

УДК 533.9+519.6

РАСЧЕТНОЕ КОНСТРУИРОВАНИЕ МИКРОМИШЕНЕЙ ДЛЯ УСТАНОВКИ ИНЕРЦИОННОГО ТЯЖЕЛОИОННОГО СИНТЕЗА

Г. В. Долголева, А. В. Забродин
(РФЯЦ-ВНИИЭФ, ИПМ РАН им. М. В. Келдыша)

Получены аналитические выражения для определения кумулирующей энергии в слоистой системе оболочек. Выводится закон энерговложения в один из внутренних слоев слоистой системы, при котором центральный слой этой системы будет сжиматься безударным образом. Показано, как использовать идею безударного сжатия для конструирования микромишеней. Приводятся расчеты микромишеней, которые подтверждают правильность рассмотренных подходов.

Введение

Данная работа базируется на объединении двух факторов (безударного сжатия и кумуляции энергии в слоистых системах) применительно к разработке термоядерных мишеней:

- использовании безударного сжатия для получения высоких плотностей энергии;
- конструктивном осуществлении безударного сжатия через кумуляцию в слоистых системах.

Идея безударного сжатия весьма привлекательна для получения сколь угодно больших плотностей при минимальных затратах энергии благодаря отсутствию ударных волн, т. е. сохранению в процессе сжатия начальной энтропии. О важности этой идеи можно судить по огромному количеству публикаций на эту тему (см., например, [1–5]). Среди этих работ нужно отметить работы А. Ф. Сидорова, в которых теоретически строится движение неограниченной кумуляции не только в одномерном, но и многомерном случае.

Однако практическая реализация этого принципа наталкивается на существенные технические трудности. На сегодня остается неясным вопрос, 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 получила успешную реализацию во многих практических работах [6–9]. Среди них прежде всего следует назвать работы Е. И. Забабахина [6].

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

Кумуляция энергии в слоистых системах

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

Схема простейшего варианта слоистых систем приведена на рис. 1. Конструкция (система 1) состоит из трех слоев: внутреннего и двух соседних по отношению к нему (однокаскадная система).

Дальнейшее наращивание конструкции слоистой системы может осуществляться двумя способами.

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



Рис. 1. Геометрия однокаскадной системы

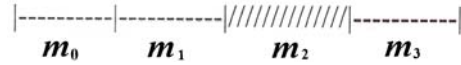


Рис. 2. Конструкция термоядерной мишени

Во-вторых, более сложные слоистые системы (системы 2) могут строиться из систем 1, разделенных зазорами (двухкаскадная система — рис. 3):

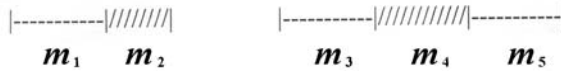


Рис. 3. Геометрия двухкаскадной системы

При вложении энергии, как правило, в средний слой начинается разлет окружающих его слоев. Из законов сохранения массы, импульса и энергии при определенных предположениях находятся средние скорости этих слоев как функции пройденного пути.

Конечной целью исследований является определение кумулирующей энергии и выявление ее зависимости от параметров конкретной конструкции микромишени и способов энерговложения. Знание этих закономерностей позволяет исследовать различные схемы микромишеней и предварительно отбирать наиболее подходящие из них по выходным параметрам кумуляции. Это существенно уменьшает множество вариантов для последующего детального рассмотрения и окончательного вывода.

Постановка задачи. Приближения при построении решения. Описание эволюции рассматриваемых систем проводится на основе уравнений газодинамики, записанных в переменных t (время) и m (массовая координата). Движение происходит от мгновенного или распределенного по времени энерговложения. Математическая постановка базируется на рассмотрении уравнений газодинамики

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} &= 0; \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial m} &= 0; \\ \frac{\partial \left(E + \frac{u^2}{2} \right)}{\partial t} + \frac{\partial (Pu)}{\partial m} &= Q, \end{aligned} \tag{1}$$

или при постоянном $Q = Q_0$

$$\frac{\partial \left(E - Q_0 t + \frac{u^2}{2} \right)}{\partial t} + \frac{\partial (Pu)}{\partial m} = 0.$$

$P = (\gamma - 1) E/V$ — уравнение состояния; $V = 1/\rho$, u , E , P , Q — соответственно удельный объем, скорость, внутренняя энергия, давление, мощность внешнего энерговложения.

