

УДК 533.6.011.72

© 1993 г. Г. В. ДОЛГОЛЕВА, А. В. ЗАБРОДИН

ПОСТРОЕНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПРИБЛИЖЕННЫХ РЕШЕНИЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ КУМУЛИРУЮЩЕЙСЯ ЭНЕРГИИ ПРИ СХОЖДЕНИИ СЛОИСТОЙ СИСТЕМЫ ОБОЛОЧЕК

Рассматривается движение оболочечных слоистых систем (в которых возможны зазоры) при мгновенном энерговыделении во внешние слои. Рассмотрение проводится в гидродинамическом приближении. Построена последовательность переходов, описывающая основные закономерности движения при схождении системы к центру. Получены соотношения, позволяющие проводить целенаправленный подбор начальных данных с целью оптимизации параметров кумуляции. Результаты аналитических построений сопоставлены с прямыми численными расчетами модельных мишеней для термоядерного синтеза.

Кумуляцию в качестве физического явления можно определить как возникновение в ходе тех или иных процессов локальных образований с экстремальными параметрами посредством концентрации их из исходных распределений. Кумуляция как математическое понятие — это возникновение в решении особенностей, приводящих к неограниченному росту каких-либо компонент решения. Иногда ее называют неограниченной кумуляцией [1].

Изучению кумуляции посвящено много работ [1—7]. В большинстве из них кумуляция реализуется за счет геометрических особенностей картины течения. В [1] впервые был опубликован пример сконструированной кумуляции. Это прохождение ударной волны по системе из чередующихся плоских слоев тяжелого и легкого веществ, толщины которых подбираются специальным образом.

Предмет исследований настоящей работы — получение оценок величины кумулирующей энергии при схождении к центру слоистой системы оболочек. Рассмотрены типичные конструкции мишеней в задачах лазерного и пучкового термоядерного синтеза [8, 9]. Принцип работы, например, мишеней тяжелоионного синтеза состоит в накоплении энергии при торможении высокоскоростных ионов пучка в наружных слоях такой микромишени и кумуляции ее части в локальную область центра с целью получения параметров, достаточных для осуществления термоядерной реакции. При этом, с одной стороны, нельзя допустить преждевременного прогрева внутренних слоев, а с другой — энергетически невыгодно излишне наращивать массу наружных слоев, предназначенных собственно для приема потока энергии тяжелых ионов.

Таким образом, возникает оптимизационная задача, решение которой в каждом конкретном случае нетривиально. Конечно, всякий раз ее можно решить посредством численных расчетов. Но чтобы из-за многопараметричности оптимизационной задачи обозреть картину в целом, полезно иметь аналитические зависимости, выражающие конечный результат через исходные параметры. Ниже излагаются результаты построения таких зависимостей.

1. Постановка задачи, ход построения решения. В качестве типового объекта исследований была выбрана трехслойная оболочечная система, в одном или двух наружных слоях которой в начальный момент выделялась энергия. Слои могут состоять из различных веществ. Полость самой внутренней оболочки может быть заполнена газом малой плотности. Строится последовательность асимптотик, описывающая основные закономерности движения при схождении к центру. Построение решения осуществляется поэтапно [10].

На первом этапе рассматривается разлет внешних слоев в плоском прибли-

жении. Это справедливо, когда толщина слоев много меньше среднего радиуса оболочки, что верно для мишеней. При мгновенном энерговыделении в среднем слое начинается разлет окружающих его слоев. Они получают в основном кинетическую энергию. Из законов сохранения импульса и энергии при сделанных предположениях находятся средние скорости этих слоев как функции пройденного пути. В предположении некоторого распределения скоростей внутри расширяющегося слоя находится лагранжева частица с нулевой скоростью. Этим заканчивается первый этап построения решения.

На втором этапе задача переформулируется как движение внутри слоев, отсеченных неподвижной сферической (или цилиндрической) границей, проходящей по найденной на первом этапе лагранжевой частице. Дальнейшее движение этих слоев подсистемы рассматривается с учетом фактической симметрии (сферической или цилиндрической). По отношению к выделенной подсистеме можно использовать только закон сохранения энергии. Отсюда вычисляется скорость схождения внутреннего слоя и величины приобретенной (отобранной) им энергии. Выписаны формулы для нахождения величины этой энергии в зависимости от пройденного пути. Приводится оценка для максимально возможного отбора энергии.

