

УДК 533.6

РАСЧЕТНОЕ КОНСТРУИРОВАНИЕ МИКРОМИШЕНЕЙ ДЛЯ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ БЕЗУДАРНОГО СЖАТИЯ¹

Г. В. Долголева, А. В. Забродин

Использование концепции безударного сжатия открывает перспективный способ построения микромишеней для осуществления термоядерного синтеза. Основой могут служить цилиндрические слоистые системы. Энерговложение осуществляется облучением с открытых торцов пучками ионов по направлению оси на всю длину мишени. Торможение частиц в слое энерговложения вызывает его интенсивный разогрев, приводящий к кумуляции вещества DT-слоя и окружающей его оболочки на ось мишени. В статье рассматриваются однокаскадные и двухкаскадные слоистые системы. Аналитически находятся законы энерговложения с целью осуществления безударного сжатия рабочей DT-области. Аналитические выкладки подтверждаются численными расчетами.

Введение

Безударное сжатие весьма привлекательно для получения сколь угодно больших плотностей при минимальных затратах энергии благодаря отсутствию ударных волн, т.е. сохранению в процессе сжатия начальной энтропии. Имеется огромное количество публикаций на эту тему [1–14]. Среди них нужно отметить работы А.Ф. Сидорова, в которых теоретически строится неограниченная кумуляция не только в одномерном, но и многомерном случаях [1–4]. Практическая реализация этого принципа наталкивается на технические трудности. Остается неясным, каким образом конструктивно осуществить на наружной границе сжимаемого вещества необходимые закономерности неограниченного наращивания давления (или скорости).

С другой стороны, давно известна идея конструктивного оформления неограниченной кумуляции энергии через схождение слоистой системы оболочек, которая успешно реализована во многих практических работах [15–19]. Среди них прежде всего следует назвать работы Е.И. Забабахина [15, 16].

Основным содержанием настоящей работы является объединение этих идей применительно к разработке термоядерных мишеней.

1. Кумуляция энергии в слоистых системах

Слоистые системы — это конструкции из относительно тонких цилиндрических или сферических слоев, вложенных друг в друга. Движение их возникает при мгновенном или распределенном по времени вложении энергии в некоторые из слоев. Назначение слоев состоит в организации кумуляции доли вложенной энергии в геометрический центр системы. Эффективность кумуляции оценивается по величине этой доли энергии.

Простейший вариант слоистой системы приведен на рис. 1. Конструкция состоит из трех слоев (однокаскадная система).

Дальнейшее наращивание конструкции слоистой системы может осуществляться двумя способами.

¹Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проекты 05-01-00097, 05-01-00141).

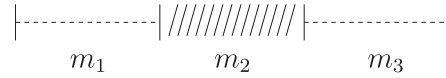


Рис. 1.

Во-первых, при рассмотрении задачи в сферическом или цилиндрическом случаях внутренней полости может быть заполнена веществом малой плотности. Такие конструкции представляют собой типичные примеры термоядерных мишеней для лазерного или тяжелоионного синтеза (см. рис. 2).

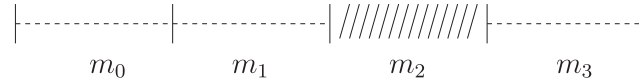


Рис. 2.

Во-вторых, более сложные системы могут строиться из однокаскадных систем, разделенных зазорами. Такова двухкаскадная система (см. рис. 3).

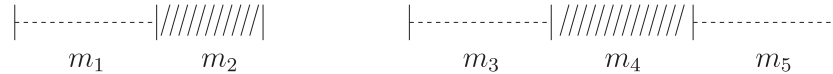


Рис. 3.

При вложении энергии (как правило, во внутренний слой) из законов сохранения массы, импульса и энергии при определенных предположениях находятся средние скорости этих слоев как функции пройденного пути.

Конечной целью исследований является определение величины кумулирующей энергии и выявление ее зависимости от параметров конкретной конструкции системы и способов энерго-вложения. Знание этих закономерностей позволяет исследовать различные системы (и в частности, микромишени) и предварительно отбирать из них наиболее подходящие по выходным параметрам кумуляции. Это существенно уменьшает множество вариантов для последующего детального рассмотрения и окончательного вывода.