Дальнейшие предположения и следующие из них упрощения используют специфику слоистых систем, предназначенных для кумуляции энергии. Особенностью таких систем, как правило, являются малая толщина и большая плотность слоев с нечетными номерами (см. рис. 2, 3) по отношению к слоям с четными номерами. Это позволяет считать первые слои несжимаемыми ($\rho = 1/V = \text{const}$), а скорости в каждом из них постоянными по пространству ($u = u(t) = \text{const}$), что предопределяет малую долю внутренней энергии по отношению к кинетической на значительном временном интервале движения. В слоях с четными номерами, где может осуществляться энерговыделение, необходимо учитывать пространственные градиенты скорости.

Предполагаем, что распределение скорости в слоях 2 (см. рис. 1–3) и 4 (см. рис. 3) представимо в виде

$$u(m, t) = \sum_i w_i(t) g_i(m). \quad (2)$$

Такое приближение используется для разделения переменных и, как правило, применяется при построении точных решений в задачах гидродинамики, близких к рассматриваемой [10]. Во многих случаях на начальном этапе движения зависимость от m можно принять линейной, т. е. (2) конкретизировать в виде

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

Однокаскадная система. На первом этапе построения решений будем рассматривать движение слоев в плоском приближении. Рассматриваем однокаскадную систему (см. рис. 1), находящуюся в покое. Предполагаем, что в начальный момент времени во внутренний слой производится мгновенное энерговыделение $E_2(0)$ либо энерговыделение распределено по времени с постоянной мощностью Q_0 . Возможно также комбинированное энерговыделение: мгновенное и распределенное по времени.

Проинтегрируем систему уравнений (1) по замкнутому контуру Γ_1 (рис. 4), нижнее основание которого отвечает начальному моменту времени ($t = 0$), верхнее — текущему моменту времени t . Левая и правая стороны контура проходят соответственно по левой границе слоя 1 и правой границе слоя 3.

Если заданы начальные данные $u_1(0) = u_3(0) = 0$, $E_2(0)$ — мгновенное энерговыделение, Q_0 — мощность внешнего энерговыделения на интервале $[0, t_k]$, то можно записать решение системы $u_1(t), u_3(t), V_2(t)$ как функции времени и γ [11]. Для $\gamma = 5/3$ и $\gamma = 3$ можно получить конечные выражения зависимостей.

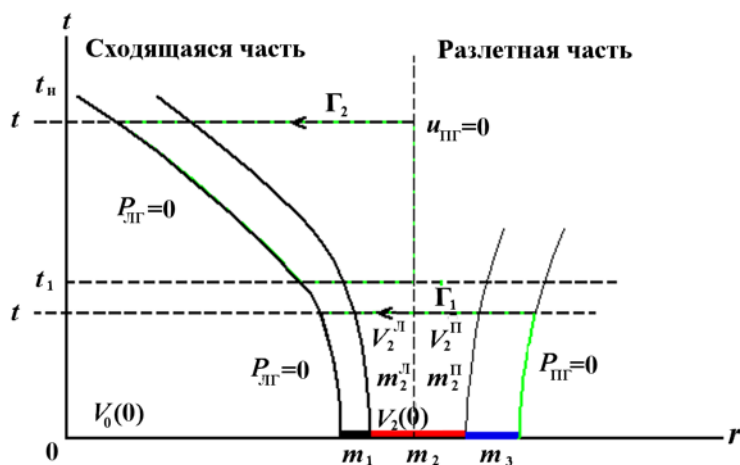


Рис. 4. (r, t) -диаграммы движения границ слоев в однокаскадной системе

Оказалось, что в слое 2 существует частица с массой $m_2^{\text{л}}$, которая движется с нулевой скоростью $u(m_2^{\text{л}}, t) = 0$. Она разделяет слой 2 на две части — левую с массой $m_2^{\text{л}}$ и правую с массой $m_2^{\text{п}}$:

$$m_2^{\text{л}} = \frac{m_2 \left(m_3 + \frac{m_2}{2} \right)}{m_1 + m_2 + m_3}; \quad m_2^{\text{п}} = m_2 - m_2^{\text{л}}.$$

Следует отметить, что ее лагранжева координата, во-первых, неизменна по времени, а во-вторых, не зависит от начальной энергии $E_2(0)$ и интенсивности энерговложения Q_0 . Отсюда можно сделать вывод, что не вся вкладываемая в область 2 энергия "работает" на кумуляцию, а только ее часть, вкладываемая в область с массой $m_2^{\text{л}}$.

