

Рис. 4. Расчетная (1) и экспериментальная (2) диаграммы давления в определенной точке канала баллистической установки.

новых флегматизаторов, а также при определении динамических возмущений поршня на периоде промежуточной баллистики.

быть использованы при исследовании устойчивости поршня и надежности обтюрирующих устройств при движении по каналу ствола, для оптимизации послышной скорости горения путем ступенчатой флегматизации и анализе эффективности

ЛИТЕРАТУРА

1. Дудин С.В., Жияев А.М. Математическое моделирование баллистической задачи Лагранжа для высокоскоростных систем // ФГВ. — 1994. — 30, № 5.
2. Проектирование ракетных и ствольных систем / Под ред. Б.В. Орлова. — М.: Машиностроение, 1974.
3. Klíngenberg G. Survey of internal ballistic flow studies, J. of Ballistics, 1990, v. 10, N 4.
4. Сулимов А.А. Закономерности распространения волн конвективного горения в замкнутом объеме // ФГВ. — 1987. — 23, № 6.
5. Куо К.К., Вишневецки Р., Саммерфилд М. Теория распространения фронта пламени в ограниченном пористом заряде топлива // РТК. — 1973. — 11, № 4.
6. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика. — М.: Оборонгиз, 1949.
7. Крейт Ф., Блэк У. Основы теплопередачи. — М.: Мир, 1983.
8. Малкин А.Я., Чалых А.Е. Диффузия и вязкость полимеров. Методы измерения. — М.: Химия, 1979.
9. Расчет энергетических характеристик артиллерийских порохов и ТРТ. Методическое указание по выполнению расчетных работ. — Ленинград: ЛТИ, 1975.

142432, п. Черноголовка, ИХФ РАН

Поступила в редакцию 7/VIII 1991,
после доработки — 3/IV 1994

УДК 534.222.2

А.В. Аттетков, Л.Н. Власова

ВЛИЯНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ ЖЕСТКОЙ СТЕНКИ НА КОЭФФИЦИЕНТ ОТБОРА ЭНЕРГИИ В ЗАДАЧЕ ЛАГРАНЖА

Исследовано влияние проницаемости жесткой стенки на предельную скорость метания и коэффициент отбора энергии взрыва в задаче Лагранжа. Изучены газодинамические особенности течения продуктов взрыва, получены аналитические выражения для определяющих параметров задачи.

В работе [1] проведен обобщенный анализ коэффициента отбора энергии в задаче плоского одномерного метания несжимаемой пластины продуктами взрыва (Лагранжа). Используются традиционные для газодинамических задач рассматриваемого класса предположения об изоэнтропичности течения продуктов взрыва КПВ — политропного газа с показателем адиабаты k . Изучается случай $k = 3$, когда характеристические скорости $u \pm c$ для одномерных неустановившихся движений являются инвариантами Римана. Основным результатом проведенных исследований — необходимость правильного воспроизведения волновой конфигурации течения продуктов взрыва на стадии ускорения пластины для установления предельных и оптимальных возможностей анализируемой схемы взрывного метания.

© А.В. Аттетков, Л.Н. Власова, 1994.

Рис. 1. Пространственно-временная диаграмма процесса.

Практический интерес представляют системы взрывного метания с истечением газов на стадии ускорения пластины [2]. Ясно, что проницаемость (перфорация) жесткой стенки, ограничивающей заряд взрывчатого вещества (ВВ), будет приводить не только к усложнению структуры течения ПВ, но и к уменьшению коэффициента отбора энергии пластиной.

В данной работе установлена степень влияния проницаемости стенки на коэффициент отбора энергии в задаче Лагранжа. Теоретические построения проводятся методом получения аналитических решений одномерных изоэнтропических уравнений газовой динамики, развитого в [3, 4]. Проанализированы газодинамические особенности конфигурации течения ПВ, определены зависимости предельной скорости метания и коэффициента отбора энергии от массы пластины и проницаемости ϵ ($0 < \epsilon < 1$) жесткой стенки (под проницаемостью здесь и далее понимается величина, равная отношению эффективной площади проницаемых участков стенки к ее полной площади).

