

УДК 533.9

БЫСТРОЕ ЗАЖИГАНИЕ ПРОТОННЫМ ПУЧКОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ DT-МИШЕНИ, ОКРУЖЕННОЙ НЕПОДВИЖНОЙ ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ ОБОЛОЧКОЙ

К. В. Хищенко, А. А. Чарахчян
(ОИВТ РАН, ВЦ РАН ФИЦ ИУ РАН, г. Москва)

Рассматривается двумерная осесимметричная задача о быстром зажигании предварительно сжатой цилиндрической мишени с DT-смесью, окруженной неподвижной теплоизолированной оболочкой. Мишень зажигается с торца пучком протонов, интенсивность которого не зависит от радиальной координаты. Отличие от одномерной задачи заключается в том, что α -частицы термоядерной реакции и собственное излучение плазмы свободно выходят из горючего через боковую границу с оболочкой. Показано, что пороговая энергия зажигания для плотности смеси 22 и 110 г/см³ примерно в 10 раз меньше, чем в случае известной задачи без оболочки и с радиусом пучка много меньше радиуса мишени. По сравнению с рассматриваемой задачей развитая ранее квазиодномерная модель примерно в 4 раза занижает пороговую по радиусу мишени энергию зажигания при заданной интенсивности пучка.

Ключевые слова: цилиндрическая мишень для инерциального термоядерного синтеза, быстрое зажигание, энергия зажигания.

Введение

Концепция быстрого зажигания мишеней для инерциального термоядерного синтеза [1] предполагает использование двух драйверов. Первый драйвер сжимает горючее до требуемой плотности, а второй зажигает горючее, быстро повышая его температуру. Одним из рассматриваемых в литературе вариантов второго драйвера является пучок протонов, генерируемый поглощением лазерного излучения в окрестности точки с критической плотностью [2, 3].

В случае сферических мишеней, если исключить из рассмотрения использование в качестве зажигающего драйвера сходящейся ударной волны [4, 5], такой подход предполагает возможность быстрого создания узких каналов для подвода энергии зажигающего драйвера к плотному внутреннему ядру мишени. Имея в виду возможность подобного варианта поджига, в ряде работ рассматривалась осесимметричная задача определения пороговой энергии зажигания E_{ig} плоской мишени DT-горючего с заданной плотностью ρ_0 с помощью протонного пучка, радиус которого много меньше радиуса облучаемой поверхности мишени. Из этих работ за основу для сопоставления результатов моделирования возьмем [6], где рассмотрен действующий в течение заданного времени пучок неких частиц, имеющий постоянную интенсивность в круге заданного радиуса. Частицы характеризуются глубиной проникновения l , определяемой равенством $l\rho_0 = 0,6$ г/см², которая была названа оптимальной для зажигания в модели [6]. Результаты расчетов [6] обобщены формулой

$$E_{ig} = E_* \left(\frac{\rho_0}{\rho_*} \right)^{-1,85} \quad (1)$$

в интервале $50 \leq \rho_0 \leq 3\,000$ г/см³, где $E_* = 140$ кДж; $\rho_* = 100$ г/см³.

В настоящей работе пучок полагается состоящим из протонов энергией 1 МэВ с близкой [6] глубиной проникновения $l\rho_0 \approx 0,5 \text{ г/см}^2$. Возможность уменьшить энергию зажигания мишени, изменив энергию протона, здесь не обсуждается.

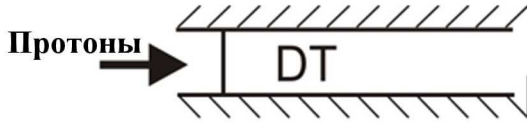


Рис. 1. Схема мишени

Рассматривается цилиндрическая мишень, схематично изображенная на рис. 1. Впервые такая схема мишени (с нагревом под действием лазерного излучения вместо протонов) была предложена в работе [7]. Применительно к быстрому зажиганию предполагается, что сжатие горючего до заданной плотности ρ_0 происходит на предварительной стадии, например, с помощью пучка тяжелых ионов (энергия которого вкладывается в одну из оболочек многослойной мишени) [8, 9] или магнитного поля [10].

Предполагается также, что на время действия протонного пучка можно создать конфигурацию, показанную на рис. 1 или близкую к ней, с цилиндром сжатого до нужной плотности горючего и отверстием для ввода пучка.