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

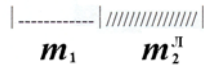


Рис. 5. Усеченная подсистема слоистой системы

Проинтегрируем систему уравнений (1) по замкнутому контуру Γ_2 (см. рис. 4): его нижнее основание отвечает некоторому моменту времени t_1 , верхнее — текущему моменту t . Левая граница проходит соответственно по левой границе слоя 1 (свободная граница: $P_{\text{лг}} = 0$), правая — по линии нулевой скорости ($u_{\text{пг}} = 0$) (чистополая мишень). Учет цилиндрической или сферической симметрии осуществляется через задание распределения скорости по массовой координате.

В итоге находим максимальный отбор энергии сходящейся массой m_1 на момент t_f прихода слоя 1 в центр ($r = 0$).

Если рассматривать систему с внутренним слоем, заполненным газом с малой плотностью, то энергия, отбираемая слоем 1, больше, чем в чистополой мишени. Она равна сумме энергии, отбираемой оболочкой в варианте без газа, и части энергии, приобретенной газом [11].

Двухкаскадная система. Далее строится решение задачи динамики движения двухкаскадной системы (рис. 6). В этом случае различаются три этапа.

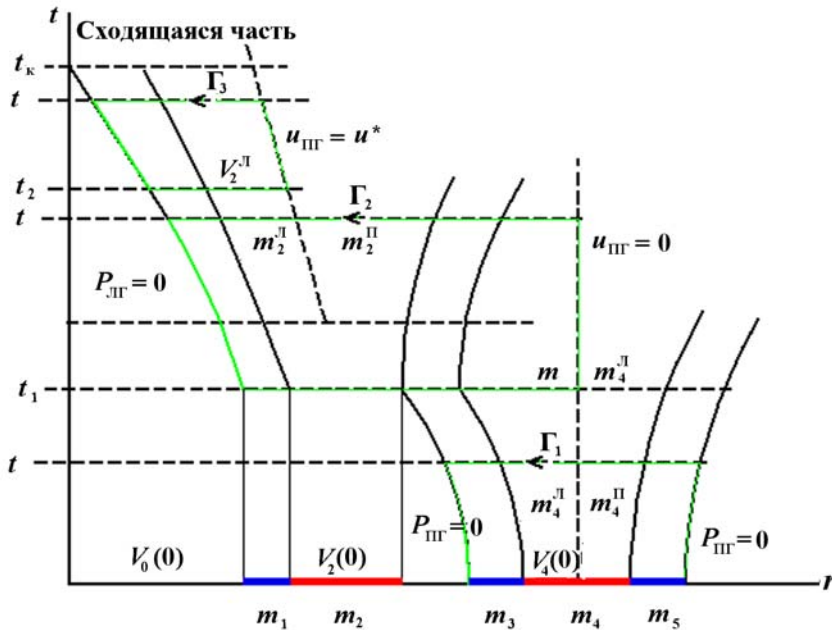


Рис. 6. (r, t) -диаграммы движения границ слоев в двухкаскадной системе

На первом этапе рассматривается *слойка* m_3, m_4, m_5 до подлета ко второму 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 энерговыделением $E_2(t_1)$, а далее на определенном временном интервале возможно энерговыделение с мощностью Q_0 (один из этих источников может отсутствовать).

