

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ДВУМЕРНОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ
ЗАДАЧИ О ДВИЖЕНИИ ОБОЛОЧКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ

А. В. Каширский, Ю. В. Коровин, В. А. Одинцов,
Л. А. Чудов

(Москва)

Получено численное решение задачи о движении несжимаемой цилиндрической оболочки с зарядом взрывчатого вещества при распространении плоской детонационной волны от торца заряда. Прочность оболочки не учитывается. Для продуктов детонации принято трехчленное уравнение состояния [1]. Проведено сравнение с одномерным случаем.

Рассматривается цилиндрическая оболочка с зарядом взрывчатого вещества (ВВ). На открытом конце возбуждается плоская детонационная волна. Продукты детонации (ПД) истекают в вакуум. Слева заряд ограничен жесткой стенкой. После удара детонационной волны (ДВ) о стенку появляется отраженная ударная волна, вследствие чего дальнейшее движение газа является неизэнтропическим. При заданном уравнении состояния ПД определяющими параметрами задачи будут

$$\lambda = l/R_0, \quad \mu = m/M$$

где m — масса заряда, M — масса оболочки, l — длина и R_0 — начальный радиус заряда.

В качестве ВВ взят пентолит (сплав тротила с ТЭНом 50 : 50) с начальной плотностью $\rho_0 = 1.65 \text{ г/см}^3$, теплотой взрывчатого превращения $Q = 0.0536 \text{ мбар} \cdot \text{см}^3/\text{г}$ и скоростью детонации $D = 0.7655 \text{ см/мксек}$.

Параметры в точке Чепмена — Жуке составляют

$$\begin{aligned} p_{c-J} &= 0.2452 \text{ Мбар}, & D &= 0.7655 \text{ см/мксек} \\ \rho_{c-J} &= 2.2100 \text{ г/см}^3, & v_{c-J} &= 0.1941 \text{ см/мксек} \\ e_{c-J} &= 0.0724 \text{ Мбар} \cdot \text{см}^3/\text{г}, & c_{c-J} &= 0.5714 \text{ см/мксек} \end{aligned}$$

где p — давление, ρ — плотность, e — внутренняя энергия, v — осевая компонента скорости, c — скорость звука.

Безразмерные переменные вводятся таким образом, что вид уравнений движения и уравнения состояния не меняется

$$\begin{aligned} p' &= p/\rho_0 D^2, \quad \rho' = \rho/\rho_0, \quad v' = v/D, \quad u' = u/D, \quad c' = c/D, \quad e' = e/D^2, \\ r' &= r/R_0, \quad z' = z/R_0, \quad t' = tD/R_0 \end{aligned}$$

где u — радиальная компонента скорости, r — радиальная координата, z — осевая координата, t — время.

Уравнение состояния для продуктов детонации принято в виде

$$p' = A \rho' e' + B \rho'^4 + C \exp(-k/\rho')$$

Значения констант равны

$$A = 35 \cdot 10^{-2}, \quad B = 1659 \cdot 10^{-5}, \quad C = 2147 \cdot 10^{-3}, \quad k = 3636 \cdot 10^{-3}$$

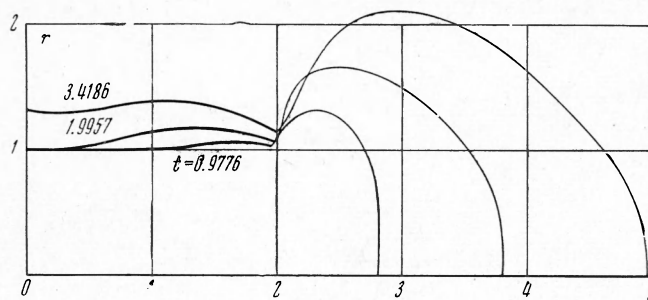
Закон движения оболочки в размерных переменных записывается следующим образом:

$$dM \, d\mathbf{W}/dt = p \, ds \, \mathbf{n}$$

Это условие, записанное покомпонентно в безразмерных переменных, имеет вид (здесь и в дальнейшем штрихи опускаем)

$$dU/dt = pR\mu, \quad dV/dt = pR\mu \, \operatorname{tg} \gamma \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{W}$ — вектор скорости массы dM , U и V — вертикальная и горизонтальная компоненты скорости, γ — угол между вертикалью и нор-



Фиг. 1

малю к поверхности оболочки, $\mathbf{n}$ — единичный вектор, направленный по нормали к оболочке.

Граничное условие на оболочке имеет вид

$$W_n = w_n \quad (2)$$

где W_n и w_n — проекции векторов скорости оболочки и продуктов детонации на нормаль к оболочке.

Граничные условия на фронте истекающего газа имеют вид

$$p = 0, \quad \rho = 0$$

В силу осевой симметрии задачи радиальная составляющая скорости на оси равна нулю. До падения детонационной волны на жесткую стенку граничные условия на фронте волны имеют вид

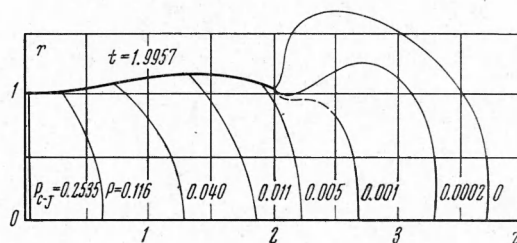
$$p = p_{c-J}, \quad \rho = \rho_{c-J}, \quad e = e_{c-J}, \quad v = v_{c-J}, \quad u = 0$$

После появления отраженной ударной волны осевая компонента скорости на жесткой стенке равна нулю.