Естественно ожидать, что оболочка с плотностью $\rho_{sh} > \rho_0$ будет уменьшать боковой разлет горючего и тем самым уменьшать пороговую энергию зажигания по сравнению с формулой (1), полученной на основе задачи, в которой роль оболочки играет горючее с плотностью ρ_0 . Если предположить сильную замагниченность оболочки, то можно ожидать значительного уменьшения теплового потока между оболочкой и горючим [7], что также уменьшает пороговую энергию зажигания. В настоящей работе рассматривается задача для неподвижной теплоизолированной оболочки. Неподвижность оболочки соответствует предельному переходу $\rho_{sh} \rightarrow \infty$. Теплоизолированность соответствует бесконечно большому магнитному полю, заставляющему заряженные частицы горючего двигаться вдоль границы с оболочкой. Отличие от одномерной задачи связано с α -частицами термоядерной реакции и собственным излучением плазмы, которые не отражаются от боковой границы, а свободно выходят из горючего. Такая задача дает нижнюю оценку пороговой энергии зажигания, а формулу (1) можно рассматривать в качестве верхней оценки.

В работе [11] авторами была предложена квазиодномерная модель быстрого зажигания, которая позволяет оценивать пороговую энергию зажигания, используя результаты расчета одномерной задачи. Эта модель основана на введении дополнительного параметра R_α — радиуса цилиндра, ограничивающего прямолинейные траектории образующихся в DT-реакции α -частиц. Если в решении одномерной задачи с заданной временной зависимостью интенсивности пучка $I(t)$ возникает волна термоядерного горения, то энергия зажигания полагается равной $E_{ig} = \pi R_\alpha^2 \int I(t) dt$, где интеграл берется по времени действия пучка.

В настоящей работе решение указанной выше двумерной осесимметричной задачи с оболочкой сопоставлено с результатами, полученными по квазиодномерной модели [11].

Постановка задачи и численный метод

В цилиндрических координатах (r, z) область течения ограничена боковой поверхностью цилиндра: $r \leq R$. В начальный момент времени $t = 0$ часть цилиндра $z \geq 0$ заполнена неподвижным горючим (смесью равных количеств дейтерия и трития) с плотностью ρ_0 . Граница $z = 0$ является свободной с давлением $p_a = 1$ бар. Начальное давление смеси p_0 определяется изоэнтропой, проходящей через точку (ρ_s, p_a) , где $\rho_s \approx 0,22 \text{ г/см}^3$ — плотность горючего в твердом состоянии при давлении p_a и температуре 4 К.

DT-смесь полагается полностью ионизованной плазмой. Используется стандартная для задач инерциального термоядерного синтеза система уравнений одножидкостной двухтемпературной гидродинамики с учетом электронной и ионной теплопроводности, собственного излучения плазмы и ее нагрева пучком протонов и α -частицами:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= -\rho \operatorname{div} \mathbf{u}; & \rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} &= -\nabla p; \\ \rho \frac{d\varepsilon_e}{dt} &= -p_e \operatorname{div} \mathbf{u} - \operatorname{div} q_e + Q_{ei} + D_e + W_e + R; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon_i}{dt} = -p_i \operatorname{div} \mathbf{u} - \operatorname{div} q_i - Q_{ei} + D_i + W_i, \quad (3)$$

где ρ — плотность; \mathbf{u} — вектор массовой скорости; $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}\nabla$ — лагранжева производная по времени; p_e и p_i — давление электронов и ионов, $p = p_e + p_i$; ε_e и ε_i — удельная внутренняя энергия электронов и ионов; $q_e = -\kappa_e \nabla T_e$ и $q_i = -\kappa_i \nabla T_i$ — тепловые потоки электронов и ионов; T_e и T_i — температура электронов и ионов; κ_e и κ_i — коэффициенты электронной [12] и ионной [13] теплопроводности. Слагаемое $Q_{ei} = 3n_i k_B (T_i - T_e) / (2\tau_T)$ в уравнениях (2) и (3) определяет обмен энергией между электронами и ионами ($n_i = \rho (Am_u)^{-1}$ — концентрация ионов; m_u — атомная единица массы; $A = 2,5$ — относительная атомная масса смеси; k_B — постоянная Больцмана; τ_T — время релаксации температур [12]). Остальные слагаемые в (2) и (3) определяют нагрев электронов и ионов пучком протонов (D_e и D_i) и α -частицами (W_e и W_i), а также обмен энергией между электронами и собственным излучением плазмы (R).

Уравнения состояния для электронов $p_e(\rho, T_e)$, $\varepsilon_e(\rho, T_e)$ и ионов $p_i(\rho, T_i)$, $\varepsilon_i(\rho, T_i)$ приведены в [14]. Для их построения используется уравнение состояния водорода, основанное на полуэмпирической модели [15].

На границе $r = R$ задается условие $q_e = q_i = u_r = 0$, где u_r — радиальная компонента вектора скорости.