В плоскости пространственно-временных переменных x, T волновая конфигурация течения показана на рис. 1 (линия 1—3—5 — траектория движения пластины, вертикальная линия 2—4 — проницаемая стенка); область течения ПВ слева от проницаемой стенки на рисунке не показана. В момент времени $T = 0$ мгновенно детонирует слой ВВ, начинается движение пластины и истечение продуктов взрыва через проницаемую стенку (слева от стенки — вакуум). Истечение в области $x < -1$ сверхзвуковое, волновая конфигурация течения включает две центрированные волны разрежения, распространяющиеся по обе стороны проницаемой стенки. Наличие наряду с областями простых волн I, III [1] зоны центрированной волны разрежения II является отличительной особенностью волновой структуры рассматриваемой задачи Лагранжа. Рассмотрим данный вопрос подробнее.

Взаимодействие центрированной волны разрежения с проницаемой стенкой. Рассмотрим проницаемую стенку как поверхность разрыва параметров сплошного потока политропного газа. Различные аспекты вопроса определения скачка параметров потока на разрыве и силы воздействия газа на стенку (экран) изучались в работах [5—9].

Основные граничные условия на разрыве, вытекающие из общих интегральных законов сохранения массы, количества движения и энергии, выражаются в виде

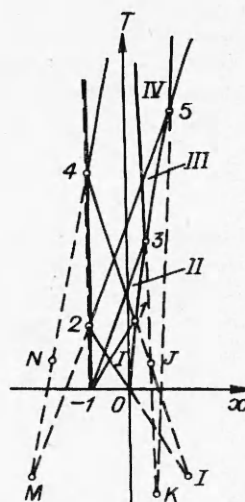
$$[\rho u] = 0, \quad [p + \rho u^2] = -F, \quad \left[u^2 + \frac{2}{k-1} c^2 \right] = 0. \quad (1)$$

Здесь F — сила, действующая со стороны газа (продуктов детонации) на единицу площади проницаемой стенки; квадратные скобки обозначают скачок параметров. Нижние индексы 1 и 2 в дальнейшем относятся к параметрам газа перед и за проницаемой стенкой соответственно.

Получение полной системы граничных условий предполагает привлечение наряду с (1) дополнительных соотношений, ассоциируемых со структурой реализуемого режима течения газа. При $u_1 < c_1, u_2 \geq c_2$ имеют место два дополнительных граничных соотношения. Если $0 < \epsilon < 1$, на основании соображений размерности и в силу справедливости первого и третьего уравнений системы (1) можно записать

$$M_1 = M_1(\epsilon) < 1, \quad M_2 = M_2(\epsilon) \geq 1, \quad (2)$$

где M_1, M_2 — числа Маха; первое неравенство — условие запираания потока



в каналах проницаемой стенки; второе — следствие условия изоэнтропичности сверхзвукового расширения. Используемые предположения о структуре реализуемого режима течения позволяют представить граничные условия (2) в виде [5]

$$\frac{k+1}{2} \left(\frac{M_i}{\varepsilon} \right)^{\frac{2(k-1)}{k+1}} - \frac{k-1}{2} M_i^2 = 1 \quad (i = 1, 2). \quad (3)$$

Значению M_1 отвечает меньший, а значению M_2 — больший корень соответствующего трансцендентного уравнения системы (3).

Сила F , действующая со стороны газа на единицу площади стенки, определяется в форме [5]

$$F = p_1 \left[1 + kM_1^2 - (1 + kM_2^2) \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^{\frac{2k}{k+1}} \right]$$

(p_1 — среднее давление на стенку) и зависит лишь от параметров течения газа.

