

УДК 519.6; 533.1; 539.1

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИБРИДНОЙ МИКРОМИШЕНИ ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЯЖЕЛОИОННОГО СИНТЕЗА С УЧЕТОМ НЕЙТРОННО-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В. Т. Жуков, Е. А. Забродина, В. С. Имшенник,
М. В. Масленников, О. В. Николаева, М. Д. Чуразов
(ИПМ им. М. В. Келдыша РАН, ИТЭФ им. А. И. Алиханова, г. Москва)

Представлены результаты исследования гибридной микромишени инерциального тяжелоионного синтеза при использовании урановой оболочки для существенного увеличения энерговыделения с описанием нейтронно-ядерных процессов в многогрупповом приближении. Процесс сжатия микромишени описывается в трехтемпературном гидродинамическом приближении с учетом кинетики термоядерных реакций, характерных для дейтериево-тритиевого топлива. Приведены результаты оптимизационных расчетов, подтверждающие перспективность гибридных микромишеней инерциального тяжелоионного синтеза при использовании природного урана в качестве материала пушера.

Ключевые слова: гибридная микромишень, уравнение переноса нейтронов.

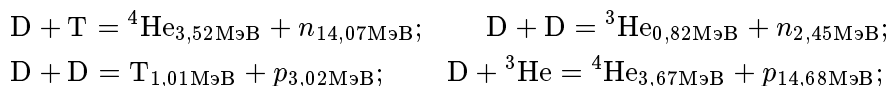
Введение

Рассматривается задача о безударном сжатии слоистой цилиндрической микромишени, облучаемой с открытых торцов пучками ионов, движущихся параллельно оси симметрии микромишени [1]. Торможение ионов вызывает разогрев и разлет вещества в радиальном направлении, приводящий к кумуляции дейтериево-тритиевой (DT) смеси на оси микромишени. Сжатие вещества инициирует загорание DT-топлива, которое порождает мощный поток первичных нейтронов. При взаимодействии первичных нейтронов с ядрами появляются вторичные нейтроны, при этом часть кинетической энергии и импульса нейтронов передается оболочке мишени (пушеру). Если пушер состоит из делящегося материала, в нем начинается ядерное энерговыделение, которое вызывает дополнительное обжатие, разогрев и выгорание DT-топлива [2].

Учет нейтронно-ядерных реакций в пушере в [2] был выполнен с помощью обобщения решения Ахизера и Померанчука на случай цилиндрической симметрии. В настоящей работе для этой цели используется многогрупповое уравнение переноса.

Математическое моделирование всех физических процессов в микромишени требует совместного решения трех групп уравнений:

- 1) трехтемпературной газодинамики, описывающих движение среды, перенос тепла и обмен энергиями между электронной, ионной и фотонной компонентами среды;
- 2) кинетики термоядерного горения для следующих реакций:



- 3) переноса, описывающих взаимодействие нейтронов со средой с учетом процессов поглощения и рассеяния нейтронов и деления нуклидов.

Определяемые этими тремя группами уравнений физические параметры среды связаны между собой. Подробные пространственно-энергетические распределения потоков нейтронов позволяют определить пространственные распределения плотности энергии и импульса, передаваемых нейтронами нуклидам. Источник для уравнения переноса определяется нейтронами, образованными в результате термоядерных реакций, которые моделируются уравнениями кинетики. Сечения взаимодействия нейтронов со средой вне области термоядерного горения зависят от плотности среды, определяемой уравнениями газодинамики, а в области горения — от концентраций нуклидов, определяемых уравнениями кинетики.

Совместное моделирование всех этих физических процессов реализовано в программе НЗТ, методическое описание которой дано в [3]. В разд. 1 приведены основные уравнения рассматриваемой модели, их источники и коэффициенты. В разд. 2 представлен сеточный алгоритм решения уравнения переноса нейтронов. В разд. 3 приведены результаты оптимизационных расчетов микроишеней при различных массах ^{238}U и DT и энерговложениях.

1. Основные уравнения

Рассмотрим три группы уравнений, описывающих физические процессы модели.

Уравнения трехтемпературной газодинамики. Газодинамические процессы моделируются с помощью трехтемпературной радиационной модели в двумерном приближении, в которой среда описывается как газ с единой плотностью частиц ρ [г/см³]* и общим вектором скорости $\vec{u} = (u, v)$ [см/с]. Удельные внутренние энергии $\varepsilon_i, \varepsilon_e, \varepsilon_f$ [эрг/г], температуры T_i, T_e, T_f [К] и давления p_i, p_e, p_f [дин/см²] определяются отдельно для каждого из компонент среды (ионов, электронов и фотонов).

Рассматриваются законы сохранения массы, энергии и импульса [3]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \vec{u})}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u} \times \vec{u}) + \text{grad}(p) = \vec{F}^n; \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon_i) + \text{div}(\rho \varepsilon_i \vec{u}) + p_i \text{div}(\vec{u}) = -\text{div}(K_i \text{grad} T_i) + c_{ei}(T_e - T_i) + Q_i^t + Q_i^n; \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon_e) + \text{div}(\rho \varepsilon_e \vec{u}) + p_e \text{div}(\vec{u}) = -\text{div}(K_e \text{grad} T_e) - c_{ei}(T_e - T_i) + c_{ef}(T_f - T_e) + Q_e^s + Q_e^t; \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon_f) + \text{div}(\rho \varepsilon_f \vec{u}) + p_f \text{div}(\vec{u}) = -\text{div}(K_f \text{grad} T_f) + c_{ef}(T_e - T_f), \quad (5)$$

а также уравнения состояния для компонент среды:

$$\varepsilon_k = \varepsilon_k(\rho, T_k); \quad p_k = p_k(\rho, T_k); \quad p = p_i + p_f + p_e; \quad k = i, e, f. \quad (6)$$

Здесь K_i, K_e, K_f — коэффициенты теплопроводности для компонент среды; c_{ei} — коэффициенты релаксации энергии между электронами и ионами; c_{ef} — коэффициенты релаксации энергии между электронами и фотонами; \vec{F}^n [г/(см² · с²)] — объемная сила нейтронного давления — импульс, полученный единичным объемом среды от нейтронов в единицу времени.

Источники Q_k^s, Q_k^t, Q_k^n в уравнениях (2)–(5) представляют собой объемную плотность энергии [эрг/(см³ · с)], полученной k -м компонентом среды в единицу времени от внешнего источника, термоядерных и нейтронно-ядерных реакций соответственно. Энергия от внешнего источника (ускорителя ионов) добавляется к электронному компоненту Q_e^s . Энергия, полученная от термоядерных

*Здесь и далее при определении величин в квадратных скобках указываются единицы их измерения.

реакций, определяется решением уравнений термоядерной кинетики и распределяется между ионами и электронами (Q_i^t и Q_e^t). Величины Q_i^n и \bar{P}^n находятся решением уравнения переноса, и предполагается, что вся энергия, получаемая нуклидами от нейтронов, вкладывается в ионный компонент среды. Источников в уравнении (5) для энергии фотонов в данной модели нет.

