

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ В ПЛАЗМЕ С ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ

Н.В.Змитренко, С.П.Курдюмов, А.П.Михайлов,
А.А.Самарский

Показано, что в рамках плоской геометрии процесс зажигания термоядерного горения в D + T плазме при учете электронной теплопроводности и локального поглощения α -частиц может сопровождаться локализацией горения на определенных участках среды в течение конечного промежутка времени. Указаны величины размера и амплитуды начальных возмущений температуры, приводящих к резонансному возбуждению горения. Даны масштабы размера и времени развития структуры термоядерного горения.

В рамках плоской геометрии и модели среды, учитывающей электронную теплопроводность и локальное поглощение α -частиц, рассмотрены особенности зажигания термоядерного горения (ТГ) в D + T-плазме. Показано, что этот процесс может сопровождаться локализацией горения на определенных участках среды в течение конечного промежутка времени, а его возбуждение носит резонансный характер и зависит от амплитуды и размера начального возмущения температуры.

1. Распространение волны ТГ изучалось в [1 - 3]. В данной работе рассмотрена начальная стадия горения, вызванного возмущением температуры конечной амплитуды. В мишенях, используемых в ЛТС, это возмущение создается, как показывают расчеты на ЭВМ, первоначальной УВ и дальнейшим нагревом вещества при его почти адиабатическом сжатии [1, 4, 5].

Будем пренебрегать выгоранием DT-материала и процессами переноса излучения и рассматривать плазму как однотемпературную, идеальную и неподвижную среду. Справедливость допущений будет проверена ниже.

Для сечения реакции $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ используется выражение из [6], справедливое в диапазоне $1 \lesssim T \lesssim 30$ кэВ. Тогда для полностью ионизованной плазмы с равными концентрациями D и T процесс зажигания описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k_0 \frac{\partial}{\partial r} \left(T^\sigma \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{q_0 T^\beta}{1 + VT^b} \quad (1)$$

где T (кэВ) — температура; $k_0 T^\sigma$ — коэффициент электронной теплопроводности, $k_0 = 8,1 \cdot 10^3 \rho^{-1} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1} \text{ кэВ}^{-2,5}$, $\sigma = 2,5$; $q_0 = 4,7 \cdot 10^5 \rho \text{ сек}^{-1} \text{ кэВ}^{-4,2}$, $\beta = 5,2$, $V = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ кэВ}^{-3,6}$, $b = 3,6$; ρ (г/см³) — плотность.

2. Решения уравнения (1) с $V \equiv 0$ изучались в [7] и более подробно в [8]. Эти исследования привели к формулировке понятий "режима с обострением" и "вспышки". Первое обусловлено видом источника: если $\beta > 1$, то у (1) существуют решения, в которых температура возмущения нарастает так быстро, что обращается в бесконечность за конечный про-

межутков времени. Второе связано с наличием конкуренции между процессами выделения тепла за счет источника и его растеканием за счет теплопроводности. Если для возмущения данного размера Δr_0 и данной амплитуды T_m растекание тепла не компенсируется источником, то его температура падает. Возбуждение горения в среде имеет место, когда $\Delta r_0 \geq \Delta r_*$,

$$\Delta r_* = \pi \sqrt{\frac{2(\beta + \sigma + 1)}{\sigma(\beta - 1)}} \sqrt{\frac{k_0}{q_0}} T_m^{\frac{\sigma + 1 - \beta}{2}} \quad (2)$$

где Δr_* — резонансная длина (РД), аналогичная критическому размеру в линейных размножающих средах [7, 8]. В этом случае сразу развивается вспышка горения, сопровождающаяся ростом температуры в "режиме с обострением". На стадии вспышки, в так называемых *S*- и *LS*-режимах горения ($\beta \geq \sigma + 1$) формируется "вогнутый" профиль температуры и, вследствие этого, горение оказывается локализованным на РД в течение конечного времени $\Delta t_* \approx (q_0 T_m^{\beta - 1})^{-1}$ [7, 8]. В *LS*-режиме полуширина области горения сокращается со временем. В *HS*-режиме ($1 < \beta < \sigma + 1$) профиль температуры "выпуклый" и размер области горения растет [7, 8]. В *S*-режиме ($\beta = \sigma + 1$) этот размер постоянен, а РД, в отличие от *LS*-режима, зависит только от свойств среды и не зависит от величины начального возмущения.