На третьем этапе построено уточнение движения посредством учета градиента скорости по радиусу в малой окрестности центра. Для этого можно использовать какому-либо гипотезу схлопывания, например [1] или [11].

В случае заполнения внутренней полости газом малой плотности построения проводятся с учетом его сжатия. Предполагается, что максимальная энтропия набирается на первой волне, отвечающей максимальной скорости при обжатии оболочкой газа. Затем происходит адиабатическое его дожатие. В таком предположении можно оценить работу, затрачиваемую на сжатие газа, и включить ее в энергетический баланс движения оболочек. С учетом этого определяется скорость движения границы газ — оболочка. Оказывается, что скорость как функция пройденного пути не монотонна и может быть найдено ее максимальное значение. Полученные соотношения позволяют проводить подбор оптимальных условий кумуляции с учетом заполнения газом внутренней полости. Сопоставлены результаты аналитических построений и прямых численных расчетов модельных мишеней для термоядерного синтеза, получено их хорошее согласие.

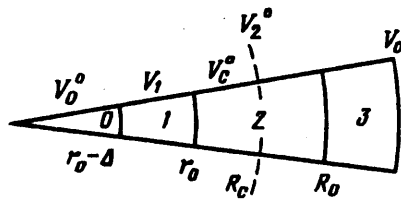
2. Чистополые слоистые системы. В этом разделе рассматриваются мишени со свободной от вещества внутренней полостью (чистополые слоистые системы). Обозначим индексами 1, 2, 3 последовательно три слоя, начиная от центра системы (фиг. 1). Предположим, что эти три оболочки расположены вначале на большом удалении от центра по сравнению с их толщиной, и рассматриваем систему как плоскую. Примениительно к ее движению запишем законы сохранения импульса и энергии [12]

$$\int_{M_1} u \, dm + \int_{M_2} u \, dm + \int_{M_3} u \, dm = 0 \quad (2.1)$$

$$\int_{M_1} \frac{u^2}{2} \, dm + \int_{M_2} \left(\frac{u^2}{2} + e \right) \, dm + \int_{M_3} \frac{u^2}{2} \, dm = e_0 M_2$$

где m — масса, u — скорость, e — внутренняя энергия, e_0 — удельное энерговыделение.

Эта запись сделана в предположении, что слои 1 и 3 слабо прогреты, т. е. внутренняя энергия мала. Иначе задача достижения параметров для получения термоядерной реакции при кумуляции в центре становится невыполнимой. Для тонкой оболочки ($\Delta r/r \ll 1$) можно принять на каждый момент времени распределение величины скорости по массе постоянным. Если промежуточный



Фиг. 1

слой 2 прогреет равномерно, а расширение его происходит адиабатически по уравнению состояния идеального газа, то

$$\int_{M_2} e dm = e_0 M_2 \left[\frac{V_2^0}{V_2} \right]^{\gamma-1}$$

где V_2^0 , V_2 — начальный и текущий объемы слоя 2.

Если предположить, что в любой момент распределение $u(m)$ в слое 2 известно, то эти интегралы в этом слое можно выразить через значения скоростей u_1 и u_3 .

Таким образом, для любого текущего расположения слоев, определяемого значением объема V_2 , имеем два уравнения для нахождения u_1 , u_3 . Для линейного распределения $u(m)$ получим

$$u_1 M_1 + M_2 (u_1 + u_3)/2 + M_3 u_3 = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{u_1^2 M_1}{2} + \frac{M_2}{6} (u_1^2 + u_1 u_3 + u_3^2) + \frac{u_3^2 M_3}{2} + e_0 M_2 \left\{ \left[\frac{V_2^0}{V_2} \right]^{\gamma-1} - 1 \right\} = 0$$

Отсюда отбор энергии слоями 1 и 3 определяется следующими выражениями:

$$E_1 = \frac{u_1^2 M_1}{2} = \frac{e_0 M_1 M_2 (M_3 + M_2/2)^2 \{ 1 - [V_2^0/V_2]^{\gamma-1} \}}{(M_1 + M_2 + M_3) [M_1 (M_3 + M_2/3) + M_2/3 (M_3 + M_2/4)]} \quad (2.3)$$

$$E_3 = \frac{u_3^2 M_3}{2} = \frac{e_0 M_2 M_3 (M_1 + M_2/2)^2 \{ 1 - [V_2^0/V_2]^{\gamma-1} \}}{(M_1 + M_2 + M_3) [M_1 (M_3 + M_2/3) + M_2/3 (M_3 + M_2/4)]}$$