1.1. Постановка задачи. Приближения, при которых строится решение

Описание эволюции рассматриваемых систем проводится на основе уравнений газодинамики, записанных в переменных t (время) и m (масса). Движение происходит от мгновенного или от распределенного по времени энерго-вложения. Математическая постановка базируется на рассмотрении уравнений газодинамики

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial (E + u^2/2)}{\partial t} + \frac{\partial (Pu)}{\partial m} = Q \quad (1.1)$$

и уравнения состояния $P = (\gamma - 1)E/v$. Здесь $v = \frac{1}{\rho}$, u, E, P, Q — соответственно удельный объем, скорость, внутренняя удельная энергия, давление, удельная мощность внешнего энерго-вложения (“удельный” — отнесенный к единице массы).

Систему уравнений (1.1) интегрируем по замкнутому контуру в плоскости (t, m) при следующих предположениях. Полагаем, что “тяжелые” слои с нечетными номерами (см. рис. 1–3) несжимаемы, скорости в каждом из них зависят только от времени t , что предопределяет малую долю внутренней энергии по отношению к кинетической на значительном временном интервале движения. В слоях с четными номерами (“легких” слоях), где может осуществляться энерго-вложение, необходимо учитывать изменение поля скоростей по пространству.

Предполагаем, что распределение скорости в слоях представимо в виде:

$$u(m, t) = \sum_i u_i(t) g_i(m). \quad (1.2)$$

Такое приближение используется для разделения переменных и, как правило, применяется при построении точных решений в задачах гидродинамики, близких к рассматриваемой [20]. Во многих случаях на начальном этапе движения зависимость от m можно принять линейной.

1.2. Однокаскадная система

Рассматриваем однокаскадную систему (см. рис. 1). Предполагаем, что в слой с массой m_2 производится энерговложение $E_2(0)$, мгновенное в начальный момент времени или распределенное по времени. Возможна также комбинация: одно энерговложение распределено по времени, а другое в некоторый момент мгновенное. Проинтегрируем систему уравнений (1.1) по замкнутому контуру Γ_1 (см. рис. 4).

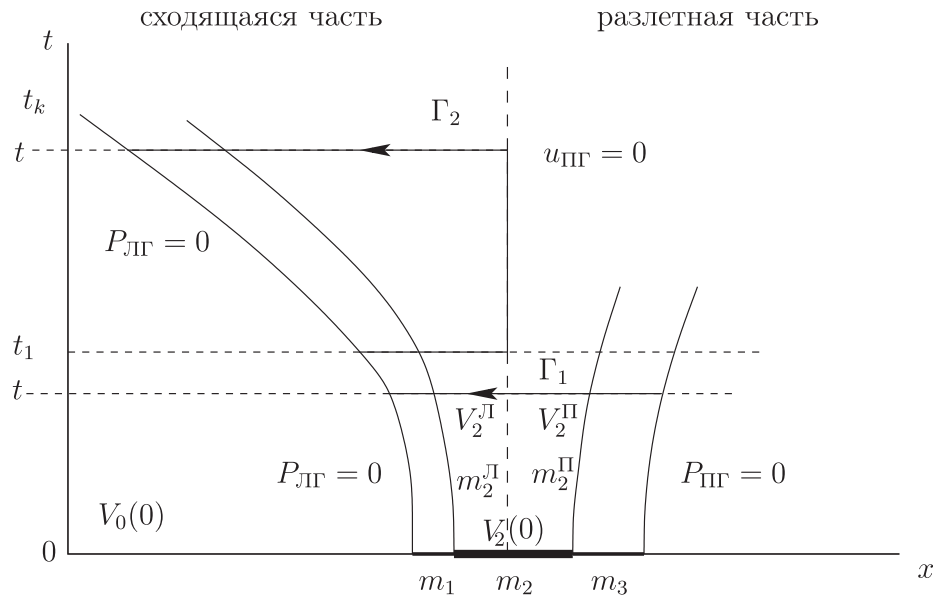


Рис. 4. Диаграммы движения границ слоев (однокаскадная система).

Нижнее основание отвечает начальному моменту времени, верхнее — текущему моменту времени. Левая и правая стороны контура Γ_1 проходят соответственно по левой границе слоя 1 и правой — слоя 3.

