

ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЕ СЖАТИЕ ВЕЩЕСТВА ПРИ РАДИАЦИОННОМ ПЕРЕНОСЕ ЭНЕРГИИ В СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ ВОЛНЫ ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ

С.Ю.Гуськов, Л.П.Феоктистов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 октября 1997 г.

Показана возможность предварительного сжатия вещества перед фронтом волны термоядерного горения в центральном объёме многослойной цилиндрической системы, при радиационном переносе энергии вне области распространения волны. Степень сжатия вещества оказывается достаточной для развития самоподдерживающейся волны реакций синтеза.

PACS: 28.52.Cx, 44.40.+a

1. Один из наиболее экономичных, с точки зрения первоначальных энергетических затрат, вариант стационарного режима реакции синтеза с неограниченным усилением по энергии представляет собой волну термоядерного горения в цилиндрической системе при преобразовании части выделяющейся энергии в тепловое излучение и использовании этого излучения для предварительного сжатия термоядерного горючего перед фронтом волны [1]. В качестве такой системы рассматриваются две бесконечно протяжённые коаксиальные цилиндрические оболочки из вещества тяжёлых элементов, внутренняя из которых содержит термоядерное вещество, а промежуток между оболочками заполнен веществом лёгких элементов. Преобразование выделяющейся термоядерной энергии в тепловое излучение происходит во внутренней оболочке, а перенос излучения - вдоль промежутка между цилиндрами.

В работе представлено теоретическое обоснование возможности инициирования и определены условия распространения "внешней" по отношению к области горения волны радиационного переноса энергии, обеспечивающей предварительное сжатие термоядерного вещества, необходимое для развития стационарной волны горения.

2. Отвлекаясь от конкретного способа первоначального зажигания (это может быть воздействие импульса лазера или ионного пучка), в качестве условий распространения самоподдерживающейся волны DT-реакций примем известные условия развития детонационной волны [2] или волны термоядерного горения [3], требующие превышения параметра ρr (произведение плотности вещества на радиус его цилиндрического объёма) и температуры значений

$$\rho_c r_c = 0.3 - 0.4 \text{ г/см}^2, \quad T_c = 10 \text{ кэВ.} \quad (1)$$

Кроме того, будем считать, что распространение волны характеризуется определённой степенью выгорания горючего η . Далее, как обычно для импульсных инерциальных систем, положим, что нейтроны не оставляют энергию в системе, тогда как α -частицы полностью тормозятся в области горения и внутренней оболочке.

Итак, задача ставится следующим образом. В системе имеется источник энергии с интенсивностью термоядерного энерговыделения по α -частицам, соответствующей указанным выше параметрам зажигания (1). Нас интересует, какова скорость переноса тепла по промежутку между цилиндрами и в каком соотношении находится эта

скорость со скоростью "условной" волны горения, которая распространялась бы по изолированному цилиндрическому объёму ДТ-вещества, с заранее обеспеченными параметрами (1); возможно ли превышение скорости переноса тепла по промежутку над скоростью "условной" волны горения при дополнительном требовании, что давление в промежутке будет достаточным для сжатия ДТ-вещества, обеспечивающего условия зажигания (1).

В приближении однородного распределения температуры по сечению имеем следующее уравнение баланса энергии, который устанавливается в системе после прохождения фронта волны горения:

$$T \sum_{j=1}^3 A_j m_j + SW_r = \epsilon_a \eta \frac{\beta}{(1 + \beta)} m_1, \quad (2)$$

в котором T – температура вещества, A_j и m_j – соответственно, теплоёмкости и массы (на единицу длины) частей цилиндрической системы (индексы 1, 2 и 3 относятся, соответственно, к ДТ-веществу, внутренней оболочке и промежутку между оболочками); $m_1 = \pi r_1^2 \rho_1$, $m_2 = \pi(r_2^2 - r_1^2) \rho_2$, $m_3 = \pi(r_3^2 - r_2^2) \rho_3$; r_1 , r_2 и r_3 – соответственно, радиусы внутренней и внешней поверхностей внутренней оболочки и внутренней поверхности внешней оболочки; β – отношение тепловой энергии вещества к кинетической, которое можно оценить из автомодельного решения для изотермического разлёта вещества [4], для цилиндрической геометрии – $\beta = 1/3(\gamma - 1)$, γ – показатель адиабаты; $W_r = 4\sigma T^4/c$ – плотность энергии равновесного излучения, $\sigma = 1.03 \cdot 10^{24}$ эрг/см² · с · кэВ⁴ – постоянная Стефана – Больцмана; c – скорость света; $S = \pi r_3^2$; $\epsilon_a = 6.8 \cdot 10^{17}$ эрг/г – калорийность ДТ-вещества по α -частицам.