Система кинетики термоядерного горения. Уравнения кинетики термоядерного горения, определяющие изменение во времени концентраций n_k [1/см³] ядер k -го типа, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dn_D}{dt} &= -\langle\sigma\nu\rangle_{DDn} n_D^2 - \langle\sigma\nu\rangle_{DDp} n_D^2 - \langle\sigma\nu\rangle_{DT} n_D n_T - \langle\sigma\nu\rangle_{DHe3} n_D n_{He3}; \\ \frac{dn_T}{dt} &= -\langle\sigma\nu\rangle_{DT} n_D n_T + \frac{1}{2} \langle\sigma\nu\rangle_{DDp} n_D^2; \quad \frac{dn_{He3}}{dt} = \frac{1}{2} \langle\sigma\nu\rangle_{DDn} n_D^2 - \langle\sigma\nu\rangle_{DHe3} n_D n_{He3}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\langle\sigma\nu\rangle_j$ [см³/с] — скорость реакции синтеза j -го типа.

Число образующихся после j -й реакции синтеза нейтронов пропорционально произведению концентраций участвующих в реакции ядер $n_i(\vec{r})$ и $n_k(\vec{r})$ и величины $\langle\sigma\nu\rangle_j$:

$$F_j(\vec{r}) = \langle\sigma\nu\rangle_j \frac{n_i(\vec{r}) n_k(\vec{r})}{1 + \delta_{ki}} [1/(\text{см}^3 \cdot \text{с})], \quad (8)$$

где δ_{ki} — символ Кронекера.

Приближенные формулы для скоростей реакций синтеза были взяты из работы [4].

Многогрупповые уравнения переноса нейтронов. Многогрупповые уравнения переноса опираются на разбиение интервала кинетической энергии нейтронов $(0, E_{\max})$ на Q групп:

$$0 < E_{Q+1/2} < \dots < E_{q+1/2} < E_{q-1/2} < \dots < E_{1/2} = E_{\max}, \quad (9)$$

каждой из которых соответствуют средняя энергия $E_q = (E_{q+1/2} + E_{q-1/2})/2$ и скорость v_q .

Уравнения переноса имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_q} \frac{\partial \Psi_q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{\omega}} \Psi_q(\vec{r}, \vec{\omega}, t) + \sigma_{t,q}(\vec{r}) \Psi_q(\vec{r}, \vec{\omega}, t) &= \sum_{p=1}^q \int_{\Omega} \sigma_{s,p \rightarrow q}(\vec{r}, \vec{\omega} \cdot \vec{\omega}') \Psi_p(\vec{r}, \vec{\omega}', t) d\vec{\omega}' + \\ &+ \sum_{p=1}^Q \nu \sigma_{f,p \rightarrow q}(\vec{r}) \int_{\Omega} \Psi_p(\vec{r}, \vec{\omega}', t) d\vec{\omega}' + \frac{1}{4\pi} F_q(\vec{r}, t), \quad \vec{r} \in G, \quad \vec{\omega} \in \Omega, \quad q = 1, \dots, Q. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь решение $\Psi_q(\vec{r}, \vec{\omega}, t)$ — плотность потока нейтронов [1/(см² · с · ср)] с кинетической энергией из интервала $(E_{q+1/2}, E_{q-1/2})$ в точке \vec{r} в направлении $\vec{\omega}$. Единичный вектор $\vec{\omega}$ задается полярным θ и азимутальным φ углами или проекциями на координатные оси:

$$\vec{\omega}(\xi, \eta, \gamma) : \quad \xi = \sin \theta \cos \varphi; \quad \eta = \sin \theta \sin \varphi; \quad \gamma = \cos \theta.$$

Уравнение переноса (10) содержит следующие коэффициенты: $\sigma_{t,q}(\vec{r})$ [1/см] — полное сечение взаимодействия (сечение поглощения нуклидами первичных нейтронов из q -й энергетической группы); $\sigma_{s,p \rightarrow q}(\vec{r}, \vec{\omega} \cdot \vec{\omega}')$ [1/см] — сечение рассеяния, при котором нуклид испускает вторичный нейтрон из группы q в направлении $\vec{\omega}$, когда первичный, поглощенный нуклидом нейтрон принадлежал группе p и двигался в направлении $\vec{\omega}'$; $\sigma_{f,p \rightarrow q}(\vec{r})$ [1/см] — сечение деления, когда нуклид из группы p распадается с образованием вторичного нейтрона из группы q ; ν — среднее число нейтронов деления.

На границе ∂G расчетной области G задано нулевое краевое условие:

$$\Psi_q(\vec{r}, \vec{\omega}, t)|_{\vec{\omega} \cdot \vec{n}(\vec{r}) < 0} = 0,$$

где $\vec{r} \in \partial G$; $\vec{n}(\vec{r})$ — внешняя нормаль к поверхности ∂G в точке \vec{r} .

Для уравнений (10) задается также нулевое начальное условие:

$$\Psi_q(\vec{r}, \vec{\omega}, 0) = 0.$$

Источник $F_q(\vec{r}, t)$ [$1/(\text{см}^3 \cdot \text{с})$] в уравнениях (10) задает в точке \vec{r} объемную плотность нейтронов, имеющих скорость v_q , образующихся при термоядерных реакциях. Он определяется концентрациями нуклидов в DT-зоне (см. (8)), которые находятся решением уравнений горения (7). Важно, что источник $F_q(\vec{r}, t)$ отличен от нуля только для двух групп, которым соответствуют энергии образующихся при горении DT нейтронов.

Сечения нейтронно-ядерных реакций линейно зависят от концентраций нуклидов. В DT-области концентрации определяются решением уравнений термоядерного горения (7), и полное сечение может быть найдено по формуле

$$\sigma_{t,q}(\vec{r}) = \sum_{\ell} \sigma_{t,q}^{\ell} \frac{n_{\ell}(\vec{r})}{n_{\ell}^0}.$$

Здесь $\sigma_{t,q}^{\ell}$ — сечение ℓ -го нуклида при концентрации n_{ℓ}^0 , отвечающей комнатной температуре; $n_{\ell}(\vec{r})$ — концентрация ℓ -го нуклида в ячейке на данном временном шаге.

В остальных областях, где уравнения горения не решаются, сечения нормируются на плотность вещества, определяемую решением уравнений газодинамики (1)–(6):

$$\sigma_{t,q}(\vec{r}) = \sigma_{t,q}^0 \frac{\rho(\vec{r})}{\rho_0}.$$

Здесь $\sigma_{t,q}^0$ — сечение вещества при плотности ρ_0 ; $\rho(\vec{r})$ — плотность вещества в ячейке на данном временном шаге. В качестве ρ_0 берется плотность вещества при комнатной температуре.

Аналогично масштабируются сечения $\sigma_{f,p \rightarrow q}(\vec{r})$ и $\sigma_{s,p \rightarrow q}(\vec{r}, \vec{\omega} \cdot \vec{\omega}')$.