Конкретизируем (1.2), полагая g_i линейными функциями ($g_1(m) = 1 - m/m_2$, $g_2 = 0$, $g_3(m) = m/m_2$):

$$u(m, t) = \frac{1}{m_2} [u_1(t)(m_2 - m) + u_3(t)m]. \quad (1.3)$$

Если заданы начальные данные $u_1(0) = u_3(0) = 0$, мгновенное энерговложение $E_2(0)$, мощность Q внешнего энерговложения на интервале $[0, t_0]$, то можно записать $u_1(t), u_3(t)$ (решение системы) как функции от t и γ [11]:

$$u_1^2(t) = \frac{2 \left(E_2(0) + \frac{Qt}{2} \right) m_2 \left(m_3 + \frac{m_2}{2} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{V_2(0)}{V_2(t)} \right)^{\gamma-1} \right]}{(m_1 + m_2 + m_3) \left[\frac{m_2^2}{12} + \frac{m_2}{3} (m_1 + m_3) + m_1 m_3 \right]},$$

$$u_3^2(t) = \frac{2\left(E_2(0) + \frac{Qt}{2}\right)m_2\left(m_1 + \frac{m_2}{2}\right)^2\left[1 - \left(\frac{V_2(0)}{V_2(t)}\right)^{\gamma-1}\right]}{(m_1 + m_2 + m_3)\left[\frac{m_2^2}{12} + \frac{m_2}{3}(m_1 + m_3) + m_1m_3\right]}$$

при $0 \leq t \leq t_0$,

$$u_1^2(t) = \frac{2\left(E_2(0) + \frac{Qt_0}{2}\right)m_2\left(m_3 + \frac{m_2}{2}\right)^2\left\{1 - \frac{1}{2}\left[\left(\frac{V_2(0)}{V_2(t)}\right)^{\gamma-1} + \left(\frac{V_2(t_0)}{V_2(t)}\right)^{\gamma-1}\right]\right\}}{(m_1 + m_2 + m_3)\left[\frac{m_2^2}{12} + \frac{m_2}{3}(m_1 + m_2) + m_1m_3\right]},$$

$$u_3^2(t) = \frac{2\left(E_2(0) + \frac{Qt_0}{2}\right)m_2\left(m_1 + \frac{m_2}{2}\right)^2\left\{1 - \frac{1}{2}\left[\left(\frac{V_2(0)}{V_2(t)}\right)^{\gamma-1} + \left(\frac{V_2(t_0)}{V_2(t)}\right)^{\gamma-1}\right]\right\}}{(m_1 + m_2 + m_3)\left[\frac{m_2^2}{12} + \frac{m_2}{3}(m_1 + m_2) + m_1m_3\right]}$$

при $t_0 \leq t$.

В слое 2 существует неподвижная частица, которая разделяет этот слой на две части: левую с массой m_2^{II} и правую с массой m_2^{I} :

$$m_2^{\text{II}} = \frac{m_2(m_3 + m_2/2)}{m_1 + m_2 + m_3}, \quad m_2^{\text{I}} = m_2 - m_2^{\text{II}}. \quad (1.4)$$

Следует отметить, что лагранжева координата частицы не зависит от начальной энергии $E_2(0)$ и интенсивности энерговложения Q .

Отсюда можно сделать вывод, что не вся вкладываемая в область 2 энергия работает на кумуляцию, а только ее часть, вкладываемая в область с массой m_2^{I} .

Далее, для цилиндрических или сферических случаев рассматриваем сходящуюся к центру подсистему, состоящую из слоя 1 и части слоя 2 с массой m_2^{I} (усеченная подсистема, см. рис. 5).

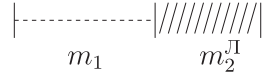


Рис. 5.

Проинтегрируем систему уравнений (1.1) по замкнутому контуру Γ_2 (рис. 4): нижнее основание отвечает некоторому моменту времени t_1 , верхнее — текущему моменту. Левая граница проходит соответственно по левой границе слоя 1 (свободная граница $P_{\text{ЛГ}} = 0$), правая — по линии нулевой скорости ($u_{\text{ПГ}} = 0$). Учет цилиндрической или сферической симметрии осуществляется через задание зависимости скорости от массы, и мы предполагаем, что во внутреннем сходящемся слое m_k эта зависимость аппроксимируется следующим образом:

$$u_k(m, t) = u_k(t) + \left(\frac{m}{m_k}\right)^\alpha (u^* - u_k(t)),$$

где α — параметр, зависящий от вида геометрии: $\alpha = 1$ — для плоской геометрии; $\alpha = 2/3$ — для цилиндрической геометрии; $\alpha = 1/2$ — для сферической геометрии, u^* — скорость движения наружной границы этого слоя. Величина α (для сферического и цилиндрического случаев) выбрана из вычислительных экспериментов.