На втором этапе рассматриваются слои 1, 2, 3 и часть слоя 4 до линии нулевой скорости. В результате построения решения для этой совместной системы оболочек обнаружился интересный факт: в слое 2 есть лагранжева частица

$$m_2^\pi = m_2 \frac{m_3 + \frac{m_2 + m_4^\pi}{2}}{m_1 + m_2 + m_3 + \frac{m_4^\pi}{2}},$$

движущаяся с постоянной скоростью $u^* = -J(t_1)/M$, где $J^2 = \frac{2E_4(0)m_4 \left[1 - (V_4(0)/V_4(t_1))^{(\gamma-1)}\right]}{\frac{m_3 + m_4^\pi/3}{(m_3 + m_4^\pi/2)^2} + \frac{m_3 + m_4^\pi/3}{(m_3 + m_4^\pi/2)^2}}$.

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 важно заметить, что скорость u^* и ее лагранжева координата (граничное условие задачи на схождение) не зависят ни от величины энерговыклада, ни от его интенсивности в слое 2. Это обстоятельство упрощает анализ определения оптимальных параметров при построении двухкаскадной системы.

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

Было найдено финальное значение скорости u_1 слоя 1, а следовательно, отобранная им энергия на момент фокусировки t_f для цилиндрических и сферических систем, а также отбор энергии при заполнении внутренней полости [11].

Проведено поэтапное сопоставление полученных аналитических построений с численными расчетами на двухкаскадной слоистой системе. Численные расчеты подтвердили аналитические результаты.

Итак, зная энерговыделение в слоистых системах, авторы 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: зная скорость $u_l(t)$ или давление $P_l(t)$ на левой границе слоя 1, построить закон энерговыделения $Q(t) = \frac{dF}{dt}$, реализующий движение в системе (см. рис. 1) с этими заданными давлением и скоростью на левой границе области с массой m_1 .

Такой закон был построен. Он имеет следующий вид:

$$F(t) = \frac{1}{m_2} \left[- \int_0^t P_l u_l dt + \frac{u_l^2}{2} k_1(m) + k_2(m) u_l \int_0^t P_l(t) dt + k_3(m) \left(\int_0^t P_l(t) dt \right)^2 \right] - E_2(0) +$$

$$+ \frac{V_2(t) \left(m_3 + \frac{m_2}{2} \right)}{m_2(\gamma - 1) \left(-M u_l + \int_0^t P_l(t) dt \right)} \left[\left(k_2(m) - 1 \right) P_l u_l + \frac{du_l}{dt} \left(k_1(m) u_l + k_2(m) \int_0^t P_l(t) dt \right) + \right.$$

$$\left. + 2P_l k_3(m) \int_0^t P_l(t) dt \right]. \quad (3)$$

После этого авторы и обратились к идее безударного сжатия внутренней области мишени.

Реализация концепции безударного сжатия

Безударное сжатие — это некий 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 внешней границе сжимаемого газа согласованные зависимости скорости и давления $u_l(t)$, $P_l(t)$.

Для воспроизведения безударного неограниченного сжатия на правой границе скорость и давление в случае идеального газа должны удовлетворять соотношениям [10]

$$\begin{aligned} u_l &= \frac{2}{\gamma - 1} c_0 \left[1 - \left(1 - \frac{c_0}{L_0} t \right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right]; \\ P_l &= \frac{\rho_0}{\gamma} c_0^2 \left(1 - \frac{c_0}{L_0} t \right)^{-\frac{2\gamma}{\gamma+1}} = P_0 \left(1 - \frac{c_0}{L_0} t \right)^{-\frac{2\gamma}{\gamma+1}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Авторами были получены зависимости скорости и давления для воспроизведения безударного неограниченного сжатия на правой границе при двучленном уравнении состояния

$$P = (\gamma - 1) \rho E + (\rho - \rho_0) c_0^2,$$

где P , ρ , E , γ , ρ_0 , c_0 — соответственно давление, плотность, удельная энергия вещества, показатель адиабаты, начальная плотность, скорость звука по холодному веществу.