Система основных (1) и дополнительных (3) граничных соотношений составляет полную систему граничных условий на разрыве. В анализируемом ниже режиме взаимодействия волн при $k = 3$ искомые числа M_1 и M_2 выражаются из (3) в явном виде относительно ε :

$$M_1 = \frac{1}{\varepsilon} - \sqrt{\frac{1}{\varepsilon^2} - 1}, \quad M_2 = \frac{1}{\varepsilon} + \sqrt{\frac{1}{\varepsilon^2} - 1}, \quad (4)$$

при этом силовое воздействие на проницаемую стенку определяется соотношением

$$F = p_1 [1 + 3M_1^2 - (1 + 3M_2^2) \sqrt{(M_1/M_2)^3}].$$

Дальнейший анализ проводится в безразмерных переменных с использованием в качестве единиц толщины l слоя ВВ, скорости детонации Чепмена — Жуге, времени распространения волны детонации Чепмена — Жуге через слой ВВ толщиной l и массы слоя ВВ (на единицу площади). Соответствующие безразмерные переменные и параметры: X — пространственная переменная, T — время, U — скорость, C — скорость звука, M — относительная масса метаемой пластины.

Обоснуем справедливость утверждения о сохранении типа отраженной волны при взаимодействии центрированной волны разрежения с проницаемой стенкой, используя общее решение одномерных изоэнтропических уравнений газовой динамики:

$$X = (U + C)T + F_1(U + C). \quad (5)$$

В плоскости пространственно-временных переменных X , T волновая конфигурация течения для данного режима отражения схематично показана на рис. 2, а (область течения ПВ слева от проницаемой стенки на рисунке не показана). Центрированную волну разрежения в рассматриваемом случае образует семейство $(U-C)$ -характеристик. Обозначим точку пересечения характеристик — центр падающей на проницаемую стенку волны — координатами X_i , T_i (точка i на рис. 2, а), а точку пересечения первой характеристики со стенкой — ко-

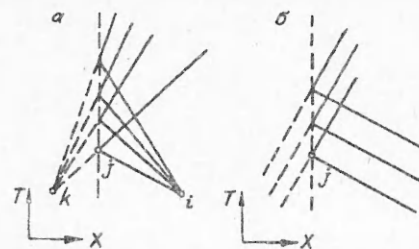


Рис. 2. Конфигурации течения, формируемые при взаимодействии с проницаемой стенкой центрированной волны разрежения (а) и простой волны (б).

ординатами X_j, T_j (точка j на рис. 2, а). В предположении, что координаты центра волны и точки j известны, угол указанной характеристики считается заданным и равным $\beta_j = (X_j - X_i)/(T_j - T_i)$.

Вид функции $F_i(U + C)$ в (5) определим из условия, что пространственная координата проницаемой стенки в рассматриваемой системе координат $X = X_j$. Учитывая далее, что

$$U + C = q(\varepsilon) \frac{X - X_i}{T - T_i} \quad \left(q(\varepsilon) = \frac{M_1 - 1}{M_1 + 1} \right),$$

найдем произвольную функцию

$$F_i(U + C) = X_j - q(\varepsilon)(X_j - X_i) - (U + C)T_i.$$

С учетом последнего соотношения уравнение (5) преобразуется:

$$X = X_j - q(\varepsilon)(X_j - X_i) + (U + C)(T - T_i). \quad (6)$$

Выражение (6) — это решение для центрированной волны разрежения с центром в точке с координатами

$$X_k = X_j - q(\varepsilon)(X_j - X_i), \quad T_k = T_i. \quad (7)$$

(точка k на рис. 2, а).

В предельном режиме отражения центрированной волны разрежения от жесткой непроницаемой стенки поскольку $q(\varepsilon) = -1$ ($M_1 = 0$), из (7) следует [10]

$$X_k = 2X_j - X_i, \quad T_k = T_i.$$

Таким образом, при отражении центрированной волны разрежения от проницаемой стенки тип падающей волны не изменяется, при этом отраженная волна — центрированная. Угловой коэффициент прямой, соединяющей центры падающей и отраженной волн, в рассматриваемом режиме отражения равен нулю. Аналогичные закономерности наблюдаются и при взаимодействии простой волны с проницаемой стенкой. И в этом случае (рис. 2, б) тип падающей на стенку волны не изменяется.