В итоге находим максимальный отбор энергии сходящейся массой m_1 на момент t_f прихода слоя 1 на ось:

$$E_{\text{max}} = \frac{2\left(E_2(0) + \frac{Qt_f}{2}\right)m_2^{\text{I}}\left[1 - \left(\frac{V_2^{\text{I}}(0)}{V_2^{\text{I}}(0) + V_0(0)}\right)^{\gamma-1}\right]m_1}{m_1 + m_2^{\text{I}}\beta}$$

при $0 \leq t_f \leq t_0$,

$$E_{\max} = \frac{2\left(E_2(0) + \frac{Qt_f}{2}\right)m_2^{\text{II}} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{V_2^{\text{II}}(0)}{V_2^{\text{II}}(0) - V_0(0)} \right)^{\gamma-1} + \left(\frac{V_2^{\text{II}}(t_0)}{V_2^{\text{II}}(0) + V_0(0)} \right)^{\gamma-1} \right] \right\} m_1}{m_1 + m_2^{\text{II}}\beta}$$

при $t_0 \leq t_f$, где $V_0(0)$ — первоначальный объем полости, t_0 — время конца энерговложения, $\beta = 2\alpha^2(\alpha + 1)^{-1}(2\alpha + 1)^{-1}$.

Если считать внутренний слой заполненным газом с малой плотностью (см. рис. 2), то энергия, отбираемая этим слоем, равна сумме энергии, отбираемой оболочкой в варианте без газа, и части энергии, приобретенной газом [11]:

$$E_S = E_0 + E_1 = \frac{m_1}{m_1 + m_2^{\text{II}}\beta} \left\{ E_2(0) m_2^{\text{II}} \left[1 - \left(\frac{V_2^{\text{II}}(0)}{V_2^{\text{II}}(t)} \right)^{\gamma-1} \right] \right\} + \frac{m_2^{\text{II}}\beta}{m_1 + m_2^{\text{II}}\beta} E_2(0). \quad (1.5)$$

1.3. Двухкаскадная система

Следующий этап нашего рассмотрения — построение решения задачи динамики движения двухкаскадной системы (см. рис. 3, 6).

В этом случае мы рассматриваем три этапа. Первый — это движение слоев m_3, m_4, m_5 до подлета к внутреннему каскаду. Предполагается, что при ударе наружного каскада (слои 3,4,5) о внутренний (слои 1,2) в момент $t = t_1$ (т.е. после закрытия зазора) в слое 2 мгновенно выделяется внутренняя энергия с удельным энерговложением $E_2(t_1)$, а далее на определенном временном интервале возможно энерговложение с мощностью Q (один из этих источников может отсутствовать).

На втором этапе рассматривается движение слоев 1,2,3 и массы m_4^{II} части слоя 4 до линии нулевой скорости. Построено решение этой слоистой системы [11]. Здесь отметим очень интересный момент: в слое 2 имеется частица, движущаяся с постоянной скоростью $u^* = -\frac{J(t_1)}{M}$, где

$$J^2 = \frac{2E(0)m_4 \left[1 - (V_4(0)/V_4(t_1))^{\gamma-1} \right]}{\frac{m_3 + m_4^{\text{II}}/3}{(m_3 + m_4^{\text{II}}/2)^2} + \frac{m_5 + m_4^{\text{II}}/3}{(m_5 + m_4^{\text{II}}/2)^2}}, \quad M = m_1 + m_2 + m_3 + \frac{m_4^{\text{II}}}{2}, \quad m_4^{\text{II}} + m_4^{\text{II}} = m_4.$$

Эта частица делит слой 2 на две части, левая из которых имеет массу

$$m_2^{\text{II}} = m_2 \frac{m_3 + \frac{m_2 + m_4^{\text{II}}}{2}}{m_1 + m_2 + m_3 + \frac{m_4^{\text{II}}}{2}}.$$

Траектория этой частицы в слое 2 определяет подобласть постановки автономной задачи на третьем этапе с момента t_2 , который для цилиндрического и сферического случаев условно принимается за начало заключительной стадии движения. Здесь следует сделать важное замечание о том, что лагранжева координата частицы и ее скорость u^* не зависят ни от величины энерговклада, ни от его интенсивности в слое 2. Это обстоятельство упрощает анализ определения оптимальных параметров при построении двухкаскадной системы.

Третий этап состоит (так же, как и в случае однокаскадной системы) в нахождении решения автономной задачи и в определении величины кумулирующей энергии.