Определим значение m_0 в слое 2, где скорость обращается в нуль. Привлекая первое соотношение (2.2) и предположение о линейности распределения скорости u_2 , получим

$$m_0 = \frac{M_2 [M_3 + M_2/2]}{M_1 + M_2 + M_3} \quad (2.4)$$

При $M_3 = 0$ (свободное истечение в вакуум с наружной поверхности)

$$m_0 = \frac{M_2^2}{2 [M_1 + M_2]}, \quad E_1 = \frac{u_1^2 M_1}{2} = \frac{e_0 M_1 M_2 \{ 1 - [V_2^0/V_2]^{\gamma-1} \}}{[M_1 + M_2/3] + 3/4 [M_1 + M_2/2] M_1/M_2}$$

При $M_3 = \infty$ (жесткая стенка на наружной поверхности) $m_0 = M_2$,

$$E_1 = \frac{u_1^2 M_1}{2} = \frac{e_0 M_1 M_2 \{ 1 - [V_2^0/V_2]^{\gamma-1} \}}{M_1 + M_2/3}$$

Рассматривая модель разлета плоских пластин как начальную стадию движения, построим в ее продолжении промежуточную асимптотику схождения внутренней оболочки с учетом соответствующей симметрии (сферической или цилиндрической). Всю внутреннюю часть мишени по отношению к границе,

определяемой частицей с нулевой скоростью, можно рассматривать как заключенную в объем с неподвижной границей R_c (фиг. 1).

При рассмотрении сферического или цилиндрического схождения к центру из второго уравнения системы (2.1) в предположении $u_3 = 0$ получим

$$\frac{u_1^2 M_1}{2} + \int_{M_c} \frac{u^2}{2} dm + \int_{M_c} e dm = e_0 M_c \quad (2.5)$$

где M_c — масса части слоя 2, внутренней относительно границы с нулевой скоростью.

В предположении знания зависимости $u_2(m)$ определяется E_1

$$u_2(m) = u_1 [1 - (m/M_c)^\alpha] \quad (2.6)$$

$$E_1 = \frac{u_1^2 M_1}{2} = \frac{e_0 M_1 M_c}{M_1 + M_c \beta} \left[1 - \left(\frac{V_c^0}{V_c} \right)^{\gamma-1} \right] \quad (2.7)$$

$$\beta = \frac{2\alpha^2}{(\alpha + 1)(2\alpha + 1)}$$

В принятой зависимости α можно рассматривать как параметр, который подлежит подбору из некоторого числа прямых численных расчетов. При $\alpha = 1$ получаем линейную интерполяцию, использованную при выводе соотношения (2.3); при $\alpha = \infty$ в соотношении (2.5) пренебрегается кинетической энергией слоя 2. Тогда (2.7) можно принять за верхнюю оценку для величины отбора энергии внутренней сходящейся оболочкой. Оценим величину V_c^0/V_c в предположении несжимаемости сходящейся оболочки (слоя 1). Обозначим через r_0 , Δ соответственно начальный наружный радиус и ее толщину, R_c — радиус, на котором располагается неподвижная граница полости, отсекающая из слоя 2 часть его массы M_c (фиг. 1). Тогда $V_c^0/V_c = V_c^0/(V_c^0 + V_0^0)$.

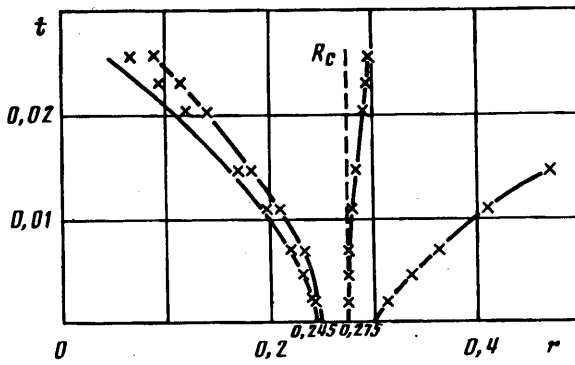
Согласно (2.7), максимальная величина процента отбора энергии сходящейся оболочкой равна

$$\frac{E_1(\max)}{e_0 M_c} = \frac{M_1}{M_1 + M_c \beta} \left[1 - \left(\frac{V_c}{V_c^0 + V_0^0} \right)^{\gamma-1} \right] \quad (2.8)$$