Учитывается только первичная реакция синтеза ядер дейтерия и трития, в результате которой возникают α -частица с энергией 3,5 МэВ и нейтрон. Нейтрон полагается вылетающим из горючего без взаимодействия с ним. Количество актов реакции синтеза в единице объема за единицу времени определяется формулой (см. [16]) $F = n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT}$, где n_D и n_T — концентрации ядер дейтерия и трития, $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ — зависящая от T_i скорость реакции.

Перенос α -частиц описывается стационарным кинетическим уравнением в приближении Фоккера—Планка [17] относительно функции распределения $f(\mathbf{r}, v, \mathbf{\Omega})$, которая определяет $f(\mathbf{r}, v, \mathbf{\Omega}) dv d\Omega$ как число частиц в единице объема вблизи точки \mathbf{r} , имеющих модуль скорости в интервале dv вблизи v и направление в интервале телесного угла $d\Omega$ вблизи единичного вектора $\mathbf{\Omega}$. Помимо функции F , задаются скорости торможения (отрицательные ускорения) частицы при взаимодействии с электронами $a_e(T_e, \rho, v)$ [18] и ионами $a_i(T_i, T_e, \rho, v)$ [19] (где параметром является заряд частицы), а также скорость термализации частицы $v^{th}(T_i)$ (где параметром является масса частицы). Для краткости записи заменим зависимость от термодинамических функций на зависимость от \mathbf{r} , полагая функции $a_e(\mathbf{r}, v)$, $a_i(\mathbf{r}, v)$, $F(\mathbf{r})$, $v^{th}(\mathbf{r})$ заданными.

Пусть все рождающиеся частицы имеют одинаковый модуль скорости v_0 и однородное распределение по телесному углу. Тогда в отсутствие диффузии функции распределения в скоростном пространстве неоднородное кинетическое уравнение сводится к следующей задаче Коши для одномерного уравнения [17, 20]:

$$\begin{aligned} v(\mathbf{\Omega}\nabla) f + \frac{\partial a f}{\partial v} &= 0, & f(\mathbf{r}, v_0, \mathbf{\Omega}) &= -\frac{F(\mathbf{r})}{4\pi a(\mathbf{r}, v_0)}, & a &= a_e + a_i; \\ v_m(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) &= \max(v^{th}(\mathbf{r}), v_b(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})) \leq v \leq v_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $v_b(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$ зависит от близости точки \mathbf{r} к границе области вдоль луча с направлением $-\mathbf{\Omega}$ и учитывает отсутствие рождения частиц вне области (см. [20]). Если точка \mathbf{r} стремится к точке на границе области, то $v_b(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) \rightarrow v_0$ для всех $\mathbf{\Omega}$, направленных внутрь области. Слагаемые $W_e(\mathbf{r})$ и $W_i(\mathbf{r})$ в правых частях уравнений (2) и (3) имеют вид

$$\begin{aligned}
 W_e(\mathbf{r}) &= -m_\alpha \int_{4\pi} \int_{v_m(\mathbf{r}, \Omega)}^{v_0} f(\mathbf{r}, v, \Omega) a_e(\mathbf{r}, v) v dv d\Omega; \\
 W_i(\mathbf{r}) &= -m_\alpha \int_{4\pi} \int_{v_m(\mathbf{r}, \Omega)}^{v_0} f(\mathbf{r}, v, \Omega) a_i(\mathbf{r}, v) v dv d\Omega,
 \end{aligned} \tag{5}$$

где m_α — масса частицы.

Траектории нагревающих мишень протонов полагаются прямыми линиями $r = \text{const}$, вдоль которых протоны тормозятся от начальной скорости v_{0p} до скорости термализации v^{th} в соответствии с уравнением

$$v \frac{dv}{dz} = a_e + a_i. \tag{6}$$

Функции a_e , a_i и v^{th} те же, что и в случае переноса α -частиц, но с другими значениями заряда и массы частицы.

Интенсивность падающего пучка протонов $J_b(t)$ не зависит от r и определяется двумя параметрами: временем действия пучка Δt_p и максимальной интенсивностью J_0 , которая достигается за время $\Delta t_p^0 = 0,02\Delta t_p$ после начала действия пучка:

$$J_b(t) = \begin{cases} \frac{J_0 t}{\Delta t_p^0}, & t \leq \Delta t_p^0; \\ J_0, & \Delta t_p^0 < t \leq \Delta t_p; \\ 0, & t > \Delta t_p. \end{cases} \tag{7}$$

Интенсивность моноэнергетического пучка протонов внутри мишени определяется скоростью протонов v по формуле $J = n_p v m_p v^2 / 2$, где n_p — концентрация протонов, которая предполагается постоянной вплоть до их термализации; m_p — масса протона. Значение n_p определяется заданной начальной скоростью протонов v_{0p} и интенсивностью пучка на входе в мишень $J_b(t)$. Слагаемые D_e и D_i в правых частях уравнений (2) и (3) имеют вид

$$D_e = -\frac{a_e}{a_e + a_i} \frac{\partial J}{\partial z}; \quad D_i = -\frac{a_i}{a_e + a_i} \frac{\partial J}{\partial z}. \tag{8}$$