Было найдено финальное значение скорости u_1 слоя 1, а следовательно, и величина отобранной им энергии на момент фокусировки t_f для цилиндрических и сферических систем:

$$(u_1 - u^*)^2 = (u_1(t_2) - u^*)^2 + \frac{2m_2^{\text{II}}}{m_1 + \beta m_2^{\text{II}}} \left[E_2(t_2) + Q \frac{t - t_2}{2} \right] \left[1 - \left(\frac{V_2^{\text{II}}(t_2)}{V_2^{\text{II}}(t)} \right)^{\gamma-1} \right]. \quad (1.6)$$

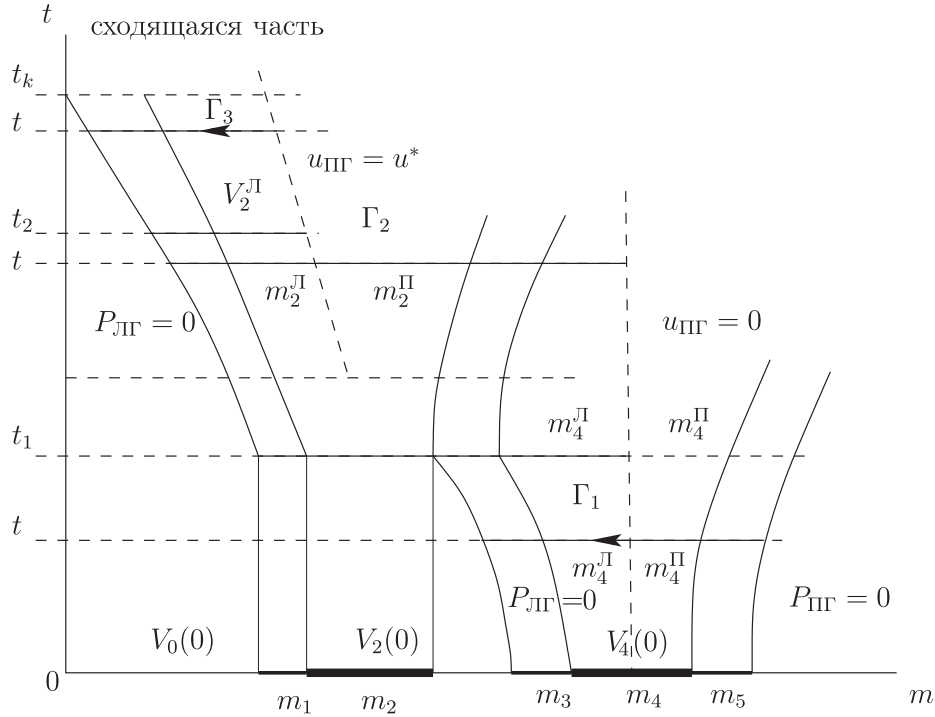


Рис. 6. Диаграммы движения границ слоев (двухкаскадная система).

Проведено сопоставление полученных аналитических построений с численными расчетами для двухкаскадной слоистой системы, которые подтвердили аналитические выводы.

2. Обратная задача. Нахождение вида энерговложения при задании скорости или давления на границе

Итак, зная энерговложение в слоистых системах, мы смогли построить решение как функцию времени на всем этапе сжатия слоистой системы и найти финальный отбор энергии сходящейся оболочкой. Естественно, возникает вопрос: нельзя ли решить обратную задачу, т.е. построить закон энерговложения $Q(t) = \frac{dF}{dt}$ (где $F(t)$ — полное энерговложение к моменту t), реализующий движение в системах (рис. 1 и 3) с заданными значениями давления $P_l(t)$ и скорости $u_l(t)$ на левой границе слоя 1 (области с массой m_1). Решение этой задачи дает возможность достроить внутренние слои оболочечной конструкции, в центральном слое которой будет реализовано сжатие с граничным условием на поршне $u_l(t)$, $P_l(t)$. Для однокаскадной системы такой закон был построен:

$$\begin{aligned}
 F(t) = & \frac{1}{m_2} \left(- \int_0^t P_l u_l dt + \frac{u_l^2}{2} k_1(m) + k_2(m) u_l \int_0^t P_l(t) dt + k_3(m) \left(\int_0^t P_l(t) dt \right)^2 \right) \\
 & - (E_2(0) - F(0)) + \frac{V_2(t) \left(m_3 + \frac{m_2}{2} \right)}{m_2 (\gamma - 1) \left(-M u_l + \int_0^t P_l(t) dt \right)} \left[(k_2(m) - 1) P_l u_l \right. \\
 & \left. + \frac{du_l}{dt} \left(k_1(m) u_l + k_2(m) \int_0^t P_l(t) dt \right) + 2 P_l k_3(m) \int_0^t P_l(t) dt \right].
 \end{aligned}$$

