

ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ТЕРМОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ В НЕОДНОРОДНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ МИШЕНЯХ

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

Рассматриваются физические процессы в термоядерных мишенях для лазерного термоядерного синтеза, позволяющих при $E_{\text{лаз}} = 10^6$ дж получить коэффициент усиления по энергии $\sim 10^3$.

Оптимизация системы лазер — термоядерная мишень, основанной на принципе сферического сжатия, приводит к поиску таких систем, которые, предъявляя умеренные требования к параметрам лазерного импульса и технологии изготовления мишени, обладали бы большими коэффициентами усиления по энергии. Физические принципы построения системы с большим коэффициентом усиления по энергии следующие [1]: термоядерное горючее должно в конечном состоянии обладать высокой средней плотностью, профили температуры и плотности, выработанные в результате движения вещества к центру, должны удовлетворять условию инициирования термоядерной реакции в центральной области и последующего распространения зоны реакции на периферию; полная тепловая энергия вещества мишени в конечном состоянии должна составлять заметную часть от энергии лазерного излучения $E_{\text{лаз}}$.

В отличие от концепций, соответствующих модели с профилированным импульсом и сверхвысокими сжатиями ($\sim 10^3$ г/см³) [2] и модели, где сжатие горючего осуществляется тяжелой оболочкой [3 — 5], мы полагаем, что для получения высоких коэффициентов усиления $\left(\frac{E_{\text{тя}}}{E_{\text{лаз}}} > 10^2\right)$ необходимо исследовать режимы сжатия значительно больших, чем в [2 — 4] масс горючего до меньших ($\sim 10^2$ г/см³) плотностей [1].

В настоящей работе предлагается новая система лазерный импульс — мишень, основанная на использовании лазерного импульса простой формы и неоднородных оболочечных мишеней с большой массой термоядерного горючего, примерно в 10^2 раз превышающей аналогичную величину в [2 — 4]. Как будет показано ниже, в рамках новой схемы может быть достигнут термоядерный выход (коэффициент усиления) $\frac{E_{\text{тя}}}{E_{\text{лаз}}} \approx 10^3$.

Основная идея предлагаемой схемы связана с существованием режима сжатия полых сферических оболочек с большой величиной отношения радиуса к толщине $\frac{R}{\Delta R} \sim 10^2$. В таких мишенях под действием лазерного импульса простой формы при $E_{\text{лаз}} = 10^5 - 10^6$ дж можно сжимать

массы $10^{-3} - 10^{-2}$ г до плотностей $\sim 10^2$ г/см³. При воздействии на указанную мишень импульса излучения, длительность которого меньше времени схлопывания вещества в центре, процесс сжатия осуществляется на стадии торможения вещества вблизи центра. Средний уровень энтропии сжимаемого вещества определяется, главным образом, амплитудой первой ударной волны и при плотности потока излучения $10^{12} - 10^{14}$ см/см² оказывается достаточно низким. Некоторое влияние на сжатие основной массы вещества оказывает диффузия энтропии из центральной области мишени, нагреваемой в результате схлопывания.

Сформулированные выше условия позволяют определить размер мишени и длительность импульса при заданной энергии лазера. Как показывают оценки, приведенные ниже, характерные масштабы величины при $E_{\text{лаз}} = 10^6$ Дж составляют $R_0 \sim 1$ см, $\tau_{\text{лаз}} \sim 10^{-7}$ сек, масса горючего $\sim 10^{-2}$ г, плотность $\sim 10^2$ г/см³, $(R_0/\Delta R_0) \sim 10^2$. При этом доля энергии излучения лазера, перешедшая в энергию сжимаемого вещества (гидродинамический КПД) составляет $\eta \sim 20\%$, что обеспечивает при соответствующих профилях параметров вещества в конечном состоянии высокую эффективность термоядерного горения.

Приведем далее простые оценки, подтверждающие возможность реализации описанной схемы. Максимальное сжатие вещества на изэнтропической стадии определяется его энтропией (или начальной внутренней энергией) и может быть найдено из соотношения

$$\delta = \frac{p}{p_0} = \left(\frac{E_0 + E_{\text{кин}}}{E_0} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (1)$$

E_0 — начальная внутренняя энергия, $E_{\text{кин}} = \frac{mv_0^2}{2}$ — кинетическая энергия.