Собственное излучение плазмы описывается диффузионным по телесному углу и многогрупповым по частоте ν приближением стационарного уравнения переноса относительно интенсивности излучения $I(\nu, \Omega, \mathbf{r})$. Уравнения диффузионного приближения имеют вид

$$\text{div } \mathbf{q}_\nu = \kappa(B(\nu, T_e) - u_\nu), \quad \mathbf{q}_\nu = -\frac{1}{3\kappa} \nabla u_\nu, \tag{9}$$

где $u_\nu = \int I d\Omega$; $\mathbf{q}_\nu = \int I \Omega d\Omega$; $B(\nu, T_e)$ — функция Планка; $\kappa = \kappa(\nu, T_e, \rho)$ — коэффициент тормозного поглощения с учетом индуцированного излучения [21].

Граничное условие отсутствия внешнего излучения имеет вид $u_\nu = \gamma(\mathbf{q}_\nu \cdot \mathbf{n})$, где \mathbf{n} — единичный вектор внешней нормали к границе, а постоянная γ может принимать разные значения для разных способов получения этого условия. Здесь используется условие Маршака [22] для первого приближения метода сферических гармоник: $\gamma = 1,5$.

Многогрупповое приближение строится делением интервала $0 < \nu < \infty$ на N групп $\nu_{l-1} < \nu < \nu_l$, $l = 1, \dots, N$, $\nu_0 = 0$, $\nu_N = \infty$. В каждой группе уравнения (9) интегрируются по соответствующему интервалу с использованием приближенных равенств

$$\begin{aligned}
 \int \kappa u_\nu d\nu &\approx \kappa_l^P u_l, & \int \frac{1}{\kappa} \nabla u_\nu d\nu &\approx \frac{1}{\kappa_l^R} \nabla u_l, \\
 u_l &= \int u_\nu d\nu, & \kappa_l^P &= \frac{K_l}{\int B d\nu}, & K_l &= \int \kappa B d\nu, & \kappa_l^R &= \frac{\int \left(\frac{\partial B}{\partial T_e} \right) d\nu}{\int \kappa^{-1} \left(\frac{\partial B}{\partial T_e} \right) d\nu}.
 \end{aligned} \tag{10}$$

В результате получаем уравнения

$$\operatorname{div} \mathbf{q}_l = K_l - \kappa_l^P u_l; \quad \int \mathbf{q}_\nu d\nu = \mathbf{q}_l = -\frac{1}{3\kappa_l^R} \nabla u_l. \quad (11)$$

Коэффициенты κ_l^P и κ_l^R являются аналогами одногрупповых планковского и росселандова коэффициентов.

Любой интеграл из (10), определяющий коэффициенты уравнений (11), представим в виде произведения некоторой функции $\varphi_1(T_e, \rho)$ на интеграл по переменной $x = \frac{h\nu}{k_B T_e}$ (h — постоянная Планка) от некоторой функции $\varphi_2(x)$. Это позволяет вычислять коэффициенты уравнений (11) с помощью табулированных заранее функций одного аргумента, не зависящих от разбиения частотного интервала на группы.

По аналогии с работой [23] учитывается охлаждение электронов за счет обратного комптоновского эффекта на основе известной приближенной формулы [21, 24]. Соответствующее слагаемое в правой части уравнения (2):

$$R = -\operatorname{div} \mathbf{Q} - \frac{4\sigma_T n_e U}{m_e c^2} k_B (T_e - T_r), \quad \mathbf{Q} = \sum_{l=1}^N \mathbf{q}_l, \quad U = \sum_{l=1}^N u_l,$$

где σ_T — томсоновское сечение рассеяния фотона на свободном электроны; n_e — концентрация электронов; m_e — масса электрона; c — скорость света; T_r — температура фотонов, которая определяется равенством

$$\int_0^\infty B(\nu, T_r) d\nu = U.$$

В основу компьютерного кода положен код для двумерных осесимметричных задач на подвижных структурированных сетках, развитый ранее применительно к более низкотемпературной плазме и конденсированным средам (см. [25–27]).

Для расчета нагрева плазмы α -частицами (4), (5) использовался обратный трековый метод [20]. В отличие от обычного прямого метода выпускаемые из центра ячейки сетки лучи используются для расчета влетающих в ячейку, а не вылетающих из нее частиц.