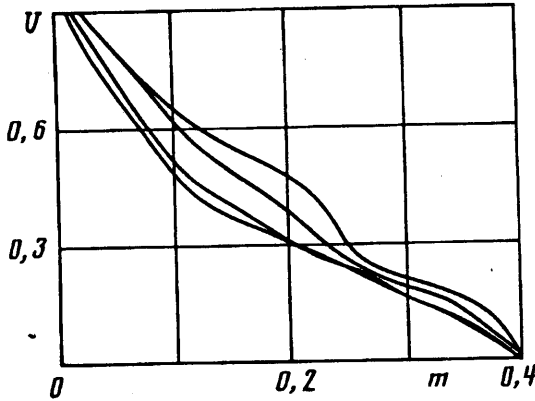
Рассмотрим мишень типа «голый шар» [9], т. е. случай $M_3 = 0$. Тогда, согласно (2.4) и (2.8), получим

$$\frac{E_1(\max)}{e_0 M_2} = \frac{\left\{ 1 - [V_2^0 + 2(1 + M_1/M_2)V_0^0]/V_2^0 \right\}^{1-\gamma} M_1}{2(1 + M_1/M_2)M_1/M_2 + \beta} \frac{M_1}{M_2}$$

В рассмотренном приближении кинетическая энергия $E_1(r)$, приобретенная оболочкой (где r — текущий ее внутренний радиус), определяется из предположения, что толщина оболочки много меньше радиуса (аспектное отношение мало). Однако к моменту схождения, когда отбор энергии уже осуществился, это предположение перестает быть справедливым. Более того, в малой окрестности внутренней границы происходит кумуляция энергии в слое, примыкающем к этой границе. Учет этого обстоятельства может быть осуществлен, если уточнить распределение скорости по радиусу. Для этого надо воспользоваться какой-либо гипотезой схлопывания. Например, приближением несжимаемой жидкости [1] или автотомельной асимптотикой сходящейся газовой оболочки [11]. Ниже приводятся формулы для первого из названных приближений.



Фиг. 2



Фиг. 3

В несжимаемой жидкости можно принять следующее распределение скорости по радиусу сходящейся оболочки: $ur^2 = u_1 r_1^2$, где индексом 1 отмечены величины на наружной поверхности оболочки. Тогда

$$\int_r^{r_1} \rho \frac{u^2}{2} r^2 dr = \rho \frac{u_1^2}{2} r_1^4 (r^{-1} - r_1^{-1})$$

Так как $r_1^3 - r^3 = r_0^3 - (r_0 - \Delta)^3$, то с учетом $ur^2 = u_1 r_1^2$ следует, что

$$u = \frac{(2E_1)^{1/2}}{\rho^{1/2} \{ r^{-1} - [r^3 + r_0^3 - (r_0 - \Delta)^3]^{-1/2} \} r^2}$$

Аналогичную зависимость можно получить для цилиндра.

Сопоставление представленных формул и прямых газодинамических (численных) расчетов [13] было проведено на примерах мишени (фиг. 1) в цилиндрическом и сферическом ее вариантах при различных энергозложениях в области 2 в каждом из них. Уравнение состояния вещества — идеальный газ с $\gamma = 5/3$. На левой ($r_0 - \Delta = 0,245$) и правой ($R_0 = 0,3$) границах граничное условие — свободная поверхность. Первоначально сопоставим поведение траектории нулевой скорости в области 2 по расчетам и формуле (2.4) ($R_c = 0,274$ — цилиндр, $R_c = 0,275$ — сфера). Из расчетов (фиг. 2) следует, что на интервале времени, определяющем поведение решения к моменту кумуляции энергии в центре, значения радиусов R_c (месторасположения этой траектории), полученные по формуле (2.4), совпадают с расчетными и не зависят от энерговыделения. Это обуславливает совпадение движения границ внутренней оболочки в полной и усеченной мишенях. Поэтому следующие расчеты проводились для «усеченной» мишени: область 2 ограничивалась справа радиусом $R_c = 0,274$ (цилиндр), $0,275$ (сфера), и эта граница полагается «жесткой стенкой».

e_0	Сфера		Цилиндр	
	формула	расчет	формула	расчет
2,15256	0,277	0,253	0,529	0,536
23,6667	3,05	2,87	5,81	5,91

Величина α в (2.6) выбиралась из численных расчетов. На фиг. 3 приведены профили отношения $U = u_2(m)/u_2(0)$ (где $u_2(0)$ — текущая скорость левой границы), как функции величины m ($0 < m < M_2$) (сфера). Профили устанавливаются после того, как приблизительно 50% энергии «отобрано» оболочкой. Из расчетов можно заключить, что $\alpha = 0,5$ для сферы и $\alpha = 2/3$ для цилиндра.