Анализ области течения продуктов взрыва. Можно выделить две характерные стадии движения пластины, описываемые двумя различными типами решений: движение в области простых волн (см. рис. 1, I, III) — областях течения, описываемых особым (римановским) решением, и движение в зонах, описываемых общим решением одномерных изоэнтропических уравнений газовой динамики (см. рис. 1, II, IV). Рассмотрим способы построения решений для каждой из перечисленных стадий движения пластины. В дальнейшем нижние цифровые индексы $j = 2n - 1$ ($n = 1, 2, \dots$) у безразмерных переменных и параметров в соответствии с обозначениями рис. 1 определяют величины в граничных точках анализируемого участка траектории движения пластины, индексы $j = 2n$ соответствуют величинам на проницаемой стенке.

В области простой волны I задача решается аналогично приведенной в [1, 4]:

$$X = J_+ \left[T - \frac{2}{F} (\sqrt{FT + 1} - 1) \right], \quad U = J_+ \left(1 - \frac{1}{\sqrt{FT + 1}} \right),$$

$$X_1 = \frac{1}{6M}, \quad T_1 = J_+ \left(1 + \frac{1}{6M} \right), \quad U_1 = J_+ \left(1 - \frac{1}{\sqrt{FT_1 + 1}} \right),$$

$$F = \frac{1}{\sqrt{6M}}, \quad J_+ = \sqrt{\frac{3}{8}}.$$

Координаты центра отраженной волны разрежения, образующейся при взаимодействии волны I с несжимаемой пластиной, определяются как $X_1 = 3M/2$, $T_1 = -\sqrt{6}M$ [4].

Подобным образом находится и решение в области простой волны III (см. рис. 1). Отличие заключается лишь в том, что в последнем случае $U + C = -q(\epsilon)J_+$. Условие постоянства инварианта Римана приводит к следующим соотношениям для параметров движения пластины:

$$\begin{aligned} X &= -q(\epsilon)J_+ \left[T - \frac{2}{F_1} \sqrt{F_1(T + f_1)} \right] + f_2, \\ U &= -q(\epsilon)J_+ \left[1 - \frac{1}{\sqrt{F_1(T + f_1)}} \right]; \\ F_1 &= 2\eta [q(\epsilon)J_+]^2, \quad \eta = 2\sqrt{6}/(9M), \\ f_1 &= \frac{[q(\epsilon)J_+ - U_3]^{-2}}{2\eta} - T_3, \quad f_2 = X_3 + q(\epsilon)J_+T_3 - \frac{2q(\epsilon)J_+}{F_1} \sqrt{F_1(T_3 + f_1)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Координаты центра волны разрежения, образуемой при отражении простой волны III от несжимаемой пластины, определяются в виде $X_k = f_2 + q(\epsilon)J_+f_1$, $T_k = -f_1$, а координаты граничной точки 5 в форме

$$X_5 = - [1 + q(\epsilon)J_+(T_5 - T_2)], \quad T_5 = \frac{F_1[1 - q(\epsilon)J_+ + f_1]^2}{4[q(\epsilon)J_+]^2} - f_1,$$

где $T_2 = 1/J_+$. Скорость движения пластины в точке 5 находится подстановкой $T = T_5$ во второе уравнение (8), скорость звука $C_5 = -[U_5 + q(\epsilon)J_+]$.

Решение задачи в области II , IV сводится к нахождению центров падающей и отраженной волн разрежения и координат точек пересечения граничных характеристик соответствующей области течения с траекторией движения пластины. Алгоритм решения задачи подробно рассматривался в работах [1, 3, 4]. Параметры движения пластины определяются в области II (на участке 1—3 на рис. 1) по следующим формулам:

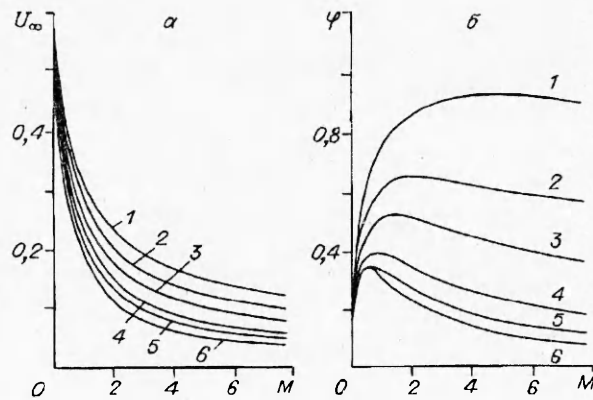
$$\begin{aligned} X &= b_1T - \frac{1}{\eta C} - 1, \quad C = [a_1T^2 - 2\eta T]^{-1/2}, \\ U &= \frac{X + 1}{T} - C, \\ a_1 &= \frac{1}{C_1^2 T_1^2} + \frac{2\eta}{T_1}, \quad b_1 = J_+ + \frac{1}{\eta C_1 T_1}, \quad C_1 = J_+ - U_1, \\ X_3 &= - [q(\epsilon)J_+T_3 + 1], \quad T_3 = \frac{2\eta}{a_1 - \eta^2[b_1 + q(\epsilon)J_+]^2}, \end{aligned}$$