При задании начальных условий было использовано плоское автомодельное распределение за фронтом детонационной волны, полученное Г. П. Меньшиковым для применяемого уравнения состояния.

Конечно-разностная аппроксимация уравнений движения продуктов детонации выполнена при помощи явной двухшаговой схемы второго порядка точности. Одномерный вариант данной схемы подробно описан в работе [2]. Расчетная схема, приведенная в данной работе, является обобщением схемы, впервые использованной Г. С. Росляковым и Л. А. Чудовым в 1962 г. для решения задачи о сверхзвуковом обтекании затупленного тела [3]. Расчет параметров на жесткой стенке проводился по общей схеме с использованием фиктивных точек: искомые величины в фиктивных точках определялись продолжением из расчетной области с учетом соответствующих граничных условий. На границе с вакуумом давление и плотность полагались равными нулю, а осевая и радиальная компоненты

скорости в этих точках находились с помощью линейной экстраполяции по двум ближайшим точкам, захваченным облаком продуктов детонации. Расчет параметров ПД (ρ , e , v) на оболочке проводился по односторонней схеме первого порядка точности. Давление p определялось по уравнению состояния ПД. Компоненты скорости оболочки U и V находились по уравнениям (1) со вторым порядком точности. Значения v , ρ , e на оси получались путем параболической экстраполяции.



Фиг. 2

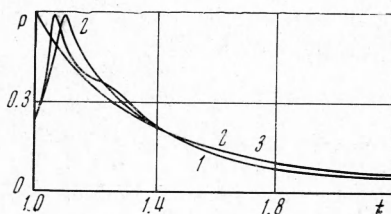
Для обеспечения устойчивости счета шаг по времени находился из условия

$$\Delta\tau = \min \begin{cases} \min K\Delta r / (|u| + c) \\ \min K\Delta z / (|v| + c) \end{cases}$$

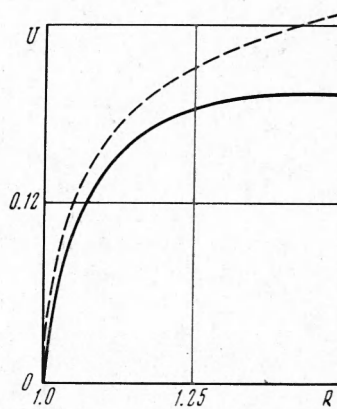
где Δr — шаг по радиальной координате, Δz — шаг по осевой координате.

Величина K («число Куранта») при расчетах принималась равной 0.4. Расчеты проведены на ЭЦВМ БЭСМ-6 на сетке 27×25 .

Оболочка и газовое облако в различные моменты времени представлены на фиг. 1 ($\mu = 1$, $\lambda = 2$). Часть оболочки, близкая к торцу, получает сравнительно небольшие перемещения вследствие быстрого падения



Фиг. 3



Фиг. 4

давления в этой области за счет интенсивного истечения ПД. Движение частей оболочки у жесткой стенки начинается в более поздние моменты времени, однако они получают большие начальные ускорения, вследствие повышения давления за счет отражения ДВ от стенки. Скорость фронта газа, истекающего в вакуум, на оси возрастает от 0.7 до 0.92. Интересно отметить, что облако ПД не распространяется влево от торца, т. е. отсутствует «затекание» ПД на оболочку. Изобары при $t = 1.9957$, т. е. в момент, непосредственно предшествующий падению детонационной волны на стенку, представлены на фиг. 2. Искривление изобар объясняется интенсивным действием боковой волны разрежения. При одном

и том же значении осевой координаты давление на оболочке существенно ниже давления в центральном столбе ПД.

На фиг. 3 приводится закон изменения давления (линия 1) на жесткой стенке после отражения детонационной волны в центральном столбе ПД. Линией 2 представлено численное решение для плоского одномерного отражения ДВ при том же уравнении состояния. Линия 3 соответствует одномерному аналитическому решению К. П. Станюковича в случае, когда политропа ПД имеет вид $p\rho^{-3} = \text{const}$ [4]. На фиг. 4 представлена радиальная компонента скорости оболочки U как функция от радиуса оболочки для сечения $z = 1$. Пунктирная линия соответствует зависимости $U = f(R)$ для одномерного радиального расширения оболочки с цилиндрической симметрией в случае, когда имеет место мгновенная детонация и расширение продуктов детонации описывается политропой $p\rho^{-3} = \text{const}$ [4].

Двумерная задача о расширении оболочки рассматривалась Уилкинсом [5] с учетом и без учета прочности оболочки. В случае оболочки без прочности результаты Уилкинса качественно совпадают с полученными в данной работе.

Авторы благодарят Г. С. Рослякова и В. М. Пасконова за помощь в работе и полезные советы.

Поступила 5 I 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. The Chapman — Jouguet isentrope and the underwater shockwave performance of pentolite. Proc. 4-th Sympos. (Internat) Detonat. White Oak, Md, 1965, Washington, 1967.
2. Каширский А. В., Коровин Ю. В., Одинцов В. А. Движение оболочки при осевой детонации, ПМТФ, 1971, № 1.
3. Росляков Г. С., Теленин Г. Ф. Обзор работ по расчету стационарных осесимметрических течений газа, выполненных в Вычислительном центре МГУ. В сб. «Численные методы в газовой динамике», вып. 2, М., Изд-во МГУ, 1963.
4. Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
5. Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.