Расчет торможения частиц (6) ведется на некоторой системе лучей $r = \text{const}$ с использованием интерполяции функций a_e и a_i из центров ячеек сетки. Получаемые значения интенсивности J интерполируются на точки сетки, определяемые r -координатами центров ячеек, что позволяет приближенно вычислять в центрах ячеек производную $\frac{\partial J}{\partial z}$, входящую в формулы (8).

Алгебраические уравнения, аппроксимирующие уравнения диффузии (11), решаются прямым методом разложения ленточной матрицы на треугольные множители [28].

Вычисления выполнялись в области $z \leq H$, $H\rho_0 \approx 1,2 \text{ г/см}^2$. Использовалась подвижная структурированная сетка с явным выделением свободной границы в виде линии сетки. Число интервалов вдоль оси симметрии и боковой границы N_z менялось от 120 до 240. Расстановка узлов удовлетворяла условию $(z_{i+1} - z_i)\rho_i = \text{const}$, где ρ_i — плотность в ячейке, примыкающей к интервалу $z_i < z < z_{i+1}$, что примерно соответствует одномерной лагранжевой сетке. Сетка при $t = 0$ — равномерная с шагом $h = z_{i+1} - z_i = H/N_z$. При $N_z = 240$ шаг h в два раза больше, чем в расчетах одномерной задачи [11]. По другому направлению число интервалов было $N_r = 20$ с равномерной расстановкой узлов вдоль граничных линий сетки. Грубость сетки вдоль этого направления объясняется близостью рассматриваемого течения к одномерному. Контрольные расчеты выполнялись на сетке с $N_r = 40$. Число лучей трекового метода N_{tr} , выпускаемых из каждой ячейки сетки, менялось от 16 до 32. Число групп N при расчете собственного излучения менялось от 5 до 9, значения ν_1 и ν_{N-1} выбирались на основании анализа спектральной зависимости излучения в одномерной задаче [11]. Приводимые ниже результаты получены при $N_z = 240$, $N_r = 20$, $N_{tr} = 32$, $N = 5$.

Результаты расчетов

В работе [11] в рамках квазиодномерной модели детально исследован случай $\rho_0 = 100\rho_s \approx 22 \text{ г/см}^3$. Для параметров пучка протонов $\Delta t_p = 50 \text{ пс}$, $J_0 = J_{00} = 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ мишень нагревается почти изохорически и уверенно загорается, начиная со значения параметра $R_\alpha \approx 0,1 \text{ мм}$.

Результаты настоящей работы показывают, что при указанных выше параметрах и $R = R_\alpha$ цилиндрическая мишень не загорается. Последовательное увеличение R с шагом $0,01 \text{ мм}$ дает зажигание мишени, начиная с $R = 0,2 \text{ мм}$. На рис. 2 для задачи с $R = 0,2 \text{ мм}$ приведены профили отнесенного к ρ_0 давления по координате $\rho_0 z$ в четыре момента времени, начиная с момента прекращения действия пучка Δt_p , вдоль оси симметрии ($r = 0$) и боковой границы ($r = R$) в сравнении с соответствующими профилями для квазиодномерной модели с $R_\alpha = 0,1 \text{ мм}$.

Видно, что в каждый момент времени все три профиля близки между собой. Отсюда можно сделать два вывода. Во-первых, решение рассматриваемой осесимметричной задачи слабо зависит от r и, таким образом, близко к некоторому одномерному течению. Во-вторых, по сравнению с двумерной задачей квазиодномерная модель занижает радиус цилиндра, при котором происходит зажигание, примерно в 2 раза, что дает занижение пороговой энергии зажигания при заданных значениях ρ_0 , J_0 и Δt_p примерно в 4 раза.

Для сравнения пороговой энергии зажигания рассматриваемой цилиндрической мишени с формулой (1) необходимо оценить минимум энергии зажигания не только по радиусу мишени, но и по параметрам пучка протонов. Расчеты с заданным значением $R = R_\alpha = 0,1 \text{ мм}$ и с увеличивающейся интенсивностью пучка J_0 показали, что мишень загорается, начиная со значения $J_0 = 1,5J_{00}$. При таких параметрах энергия зажигания значительно меньше, чем в рассмотренном выше случае $R = 2R_\alpha$, $J_0 = J_{00}$, так как энергия пучка $E_p \sim J_0 R^2$.

Указанное выше зажигание демонстрируется на рис. 3. Приведена зависимость от времени полной мощности нагрева электронов α -частицами $w_e(t) = \int W_e dV$, где интегрирование выполняется по всему объему горючего, для двух значений J_0 : $1,5J_{00}$ и $1,4J_{00}$. В первом случае функция $w_e(t)$ при $t > 300 \text{ пс}$ быстро растет, что указывает на зажигание мишени, а во втором — уменьшается, что указывает на отсутствие зажигания.