Здесь

$$k_1(m) = m_1 + \frac{m_2}{3} + \frac{m_1 + \frac{m_2}{2}}{\left(m_3 + \frac{m_2}{2}\right)^2} \left(\frac{m_1 m_2}{3} + m_1 m_3 + \frac{m_2 m_3}{6}\right),$$

$$k_2(m) = -\frac{1}{\left(m_3 + \frac{m_2}{2}\right)^2} \left[\frac{m_2}{3} \left(m_3 + \frac{m_2}{4}\right) + m_1 \left(m_3 + \frac{m_2}{3}\right)\right],$$

$$k_3(m) = \frac{\left(m_3 + \frac{m_2}{3}\right)}{2\left(m_3 + \frac{m_2}{2}\right)^2}.$$

Все коэффициенты зависят только от геометрии рассматриваемой системы.

В дальнейшем будем рассматривать двухкаскадную систему, изменив нумерацию слоев: первый (центральный) – ДТ-слой с массой m_1 , далее m_2 (Au), m_3 (Pb) (внутренний каскад), m_4 (Au), m_5 (Pb), m_6 (Au) (внешний каскад). См. рис. 7 в разд. 4.

Использование двухкаскадной мишени способствует повышению отбора энергии ДТ-слоем и уменьшению величины вкладываемой энергии, необходимой для зажигания мишени, но для ее численного конструирования необходим вывод закона энерговложения, чтобы обеспечить безударное сжатие ДТ-слоя:

$$Q_3 = \frac{dF_3}{dt} = \frac{1-\delta}{m_3} \left\{ -P_l u_l + u_l \frac{du_l}{dt} \left[m_2 + \frac{m_3}{6}(2+\delta) \right] \right\}$$

$$- \frac{1}{\gamma-1} \cdot \frac{dv_3}{dt} \left\{ -P_l + \frac{du_l}{dt} \left[m_2 + \frac{m_3}{6}(2+\delta) \right] \right\}$$

$$- \frac{v_3}{\gamma-1} \left\{ -\frac{dP_l}{dt} + \frac{d^2 u_l}{dt^2} \left[m_2 + \frac{m_3}{6}(2+\delta) \right] \right\} \quad (2.1)$$

для внутреннего каскада и

$$Q_5 = \frac{dF_5}{dt} = \frac{1}{(\gamma-1)m_5} \left\{ -\delta P_l u_l + \delta \left(m_2 + \frac{m_3}{2}(\delta+1) + \delta m_4 + \delta \frac{m_5}{3} \right) u_l \frac{du_l}{dt} \right.$$

$$+ u_6 \frac{du_6}{dt} \left(m_6 + \frac{m_5}{3} \right) + \left(u_6 \frac{du_l}{dt} + u_l \frac{du_6}{dt} \right) \frac{\delta m_5}{6} \left. \right\} \left\{ \gamma - \left(\frac{\int_0^t (u_6 - \delta u_l) dt}{(u_6 - \delta u_l)^2} \right) \left(\frac{du_6}{dt} - \delta \frac{du_l}{dt} \right) \right\}$$

$$+ \frac{\int_0^t (u_6 - \delta u_l) dt}{(\gamma-1)m_5 (u_6 - \delta u_l)} \left\{ -\delta \frac{d}{dt} (u_l P_l) + \left(\left(\frac{du_6}{dt} \right)^2 + u_6 \frac{d^2 u_6}{dt^2} \right) \left(m_6 + \frac{m_5}{3} \right) \right.$$

$$+ \delta \left(m_2 + \frac{m_3}{2}(1+\delta) + \delta m_4 + \delta \frac{m_5}{3} \right) \left(\left(\frac{du_l}{dt} \right)^2 + u_l \frac{d^2 u_l}{dt^2} \right)$$

$$\left. + \left(2 \frac{du_6}{dt} \frac{du_l}{dt} + u_6 \frac{d^2 u_l}{dt^2} + u_l \frac{d^2 u_6}{dt^2} \right) \frac{\delta m_5}{6} \right\} \quad (2.2)$$

для внешнего каскада. Поскольку число искомых величин $v_3(t), v_5(t), u_4, u_6, F_3(t), F_5(t), P_3$ превышает число уравнений (решение неоднозначно), то было сделано дополнительное предположение $u_4 = \delta u_l$ (скорость, связывающая два каскада: внутренний и внешний).