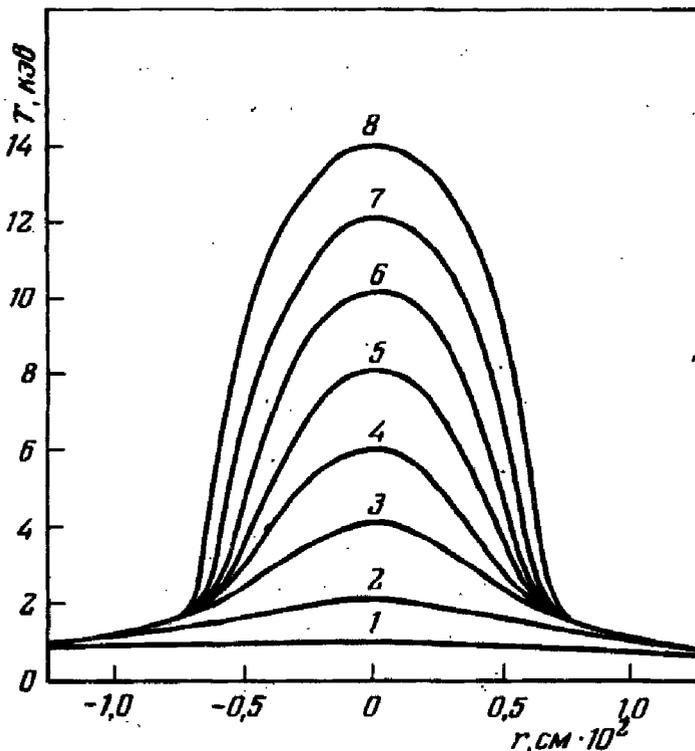


Рис. 1. Профили температуры даны на следующие моменты времени: $t = 0,0$ сек (1); $t = 3,538 \times 10^{-8}$ сек (2); $t = 3,715 \cdot 10^{-8}$ сек (3); $t = 3,728 \cdot 10^{-8}$ сек (4); $t = 3,732 \cdot 10^{-8}$ сек (5); $t = 3,735 \times 10^{-8}$ сек (6); $t = 3,737 \cdot 10^{-8}$ сек (7); $t = 3,738 \cdot 10^{-8}$ сек (8)

3. В диапазоне температур 1 — 3 кэВ источник в (1) близок к выражению $q_0 T^\beta$. Так как $\beta = 5,2 > 3,5 = \sigma + 1$, то этот источник может приводить, в соответствии с [7, 8] к локализации горения на определенной длине. При больших температурах учет члена BT^b в знаменателе выражения для $q(T)$ в (1) приводит к изменению эффективного значения β_{eff} в записи $q(T) = q_{eff} T^{\beta_{eff}}$. Так при $T \approx 5$ кэВ $q(T) \approx q_S T^{\sigma + 1}$ с $q_S \approx 5,1 \cdot 10^6$ сек⁻¹ кэВ^{-2,5}. При $T \gg 5$ кэВ $\beta_{eff} < \sigma + 1$.

Эти аппроксимации позволяют, пользуясь результатами [7, 8], получить основные характеристики ТГ в диапазоне 1 – 10 кэв, если оно возбуждается возмущением с $\Delta r_0 \geq \Delta r_*$. Размер области локализации ТГ $\Delta r_{я}$ дается формулой (2): $\Delta r_{я} \approx \frac{0,5}{\rho T_m^{0,85}}$ см (при изменении начальной

амплитуды в диапазоне $T_m \sim 1 - 3$ кэв). Горение локализовано в течение времени $\Delta t_{я} \approx \frac{10^{-6}}{\rho T_m^{4,3}}$ сек. При достижении в процессе горения тем-

ператур ~ 5 кэв размер и время локализации области горения опре-

деляются "S-режимом": $\Delta r_{я}^{(S)} \approx \frac{0,2}{\rho}$ см и $\Delta t_{я}^{(S)} \approx \frac{8 \cdot 10^{-8}}{\rho T_m^{2,5}}$ сек. При

дальнейшем росте температуры профиль ее внутри области локализации начинает перестраиваться на выпуклый и при $T > 10$ кэв начинается увеличение области горения.

На рис. 1 приведены результаты численного решения уравнения (1), описывающего развитие начального возмущения, заданного на длине $\approx 0,1$ см и имевшего амплитуду $T_m = 1$ кэв. Плотность $\rho = 20$ г/см³. Область вспышки имеет размер $\sim 2,5 \cdot 10^{-2}$ см. Время существования структуры ТГ $\sim 4 \cdot 10^{-8}$ сек, что тоже соответствует приведенным формулам. Заметим, что поскольку $\rho = \text{const}$ в (1) можно сделать замену независимых переменных $t' = \rho t$ и $r' = \rho r$. Тем самым, решения (1) будут одинаковыми для любых плотностей, если при увеличении сжатия в К раз уменьшить масштабы длины и времени тоже в К раз.