Определим область характерных параметров системы, исходя из условий зажигания (1). Плотность и температура ДТ-вещества, сжимаемого внутренней оболочкой под давлением в промежутке, без учёта потерь энергии в оболочке составляют

$$\rho_c \approx \rho_1 \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \left(\frac{m_2}{m_1} \right)^{1/(\gamma - 1)}, \quad T_c \approx T \frac{A_3 m_3}{A_1 m_1} \frac{\beta}{(1 + \beta)}. \quad (3)$$

При этом время сжатия внутреннего цилиндра $t_c \cong r_2/\nu_c$ (ν_c – средняя скорость движения вещества оболочки к центру) есть

$$t \approx r_2 \left[\frac{(1 + \beta)\rho_2}{(\gamma - 1)(R^2 - 1)W_3} \left(1 + \frac{m_3}{m_2} \right) \frac{\Delta}{r_2} \right]^{1/2}; \quad (4)$$

здесь $\Delta = r_2 - r_1$ – толщина внутренней оболочки, $R = r_3/r_2$, $W_3 = A_3 T \rho_3$ – внутренняя энергия вещества в промежутке между оболочками. Такое приближение справедливо для не очень больших отношений $m_2/m_1 \leq 10 - 20$. Считая, что степень выгорания составляет 20%, и полагая, для определённости, $m_2/m_1 = 10$, $\rho_1 = 0.2$ г/см³ (плотность ДТ-льда), $\rho_2 = 20$ г/см³, $\rho_3 = 2$ г/см³, получаем, что, согласно (3), достижению параметра $\rho_c r_c = 0.4$ г/см² отвечают значения масс $m_1 \approx 2 \cdot 10^{-2}$ г/см и $m_2 \approx 2 \cdot 10^{-1}$ г/см при значении аспектного отношения внутренней оболочки $r_2/\Delta \approx 20$ и величине $r_2 \approx 0.18$ см. При этом уравнение энергетического баланса (2) приводит к выполнению второго условия зажигания $T_c = 10$ кэВ при значении $T = 2$ кэВ и $m_3/m_1 \approx 12.5$, что отвечает значению параметра $R \approx 1.5$. При более высоких значениях параметра R достигается более высокая температура зажигания при более низкой температуре в промежутке: при $R \approx 2 - T_c \approx 14$ кэВ и $T \approx 1.4$ кэВ; при $R \approx 2.5 - T_c \approx 16$ кэВ и $T \approx 1$ кэВ.

3. Перейдём теперь непосредственно к задаче о переносе тепла вдоль промежутка между оболочками. Уравнение переноса имеет вид

$$A_3 m_3 \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\chi \frac{\partial W_r}{\partial x} \right) - \alpha W_r \frac{c}{4} \frac{2\pi(r_3 + r_2)}{\pi(r_3^2 - r_2^2)}; \quad (5)$$

здесь $\chi \equiv L_g c/3 = 2(r_3 - r_2)c/3$ – коэффициент теплопроводности, который в случае переноса излучения в промежутке между оболочками определяется геометрическим фактором, поскольку геометрическая длина пробега излучения L_g в этих условиях значительно (более чем на порядок) меньше материальной; $\alpha(T, \rho) \equiv q_s/q_r$ – ”альbedo” оболочки, которое представляет собой отношение потока энергии, которая переносится лучистой теплопроводностью в оболочку и преобразуется во внутреннюю энергию испаряемого вещества q_s , к потоку равновесного излучения q_r .

Полагая в (5) $\chi \sim V_\chi t$, для скорости переноса тепла вдоль промежутка между оболочками получаем простую оценку:

$$V_\chi = \left[\frac{2}{3} \frac{r_2}{t} c(R-1) \right]^{1/2} \left(\frac{W_r}{W_{s1} + W_{s2} + W_3} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где $W_{s1} + W_{s2} = \frac{ct}{2r_2(R-1)} \alpha W_r$ – удельная внутренняя энергия испаренных частей оболочек. Отметим, что скорость переноса тепла V_χ растёт с уменьшением величины ”альbedo” оболочки.

