

ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ПРОЦЕССЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ, ИНИЦИИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА

Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов, П.Л.Волосевич,
Е.Г.Гамалий, О.Н.Крохин, С.Л.Курдюмов,
Е.И.Леванов, В.Б.Розанов, А.А.Самарский,
А.Н.Тихонов

Приводится анализ физических условий, возникающих в плазме мишеней на стадии термоядерного горения инициированного излучением лазера.

Анализ физических процессов, протекающих на стадии термоядерного горения в лазерных термоядерных мишенях [1] свидетельствует о возможности существования в плазме мишеней уникальных физических условий, ранее нигде не обсуждавшихся.

Согласно [1] при инициирующей энергии лазерного излучения $E_{\text{лаз}} \lesssim 10^6$ дж в мишени с массой ДТ-горючего $M \gtrsim 10^{-3}$ г выделяется термоядерная энергия $E_{\text{ТЯ}} \gtrsim 10^8$ дж, что соответствует рождению $\gtrsim 10^{19}$ нейтронов (14 Мэв) и такого же количества α -частиц (3,6 Мэв). Оценим характерные величины параметров термоядерной плазмы в процессе горения. При $M \approx 10^{-3}$ г начальные значения радиуса R_0 и плотности ρ_0 сжатого ядра согласно численным расчетам составляют $R_0 \approx 10^{-2}$ см и $\rho_0 \approx 2,5 \cdot 10^2$ г/см³, т. е. $\rho_0 R_0 \approx 2,5$ г/см². В этом случае длина пробега α -частиц $l_\alpha \ll R_0 \approx 10^{-2}$ см, т. е. все рожденные α -частицы остаются в области горения. Пробег нейтронов $l_n \approx R_0 \approx 10^{-2}$ см и, приблизительно, 80% нейтронов вылетают, претерпев не более одного столкновения с ионами плазмы. Следовательно, характерная величина давления составляет

$$P \approx \frac{0,4 E_{\text{ТЯ}}}{4/3\pi R_0^3} \approx 10^{20} \text{ эрг/см}^3 = 10^{14} \text{ атм}, \quad (1)$$

откуда время горения, определяемое гидродинамическим временем разлета $\tau_{\text{гидр}}$ равно по порядку величины

$$\tau_{\text{гидр}} \approx \frac{R_0}{\sqrt{P/\rho}} \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ сек}. \quad (2)$$

Средняя по объему температура ионов \bar{T}_i определяется соотношением

$$P \approx n_i \bar{T}_i, \quad n_i \approx 10^{26} \text{ см}^{-3}, \quad \bar{T}_i \approx 0,6 \text{ Мэв} \quad (3)$$

и связана с процессами передачи энергии ионам от α -частиц и нейтронов с характерными временами $\tau_{\alpha i} \approx \tau_{n i} \approx 10^{-11}$ сек.

С другой стороны, поскольку времена нейтрон-ионной и ион-ионной релаксации ($T_i \approx 0,5 \div 1 \text{ Мэв}$) в рассматриваемом случае также совпадают по порядку величины с временем жизни термоядерной плазмы $\tau_{\text{гидр}} \approx 10^{-11} \text{ сек}$, то можно ожидать существования группы ионов с температурой $T_i \gg 1 \text{ Мэв}$, поскольку при одном ион-нейтронном столкновении иону (D^+ , T^+) передается энергия $1 \div 2 \text{ Мэв}$. При этом число горячих ионов $T_i \gg 1 \text{ Мэв}$ должно быть приблизительно равно числу родившихся нейтронов $\sim 10^{19}$.

Характерные величины плотности нейтронов (с энергией 14 Мэв) и α -частиц в течение времени горения составляют $n_n \approx 10^{24} \text{ см}^{-3}$, $n_\alpha \approx 10^{25} \text{ см}^{-3}$. Интенсивность нейтронного излучения $\sim 10^{30} \text{ нейтрон/сек}$. При такой высокой плотности нейтронов возможно рассеяние нейтрона на нейтроне с образованием нейтронов с энергией $\sim 28 \text{ Мэв}$.

Приведенные оценки можно проиллюстрировать результатами численных расчетов термоядерного горения [1], проведенных по программе, учитывающей в рамках двухтемпературной гидродинамики процессы электронной теплопроводности, ионной вязкости, объемного излучения и выделения энергии в результате замедления α -частиц и нейтронов. При этом в случае $\rho_0 R_0 \approx 0,15 \text{ г/см}^2$ применялась модель локального поглощения α -частиц, в противоположном — модель объемного выделения энергии с учетом вылета α -частиц [2]. В таблице приводятся результаты расчета горения для мишени с массой горючего $M = 6 \cdot 10^{-4} \text{ г}$ при энергии лазерного излучения $E_{\text{лаз}} = 10^6 \text{ Дж}$.

τ горения, сек	$2 \cdot 10^{-11}$	—
ρ_0 , г/см ³	—	$4 \cdot 10^2$
R_0 , см	$1,4 \cdot 10^{-2}$	—
$E_{\text{ТЯ}}$, Дж	—	$8,3 \cdot 10^7$
P , атм	$3 \cdot 10^{14}$	—
\bar{T}_i , кэВ	—	350
\bar{T}_e , кэВ	120	—
T_i^{max} , Мэв	4	—
$N_n = N_\alpha$	$3 \cdot 10^{19}$	—
η_n	0,9	—

В таблице — ρ_0 , R_0 — начальные (в момент начала вспышки) плотность и радиус, $N_n = N_\alpha$ — число родившихся нейтронов и α -частиц, \bar{T}_i , \bar{T}_e — средние по массе и максимальные за время горения значения температур, T_i^{max} — максимальная ионная температура, η_n — доля вылетевших нейтронов. Таким образом, полученная в численном эксперименте плазма на стадии термоядерного горения обладает рядом уникальных

параметров — давление $\sim 10^{14}$ атм, что значительно превосходит величины, достигнутые в земных условиях и примерно в 10^3 раз выше давления в центральных областях Солнца; плотность нейтронного газа $n_n \approx 10^{24}$ см⁻³ и газа α -частиц $n_\alpha \approx 10^{25}$ см⁻³ выше плотности частиц в твердом теле в нормальном состоянии; "сверхвысокие" ионные $T_i \gg 1$ Мэв и электронные $T_e \gg 10^2$ кэв температуры; интенсивность нейтронного излучения $\sim 10^{30}$ н/сек, что делает рассматриваемую мишень уникальным точечным источником нейтронов, который может быть использован в разнообразных экспериментах. В принципе, плазменные параметры, полученные в описанном численном эксперименте, могут быть зарегистрированы на опыте средствами современной диагностики, например, по ионным, нейтронным и рентгеновским спектрам.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 мая 1976 г.

Литература

- [1] 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.
 - [2] О.Н.Крохин, В.Б.Розанов. Сб. Квантовая электроника под редакцией Н.Г.Басова, №4, 10, 1972.
-