Зная плотность потоков нейтронов $\Psi_q(\vec{r}, \vec{\omega}, t)$, можно найти следующие функции:

- 1) $\Phi_q(\vec{r}) = \int_{\Omega} \Psi_q(\vec{r}, \vec{\omega}, t) d\vec{\omega}$ — плотность скалярного потока нейтронов из q -й группы;
- 2) $\vec{J}_q(\vec{r}) = \int_{\Omega} \Psi_q(\vec{r}, \vec{\omega}, t) \vec{\omega} d\vec{\omega}$ — плотность тока — среднее число нейтронов из q -й группы, проходящих через единичные площадки, перпендикулярные осям координат;
- 3) $\sigma(\vec{r}) \Phi_q(\vec{r})$ [$1/(\text{см}^3 \cdot \text{с})$] — число актов взаимодействия нейтронов q -й группы с нуклидами в единице объема в секунду, где $\sigma(\vec{r})$ — сечение, отвечающее рассматриваемому взаимодействию.

Тогда кинетическая энергия, передаваемая нейтронами нуклидам, равна разности энергий первичных и вторичных нейтронов:

$$Q_{\text{кин}}(\vec{r}, t) = \sum_{p=1}^Q \Phi_p(\vec{r}, t) \left[\sigma_{t,p} E_p - \sum_{q=p}^Q E_q (\sigma_{s,p \rightarrow q} + \sigma_{f,p \rightarrow q}) \right] [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})]. \quad (11)$$

Энергия, выделяющаяся при распаде нуклидов, определяется равенством

$$Q_{\text{расп}}(\vec{r}, t) = D \sum_{p=1}^Q \sigma_{f,p} \Phi_p(\vec{r}, t) [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})], \quad \sigma_{f,p} = \sum_{q=1}^Q \sigma_{f,p \rightarrow q}, \quad (12)$$

где D — количество энергии, выделившееся при распаде одного ядра. Полное количество получаемой нуклидами энергии Q_i^n (источник в уравнении сохранения энергии (3)) равно сумме величин (11) и (12):

$$Q_i^n = Q_{\text{кин}}(\vec{r}, t) + Q_{\text{расп}}(\vec{r}, t).$$

Аналогично находится передаваемый нейтронами нуклидам импульс, являющийся источником в уравнении сохранения импульса (2):

$$\vec{P}^n(\vec{r}, t) = \sqrt{2m} \sum_{p=1}^Q \vec{J}_p(\vec{r}, t) \left[\sigma_{t,p} \sqrt{E_p} - \sum_{q=p}^Q (\sigma_{s,p \rightarrow q} + \sigma_{f,p \rightarrow q}) \sqrt{E_q} \right] [\Gamma/(\text{с}^2 \cdot \text{см}^2)]. \quad (13)$$

Здесь m [г] — масса нейтрона; $\sqrt{2mE_p}$ [г · см/с] — импульс нейтрона с кинетической энергией E_p ; $\vec{J}_p(\vec{r}, t)$ — групповой ток. Заметим, что каждая из компонент векторной функции $\vec{P}^n(\vec{r}, t)$ может быть как положительной (когда в точке \vec{r} большая часть нейтронов движется в направлении соответствующей координатной оси), так и отрицательной (когда движение большинства нейтронов имеет противоположное направление).

2. Сеточные алгоритмы решения уравнений переноса нейтронов

Рассмотрим задачу решения уравнения переноса (10) в цилиндре. Решение $\Psi_q(\vec{r}, \vec{\omega}, t)$ зависит от двух пространственных координат — радиуса r и высоты z — и является симметричной функцией азимута φ : $\Psi_q(r, z, \gamma, \varphi, t) = \Psi_q(r, z, \gamma, 2\pi - \varphi, t)$. Поэтому достаточно рассмотреть лишь следующие диапазоны углов: $0 < \theta < \pi$, $0 < \varphi < \pi$, а на оси симметрии цилиндра ввести условие изотропии решения

$$\Psi_q(0, z, \gamma, \varphi, t)|_{0 < \varphi < \pi/2} = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 d\gamma \int_{\pi/2}^{\pi} d\varphi \Psi_q(0, z, \gamma, \varphi, t).$$

При построении сеточной схемы правая часть уравнения (10) считается известной:

$$\frac{1}{v_q} \frac{\partial \Psi_q}{\partial t} + \frac{1}{r} \xi \frac{\partial}{\partial r} (r \Psi_q) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\eta \Psi_q) + \gamma \frac{\partial \Psi_q}{\partial z} + \sigma_{t,q}(\vec{r}) \Psi_q(\vec{r}, \vec{\omega}, t) = G(\vec{r}, \vec{\omega}, t). \quad (14)$$

Сетки. Уравнения (1)–(5) решаются численно на подвижных эйлеровых сетках в двумерных областях с криволинейными лагранжевыми границами с учетом движения и деформации цилиндра [5]. Аппроксимации уравнения (14) строятся на пространственной сетке верхнего слоя по времени в предположении ее неподвижности на интервале Δt . Движение сетки учитывается переинтерполяцией нейтронных потоков в центре ячейки j нижнего временного слоя на новую сетку: $\Psi_j = \frac{1}{V_j} \sum_{i \cap j} \Psi_i \Delta \tilde{V}_i$, где V_j — новый объем ячейки j ; $\Delta \tilde{V}_i$ — часть старого объема ячейки \tilde{V}_i , попадающая в ячейку V_j .

Временной шаг Δt определяется из условия Куранта при решении уравнений газодинамики, так как используемая при решении уравнения переноса сеточная схема является безусловно устойчивой по времени. Сетка по энергии (9) и угловая сетка для решения уравнений переноса задаются независимо.

Угловая сетка на интервале $-1 < \gamma = \cos \theta < 1$, $0 < \varphi < \pi$ вводится следующим разбиением:

$$\begin{aligned} -1 &= \gamma_{1/2} < \dots < \gamma_{\ell+1/2} < \dots < \gamma_{L+1/2} = 0 < \dots < \gamma_{2L+1/2} = 1; \\ 0 &= \varphi_{\ell,1/2} < \dots < \varphi_{\ell,m+1/2} < \dots < \varphi_{\ell,M_\ell+1/2} = \pi. \end{aligned}$$

В каждой ячейке угловой сетки заданы ее шаги

$$\Delta \gamma_\ell = \gamma_{\ell+1/2} - \gamma_{\ell-1/2}; \quad \Delta \varphi_{\ell,m} = \varphi_{\ell,m+1/2} - \varphi_{\ell,m-1/2} \quad (15)$$

и центральные точки

$$\gamma_\ell \in [\gamma_{\ell-1/2}, \gamma_{\ell+1/2}]; \quad \varphi_{\ell,m} \in [\varphi_{\ell,m+1/2}, \varphi_{\ell,m-1/2}]. \quad (16)$$

Ячейка структурированной пространственной сетки представляет собой криволинейный четырехугольник C (рис. 1). Введем локальную нумерацию ребер ячейки. Тогда для каждого ребра L_j , $j = 1, 2, 3, 4$, определены его граничные точки

$$T_{j,j_0}(r_{j,j_0}, z_{j,j_0}), \quad j_0 = j + 1 \text{ при } j < 4, \quad j_0 = 1 \text{ при } j = 4,$$

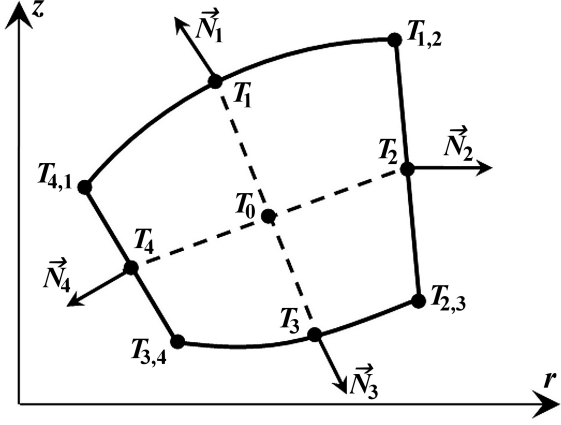


Рис. 1. Криволинейная пространственная ячейка C в плоскости (r, z)

центральная точка $T_j(r_j, z_j)$, длина $|L_j|$, внешняя нормаль \vec{N}_j и кривизна A_j (при нулевой кривизне ребро является прямым). Площадь ячейки обозначим через $|C|$, через $T_0(r_0, z_0)$ обозначим центр ячейки, определяемый как точка пересечения отрезков, соединяющих центры ее противоположных ребер (см. рис. 1).