Из (1) в случае, когда масса мишени сосредоточена в тонком сферическом слое Δ , получаем

$$\delta = \left(\frac{R_0}{\Delta} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = \left(\frac{R_0}{\Delta} \right)^{3/2}, \quad \gamma = \frac{5}{3} \quad (2)$$

Практически, по-видимому, отношение $\frac{R_0}{\Delta}$ не может превышать величины $\sim 10^2$, вследствие ограничений, связанных с симметрией сжатия, что дает $\delta \approx 10^3$.

В момент достижения максимального сжатия кинетическая энергия переходит в тепловую. В результате из закона сохранения энергии находим

$$\frac{m}{\gamma-1} v_1^2 \cdot \delta^{\gamma-1} = E_{\text{лаз}} \eta, \quad (3)$$

где v_1^2 — величина, характеризующая энтропию вещества, наведенную первой ударной волной. Величина гидродинамического КПД зависит от

радиуса мишени, увеличиваясь с ростом последнего ($\eta \rightarrow 41\%$ при $R \rightarrow \infty$). Как показывают численные расчеты при $R \approx 1$ см, $\eta \approx 15 - 20\%$. Величина v_1^2 пропорциональна амплитуде первой ударной волны и не может быть меньше значения 10^{11} см²/сек², соответствующего скорости звука в твердом теле. Полагая в (3) $\delta = 10^3$, $v_1^2 = 10^{11}$ см²/сек², $\gamma = 5/3$, $E_{\text{лаз}} = 10^6$ Дж, $\eta = 20\%$ находим предельное значение сжимаемой массы

$$m \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ г.}$$

В рассматриваемой схеме процесс передачи энергии излучения в кинетическую энергию сжимаемого вещества определяется структурой мишени — абляционный слой отделен от термоядерного горючего слоем вещества с большим Z и массой порядка массы горючего. В отличие от [3 — 5] слой тяжелого вещества не играет роль сжимающего поршня, а является нетеплопроводным барьером. Проблема иницирования горючего может быть решена введением дополнительных внутренних слоев, которые в процессе схлопывания приводят к локализации энтропии в малых массах термоядерного вещества.

Весьма важным для реализации, предлагаемой схемы является вопрос симметрии облучения и устойчивости процесса сжатия оболочек с большой величиной параметра $R/\Delta R$. Предварительные результаты (им будет посвящена отдельная статья) показывают, что параметры вещества мишени в процессе сжатия с учетом неустойчивости близки к полученным в сферически симметричном случае при разумных требованиях к симметрии облучения и технологии изготовления мишени.

Приведенные физические оценки были подтверждены с помощью численных расчетов мишеней, выбранных на основании изложенных выше принципов. Рассматривается полая сферическая мишень, состоящая из последовательного набора оболочек — абляционный слой (CH_2 , Be и т. п.), слой тяжелого вещества (Pb , Au и т. п.) с массой $\sim M_{DT}$, слой или набор слоев, содержащих термоядерное горючее. Решалась система уравнений двухтемпературной гидродинамики с учетом процессов поглощения лазерного излучения (включая эффекты аномального поглощения), электронной теплопроводности, процессов переноса α -частиц и нейтронов, кинетики ионизации и потерь на собственное излучение.

Ниже приводятся: таблица содержащая характерные результаты, временные диаграммы величин энтропии в центре и на периферии слоя термоядерного горючего, а также графики зависимости при заданном радиусе мишени средней плотности, гидродинамического КПД и термоядерного выхода от массы горючего.

Для мишеней указанного типа были проведены расчеты с заменой слоя тяжелого вещества на слой из углерода той же массы. Конечные параметры термоядерного горючего и коэффициент усиления практически не изменились. Проверялась чувствительность выхода к форме лазерного импульса. Нарастающий импульс с "обострением" $q(r)/q(0) = 64$ и импульс треугольной формы приводят к практически одинаковому коэффициенту усиления.

Были проведены также расчеты мишеней данного типа с изменением состава слоя термоядерного горючего, в частности, при составе $D_{0.78}T_{0.2}$ термоядерный выход сохранился. Этот результат открывает в будущем воз-

$$E_0 = 10^6 \text{ дж}$$

Масса DT t	R , см	Длительность импульса сек	Коэффициент передачи $\eta, \%$	Плотность, $t/\text{см}^3$		Температуры, $кэв$		$\frac{E_{тл}}{E_0}$
				центр.	средняя	центр.	средняя	
10^{-3}	0,3	$1,5 \cdot 10^{-8}$	9	30	960	21	0,65	122
$2 \cdot 10^{-3}$	0,3	$1,5 \cdot 10^{-8}$	11	20	140	14	0,4	160 + 320
$1,5 \cdot 10^{-2}$	1	10^{-7}	20	1	100	6	0,04	10^3
$6 \cdot 10^{-5}$	0,1	$3 \cdot 10^{-9}$	$E_0 = 10^5 \text{ дж}$ 8	46	1100	10	0,54	110
$6 \cdot 10^{-6}$	0,05	$2 \cdot 10^{-9}$	$E_0 = 10^4 \text{ дж}$ 8,5	54	1160	18	0,55	80

возможность использовать мишени с преимущественным содержанием дейтерия.