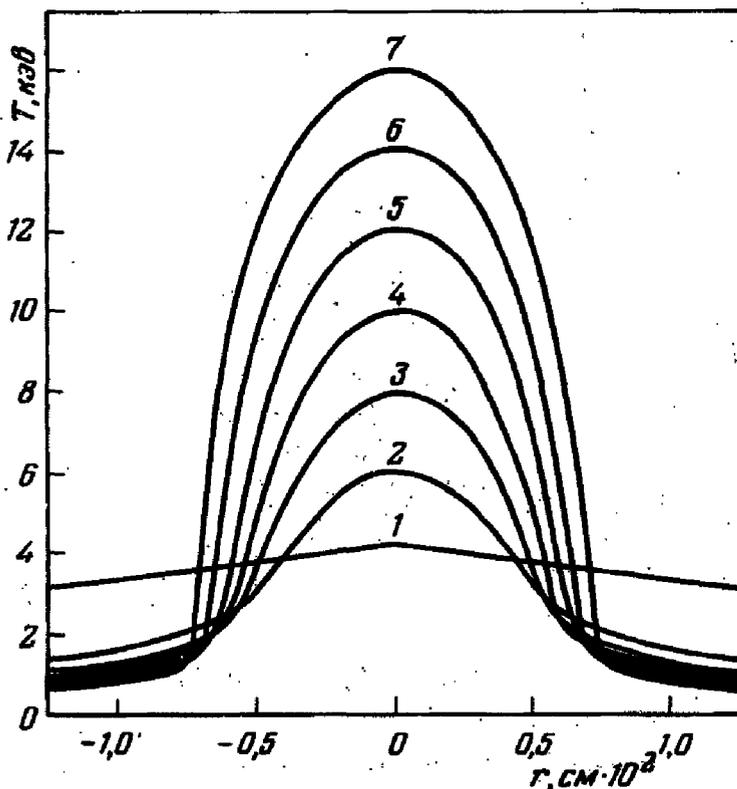


Рис. 2. Профили температуры даны на следующие моменты времени: $t = 0,0$ сек (1); $t = 3,2 \cdot 10^{-10}$ сек (2); $t = 3,8 \times 10^{-10}$ сек (3); $t = 4,1 \cdot 10^{-10}$ сек (4); $t = 4,3 \cdot 10^{-10}$ сек (5); $t = 4,5 \cdot 10^{-10}$ сек (6); $t = 4,7 \cdot 10^{-10}$ сек (7)

4. Оценим влияние процессов, неучтенных в предлагаемой модели.

Сравнивая величины времени релаксации ионной и электронной температур Δt_{ei} [9] и длины пробега α -частиц Δr_{α} [10] с $\Delta t_{я}$ и $\Delta r_{я}$, полу-

чаем, что однотемпературное приближение и модель локального поглощения α -частиц справедливы для $T \lesssim 7$ кэВ. Вклад нейтронов можно не учитывать, так как длина их пробега Δr_n [11] велика по сравнению с Δr_α . Используя полученное в [6] решение, найдем, что половина термоядерного горючего выгорит за время

$$\Delta t_{0,5} \approx \frac{8,4 \cdot 10^{-24}}{\rho < \sigma v >_{DT}} \text{ сек.}$$

Из сравнения этого выражения с Δt_α следует, что развитие горящего образования можно рассматривать без учета выгорания. Все эти оценки не зависят от плотности, потому что Δt_{ei} и $\Delta t_{0,5}$, Δr_α и Δr_n , также как и Δt_α и Δr_α , пропорциональны ρ^{-1} .

Учет объемного излучения необходим, если длина пробега γ -квантов Δr_γ [9] больше размера горячей области. Вычисление показывает, что в разумных диапазонах температур (не ниже 1 кэВ) и плотностей сжатия (не больше, чем в 10^4 раз) горящее образование прозрачно. Высвечивание эквивалентно добавлению в (1) стока $g(T) = g_0 T^{0,5}$, где $g_0 = 2,2 \cdot 10^8 \rho \text{ сек}^{-1} \text{ кэВ}^{0,5}$ [9]. Для $T \gtrsim 3,7$ кэВ $g(T) < q(T)$ независимо от плотности, так как и q , и g пропорциональны ρ . Если структура ТГ начинает образовываться при температурах 4 кэВ, то объемное излучение уже не сможет ее загасить. На рис. 2 приведены результаты расчета с учетом потерь на объемное излучение. Начальная амплитуда возмущения ≈ 4 кэВ, $\Delta r_0 \approx 0,1$ см, $\rho = 20 \text{ г/см}^3$.