В зависимости от угла между нормалью к выбранному ребру и вектором переноса $\vec{\omega}_{\ell, m}$, отвечающим какому-либо узлу угловой квадратуры (15), (16), ребра ячейки C разделяются на *входные* (когда угол между нормалью и вектором переноса тупой) и *выходные* (когда угол острый). Через входные ребра поток нейтронов входит в данную ячейку из соседних ячеек, через выходные — выходит из ячейки и входит в смежную ячейку, для которой эти ребра являются входными.

Сеточная аппроксимация для уравнения переноса. Можно видеть, что в данной группе q фазовой ячейкой является пятимерная область, содержащая две пространственные, две угловые и временную переменные:

$$C \times [\gamma_{\ell-1/2}, \gamma_{\ell+1/2}] \times [\varphi_{\ell, m-1/2}, \varphi_{\ell, m+1/2}] \times [t - \Delta t/2, t + \Delta t/2]. \quad (17)$$

Проинтегрировав уравнение (14) по ячейке (17) в предположении, что полное сечение $\sigma_{t, q}(r, z)$ в ячейке C является постоянной функцией, и разделив полученное равенство на объем фазовой ячейки $|C| \Delta \gamma_{\ell} \Delta \varphi_{\ell, m} \Delta t$, будем иметь соотношение баланса

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v_q \Delta t} \left(\Psi_{q, \ell, m}^{c, t+\Delta t/2} - \Psi_{q, \ell, m}^{c, t-\Delta t/2} \right) + \frac{1}{|C|} \sum_{j=1}^4 |L_j| \left(\vec{\omega}_{\ell, m}, \vec{N}_j \right) \Psi_{q, \ell, m}^j + \\ & + \frac{1}{\Delta \varphi_{\ell, m} r_0} \left(\eta_{\ell, m-1/2} \Psi_{q, \ell, m-1/2}^c - \eta_{\ell, m+1/2} \Psi_{q, \ell, m-1/2}^c \right) + \sigma_q^c \Psi_{q, \ell, m}^c = G_{q, \ell, m}^c. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь σ_q^c — значение полного сечения $\sigma_{t, q}(r, z)$ в ячейке C . Величина

$$\Psi_{q, \ell, m}^c = \frac{1}{|C| \Delta \gamma_{\ell} \Delta \varphi_{\ell, m} \Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} d\tau \int_C dr dz r \int_{\gamma_{\ell-1/2}}^{\gamma_{\ell+1/2}} d\gamma \int_{\varphi_{\ell, m-1/2}}^{\varphi_{\ell, m+1/2}} d\varphi \Psi_q(r, z, \gamma, \varphi, \tau)$$

определяет среднее значение решения в фазовой ячейке. Величины

$$\Psi_{q, \ell, m}^j = \frac{1}{|L_j| \left(\vec{\omega}_{\ell, m}, \vec{N}_j \right) \Delta \gamma_{\ell} \Delta \varphi_{\ell, m} \Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} d\tau \int_{L_j} d\vec{s} \int_{\gamma_{\ell-1/2}}^{\gamma_{\ell+1/2}} d\gamma \int_{\varphi_{\ell, m-1/2}}^{\varphi_{\ell, m+1/2}} d\varphi \left(\vec{\omega}(\gamma, \varphi), \vec{N}_j \right) \Psi_q(\vec{s}, \gamma, \varphi, \tau),$$

$j = 1, 2, 3, 4$

суть средние значения решения на ребрах пространственной ячейки по временному и угловому интервалам. Величины

$$\Psi_{q, \ell, m \pm 1/2}^c = \frac{r_0}{|C| \Delta \gamma_{\ell} \Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} d\tau \int_C dr dz \int_{\gamma_{\ell-1/2}}^{\gamma_{\ell+1/2}} d\gamma \Psi_q(r, z, \gamma, \varphi_{\ell, m \pm 1/2}, \tau)$$

задают средние значения решения в пространственной ячейке на временном интервале при фиксированном азимутальном угле $\varphi = \varphi_{m\pm 1/2}$. Наконец, величины

$$\Psi_{q,\ell,m}^{c,t\pm\Delta t/2} = \frac{1}{|C| \Delta\gamma\ell\Delta\varphi_{\ell,m}} \int_C dr dz r \int_{\gamma_{\ell-1/2}}^{\gamma_{\ell+1/2}} d\gamma \int_{\varphi_{\ell,m-1/2}}^{\varphi_{\ell,m+1/2}} d\varphi \Psi_q(r, z, \gamma, \varphi, t \pm \Delta t/2)$$

определяют средние значения решения в ячейке на угловом интервале в начальный $t - \Delta t/2$ и конечный $t + \Delta t/2$ моменты времени.

Уравнение (18) содержит также средние значения правой части:

$$G_{q,\ell,m}^c = \frac{1}{|C| \Delta\gamma\ell\Delta\varphi_{\ell,m}\Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} d\tau \int_C dr dz r \int_{\gamma_{\ell-1/2}}^{\gamma_{\ell+1/2}} d\gamma \int_{\varphi_{\ell,m-1/2}}^{\varphi_{\ell,m+1/2}} d\varphi G_q(r, z, \gamma, \varphi, \tau).$$

Точное соотношение (18) включает девять расчетных величин: $\Psi_{q,\ell,m}^j$ ($j = 1, 2, 3, 4$), $\Psi_{q,\ell,m}^c$, $\Psi_{q,\ell,m\pm 1/2}^c$, $\Psi_{q,\ell,m}^{c,t\pm\Delta t/2}$. Из них известны 6 – K величин, где K – число выходных ребер, $K = 1, 2, 3$: $\Psi_{q,\ell,m}^{c,t-\Delta t/2}$ – из расчета на предыдущем временном шаге; $\Psi_{q,\ell,m-1/2}^c$ – из расчета для предыдущего значения азимутального угла $\varphi = \varphi_{m-1}$; $\Psi_{q,\ell,m}^j$ на входных ребрах – из расчета других ячеек, смежных с данной. Таким образом, к уравнению (18) нужно присоединить $3 + K$ аппроксимационных соотношений.

