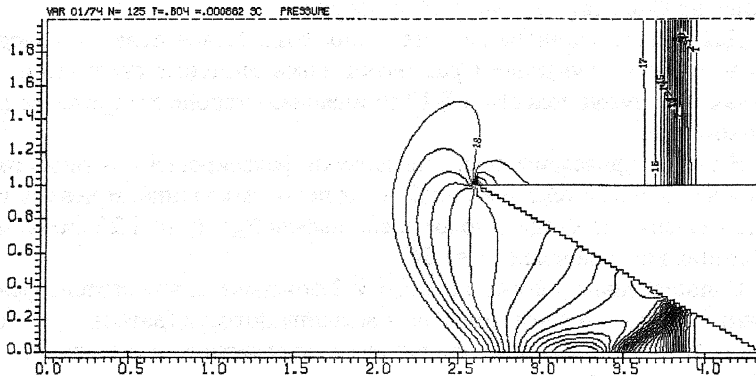


Рис.9а (конусовидная выемка)

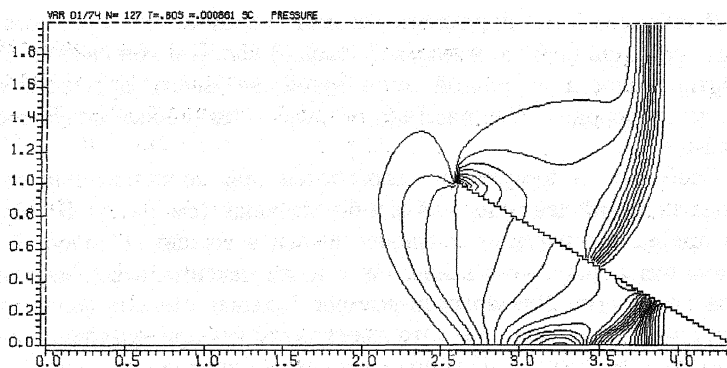


Рис.9б (конусовидная воронка)

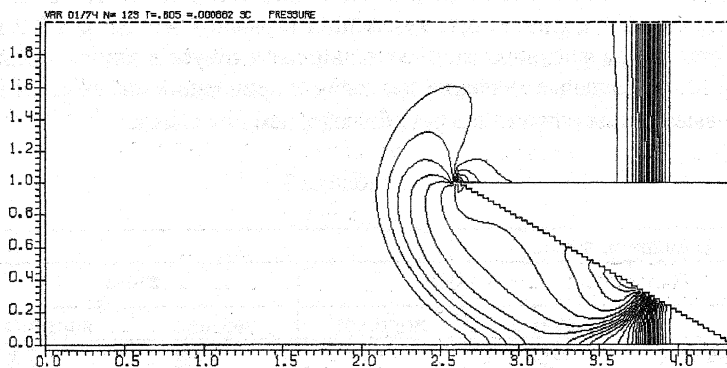


Рис.10а (клиновидная выемка)

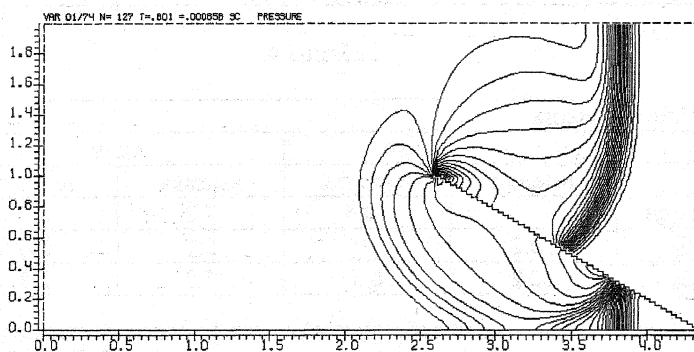


Рис.9а (клиновидная воронка)

В таблицах 3 и 4 приведены расчетные данные для вариантов вхождения взрывной (табл.3) и плоской (табл.4) волны в конические и клиновидные полости с разной геометрией внешнего пространства – “выемка” и “воронка” (см. рис.1а,б, рис.2а,б). Эти данные получены для волн с $M_{вх}=1.3$.

Особенности кумуляции выявляются при сопоставлении максимальных значений давления на 5-м и 6-м датчиках (см. рис.5). В таблицах также приведены значения давления на оси в вершинах полостей. Эти значения оказываются как выше, так и ниже максимальных, зафиксированных датчиками. Для полости-выемки большая степень фокусировки регистрируется 6-м датчиком. Это имеет место как при кумуляции взрывной, так и плоской волны. Для полости-воронки значение давления больше в 5-м датчике.

Максимальные значения давлений для выемки ~в 1.9 и 1.6 раз больше, чем для воронки, при кумуляции взрывной волны, и в 2.2 и 1.6 раза больше при фокусировке плоской волны в конусе и клине соответственно. Максимальные значения давления в привершинной области в полости-выемке для конуса ~в 3 раза больше, чем для клина.