Рассмотрим более подробно процесс испарения оболочек и оценим величину ”альbedo”. В веществе тяжелых элементов оболочек перенос излучения определяется материальным пробегом, который можно представить в виде степенной функции температуры и плотности вещества $L_r = aT^n/\rho^m$. Для определенности будем полагать, что материал оболочек одинаков. Поток излучения в каждую из оболочек можно приближенно определить как

$$q_s = \chi \frac{\partial W_r}{\partial x} \approx \left(\frac{4}{4+n} \right) \frac{L_r c W_r}{3 h}, \quad (7)$$

где через h обозначена толщина слоя испаряемого вещества:

$$h \approx q_s t / W_s, \quad (8)$$

$W_s = A_s T \rho_s$ – внутренняя энергия испаряемого вещества оболочки. Комбинируя (7) и (8), легко получить выражения для ”альbedo” и скорости увеличения толщины слоя испаренного вещества оболочки:

$$\alpha \approx \left[\frac{4}{3} \left(\frac{4}{4+n} \right) \frac{L_r W_s}{ct W_r} \right]^{1/2}, \quad \nu_h \approx \frac{h}{t} = \left[\frac{1}{3} \left(\frac{4}{4+n} \right) \frac{W_r}{W_s} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

Необходимое условие быстрого переноса излучения состоит в незаполнении промежутка испаряемым веществом тяжелых элементов оболочек. Это условие выполняется, если скорость нарастания толщины слоя испаряемого вещества меньше, чем скорость сноса этого вещества в глубь оболочки ударной волной:

$$\nu_h \leq \nu_s = \left[2 \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) \left(\frac{W_s}{\rho_{s0}} \right) \right]^{1/2};$$

здесь ρ_{s0} – начальная плотность вещества оболочки ($\rho_{s0} = \rho_2$). С использованием выражения для v_h из (9) это условие сводится к

$$\frac{1}{3} \left(\frac{4}{4+n} \right) \frac{L_r}{ct} \leq \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) \frac{2W_s^2}{\rho_{s0}c^2W_r}. \quad (10)$$

При выполнении (10) на границах оболочек образуется область испаренного вещества, давление в котором выравнено с давлением вещества промежутка $W_s = W_3$ (процесс "сахаризации"). По этому испаряемому веществу распространяется волна лучистой теплопроводности в оболочку.

Сравнивая (9) и (10), легко увидеть, что минимальное значение "альbedo", которое, как было показано выше, отвечает максимальной скорости переноса тепла по промежутку, достигается при выполнении условия $v_h = v_s$ (равенство в условии (10)):

$$\alpha_{min} = 2 \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{2W_3^2}{\rho_{s0}c^2W_r^2} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Превышение скорости переноса тепла вдоль промежутка между оболочками скорости фронта волны горения должно иметь место, по крайней мере, в течение времени сжатия внутренней оболочки тем давлением, которое образуется при нагреве вещества промежутка тепловой волной. Подставляя (11) и (4) в (6), получаем, что максимальное значение скорости переноса тепла по промежутку (при минимальном "альbedo") за время сжатия внутренней оболочки есть

$$V_\chi = c \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{2W_r^2}{\rho_{s0}c^2W_3} \right)^{1/4} \left[\frac{\xi^2}{3(\xi+2)} \right]^{1/2}, \quad \xi = \left[\frac{2(\gamma+1)(R-1)^2(R^2-1)r_2}{(1+\beta)(1+m_3/m_2)\Delta} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Наконец, подставляя (4) в (10), используя условие "сахаризации" $W_s = W_3$ и полагая константу и показатели степеней в выражении для пробега излучения равными, соответственно, $a = 10^{-3}$, $n = 3$ и $m = 1$, получаем, что условие незаполнения канала переноса излучения в течение времени сжатия внутреннего цилиндра требует

$$T \leq 1.12 \left[\left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) \frac{\rho_3^5 r_2^2 (R-1)^2}{\chi^2} \right]^{1/11}.$$

Для параметров системы, определённых в разд. 2, условие незаполнения промежутка между оболочками приводит к требованию $T \leq 1.2$ кэВ, при этом, согласно (12), скорость переноса тепла по промежутку составляет $V_\chi \approx 10^{-2}c = 3 \cdot 10^8$ см/с, что примерно в 3 раза превосходит скорость "условной" волны термоядерного горения для условий зажигания (1).

Таким образом, приведенный теоретический анализ обосновывает возможность распространения в многослойной цилиндрической системе волны радиационного переноса энергии, обеспечивающей распространение волны термоядерного горения при предварительном сжатии на её фронте холодного термоядерного вещества.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований 97-02-16727.

1. Л.П.Феоктистов. *Термоядерная детонация*, УФН. (в печати).
2. Е.Н.Аврорин, Л.П.Феоктистов, Л.И. Шибаршов, *Физика плазмы* **6**, 965 (1980).
3. S.Yu. Gus'kov, O.N.Krokhin, and V.B.Rozanov, *Nuclear Fusion* **16**, 957 (1976).
4. В.С.Имшенник, *ДАН СССР* **131**, 1287 (1959).