Прежде всего вводится кусочно-линейная интерполяция решения по времени:

$$\Psi(\tau) = \begin{cases} \frac{\Psi(t^+)(\tau - t^-) + \Psi(t^-)(t^* - \tau)}{p_t \Delta t} & \text{при } t^- \leq \tau \leq t^*; \\ \Psi(t^+) & \text{при } t^* \leq \tau \leq t^+, \end{cases}$$

где $p_t \in [0, 1]$; $t^\pm = t \pm \Delta t/2$; $t^* = t^- + p_t \Delta t$. Такая интерполяция приводит к уравнению

$$\Psi_{q,\ell,m}^{c,t+\Delta t} = (1 + p_t) \Psi_{q,\ell,m}^c - p_t \Psi_{q,\ell,m}^{c,t}. \quad (19)$$

Аналогично строится аппроксимационное соотношение по азимутальному углу φ :

$$\Psi_{q,\ell,m+1/2}^c = (1 + p_\varphi) \Psi_{q,\ell,m}^c - p_\varphi \Psi_{q,\ell,m-1/2}^c, \quad p_\varphi \in [0, 1]. \quad (20)$$

Для аппроксимации по пространственным переменным r и z в ячейке с двумя входными ребрами вводится линейная интерполяция решения:

$$\tilde{\Psi}(r, z) = \Psi_{q,\ell,m}^c + (z - z_0) A_{q,\ell,m} + (r - r_0) B_{q,\ell,m}, \quad (21)$$

где $T_0(r_0, z_0)$ – центр ячейки. Коэффициенты $A_{q,\ell,m}$ и $B_{q,\ell,m}$ находятся из уравнений

$$\Psi_{q,\ell,m}^c + (z_{j_k} - z_0) A_{q,\ell,m} + (r_{j_k} - r_0) B_{q,\ell,m} = \Psi_{q,\ell,m}^{j_k}, \quad k = 1, 2,$$

устанавливающих равенство значений функции (21) в центрах $T_{j_k}(r_{j_k}, z_{j_k})$ входных ребер L_{j_k} значениям решения. Полагая далее значение функции (21) в центральной точке $T_{j_{k'}}(r_{j_{k'}}, z_{j_{k'}})$ каждого из выходных ребер $L_{j_{k'}}$ равным значению

$$\Psi_{q,\ell,m}^{j_{k'}} = \Psi_{q,\ell,m}^c + (z_{j_{k'}} - z_0) A \left(\Psi_{q,\ell,m}^c, \Psi_{q,\ell,m}^{j_1}, \Psi_{q,\ell,m}^{j_2} \right) + (r_{j_{k'}} - r_0) B \left(\Psi_{q,\ell,m}^c, \Psi_{q,\ell,m}^{j_1}, \Psi_{q,\ell,m}^{j_2} \right), \quad k' = 3, 4,$$

получаем искомые дополнительные соотношения в форме

$$\Psi_{q,\ell,m}^{j_3} = \alpha \Psi_{q,\ell,m}^{j_1} + \beta \Psi_{q,\ell,m}^{j_2} + \chi \Psi_{q,\ell,m}^c; \quad \Psi_{q,\ell,m}^{j_4} = \delta \Psi_{q,\ell,m}^{j_1} + \zeta \Psi_{q,\ell,m}^{j_2} + \varepsilon \Psi_{q,\ell,m}^c, \quad (22)$$

где $\alpha, \beta, \delta, \zeta, \chi, \varepsilon$ — некоторые коэффициенты.

Аналогично можно получить аппроксимационные соотношения в форме (22) при одном или трех входных ребрах с помощью билинейных интерполяций:

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}(r, z) &= \Psi_{q,\ell,m}^c + (z - z_0) A_{q,\ell,m} + (r - r_0) B_{q,\ell,m} + (r - r_0)(z - z_0) C_{q,\ell,m} \\ \text{или } \tilde{\Psi}(r, z) &= \Psi_{q,\ell,m}^c + (r - r_0)(z - z_0) C_{q,\ell,m}. \end{aligned}$$

Система (18)–(22) позволяет однозначно найти неизвестные величины $\Psi_{q,\ell,m}^c, \Psi_{q,\ell,m+1/2}^c, \Psi_{q,\ell,m}^{c,t+\Delta t/2}$ и значения $\Psi_{q,\ell,m}^j$ на выходных ребрах. Далее значения $\Psi_{q,\ell,m}^j$ используются при расчете других пространственных ячеек на данных временном шаге и направлении переноса $\vec{\omega}_{\ell,m}$, значения $\Psi_{q,\ell,m+1/2}^c$ — при расчете следующего направления $\vec{\omega}_{\ell,m+1}$, $\Psi_{q,\ell,m}^{c,t+\Delta t/2}$ — при расчете на следующем шаге по времени.

Использование схемы, опирающейся на линейную интерполяцию решения, может приводить к отрицательным значениям сеточных величин. В этом случае в расчете используется шаговая (*Step*) схема первого порядка аппроксимации, состоящая из уравнения баланса (18) и дополнительных соотношений

$$\Psi_{q,\ell,m}^{jk} = \Psi_{q,\ell,m}^c \quad \text{при} \quad \vec{\omega}_{\ell,m} \cdot \vec{N}_{jk} > 0, \quad k = 1, \dots, K,$$

где K — число выходных ребер.

Все расчеты были выполнены с параметрами схемы $p_t = p_\varphi = 1$.

Сеточная аппроксимация энерговыделения и импульса. Для решения построенной системы сеточных уравнений, аппроксимирующих уравнение переноса (10), используется два вложенных итерационных цикла. Внешний цикл выполняется по оператору деления, внутренний — по оператору рассеяния.

Энерговыделения и импульс находятся из равенств (11)–(13) с помощью $\Psi_{q,\ell,m}^c$ — средних значений решения в фазовой ячейке (17):

$$\begin{aligned} Q_{\text{кин},q}^c &= \sum_{p=1}^Q \Phi_p^c \left[\sigma_p^c E_p - \sum_{q=p}^Q E_q \left(\sigma_{s,p \rightarrow q}^c + \sigma_{f,p \rightarrow q}^c \right) \right]; & Q_{\text{расп},q}^c &= D \sum_{p=1}^Q \sigma_{f,p}^c \Phi_p^c; \\ \vec{P}_q^{n,c} &= \sqrt{2m} \sum_{p=1}^Q \vec{J}_p^c \left[\sigma_p^c \sqrt{E_p} - \sum_{q=p}^Q \left(\sigma_{s,p \rightarrow q}^c + \sigma_{f,p \rightarrow q}^c \right) \sqrt{E_q} \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь $\Phi_p^c = \sum_{\ell=1}^{2L} \sum_{m=1}^{M_\ell} \Delta\gamma_\ell \Delta\varphi_{\ell,m} \Psi_{p,\ell,m}^c$ и $\vec{J}_p^c = \sum_{\ell=1}^{2L} \sum_{m=1}^{M_\ell} \Delta\gamma_\ell \Delta\varphi_{\ell,m} \vec{\Omega}_{\ell,m} \Psi_{p,\ell,m}^c$ — соответственно плотности скалярного потока и тока в ячейке C в p -й энергетической группе; $\sigma_p^c, \sigma_{s,p \rightarrow q}^c, \sigma_{f,p \rightarrow q}^c$ — сечения в данной ячейке.

Так как используемая сеточная схема содержит соотношение баланса (18) числа нейтронов в ячейке, выражения (23) также являются консервативными аппроксимациями равенств (11)–(13).