Помимо начальной плотности $\rho_0 = 100\rho_s$ и соответствующих значений параметров $R = 0,1 \text{ мм}$, $\Delta t_p = 50 \text{ пс}$, $J_0 = 1,5J_{00}$, рассмотрим случай $\rho_0 = 500\rho_s \approx 110 \text{ г/см}^3$. Чтобы сохранить близость нагрева к изохорическому при той же энергии пучка на единицу площади, следует взять (см. [6, 11]) $\Delta t_p = 10 \text{ пс}$, $J_0 = 7,5J_{00}$. Как и в случае квазиодномерной модели [11], воспользуемся условием $\rho_0 R = \text{const}$. Тогда получим $R = 0,02 \text{ мм}$.

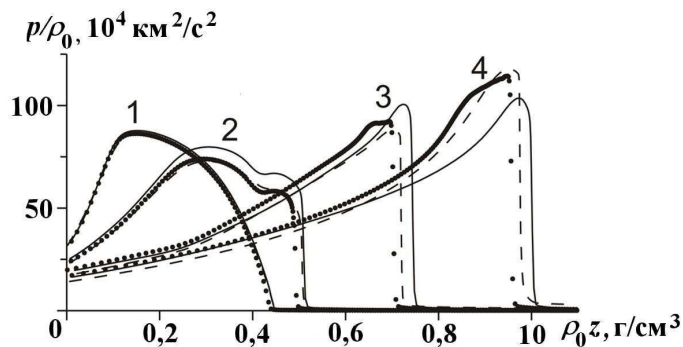


Рис. 2. Отнесенное к ρ_0 давление по координате $\rho_0 z$ для двумерной задачи с $R = 0,2 \text{ мм}$ вдоль оси симметрии (—) и боковой границы ($\cdot \cdot \cdot$), а также для квазиодномерной модели с параметром $R_\alpha = 0,1 \text{ мм}$ (— — —); $\rho_0 = 100\rho_s$; $J_0 = J_{00}$; $\Delta t_p = 50 \text{ пс}$: 1 — $t/\Delta t_p = 1$; 2 — $t/\Delta t_p = 2$; 3 — $t/\Delta t_p = 4$; 4 — $t/\Delta t_p = 6$

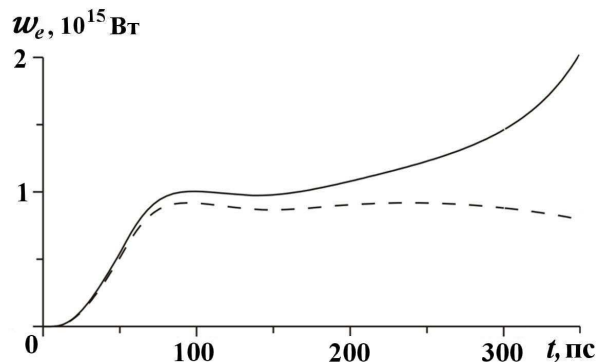


Рис. 3. Полная мощность нагрева электронов α -частицами в зависимости от времени для $\rho_0 = 100\rho_s$, $R = 0,1 \text{ мм}$, $\Delta t_p = 50 \text{ пс}$: — — — $J_0 = 1,5J_{00}$; — — — — $J_0 = 1,4J_{00}$

На рис. 4 показаны профили относительного давления p/ρ_0 по координате $\rho_0 z$ при $r = 0$ и $r = R$ в четыре момента времени, начиная с момента прекращения действия пучка Δt_p , для двух рассматриваемых значений ρ_0 и соответствующих значений остальных параметров. Видно, что профили для $\rho_0 = 100\rho_s$ и $\rho_0 = 500\rho_s$ похожи друг на друга. Небольшое уменьшение относительного давления при $\rho_0 = 500\rho_s$ по сравнению со случаем $\rho_0 = 100\rho_s$ объясняется небольшим увеличением глубины проникновения протонного пучка, что видно из сравнения профилей при $t = \Delta t_p$ на рис. 4, а и 4, б, и соответствующим уменьшением средней по области нагрева удельной внутренней энергии (см. [11]). Рост пикового давления (близкого к давлению в детонационной волне) на профилях 4 по сравнению с профилями 3 указывает на зажигание мишени в обоих рассматриваемых случаях.

Энергия зажигания равна энергии пучка протонов:

$$E_{ig} = 0,99\pi R^2 J_0 \Delta t_p, \quad (12)$$

где множитель 0,99 возникает при интегрировании функции (7) по времени.