Выражения (2.1) и (2.2) – это закон энерговложения в слой 3 внутреннего и в слой 5 внешнего каскадов для обеспечения на границе первой области любых заданных давлений P_l и скоростей u_l .

3. Построение оболочечных конструкций, реализующих режим безударного сжатия

Проведенные выше построения доказывают возможность осуществления безударных режимов сжатия вещества в центральной области слоистой системы при надлежащем подборе энерговложения в один из внешних ее слоев.

Безударное сжатие — это некоторый закон движения, который обеспечивает в определенный момент приход всех характеристик в одну точку и в идеале бесконечную плотность.

Чтобы воспроизвести безударное неограниченное по плотности сжатие, надо реализовать на границе сжимаемого газа согласованные зависимости скорости и давления $u_l(t)$, $P_l(t)$ [20]:

$$u_l = \frac{2}{\gamma - 1} c_0 \left[1 - \left(1 - \frac{c_0}{L_0} t \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right], \quad P_l = \frac{\rho_0}{\gamma} c_0^2 \left(1 - \frac{c_0}{L_0} t \right)^{-\frac{2\gamma}{\gamma+1}} = P_0 \left(1 - \frac{c_0}{L_0} t \right)^{-\frac{2\gamma}{\gamma+1}}.$$

Вычисляя входящие в выражения (2.1) и (2.2) интегралы и производные от заданных $P_l(t)$ и $u_l(t)$, получим конкретный вид энерговложения для осуществления безударного сжатия.

4. Результаты расчетов

Расчеты проводились с учетом физических процессов, адекватно описывающих физику плазмы [21, 22].

Геометрия рассматриваемой системы имеет вид

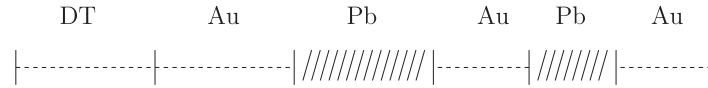


Рис. 7.

Рассматриваемая система единиц: длина — см, время — 10^{-7} сек, масса — г, температура — кэВ, энергия — мДж.

Энерговложение в двухкаскадную систему осуществляем следующим образом. В области с массой m_3 и m_5 вкладывается энергия по формуле $\frac{dE_i}{dt} = Q_i$, $i = 3, 5$. Первоначально Q_i вычисляются по формулам (2.1) и (2.2) соответственно до заданной величины Q^* (величины обострения). Это момент времени t_1 . Q^* — это характеристика установки, на которой планируется проводить эксперимент [23].

Далее энерговложение осуществляется только в область с массой m_3 по формуле $\frac{dE_3}{dt} = Q^*$ до тех пор, пока суммарная вложенная энергия в третью и пятую области не достигнет заданной величины

$$F = \int_0^{t_k} \int_{m_3} \frac{dE_3}{dt} dm dt + \int_0^{t_1} \int_{m_5} \frac{dE_5}{dt} dm dt.$$

Была проведена серия расчетов двухкаскадной системы с различными значениями параметра δ в энерговложении (2.1), (2.2). В таблице приведены результаты расчетов двухкаскадной ($\delta = 0.9$) и однокаскадной мишеней с минимальной вкладываемой энергией, при которой они “загораются”. Минимальная вкладываемая энергия, необходимая для зажигания, в однокаскадной мишени $F=21$ при $Q^* = 60$. В двухкаскадной мишени достаточно $F=9$ при том же значении $Q^* = 60$.

Т а б л и ц а
Сравнение результатов расчетов
однокаскадной и двухкаскадной систем

| Q^* | F | E_{DT} | Δ_{DT} | K_{DT} |
|-------|-----|----------|---------------|----------|
| 60 | 21 | 373.2 | 84 | 17.77 |
| 60 | 9 | 291 | 70 | 32.3 |

Здесь $E_{DT}, K_{DT} = \frac{E_{DT}}{F}$, Δ_{DT} — величина энерговыделения, коэффициент усиления и выгорание (в процентах) DT-слоя соответственно.

Из расчетов видно, что в двухкаскадной мишени (см. строку 2 таблицы) по сравнению с однокаскадной (строка 1 таблицы) снижается “порог” зажигания, т.е. величина вкладываемой в систему энергии для осуществления горения.

З а к л ю ч е н и е

Получены аналитические выражения для определения величины кумулирующей энергии в слоистой системе оболочек.