С другой стороны, существует диапазон плотностей, при которых горящая область является оптически плотной, а лучистая теплопроводность мала по сравнению с электронной. При $T \lesssim 7$ кэВ это соответствует сжатиям в $\sim 10^6$ раз по отношению к плотности DT-льда. В этом случае объемного высвечивания нет.

$$\text{Время разлета горячей области можно оценить как } \Delta t_s \approx \frac{\Delta r_\alpha}{c_s},$$

где $c_s \approx 2 \cdot 10^7 T^{0,5} \text{ см/сек}$. На стадии образования структуры ТГ вполне $\Delta t_s > \Delta t_\alpha$, если $T_m \gtrsim 3$ кэВ.

Учет гидродинамического движения к центру может компенсировать потери на объемное излучение в оптически прозрачной плазме при $T < 4$ кэВ.

5. Проведенное исследование показывает, что условие зажигания зависит от величины и размера начального возмущения, в частности от соотношения между размерами сжатой области в DT-мишенях и области локализации ТГ.

Расчеты аналогичные [7, 8] показывают, что для сферического случая РД примерно в полтора раза больше. Тогда критерий $\rho \Delta r_\alpha$ в сферическом случае будет иметь значение $\sim 0,3 - 0,4 \text{ г/см}^2$.

Институт прикладной математики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 октября 1977 г.

Литература

[1] Сб. статей "Проблемы лазерного термоядерного синтеза". Пер. под ред. А.А.Филюкова, М., Атомиздат, 1976.

[2] А.Ф.Настоящий, Л.П.Шевченко. АЭ, 32, 451, 1972.

- [3] S. G. Alikhanov, I. K. Konkashbaev. Nuclear Fusion, 11, 119, 1972.
- [4] П.П.Волосевич, Л.М.Дегтярев и др. Физика плазмы, 2, 883, 1976.
- [5] Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов, П.П.Волосевич, Е.Г.Гамалий, О.Н.Крохин, С.П.Курдюмов, Е.И.Леванов, В.Б.Розанов, А.А.Самарский, А.Н.Тихонов. Письма в ЖЭТФ, 21, 150, 1975.
- [6] Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов и др. Препринт ФИАН №66, М., 1972.
- [7] А.А.Самарский, Н.В.Змитренко и др. ДАН СССР, 227, 321, 1976.
- [8] А.А.Самарский, Н.В.Змитренко и др. Препринт ИПМ №74, 109, М., 1976.
- [9] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., изд. Наука, 1966.
- [10] О.Н.Крохин, В.Б.Розанов. Квантовая электроника, №4, 10, 118, 1972.
- [11] К.Н.Мухин. Введение в ядерную физику, М., Атомиздат, 1965.

Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 9, стр. 624 – 627

5 ноября 1977 г.

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА ВБЛИЗИ ДИСЛОКАЦИИ

В.М.Набутовский, Б.Я.Шапиро

При температуре выше температуры упорядочения объемной фазы, вдоль дислокации образуются нити новой фазы. Найдены размеры этих областей и температура их возникновения. В случае сверхпроводящего перехода, найдены критические поле и ток разрушающие эти локальные состояния.

1. Дислокации, обладая полем напряжений, взаимодействуют через это поле с упорядочивающейся системой (спиновая система, система куперовских пар). В простейшем случае такое взаимодействие описывается членами вида $u_{ii}(\mathbf{r})\eta^2(\mathbf{r})$, где u_{ik} – тензор деформации, $\eta(\mathbf{r})$ – параметр порядка (для краевой дислокации $u_{ii} = (b/2\pi r)(1 - 2\sigma)/(1 - \sigma)$, где r – расстояние до оси дислокации, b – вектор Бюргерса, σ – коэффициент Пуассона [1]), возникающими благодаря зависимости температуры упорядочения от плотности вещества. Благодаря медленному спаданию (и наличию знакопеременного множителя) u_{ii} , вблизи дислокации существует обширная область, в которой переход может произойти при температуре T_0 , более высокой чем температура перехода в объеме T_c . Ниже мы вычислим T_0 , величину свободной энергии возникающего локализованного состояния F , а также поведение $\eta(\mathbf{r})$ вбли-