3. Численные результаты

Все описанные алгоритмы включены в программу НЗТ и могут быть использованы для моделирования процессов инерциального тяжелоионного синтеза в микромишенях. Распараллеливание вычислений в программе выполнено методом пространственных подобластей с помощью библиотеки MPI. Представленные ниже численные результаты получены при разбиении области расчета на 20 подобластей по радиусу.

Основная модель. Рассматривается цилиндрически-симметричная микромишень, состоящая из четырех слоев (рис. 2).

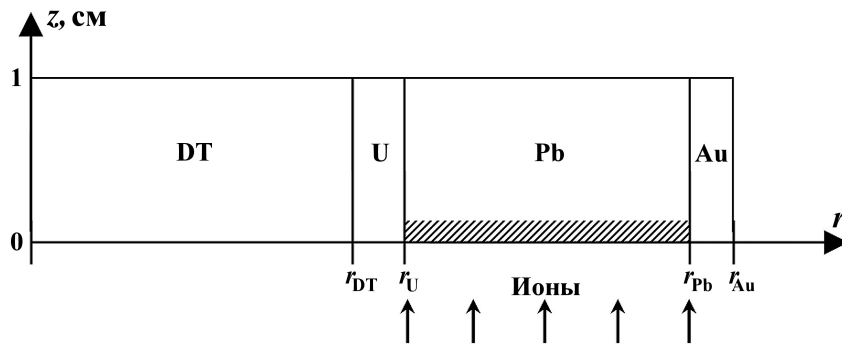


Рис. 2. Схема микромишени в начальный момент времени

В центре, у оси $0z$, находится DT-топливо. Оно окружено тяжелой оболочкой — пушером из природного урана (^{238}U). Далее следует область энерговложения от внешнего источника, состоящая из пористого свинца. Самый внешний слой — инертный материал, например золото, удерживающий микромишень от быстрого разлета. Каждый из компонентов среды считается идеальным газом с показателем адиабаты для ионов и электронов $\gamma_i = \gamma_e = 5/3$, для фотонов $\gamma_f = 4/3$.

На внешней границе r_{Au} (см. рис. 2) задается постоянное давление, равное начальному давлению в мишени (такое давление сохраняется до достижения сверхзвуковых скоростей разлета), и нулевая температура. Внешние границы $z = 0$ и $z = 1$ считаются жесткими стенками с нулевыми нормальными скоростями и тепловыми потоками. Границы между областями r_{DT} , r_{U} , r_{Pb} полагаются лагранжевыми, поэтому массы областей не меняются со временем. Рассматриваемая модель близка к одномерной, движение происходит в основном вдоль радиуса r . Однако все границы областей считаются прозрачными для нейтронов, что несколько нарушает одномерность, особенно на стадии разлета.

Выбираются следующие начальные плотности материалов:

$$\rho_{\text{DT}} = 0,05; \quad \rho_{\text{U}} = 20; \quad \rho_{\text{Pb}} = 6; \quad \rho_{\text{Au}} = 20 \quad [\text{г/см}^3].$$

Начальная скорость звука в DT полагается равной $c_{\text{DT}} = 0,2 \cdot 10^6$ см/с, что соответствует начальному давлению $p = 0,12 \cdot 10^{10}$ дин/см², одинаковому во всех областях. Температуры компонентов равны между собой в пределах каждой области. Также равны друг другу массовые доли дейтерия и трития в DT-области: $X_{\text{D}} = X_{\text{T}} = 0,5$.

Начальные координаты границ областей выбираются равными

$$r_{\text{DT}} = 20; \quad r_{\text{U}} = 21; \quad r_{\text{Pb}} = 39; \quad r_{\text{Au}} = 44,4 \quad [10^{-2} \text{ см}]. \quad (24)$$

Модель с такими размерами назовем основной.

Энерговложение. Внешним источником является ускоритель, который облучает микромишень с торца вращающимся пучком тяжелых ионов, показанным стрелками на рис. 2. Такое энерговложение имитируется заданием удельной мощности, одинаковой во всех точках области свинца, обеспечивающей безударное сжатие области DT [1]:

$$Q(t) = \frac{2\gamma c_1^3(0) g \xi^{-\frac{2\gamma}{\gamma+1}}}{(\gamma-1)^2 r_1(0) m_3} \left\{ - \left(1 - \xi^{-\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right)^2 + \frac{\xi^{-1}}{\gamma+1} \left[\frac{V_3(0)}{aV_1(0)} + (\gamma-1) + 2\xi - (\gamma+1) \xi^{\frac{2}{\gamma+1}} \right] \right\} n,$$

$$\text{где } a = \frac{2(m_2 + m_3 + m_4) + (\gamma+1) \frac{m_1}{\gamma}}{(\gamma-1)(2m_4 + m_3)}; \quad g = \frac{m_1(1-2k_2)}{\gamma} + \frac{2k_1}{\gamma+1} + \frac{\gamma+1}{\gamma^2} k_3 m_1^2;$$

$$k_1 = m_2 + \frac{m_3}{3} + \frac{m_2 + \frac{m_3}{2}}{\left(m_4 + \frac{m_3}{2}\right)^2} \left(\frac{m_2 m_3}{3} + m_2 m_4 + \frac{m_3 m_4}{6} \right);$$

$$k_2 = -\frac{1}{\left(m_4 + \frac{m_3}{2}\right)^2} \left[\frac{m_3}{3} \left(m_4 + \frac{m_3}{4} \right) + m_2 \left(m_4 + \frac{m_3}{3} \right) \right];$$

$$k_3 = \frac{m_4 + \frac{m_3}{3}}{2 \left(m_4 + \frac{m_3}{2} \right)^2}; \quad V_3(0) = \frac{m_3}{\rho_3(0)};$$

$$m_i = (r_i^\alpha - r_{i-1}^\alpha) \rho_i, \quad i = 1, \dots, 4;$$

$$\xi = 1 - \frac{c_1(0)t}{r_1(0)}, \quad 0 < \xi \leq 1;$$

i — номер области от ДТ до Аи; r_i — радиальная координата границы области; $c_1(0)$ — начальная скорость звука в области 1; $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты; n — произвольный коэффициент, в данном случае $n = 0,2$; $\alpha = 2$ — показатель цилиндрической симметрии ($\alpha = 1, 3$ соответственно в случаях плоской и сферической симметрии).

Величина Q растет во времени t по степенному закону и $Q \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow r_1(0)/c_1(0)$, поэтому в расчетах она ограничивалась некоторым заданным значением Q_{\max} , которое достигается на момент времени t^* . Далее энерговыделение продолжалось с постоянной мощностью Q_{\max} до достижения заданного значения полной вложенной энергии E_{in} , которое наступает в момент t^{**} . Таким образом, используется следующая формула для энерговыделения:

$$\tilde{Q}(t) = \begin{cases} Q(t) & \text{при } 0 < t < t^* \text{ (безударная стадия);} \\ Q_{\max} & \text{при } t^* < t < t^{**} \text{ (ударная стадия).} \end{cases}$$

Во всех описанных ниже расчетах полагалось $Q_{\max} = 80 \cdot 10^{20}$ эрг/(г·с), откуда для модели с размерами (24) получаем $t^* \approx 99,70 \cdot 10^{-8}$ с. Полное энерговыделение в основной модели $E_{in} = 21 \cdot 10^{13}$ эрг = 21 МДж, время его окончания $t^{**} \approx 100,75 \cdot 10^{-8}$ с.