Далее сравнивалась величина отбора энергии для полной мишени (внешний радиус $R_0 = 0,3$ граничное условие — свободная поверхность) и усеченной мишени (внешний радиус R_c и граничное условие — скорость, равная нулю). Отбор энергии в полной и усеченной мишенях практически совпадает и согласуется с отбором энергии по формуле (2.7).

В таблице для сферы и цилиндра приведен для различных значений энергии e_0 максимальный отбор энергии $E_1(\max)$, полученный по формуле (2.8) и по расчету (усеченная мишень). Видно неплохое совпадение, т. е. расчет подтверждает справедливость приведенных формул.

3. Слоистые системы с газонаполненным центром. Пусть центральная полость начального объема V_0^0 , (область 0, фиг. 1) заполнена газом с малой начальной плотностью ρ_0^0 . Начальная стадия движения слоя 1 практически не будет отличаться от рассмотренного выше случая (2.7) схождения чистополой оболочки. Выразим величину энтропии σ_0 , набираемую за первой волной газом, заполняющим центральную область, при движении ее границы со скоростью u_1

$$\sigma_0 = \frac{(k-1)^k u_1^2(r_1)}{2(k+1)^{k-1} (\rho_0^0)^{k-1}} \quad (3.1)$$

где k — показатель адиабаты. Среднее давление P^0 и энергия e^0 в газе с энтропией σ_0 в зависимости от объема газа V_0 равны

$$P^0 = \sigma_0 \rho_0^k = \sigma_0 (\rho_0^0)^k \left[\frac{V_0^0}{V_0} \right]^k$$

$$e^0 = \frac{P^0}{(k-1)\rho_0} = \frac{\sigma_0 (\rho_0^0)^{k-1}}{k-1} \left[\frac{V_0^0}{V_0} \right]^{(k-1)}$$

Полная энергия газа, если пренебречь его кинетической энергией, равна

$$E_0 = \int_0^r e^0 dm = \frac{\sigma_0 (\rho_0^0)^{k-1}}{k-1} \left[\frac{V_0^0}{V_0} \right]^{(k-1)} M_0 \quad (3.2)$$

где M_0 — масса газа в полости.

Запишем закон сохранения энергии усеченной мишени с учетом внутренней энергии газа в полости

$$\int_0^r e^0 dm + \int_{M_1} \frac{u_1^2}{2} dm + \int_{M_c} \frac{u^2}{2} dm + \int_{M_c} e dm = e_0 M_c$$

С учетом (3.2) и соотношений (2.6), (2.7) получим

$$\frac{\sigma_0 (\rho_0^0)^{k-1}}{k-1} M_0 \left[\frac{V_0^0}{V_0} \right]^{k-1} + \frac{u_1^2 M_1}{2} + \frac{u_1^2 M_c \beta}{2} = e_0 M_c \left[1 - \left(\frac{V_c^0}{V_0} \right)^{\gamma-1} \right]$$

Отсюда энергия сходящейся оболочки (слоя 1) равна

$$E_1 = \frac{u_1^2 M_1}{2} = \left\{ e_0 M_c \left[1 - \left(\frac{V_c^0}{V_c} \right)^{\gamma-1} \right] - \frac{\sigma_0 (\rho_0^0)^{k-1}}{k-1} M_0 \left(\frac{V_0^0}{V_0} \right)^{k-1} \right\} \left[1 + \frac{M_c \beta}{M_1} \right]^{-1} \quad (3.3)$$

Суммарная энергия газа и оболочки из (3.2) и (3.3) выразится в виде

$$E_s = E_0 + E_1 = \frac{M_1}{M_1 + M_c \beta} \left\{ e_0 M_c \left[1 - \left(\frac{V_c^0}{V_c} \right)^{\gamma-1} \right] \right\} + \frac{M_c \beta}{M_1 + M_c \beta} E_0 \quad (3.4)$$