в области IV

$$\begin{aligned} X &= X_M + b_5(T - T_M) - \frac{1}{\eta C}, \quad U = \frac{X - X_M}{T - T_M} - C, \\ C &= [a_5(T - T_M)^2 - 2\eta(T - T_M)]^{-1/2}, \\ a_5 &= \frac{1}{C_5^2(T_5 - T_M)^2} + \frac{2\eta}{T_5 - T_M}, \quad b_5 = a_5 + \frac{1}{\eta C_5(T_5 - T_M)}. \end{aligned}$$

Координаты центров волн разрежения соответствующих областей тече-

Рис. 3. Зависимости предельной скорости метания (а) и коэффициента отбора энергии (б) от относительной массы пластины и проницаемости жесткой стенки.
 ϵ : 1 — 0; 2 — 0,1; 3 — 0,2; 4 — 0,4; 5 — 0,6; 6 — 1,0.



ния продуктов взрыва имеют вид

$$X_J = X_I + 2\eta \frac{b_1}{a_1}, \quad T_J = \frac{2\eta}{a_1},$$

$$X_M = q(\epsilon)(1 + X_I) - 1, \quad T_M = T_I,$$

$$X_N = q(\epsilon)(1 + X_J) - 1, \quad T_N = T_J.$$

Построение решений в последующих областях течения проводится аналогичным образом.

Предельная скорость метания. Определение предельной скорости метания U_∞ сводится к установлению той зоны течения ПВ, где пластина заканчивает набор скорости. Величина U_∞ и коэффициент отбора энергии φ находятся из выражений [1]

$$U_\infty = \lim_{T \rightarrow \infty} U(T) = b_j - \sqrt{a_j}/\eta, \quad (9)$$

$$\varphi = 8MU_\infty^2.$$

Определяющие параметры задачи M и ϵ влияют на U_∞ и φ неявно через коэффициенты a_j , b_j .

Результаты и их обсуждение. Результаты расчетов, иллюстрирующие влияние проницаемости жесткой стенки на предельную скорость метания U_∞ и коэффициент отбора энергии φ показаны на рис. 3 (1 — классическая задача Лагранжа [1], 2 — схема метания со свободной границей, 3—6 — анализируемая схема взрывного метания). Предельная скорость метания с ростом ϵ уменьшается. Графики зависимости $\varphi(M, \epsilon)$ имеют тот же вид, что и при $\epsilon = 0$ (непроницаемая стенка), при этом, чем больше проницаемость, тем раньше (при меньших M) достигается максимум φ . Абсолютная величина коэффициента отбора энергии с возрастанием ϵ снижается, причем существенное уменьшение φ наблюдается уже при незначительном увеличении проницаемости стенки. При $\epsilon \geq 0,5$ коэффициент отбора энергии ВВ практически не отличается от величины φ , достигаемой в схеме метания со свободной границей.