Величина Q связана с источником в формуле (4) равенством $Q_e^s = Q\rho$.

В расчетах был определен коэффициент усиления энергии G , получаемой от синтеза ($G_{\text{ДТ}}$) и нейтронно-ядерных реакций (G_{N}):

$$G = G_{\text{ДТ}} + G_{\text{N}}, \quad G_{\text{ДТ}} = \frac{E_{\text{ДТ}}}{E_{in}}, \quad G_{\text{N}} = \frac{E_{\text{N}}}{E_{in}}.$$

Микромишень полагается действующей, если $G > 1$.

Результаты расчетов основной модели. В результате расчетов получаем постепенный разгон урановой оболочки и сильное сжатие ДТ до 1200 г/см^3 . Столь высокие плотности достигаются за счет безударного сжатия с использованием модели идеального газа. Переход на ударный режим сжатия на конечной стадии позволяет получить температуру, достаточную для начала термоядерного синтеза в ДТ и дополнения его делением урана.

На рис. 3 показано радиальное движение границ областей в зависимости от времени для осевой координаты $z \approx 0,33$ см. Максимальное сжатие ДТ до радиуса $0,13 \cdot 10^{-2}$ см приходится на момент $t \approx 102,48 \cdot 10^{-8}$ с.

Авторами получено следующее распределение энергии (в МДж) в микромишени по процессам на конечной стадии горения на момент $t = 105 \cdot 10^{-8}$ с:

1) энергия нуклидов:

- от термоядерных реакций — 290;
- от нейтронно-ядерных реакций (столкновения + деление) — 1280;

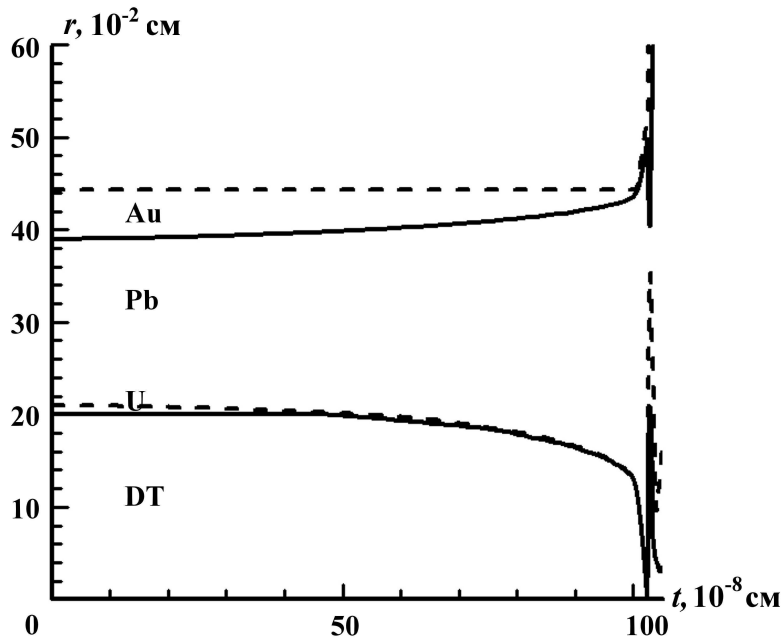


Рис. 3. Положение границ областей основной модели в зависимости от времени

- 2) энергия нейтронов, образовавшихся:
 - при термоядерных реакциях — 1041;
 - при делении урана — 1043;
- 3) энергия нейтронов:
 - вылетевших из микромишени — 817;
 - переданная нуклидам при столкновениях — 237;
 - оставшихся в микромишени — 10^{-3} .

Энерговыведение в основной мишени составило $E_{DT} + E_N = 1570$ МДж, из них 18,5% — за счет термоядерных реакций (без учета нейтронов), 15,1% — за счет нейтронных столкновений и 66,4% — за счет деления урана. Полный коэффициент усиления $G \approx 75$.

Можно видеть, что большая часть нейтронов, образовавшихся в результате как термоядерного горения, так и деления урана, вылетает из микромишени и лишь небольшая их часть сталкивается с нуклидами. Однако даже немногие столкновения нейтронов с нуклидами урана вызывают деление урана, при котором выделяется большое количество энергии, усиливающее, в свою очередь, термоядерное горение.

Оптимизация модели. Авторами выполнена оптимизация микромишени по размерам и энерговоложению. Полученные при этом результаты приводятся ниже.

Оптимизация модели по размерам. Оптимизация по размерам подразумевает поиск такой конфигурации слоев мишени, при которой коэффициент усиления является максимальным. Так как варьирование размеров каждой из четырех областей требует большого числа расчетов, авторы ограничились двумя областями — DT и U. Изменением начальных радиусов слоев достигалось изменение масс выбранных областей в K раз по сравнению с их массами в основной модели. При этом массы Pb и Au и энерговоложение $E_{in} = 21$ МДж не менялись.

По результатам серии расчетов построен график изолиний полученных коэффициентов усиления (G) в координатах коэффициентов изменения массы DT (K_{DT}) и U (K_U), показанный на рис. 4. Значения G на изолиниях — от 1 до 950.

Можно видеть, что увеличение массы DT и ^{238}U сначала ведет к увеличению коэффициента усиления, а затем — к его быстрому спаду. Спад связан с тем, что фиксированного энерговоложения

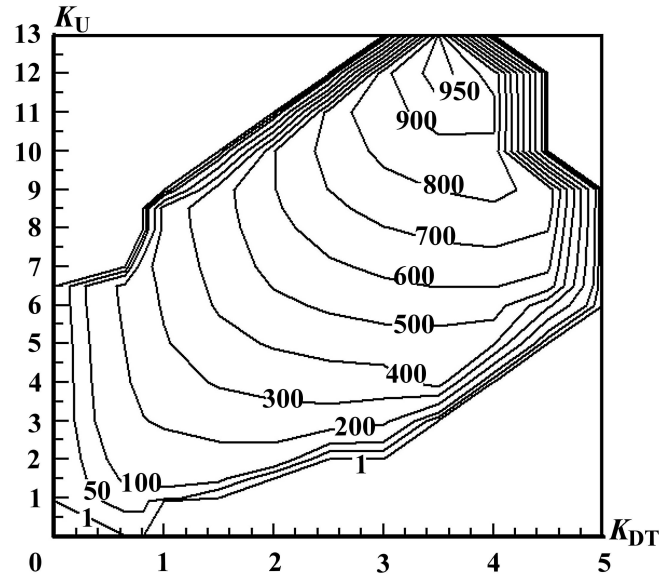


Рис. 4. Изолинии коэффициента усиления в зависимости от масс областей DT и U при внешнем энерговлложении 21 МДж

становится недостаточно для разгона слишком тяжелого пушера и сжатия большой массы DT; в результате загорания DT не происходит.