Таблица 3.

| Взрывная волна | | | | |
|--------------------|--------|---------|--------|---------|
| | конус | | клин | |
| | выемка | воронка | выемка | воронка |
| P_{\max} на оси | ~14 | ~11 | ~4.8 | ~3.8 |
| P_{\max} в D_5 | 5.15 | 7.6 | 4.6 | 3.88 |
| P_{\max} в D_6 | 14.6 | 5.2 | 6.1 | 2.9 |

Таблица 4.

| Плоская волна | | | | |
|--------------------|--------|---------|--------|---------|
| | конус | | клин | |
| | выемка | воронка | выемка | воронка |
| P_{\max} на оси | | 10.6 | 7.2 | 5.2 |
| P_{\max} в D_5 | 10.2 | 10 | 5.7 | 5.0 |
| P_{\max} в D_6 | 22.2 | 6.4 | 7.9 | 3.3 |

Кроме приведенных в таблицах имеются результаты расчетов для волн с числами Маха при вхождении в полость $M_{вх}= 1.4, 1.1$ и 1.05 . Отношение максимальных значений давления в D_6 для выемки к давлению в D_6 для воронки составляет для плоской волны 1.8, 1.7 и 1.24. Отношение

же максимумов на датчиках в привершинной области (D_6 для выемки и D_5 для воронки) составляет 2.67, 1.4 и 1.17.

Расчеты вхождения плоской волны в клиновидную полость по схеме рис.1в сопоставлялись с результатами, приведенными в ^{3, 4}. Характер изменения результатов кумуляции в зависимости от геометрии полости и числа Маха входящей плоской волны сходны. Количественное согласие имеет место не во всех сопоставленных режимах. Обнаружены особенности распределения параметров в зоне фокусировки в зависимости от конкретных условий. Максимальные значения параметров не всегда реализуются на оси или на стенке полости. В некоторых режимах координаты максимальных значений давления и температуры не совпадают. При расчете вхождения плоской волны с числом Маха $M=1,65$ в коническую полость степень фокусировки $f=P_{\max}/P_5$ составляет ~ 25 , что близко к значению, приводимому в ⁴ для $\alpha=32^\circ$. При этом в ⁴ данное значение приведено как максимально возможное для конической полости, увеличение угла конуса ведет к уменьшению f . В ⁵ и в расчетах настоящей работы P_{\max} монотонно возрастает в диапазоне $30^\circ\div 40^\circ$. Причины различия – в разных подходах к заданию исходных параметров и методах расчета.

Сопоставление кумуляции в клиновидной и конической полостях показывает, что при нашей постановке расчетов значения параметров в 1-4 датчиках различаются мало. Существенно клин и конус разнятся в привершинной области (D_5 и D_6). Характер изменения процесса кумуляции с изменением геометрии фокусирующей преграды при разной интенсивности волн сохраняется.

Кумуляция взрывной волны с интенсивностью на входе 2.2 при взаимодействии с выемкой и воронкой приводит к повышению давления в привершинной области в 28.2 и 11.8 раз соответственно. Эти значения получаются на 6-м и 5-м датчиках, и различаются, как видим, в 2.4 раза. При локальной интенсивности волны на входе $P_2/P_1=1.25$ ($M=1.1$) максимальное давление кумуляции в выемке в 1.25 раза больше, чем в воронке, а $P_{\max \text{ выемки}}/P_{\max \text{ воронки}}=1.08$ для околосвуковой волны $M=1.05$ ($P_2/P_1=1.12$).

Состояние среды, в которой формируется волна разрежения на кромке полости, определяет скорость распространения этой волны в полость и характер изменения состояния в привершинной области. Интенсивность волны зависит от степени расширения на кромке, а развитие во времени – от скорости звука, а, значит, от исходного состояния в волне, взаимодействующей с полостью, внутри и вне полости (см .рис.8).

Для слабой первичной волны скорость распространения возмущений практически не различается для фоновой среды и среды за дифрагирующей волной, и поле параметров при затекании в выемку или воронку к моменту прихода волны в привершинную область в обоих случаях оди-

наково (см. рис.7).

Для интенсивных волн поля изолиний отражают влияние различия формирования потоков на кромке выемки или воронки на распределение параметров внутри полости, которое обсуждалось выше.

Заключение.

Представлены расчеты кумуляции ударных волн в конической и клиновидных полостях. Диапазон чисел Маха $1.05 \div 1.43$.

Впервые систематически выполнены расчеты вхождения в полость взрывных волн. При этом указанные значения чисел Маха соответствовали локальным значениям на оси течения в момент вхождения в полость.

Выполнены расчеты вхождения плоских волн в полости для того же диапазона чисел Маха.

Получена картина взаимодействия волн с поверхностями, ограничивающими полости в варианте моделей "полость-выемка" и "полость-воронка". Получены поля давления внутри и вне полостей на разных стадиях течения, и изменение давления, плотности и температуры в фиксированных точках поверхностей (датчиках).

При сопоставлении и анализе результатов выявлены особенности кумуляции взрывных и плоских волн в конических и клиновидных полостях для разной формы внешнего расчетного поля. Картина фокусировки изменяется не только количественно, но и качественно. Характер изменения зависит от конкретной формы преграды и интенсивности волны.

Литература.

¹ Ю.А.Бохон, И.М.Набоко, В.Е.Фортов и др. Развитие взрыва газовой смеси за ударными волнами / Препринт ИВТ РАН. №2-416. 1998.

² Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М. Наука. 1976.

³ О.А.Васильев. Фокусировка сильной ударной волны при отражении от вогнутых поверхностей // Математическое моделирование. №6. т.8. 1996.

⁴ О.А.Васильев. Численное моделирование процессов фокусировки ударных волн и детонации в химически неравновесных газах. Дисс. к.ф.-м.н. МАИ. Москва. 1995.

⁵ Базаров С.Б., Набоко И.М. Численное и экспериментальное исследование фокусировки взрывных волн // Тезисы докладов 18-го международного семинара "Течения газа и плазмы в соплах, струях и следах". Санкт-Петербург. 2000. с.96.