Обсуждается, как использовать идею безударного сжатия при конструировании микромишеней.

Показано, как можно преодолеть теоретическую неограниченность энерговложения, возникающую при классических теоретических подходах.

Проведенные расчеты микромишеней подтверждают правильность изложенных подходов.

Аналитические модели, рассмотренные в статье, позволяют на стадии предварительного проектирования оценить работоспособность мишеней, выявить диапазон допустимых параметров и тем самым облегчить последующие расчеты и поиск оптимальных решений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сидоров А.Ф. Об оптимальном безударном сжатии газовых слоев // Докл. АН СССР. 1990. Т. 313, № 2. С. 283–287.
2. Сидоров А.Ф. Избранные труды. Математика и механика. М.: Физматлит, 2001.
3. Сидоров А.Ф. Некоторые оценки степени кумуляции энергии при плоском и пространственном безударном сжатии // Докл. АН СССР. 1991. Т. 318. С. 548–552.
4. Сидоров А.Ф. Безударное сжатие баротропного газа // Прикл. математика и механика. 1991. Т. 55, № 5. С. 769–779.
5. Крайко А.Н. О неограниченной кумуляции при одномерном нестационарном сжатии идеального газа // Прикл. математика и механика. 1996. Т. 60, № 6. С. 1000–1007.
6. Крайко А.Н. Вариационная задача об одномерном изэнтропическом сжатии идеального газа // Прикл. математика и механика. 1993. Т. 57, № 5. С. 35–51.
7. Крайко А.Н., Тилляева Н.И. Автомодельное сжатие идеального газа плоским, цилиндрическим или сферическим поршнем // Теплофизика высоких температур. 1998. Т. 36, № 1. С.120–128.
8. Баутин С.П. Математическое моделирование сильного сжатия газа. Новосибирск: Наука, 2007.
9. Брушлинский К.В., Каждан Я.М. Об автомодельных решениях некоторых задач газовой динамики // Успехи мат. наук. 1963. Т. 18, № 2. С. 3–23.
10. Змитренко Н.В., Курдюмов С.П., Михайлов А.П. Теория режимов с обострением в сжимаемых средах // Итоги науки и техники. Современные проблемы математики. М.: ВИНТИ, 1986. Т. 28. С. 3–94.
11. Долголева Г.В., Забродин А.В. Кумуляция энергии в слоистых системах и реализация безударного сжатия. М.: Физматлит, 2004.
12. Долголева Г.В., Забродин А.В. Разработка термоядерных мишеней на основе реализации концепции безударного сжатия // Аэромеханика и газовая динамика. 2002. № 2. С. 48–54.

13. Долголева Г.В., Забродин А.В., Хайруллина О.Б. Расчетное конструирование микромишеней на основе реализации концепции безударного сжатия // Тр. Ин-та математики и механики Уро РАН. 2003. Т. 9, № 2. С. 41–54.
14. Гао Яоминг. Численное исследование реализации безударного сжатия и термоядерного горения несферической мишени тяжелоионного термоядерного синтеза: Препринт № 66. М.: Ин-т прикл. механики РАН, 2001.
15. Забабахин И.Е. Явления неограниченной кумуляции // Механика в СССР за 50 лет. М.: Наука, 1970. Т. 2. С. 313–342.
16. Забабахин Е.И., Забабахин И.Е. Явления неограниченной кумуляции. М.: Наука, 1978.
17. Забабахин И.Е., Симоненко В.А. Сферическая центрированная волна сжатия // Прикл. математика и механика. 1978. Т. 42, № 3. С. 573–576.
18. Долголева Г.В., Забродин А.В. Построение решения в задаче движения слоистых оболочек // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 1996. № 3. С. 27–34.
19. Долголева Г.В., Забродин А.В. Поэтапное построение решения в задаче схождения слоистой системы оболочек. Определение величины кумулирующей энергии // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 1993. № 4. С. 8–14.
20. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.
21. Забродин А.В., Прокопов Г.П. Методики численного моделирования двумерных нестационарных течений теплопроводного газа в трехтемпературном приближении // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 1998. № 3. С. 3–16.
22. Долголева Г.В. Методика расчета движения двухтемпературного излучающего газа (СНД — спектральная неравновесная диффузия) // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач мат. физики. 1983. № 2(13). С. 29–33.
23. Баско М.М., Имшенник В.С., Кошкарёв Д.Г. и др. Управляемый тяжелоионный синтез и дейтериевые мишени // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 1989. № 3. С. 84–97.

Поступила 30.11.2007