При $m = m_0$ эти выражения задают условия на поршне:

$$\begin{aligned} u_l &= u(m_0, t) = -\frac{2}{\gamma - 1} c_0 \left[\left(1 - \frac{c_0 t}{L_0} \right)^{\frac{-\gamma+1}{\gamma+1}} - 1 \right]; \\ P_l &= P(m_0, t) = \frac{\rho_0 c_0^2}{\gamma} \left[\left(1 - \frac{c_0 t}{L_0} \right)^{\frac{-2\gamma}{\gamma+1}} - 1 \right]. \end{aligned}$$

Подставив выражения для скорости и давления (4) в полученное выражение для $F(t)$ (3), получим закон для энерговоложения в область с массой m_2 :

$$F(t) = \frac{c_0^2 G \xi^{-\frac{2\gamma}{\gamma+1}} L_0^\alpha}{(\gamma - 1)^2 m_2} \left\{ (\gamma + 1) \left(1 - \xi^{-\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right)^2 + \left[\frac{V_2(0)}{a L_0^\alpha} + (\gamma - 1) + 2\xi - (\gamma + 1) \xi^{\frac{2\gamma}{\gamma+1}} \right] \frac{\xi^{-1}}{\gamma + 1} \right\},$$

или

$$\begin{aligned} Q(t) &= \frac{\partial F}{\partial t} = \frac{2\gamma c_0^3 G}{(\gamma - 1)^2 m_2} L_0^\alpha \times \\ &\times \left\{ - \left(1 - \xi^{-\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right)^2 + \left[\frac{V_2(0)}{a L_0^\alpha} + (\gamma - 1) + 2\xi - (\gamma + 1) \xi^{\frac{2\gamma}{\gamma+1}} \right] \frac{\xi^{-1}}{\gamma + 1} \right\} \xi^{-\frac{2\gamma}{\gamma+1}} L_0^{\alpha-1}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \xi &= 1 - \frac{c_0 t}{L_0} \quad (0 \leq \xi \leq 1); \quad G = \frac{m_0}{\gamma} (1 - 2k_2) + \frac{2k_1}{\gamma + 1} + \frac{(\gamma + 1) m_0^2}{\gamma^2} k_3; \\ a &= \frac{m_1 + m_2 + m_3 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \rho_0 L_0^\alpha}{(\gamma - 1) \left(\frac{m_2}{2} + m_3 \right)}; \quad k_1 = m_1 + \frac{m_2}{3} + \frac{m_1 + \frac{m_2}{2}}{\left(m_3 + \frac{m_2}{2} \right)^2} \left(\frac{m_1 m_2}{3} + m_1 m_3 + \frac{m_2 m_3}{6} \right); \end{aligned}$$

$$k_2 = -\frac{1}{\left(m_3 + \frac{m_2}{2}\right)^2} \left[\frac{m_2}{3} \left(m_3 + \frac{m_2}{4}\right) + m_1 \left(m_3 + \frac{m_2}{2}\right) \right]; \quad k_3 = -\frac{m_3 + \frac{m_2}{3}}{2 \left(m_3 + \frac{m_2}{2}\right)^2};$$

α — показатель симметрии геометрии; $0 \leq t \leq L_0/c_0$.

На рис. 7 приведена зависимость $Q(t) = \frac{dF}{dt}$ для $c_0 = 0,01$.