Определим пороговую энергию зажигания $E_{ig}^{(12)}$ по формуле (12) для двух рассмотренных значений плотности с определенными выше значениями параметров R , J_0 , и Δt_p . Полученные таким образом значения сравниваются в таблице со значениями $E_{ig}^{(1)}$, рассчитанными по формуле (1) для задачи без оболочки и с радиусом пучка много меньше радиуса облучаемой поверхности мишени. Видно, что наличие неподвижной теплоизолированной оболочки уменьшает энергию зажигания примерно в 10 раз.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №15-01-04146 и №14-08-00967).

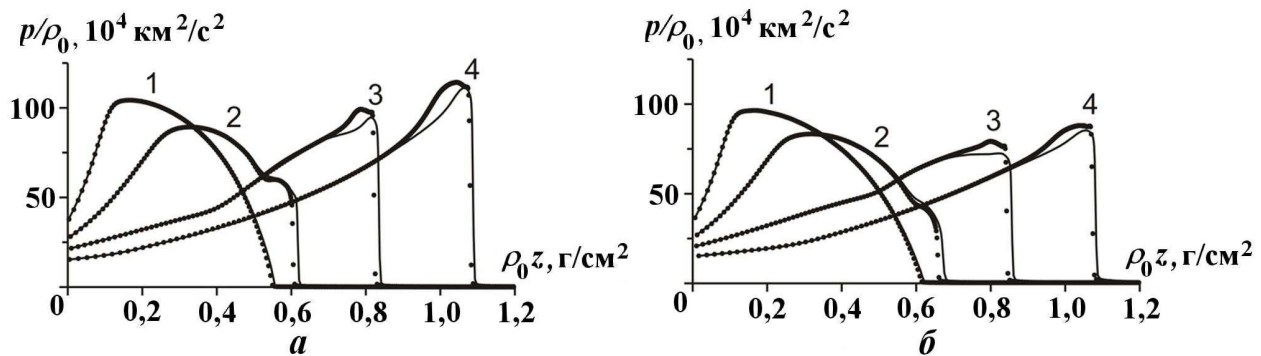


Рис. 4. Отнесенное к ρ_0 давление по координате $\rho_0 z$ вдоль оси симметрии (—) и боковой границы (---): а — $\rho_0 = 100\rho_s$, $R = 0,1$ мм, $\Delta t_p = 50$ пс, $J_0 = 1,5J_{00}$; б — $\rho_0 = 500\rho_s$, $R = 0,02$ мм, $\Delta t_p = 10$ пс, $J_0 = 7,5J_{00}$; 1 — $t/\Delta t_p = 1$; 2 — $t/\Delta t_p = 2$; 3 — $t/\Delta t_p = 4$; 4 — $t/\Delta t_p = 6$

Пороговая энергия зажигания по формуле (1) и по формуле (12) с параметрами R , J_0 , и Δt_p для двух значений ρ_0

ρ_0 , г/см ³	$E_{ig}^{(1)}$, кДж	$E_{ig}^{(12)}$, кДж	R , мм	J_0 , 10 ¹⁹ Вт/см ²	Δt_p , пс
22	2 300	230	0,1	1,5	50
110	120	9	0,02	7,5	10

Список литературы

1. Гуськов С. Ю. Быстрое зажигание мишеней инерциального синтеза // Физика плазмы. 2013. Т. 39, № 1. С. 3–59.