Представленные результаты свидетельствуют о том, что проницаемость жесткой стенки во взрывных устройствах рассмотренного типа должна приводить к существенному снижению эффективности их действия. Предельные возможности устройства в этом случае могут быть расширены при реализации в заряде ВВ нетрадиционных режимов взрывчатого превращения. Для режима недосжатой (слабой) детонации возможность повышения предельной скорости метания в задаче Лагранжа теоретически обоснована в работе [11]. В отдельных случаях реализация данного режима позволяет компенсировать эффект проницаемости стенки взрывного устройства. Достижение оптимальных условий взрывного метания в этом случае будет зависеть от степени недосжатия детонационного процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аттетков А.В., Бойко М.М., Власова Л.Н. и др. К вопросу определения коэффициента отбора энергии в задаче Лагранжа // ФГВ. — 1992. — 28, № 6. — С. 96—100.
2. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. — М.: Оборонгиз, 1962. — 703 с.
3. Аттетков А.В., Бойко М.М., Власова Л.Н. и др. Газодинамические особенности течений в задачах метания несжимаемых пластин продуктами взрыва // ПМТФ. — 1988. — № 6. — С. 51—56.
4. Аттетков А.В., Бойко М.М., Власова Л.Н. и др. Газодинамические особенности течений в задаче метания двух несжимаемых пластин продуктами взрыва // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1991. — № 2. — С. 148—152.
5. Комаровский Л.В. Метание свободных тел газовым потоком // Численные методы механики сплошной среды. — 1976. — Т. 7, № 6. — С. 74—86.
6. Гринь В.Т., Крайко А.Н., Миллер Л.Г. К распаду произвольного разрыва на перфорированной перегородке // ПМТФ. — 1981. — № 3. — С. 95—103.
7. Кореньков В.В., Охитин В.Н. Истечение газа через пронцаемый экран // Деп. в ВИНТИ. — № 4578-72 Деп. — 1982. — 20 с.
8. Миллер Л.Г. Нестационарное истечение газа в вакуум через перфорированную перегородку // ПМТФ. — 1983. — № 2. — С. 762—765.
9. Гувернюк С.В., Савинов К.Г., Ульянов Г.С. Сверхзвуковое обтекание затупленных перфорированных экранов // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1985. — № 1. — С. 143—149.
10. Аттетков А.В., Бойко М.М., Власова Л.Н. и др. Об одном случае решения задачи Лагранжа // Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение. — 1991. — № 3. — С. 95—101.
11. Аттетков А.В., Бойко М.М., Власова Л.Н. и др. Задача Лагранжа при реализации режима недосжатой детонации // Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение. — 1992. — № 1. — С. 70—78.

107005, г. Москва, НИИСпецмаш,
МГТУ им. Н.Э. Баумана

Поступила в редакцию 14/IX 1993

УДК 621.45:662.614.2:534.222.2

С.А. Ждан, В.В. Митрофанов, А.И. Сычев

ВЕЛИЧИНА РЕАКТИВНОГО ИМПУЛЬСА ОТ ВЗРЫВА ГАЗОВОЙ СМЕСИ В ПОЛУОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Выполнены измерения и расчеты реактивного импульса от взрыва ацетилено-кислородной смеси в цилиндрической камере. Заряд газовой смеси находился у закрытого торца и заполнял всю длину камеры или часть ее, при этом в остальной части оставался воздух. При изменении отношения длин камеры и заряда от 1 до 7—10 удельный импульс детонационного взрыва смеси возрастает от 160 до 500—540 с. В случае топливно-воздушных смесей расчетный удельный импульс на единицу массы смеси в несколько раз ниже, а на единицу массы горючего выше.

В реактивных двигателях потенциальная химическая энергия топлива превращается в тепловую (в камере сгорания) и затем в кинетическую энергию стационарной струи продуктов (в сопле). При этом удельный реактивный импульс I — сила тяги, отнесенная к секунднему расходу топлива, ограничивается сверху величиной

$$I_0 = \sqrt{2\Delta H},$$

где ΔH — разность удельных энтальпий топлива и продуктов сгорания в пределе их бесконечного изэнтропического расширения.

При метании тела (пластины) взрывом слоя конденсированного взрывчатого вещества (ВВ) происходят аналогичные процессы преобразования энергии и производства реактивного импульса, но в существенно нестационарном варианте. Согласно [1, 2] для плоского слоя мощных ВВ передаваемый телу импульс

$$I_1 \approx 0,3D \approx 0,85I_0,$$

где D — скорость детонации ВВ. Уменьшение I_1 по сравнению с I_0 объясняется появлением в нестационарном процессе бесполезной для производства

© С.А. Ждан, В.В. Митрофанов, А.И. Сычев, 1994