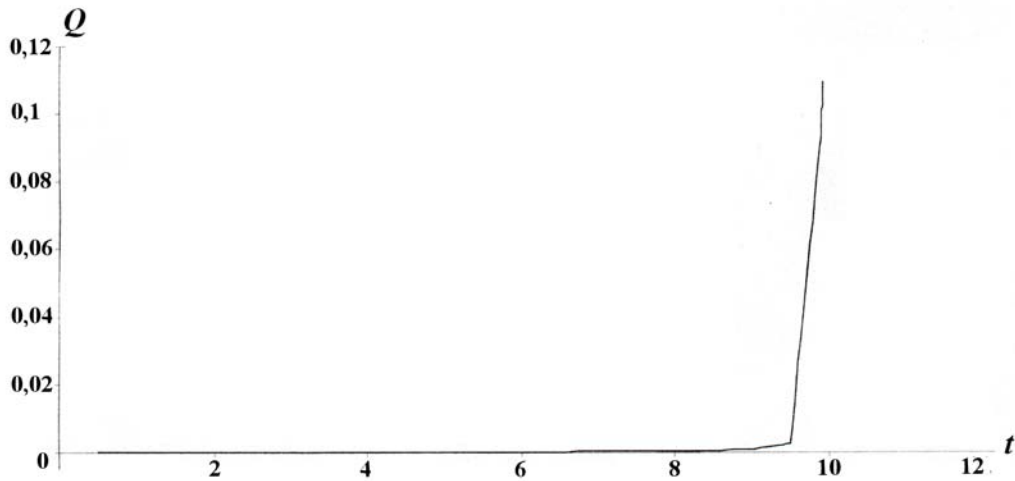


Рис. 7. Вид функции $Q(t)$

Оболочечные системы и возможности реализации безударных режимов сжатия. Использование концепции безударного сжатия открывает перспективный способ построения микромишеней для осуществления термоядерного синтеза. Базовой основой таких построений могут служить цилиндрические слоистые системы при вложении энергии пучками тяжелых ионов, направленных вдоль оси системы и сфокусированных в один или несколько наружных слоев [12]. Пример такой конструкции приведен на рис. 8.

Авторский подход к расчетному построению мишеней основывается на следующих соображениях. Во-первых, при безударном сжатии можно получить высокие параметры сжимаемого газа. Во-вторых, основной недостаток в непосредственной реализации безударного сжатия — необходимость неограниченного роста энерговложения — может быть устранен. Это достигается накоплением кинетической энергии в тяжелой оболочке с массой m_1 в ходе энерговложения. Прекращение энерговложения компенсируется последующей отдачей топливу запасенной кинетической энергии областей m_1 , m_2 (см. рис. 1). Но при классическом безударном (холодном) сжатии в топливе для осуществления горения не хватает температурного разогрева топлива, хотя критерий *по зажиганию*, $\rho \Delta r \approx \int \rho dr$, выполняется с большим запасом за счет высоких плотностей. Поднять конечную температуру можно нарушением режима безударного сжатия на заключительной его стадии. Нарушить режим безударного сжатия на заключительной стадии пришлось также исходя из конструктивных характеристик установки инерционного тяжелоионного синтеза [13], на которой планируется проводить эксперименты с данной мишенью.

Опишем предлагаемый "сценарий" энерговложения в оболочечную конструкцию микромишени, вариант которой приведен на рис. 8.

В область с массой из Рb вкладывается энергия по формуле

$$\frac{dE}{dt} = \begin{cases} Q(t), & Q(t) < Q^*; \\ Q^*, & Q(t) > Q^*. \end{cases}$$