Следовательно, она равна сумме энергии, отбираемой оболочкой в варианте без газа (первое слагаемое), и части энергии E_0 , приобретенной газом, т. е. больше, чем в соответствующей чистополой мишени. На момент остановки газа ($u_1 = 0$) из (3.2) следует, что

$$e_0 M_c \left[1 - \left(\frac{V_0^0}{V_c + V_0^0 - V_0} \right)^{\gamma-1} \right] = \frac{\sigma_0 (\rho_0^0)^{k-1}}{k-1} M_0 \left(\frac{V_0^0}{V_0} \right)^{k-1}$$

Отсюда запишем

$$V_0^{\min} > \left\{ \frac{\sigma_0 (\rho_0^0)^{k-1} M_0}{e_0 M_c (k-1) \left[1 - \left[V_c^0 / (V_c^0 + V_0^0) \right]^{\gamma-1} \right]} \right\}^{1/(k-1)} V_0^0$$

Найдем из (3.3) значение r_s , при котором энергия оболочки $E_1(r_s)$ достигает в ходе движения максимального значения. Для этого, вычислив и приравняв du_1^2/dV_0 к нулю, полагая для простоты $k = \gamma$, найдем величину объема полости, отвечающего значению r_s .

$$V_s = \frac{V_c^0 + V_0^0}{1 + M_c \left[(\gamma - 1) e_0 (\rho_2^0)^{1-\gamma} \sigma_0^{-1} (\max) \right]^{1/\gamma} / M_0} \quad (3.5)$$

Максимальное значение σ_0 достигается при $u_1^2(r_s)$ (3.1) и, согласно (3.3), связано зависимостью

$$\frac{u_1^2}{2}(r_s) = \frac{1}{M_1 + M_c \beta} \left\{ e_0 M_c \left[1 - \left(\frac{V_c^0}{V_c + V_0^0 - V_s} \right)^{\gamma-1} \right] - \frac{\sigma_0 (\rho_0^0)^{\gamma-1} M_0}{k-1} \left(\frac{V_0^0}{V_s} \right)^{\gamma-1} \right\}$$

следовательно

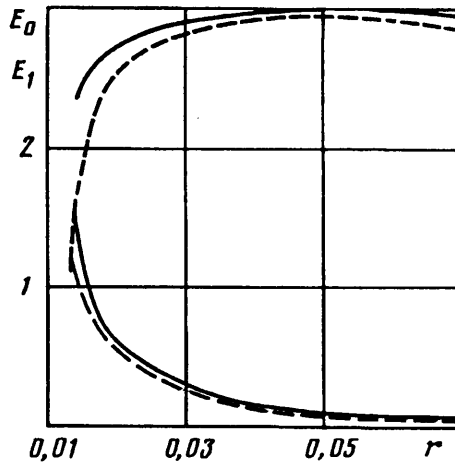
$$\sigma_0(\max) = \frac{(\gamma - 1) u_1^2(r_s)}{2(\gamma + 1)^{\gamma-1} (\rho_0^0)^{\gamma-1}} = \frac{(\gamma - 1) M_2}{(\rho_0^0)^{\gamma-1} (M_1 + M_c \beta)} e_0 \times \left[1 - \left(\frac{V_c^0}{V_c + V_0^0 - V_s} \right)^{\gamma-1} \right] \left[1 + \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^{\gamma-1} \left(\frac{V_0^0}{V_s} \right)^{\gamma-1} \frac{M_0}{M_1 + M_c \beta} \right]^{-1} \quad (3.6)$$

Это выражение совместно с (3.5) дает два соотношения для нахождения V_s , т. е. r_s и $\sigma_0(\max)$. Подставляя (3.5) в (3.6), можно записать уравнение для определения $\sigma_0(\max)$

$$1 + \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right)^{\gamma-1} \frac{M_1 + M_c \beta}{M_0 F} = \left[(1 + A) F^{1/(\gamma-1)} - 1 \right] \left\{ \frac{[(1 + A) F^{1/(\gamma-1)}]^{\gamma-1}}{F A^{\gamma-1}} - 1 \right\} \quad (3.7)$$

$$A = V_c^0 / V_0^0$$

$$F = \left\{ \frac{1}{1 + A} \left[1 + \frac{M_c}{M_0} \left(\frac{e_0^{\gamma-1}}{(\rho_2^0)^{\gamma-1} \sigma_0(\max)} \right)^{1/\gamma} \right] \right\}$$



Фиг. 4

Найдя $\sigma_0(\max)$ (возможно численно), восстановим из приведенных выше формул величины отбора энергии газа (E_0) и оболочки (E_1), а также при необходимости и другие параметры, характеризующие поведение мишени.