Из рис. 4 следует, что мишень остается действующей в диапазоне не более чем 5-кратного увеличения массы DT и 13-кратного увеличения массы U. Наибольший коэффициент усиления $G \approx 976$ получается при 3,5-кратной массе DT и 12-кратной массе урана ($K_{DT} = 3,5, K_U = 12$). Энерговыведение в такой мишени составляет 20 497 МДж, из них 6,1 % (1 254 МДж) приходится на термоядерные реакции, 12,1 % (2 473 МДж) — на столкновения нейтронов с нуклидами и 81,8 % (16 770 МДж) — на продукты деления урана.

Оптимизация модели по энерговлложению. При поиске наиболее выгодного энерговлложения, кроме основной модели $\{K_{DT} = 1; K_U = 1\}$, были выбраны несколько конфигураций, которые давали наилучшее усиление G (K_U) при фиксированных K_{DT} : 1) $K_{DT} = 0,64; K_U = 6,5$; 2) $K_{DT} = 1; K_U = 8,5$; 3) $K_{DT} = 3,5; K_U = 12$; 4) $K_{DT} = 0,81; K_U = 1$. Максимальная мощность задавалась равной 800 ГВт/г.

Полученные зависимости коэффициента усиления от энерговлложения показаны на рис. 5. Наибольшее усиление по-прежнему дает оптимальная по размерам модель $\{K_{DT} = 3,5; K_U = 12\}$: $G_{DT} \approx 62; G_N \approx 921; G = G_{DT} + G_N \approx 984$ при энерговлложении $E_{in} = 20$ МДж. Это энерговлложение является и минимально необходимым для зажигания данной мишени. Снизить энергетические затраты до 16 МДж позволяет только модель с уменьшенными размерами $\{K_{DT} = 0,81; K_U = 1\}$, но при этом усиление в ней составляет только $G \approx 77$ (максимум $G \approx 87$ при $E_{in} = 18$ МДж). Отметим, что для модели с исходными размерами минимально допустимым является энерговлложение $E_{in} \approx 19$ МДж.

Микромишень с неделящимися материалами. Для сравнения рассматривалась чисто термоядерная микромишень с внутренней оболочкой из неделящегося материала (золота), но с учетом нейтронно-ядерных процессов (столкновений нейтронов с нуклидами). Размеры слоев были взяты из основной модели.

Здесь максимальный коэффициент усиления $G = G_{DT} + G_N \approx 12 + 11 \approx 23$ достигается при энерговлложении $E_{in} \approx 24,5$ МДж. Выделившаяся энергия равна $E_{out} = E_{DT} + E_N \approx 300 + 275 = 575$ МДж. Выгорание DT составляет 69%. Минимальное энерговлложение $E_{in} = 24$ МДж, т. е. на 5 МДж больше, чем для микромишени с делящимся ураном. Результаты по энерговыделению в этом случае мало отличаются от оптимальных (т. е. при вложении 24,5 МДж).

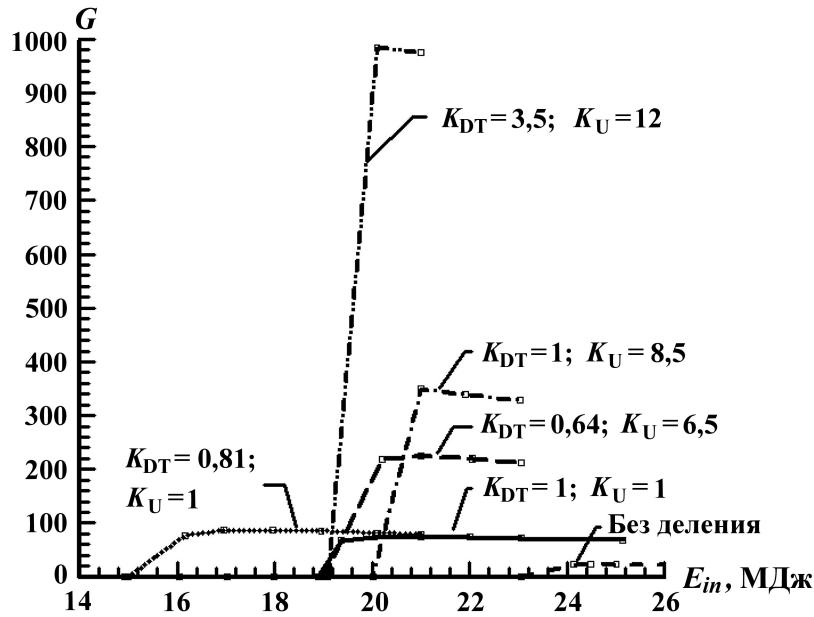


Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления от энерговложения для нескольких конфигураций микромишени

Заключение

Код НЗТ, позволяющий численно решать систему уравнений газовой динамики с учетом теплопроводности и термоядерной кинетики в цилиндрически-симметричной геометрии на подвижных четырехугольных сетках, модернизирован для дополнительного решения нестационарного уравнения переноса нейтронов с учетом ядерного деления. С его помощью рассчитан ряд моделей микромишени термоядерного синтеза с безударным энерговложением с целью поиска оптимальных размеров и снижения требуемых энергозатрат. Расчеты выполнены на многопроцессорном кластере К-100 [6] с использованием библиотеки MPI для распараллеливания вычислений.

Полная оптимизация требует очень большого количества вычислений. Найдены только отдельные варианты параметров микромишеней, в которых коэффициент усиления максимален. Их можно рекомендовать для более детального рассмотрения.

Найдено, что чисто термоядерная микромишень требует минимального энерговложения 24 МДж, при этом энерговыделение больше энерговложения в 23 раза. Установка вместо золотого пушера уранового примерно того же размера и такой же массы снижает энергетический порог зажигания до 19 МДж; уменьшением массы ДТ порог может быть снижен до 16 МДж, т. е. примерно на 16 %. Коэффициент полного энерговыделения увеличивается примерно до 75. Получение больших коэффициентов усиления (до 1000) требует затраты не менее 20 МДж. Энерговыделение при этом происходит в основном за счет вынужденного деления урана-238.

Таким образом, гибридная микромишень представляется гораздо более энергетически выгодной, чем чисто термоядерная. Основной технической проблемой является, по-видимому, реализация безударного сжатия. Учет краевых эффектов и использование более реального уравнения состояния может снизить энергетический выход, но относительные преимущества гибридной системы останутся.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № 11-01-00490).

Список литературы

1. Долголева Г. В., Забродин А. В. Кумуляция энергии в слоистых системах и реализация безударного сжатия. М.: Физматлит, 2004.

2. *Имшенник В. С., Жуков В. Т.* Модели гибридных мишеней ИТИС с использованием безударного сжатия // Высокопроизводительные вычисления в задачах механики и физики. Труды конференции, посвященной памяти члена-корреспондента РАН А. В. Забродина в связи с 75-летием со дня рождения. М.: ИПМ им. М. В. Келдыша РАН, 2009. С. 95—105.
3. *Забродин А. В., Прокопов Г. П.* Методики численного моделирования двумерных нестационарных течений теплопроводного газа в трехтемпературном приближении // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1998. Вып. 3. С. 3—16.
4. *Basko M.* DEIRA - A theoretical model and 1-D numerical code for simulating ICF targets. <http://www.basko.net>.
5. *Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
6. Гибридный вычислительный кластер К-100. <http://www.kiam.ru>

Статья поступила в редакцию 01.03.13.