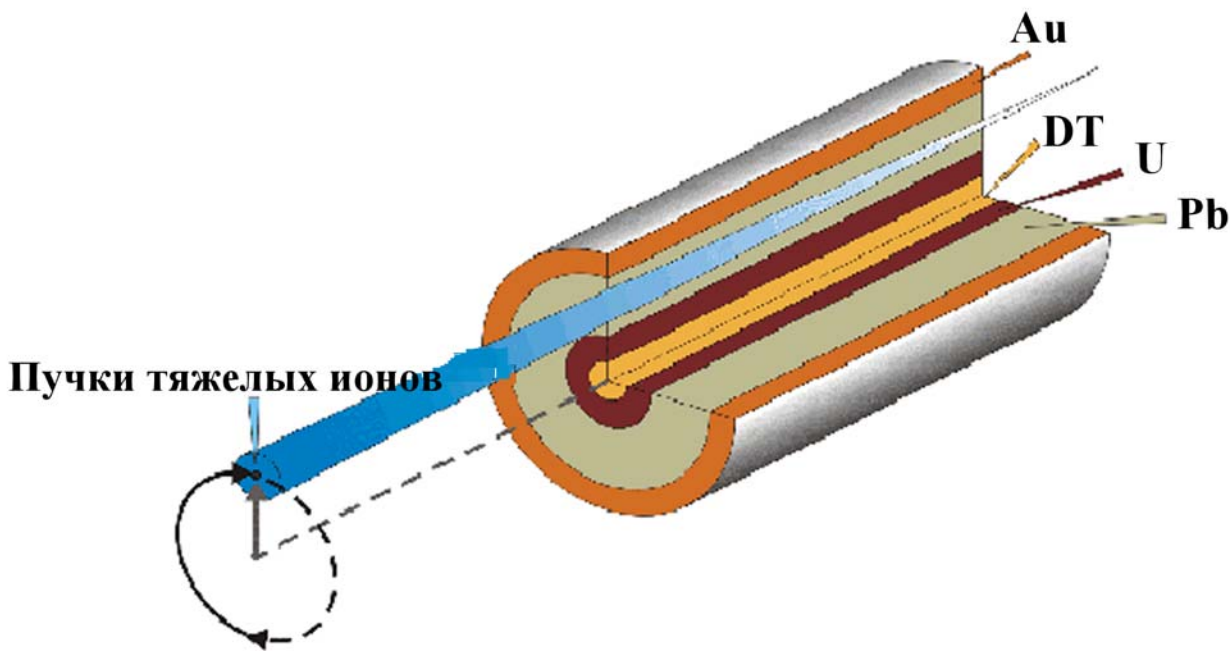


Рис. 8. Цилиндрическая мишень для тяжелоионного синтеза

$Q(t)$ задается таким образом, чтобы обеспечить безударное сжатие центральной области (5); Q^* — ограничение обострения импульса (характеристика установки).

Энерговложение по формуле $\frac{dE}{dt} = Q^*$ осуществляется до тех пор, пока вложенная во вторую область энергия не достигнет заданного значения $F = \int_0^{t_k} \int_{m_{PB}} \frac{dE}{dt} dm dt$.

Из рис. 8 следует, что продольные размеры таких конструкций существенно превышают поперечные. Проведенные двумерные расчеты показали, что при безударном сжатии разгрузка с торцов захватывает только конечную часть мишени вдоль ее оси. Движение остальной (значительной) ее части остается невозмущенным и одномерным, т. е. его можно описывать с помощью одномерных расчетов.

В рамках данного подхода, но с использованием в расчетах точных математических моделей, адекватно описывающих физику плазмы, удалось показать, что мишень с приведенной здесь геометрией можно "зажечь" и получить коэффициент усиления (отношение выделившейся энергии к вложенной) ~ 17 .

Впервые на Забабахинских чтениях 2003 года (затем появилась соответствующая статья [12]) была предложена идея замены золотого пушера (рис. 9) урановым (рис. 10). Предполагалось, что делящаяся урановая оболочка будет способствовать увеличению энерговыделения и в рабочей DT-области.

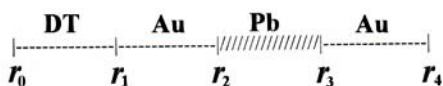


Рис. 9. Геометрия системы с золотым пушером

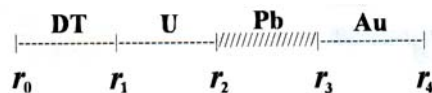


Рис. 10. Геометрия системы с урановым пушером

Загорание DT-топлива инициируется высокоплотным безударным сжатием вещества и сопровождается потоком первичных нейтронов. Под их воздействием начинается ядерное энерговыделение в окружающей DT-оболочке из урана. Однако цепной ядерной реакции не происходит, так как кри-

тическая плотность из-за малой массы урана не достигается, идет только реакция деления. Выделение энергии распада урана вызывает дополнительное сжатие, разогрев и выгорание ДТ-топлива. Взаимное сочетание двух источников энерговыделения (термоядерное и нейтронно-ядерное) позволяет получить коэффициент усиления значительно выше, чем при термоядерном горении рабочей области. Таким образом, возникает самоподдерживающийся процесс суммарного энерговыделения, который значительно увеличивает коэффициент усиления.

Мишень с золотой оболочкой, окружающей рабочую область, можно зажечь (начинаются термоядерные реакции и выделение энергии в области ДТ) при $Q^* = 6$; $F = 2,1$ — энергия, вложенная в пористый свинец (в приведенной таблице расчет с $N = 1$). При меньших энерговложениях мишень не горит.

Замена золотой оболочки на урановую меняет картину сжатия и горения (см. в таблице расчет с $N = 2$). Учет нейтронно-ядерных реакций в урановой оболочке (^{238}U) увеличивает коэффициент усиления во всей мишени (K_{total}) в 4,8 раза (181,4/37,32), а в рабочей ДТ-области (K_{DT}) в 1,46 (54,7/37,32). В 1,83 раза увеличивается и средняя плотность ДТ-слоя.