Сопоставление полученных формул с результатами численных расчетов было проведено на примерах газонаполненной мишени (фиг. 1) в сферическом и цилиндрическом вариантах при двух значениях энерговыделения в область 2. На левой границе (в центре) граничное условие — скорость равна нулю, на правой границе ($R_0 = 0,3$) — свободная поверхность. Начальное значение плотности газа в полости $\rho_0^0 = 0,005$. Траектории движения границ приведены на фиг. 2 (отмечены маркерами). Подтверждено хорошее совпадение траектории границ исходной и усеченной (по траектории нулевой скорости) мишеней с газонаполненным центром. Последующие расчеты так же, как и в разд. 2, проводились для усеченной мишени: $R_c = 0,274$ (цилиндр); $0,275$ (сфера).

Сравнивались (фиг. 4) величины энергии газовой оболочки E_0 и оболочки E_1 как функции r . Пунктирные кривые — результаты численных расчетов, сплошные получены по формулам (3.2) и (3.3). В них ϵ_0 найдено из решения уравнения (3.7). На расчетную кривую E_1 полностью ложится кривая

$$E = E_s - \frac{M_c \beta}{M_1 + M_c \beta} E_0$$

полученная из формулы (3.4), где E_s , E_0 взяты из расчета.

Построенные последовательности приближенных решений для вычисления величины кумулирующей энергии в слоистых системах не только описывают качественную зависимость от исходных параметров, но и с хорошим приближением дают количественные значения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Забабахин Е. И. Явления неограниченной кумуляции//Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. М.: Наука, 1970. С. 313—342.
2. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Гостехиздат, 1954. 328 с.
3. Guderley G. Starke kugelige und zylindrische Verdichtungsstöße in der Nähe des Kugelmittelpunktes bzw. der Zylinderachse//Luftfahrtforschung. 1942. В. 19. № 9. S. 302—312.
4. Станюкевич К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Гостехиздат, 1955. 804 с.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
6. Змитренко Н. В., Курдюмов С. П., Михайлов А. П. Теория режимов с обострением в сжимаемых средах//Итоги науки и техники. ВИНТИ. Современ. пробл. математики. 1986. Т. 28. С. 3—94.

7. Сидоров А. Ф. Некоторые оценки степени кумуляции энергии при плоском и пространственном безударном сжатии газа//Докл. АН СССР. 1991. Т. 318. № 3. С. 548—552.
8. Nuckolls J., Wood L., Thiessen A., Zimmerman G. Laser compression of matter to supper — high densities thermonuclear (CTR) applications//Nature. 1972. V. 239. № 5368. P. 139.
9. Баско М. М., Имишенник В. С., Кошкарев Д. Г. и др. Управляемый тяжелоионный синтез и дейтериевые мишени.//Вопр. атом. науки и техники. Сер.: Методики и программы числ. решения задач мат. физики. 1989. Вып. 2. С. 84—97.
10. Долголева Г. В., Забродин А. В. Построение последовательности асимптотик для определения величины кумулирующей энергии при схождении слоистой системы оболочек//Тез. докл. Всесоюз. симпоз. «Газодинамика взрывных и ударных волн, детонационного и сверхзвукового горения». Алма-Ата, 1991. С. 72.
11. Брушлинский К. В., Каждан Я. М. Об автомодельных решениях некоторых задач газовой динамики//Успехи мат. наук. 1963. Т. 18. № 2. С. 3—23.
12. Забродин А. В., Ченцов Н. Н. Приближенные решения в баллистической задаче Лагранжа и ее обобщениях: Препринт № 58. М.: ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР. 1988. 24 с.
13. Долголева Г. В. Методика расчета движения двухтемпературного излучающего газа (СНД)//Вопр. атом. науки и техники. Сер.: Методики и программы числ. решения задач мат. физики. 1983. Вып. 2. С. 29—33.

Москва

Поступила в редакцию
28.I.1992