2. *Roth M., Cowan T. E., Key M. H., et al.* Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams // *Phys. Rev. Let.* 2001. Vol. 86, No 3. P. 436–439.
3. *Гуськов С. Ю.* Прямое зажигание мишеней инерциального термоядерного синтеза потоком ионов лазерной плазмы // *Квантовая электроника.* 2001. Т. 31, № 10. С. 885–890.
4. *Щербаков В. А.* Расчет воспламенения термоядерной лазерной мишени фокусирующей ударной волной // *Физика плазмы.* 1983. Т. 9, № 2. С. 409–411.
5. *Betti R., Zhou C. D., Anderson K. S., et al.* Shock ignition of thermonuclear fuel with high areal density // *Phys. Rev. Let.* 2007. Vol. 98, No 15. P. 155001.
6. *Atzeni S.* Inertial fusion fast ignitor: Igniting pulse parameter window vs the penetration depth of the heating particles and the density of the precompressed fuel // *Phys. Plasmas.* 1999. Vol. 6, No 8. P. 3316–3326.
7. *Пащинин П. П., Прохоров А. М.* Получение высокоплотной дейтериевой плазмы при лазерном нагреве специальной газовой мишени // *ЖЭТФ.* 1972. Т. 62, № 1. С. 189–194.
8. *Чуразов М. Д., Аксенов А. Г., Забродина Е. А.* Воспламенение термоядерных мишеней пучком тяжелых ионов // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов.* 2001. Вып. 1. С. 20–28.
9. *Долголева Г. В., Забродин А. В.* Расчетное конструирование микромишеней для установки инерционного тяжелоионного синтеза // *Там же.* 2006. Вып. 2. С. 23–32.
10. *Прут В. В., Храбров В. А., Матвеев В. В., Шибачев С. А.* Метод металлического Z-пинча: изэнтропическое сжатие водорода // *Письма в ЖЭТФ.* 1979. Т. 29, № 1. С. 33–36.
11. *Хищенко К. В., Чарахчьян А. А.* Квазиодномерная модель термоядерного зажигания плотной DT-смеси под действием протонных пучков // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов.* 2015. Вып. 1. С. 3–15.
12. *Калиткин Н. Н., Костомаров Д. П.* Математические модели физики плазмы (обзор) // *Математическое моделирование.* 2006. Т. 18, № 11. С. 67–94.
13. *Силин В. П.* Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука, 1971.
14. *Хищенко К. В., Чарахчьян А. А.* Столкновение плоских волн термоядерной детонации в предварительно сжатой DT-смеси // *Физика плазмы.* 2015. Т. 41, № 3. С. 240–251.
15. *Khishchenko K. V.* Equations of state for two alkali metals at high temperatures // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2008. Vol. 98. P. 032023.
16. *Бракнер К., Джорна С.* Управляемый лазерный синтез. М.: Атомиздат, 1977.
17. *Гуськов С. Ю., Розанов В. Б.* Кинетика термоядерных частиц в лазерной плазме // *Труды ФИАН.* 1982. Т. 134. С. 115–122.
18. *Выговский О. Б., Ильин Д. А., Левковский А. А. и др.* Торможение быстрых заряженных частиц в идеальной плазме с произвольной степенью вырождения: Препринт № 72. М.: ФИАН, 1990.
19. *Сивухин Д. В.* Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме // *Вопросы теории плазмы.* М.: Атомиздат, 1964. Вып. 4. С. 81–187.
20. *Фролова А. А., Хищенко К. В., Чарахчьян А. А.* Трековый метод расчета нагрева плазмы заряженными продуктами термоядерных реакций для осесимметричных течений // *Журнал вычисл. мат. и мат. физ.* 2016. Т. 56, № 3. С. 442–454.
21. *Баско М. М.* Физические основы инерциального термоядерного синтеза. М.: МИФИ, 2009.
22. *Владимиров В. С.* О граничных условиях в методе сферических гармоник // *Докл. АН СССР.* 1960. Т. 135, № 5. С. 1091–1094.
23. *Марчук Г. И., Имшенник В. С., Баско М. М.* Физика термоядерного взрыва шара из сжиженного дейтерия нормальной плотности // *УФН.* 2009. Т. 179, № 3. С. 289–295.

24. *Зельдович Я. Б.* Взаимодействие свободных электронов с электромагнитным излучением // Там же. 1975. Т. 115, № 2. С. 161—197.
25. *Чарахчьян А. А.* Расчет сжатия дейтерия в конической мишени в рамках уравнений Навье—Стокса для двухтемпературной магнитной гидродинамики // Журнал вычисл. мат. и мат. физ. 1993. Т. 33, № 5. С. 766—784.
26. *Грынъ В. И., Фролова А. А., Чарахчьян А. А.* Сеточный генератор барьерного типа и его применение для расчета течений с подвижными границами // Там же. 2003. Т. 43, № 6. С. 904—916.
27. *Милявский В. В., Фортвов В. Е., Фролова А. А. и др.* Расчет ударного сжатия пористых сред в конических твердотельных мишенях с выходным отверстием // Там же. 2006. Т. 46, № 5. С. 913—931.
28. *Де Бор К.* Практическое руководство по сплайнам. М.: Радио и связь, 1985.

Статья поступила в редакцию 01.02.16.

PROTON FAST IGNITION OF A CYLINDRICAL DT TARGET ENCLOSED IN A STATIONARY HEAT-INSULATED SHELL / K. V. Khishchenko, A. A. Charakhchian (JIHT RAS, CC RAS FRC CSC RAS, Moscow).

The paper considers a two-dimensional axially-symmetric problem of fast ignition of a pre-compressed cylindrical target with a DT mixture enclosed in a stationary heat-insulated shell. The target is ignited on the end by a proton beam, the intensity of which does not depend on the radial coordinate. The difference from the one-dimensional problem is that the fusion alpha particles and the self-radiation of plasma freely emerge from the fuel through the side boundary with the shell. The threshold ignition energy for the mixture density of 22 and 110 g/cm³ is shown to be about one tenth of that in the known case without the shell and with a beam radius much smaller than the target radius. As compared to the problem of interest, the quasi-one-dimensional model developed earlier understates the threshold ignition energy with respect to the radius by a factor of four for the given beam intensity.

Keywords: cylindrical ICF target, fast ignition, ignition energy.