Но очень важен вопрос, при каком минимальном энерговложении загорится мишень. Оказывается, что мишень можно зажечь при $F = 1$, при этом $K_{total} = 140$ (результаты при $N = 3$). Результаты расчета с ^{235}U соответствуют $N = 4$.

Результаты расчетов мишени

N	Q^* , 10^{-2}ТВт/г	F , 10^{-1}МДж	E_{total} , 10^{-1}МДж	E_{DT} , 10^{-1}МДж	E_U , 10^{-1}МДж	Δ_D , %	K_{total}	K_{DT}	K_U	ρ_{max}^{DT} , г/см^3	T_{max} , К	$\rho\Delta r$, г/см^2
1	6	2,1	37,32	37,32	—	84	17,77	17,77	—	2 923	67	2,41
2	6	2,1	181,4	54,7	126,2	90,5	86,4	26,04	60	5 338	90,7	3,365
3	6	1	139,3	46,8	91,8	83,9	139,3	46,8	91,8	1 863	67,8	1,86
4	6	1	228	47	180	83,3	228	47	180	1 820	71	1,9

Заключение

Получены аналитические выражения для определения кумулирующей энергии в слоистой системе оболочек. Показано, как использовать идею безударного сжатия при конструировании микромишеней.

Отмечены положительные факторы при использовании безударного сжатия (достижение высоких плотностей при малых затратах энергии). Показано, как можно преодолеть теоретическую неограниченность энерговложения, возникающую при классических теоретических подходах.

Проведенные расчеты микромишеней подтверждают правильность изложенных подходов.

Построенные аналитические модели для оценки дееспособности мишеней играют важную роль на стадии предварительного их проектирования, позволяют выявить диапазон допустимых параметров и проводить последующие детальные расчеты для поиска оптимальных решений только в этом диапазоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 05-01-00091 и 05-01-00141).

Список литературы

1. *Крайко А. Н.* О неограниченной кумуляции при одномерном нестационарном сжатии идеального газа // ПММ. 1996. Т. 60. Вып. 6. С. 1000—1007.
2. *Гао Яоминг.* Численное исследование реализации безударного сжатия и термоядерного горения несферической мишени тяжелоионного термоядерного синтеза: Препринт № 66. М.: ИПМ РАН им. М. В. Келдыша, 2001.

3. Сидоров А. Ф. Об оптимальном безударном сжатии газовых слоев // Докл. АН СССР. 1990. Т. 313, № 2. С. 283—287.
4. Баутин С. П. Математическая теория безударного сильного сжатия идеального газа. Новосибирск: Наука, 1997.
5. Долголева Г. В., Забродин А. В. Разработка термоядерных мишеней на основе реализации концепции безударного сжатия // Аэромеханика и газовая динамика. 2002. № 2. С. 48—54.
6. Забабахин И. Е. Явления неограниченной кумуляции // Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. М.: Наука, 1970. С. 313—342.
7. Забабахин Е. И., Забабахин И. Е. Явления неограниченной кумуляции. М.: Наука, 1978.
8. Забабахин И. Е., Симоненко В. А. Сферическая центрированная волна сжатия // ПММ. 1978. Т. 42. Вып. 3. С. 573—576.
9. Долголева Г. В., Забродин А. В. Построение решения в задаче движения слоистых оболочек // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1996. Вып. 3. С. 27—34.
10. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
11. Долголева Г. В., Забродин А. В. Поэтапное построение решения в задаче схождения слоистой системы оболочек. Определение величины кумулирующейся энергии // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1993. Вып. 4. С. 8—14.
12. Субботин В. И., Долголева Г. В., Забродина Е. А., Забродин А. В., Баско М. М., Имшенник В. С. Разработка энергетической установки синтеза и деления на основе микромишеней прямого действия и мощного тяжелоионного драйвера, содержащих делящиеся материалы // Атомная энергия. 2004. Т. 97. Вып. 3. С. 190—198.
13. Баско М. М., Имшенник В. С., Кошкарев Д. Г. и др. Управляемый тяжелоионный синтез и дейтериевые мишени // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1989. Вып. 3. С. 84—97.

Статья поступила в редакцию 11.04.06.