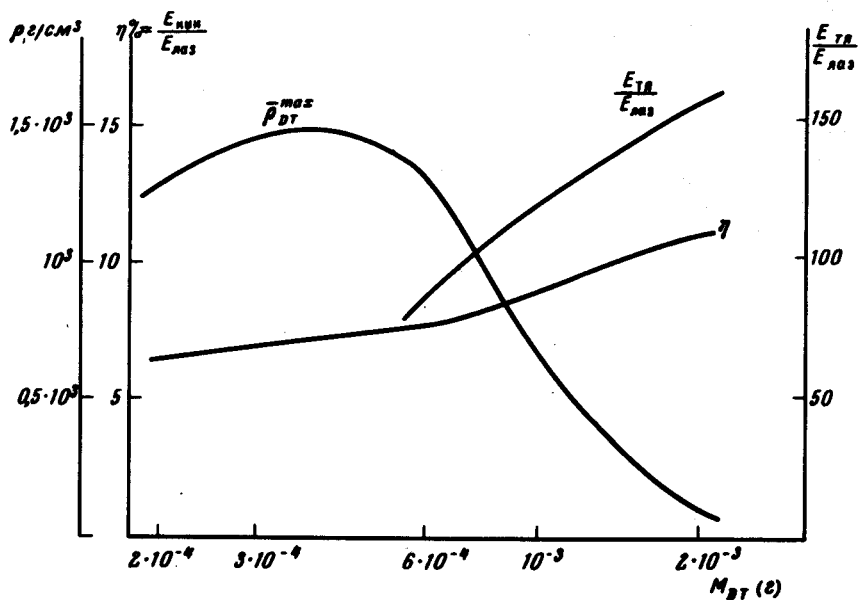


Рис. 1

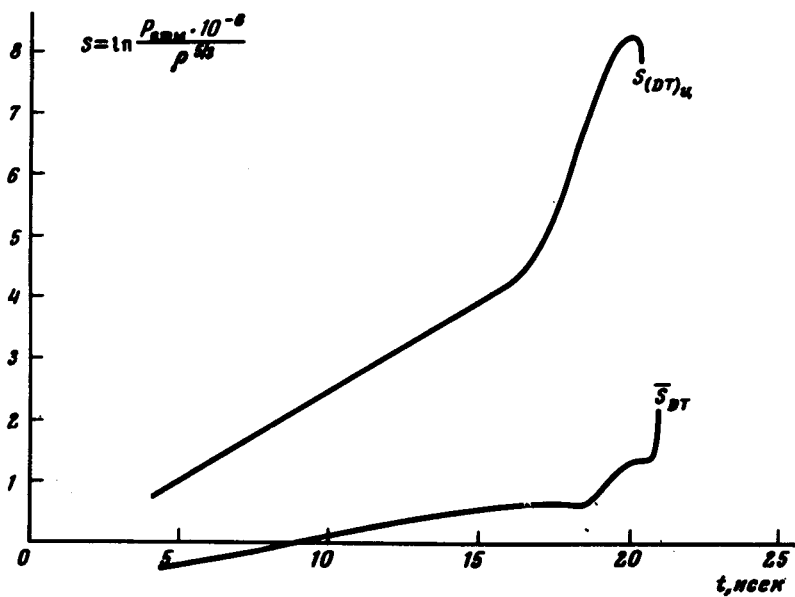


Рис. 2

Таким образом, проведенные численные эксперименты подтверждают возможность получения коэффициентов усиления $\sim 10^3$ в отличие от моделей [2 – 5], в которых термоядерный выход не может превышать величину $\sim 10^2$ при $E_{\text{лаз}} = 10^6$ дж. Подчеркнем, что в экспериментальной работе [5] сжатие DT -газа осуществляется с помощью тяжелой оболочки с массой, много большей массы DT . Мишень, подобная [5], в случае $E_{\text{лаз}} = 10^6$ дж приводит к массе термоядерного горючего $M_{DT} \sim 10^{-4}$ г и, следовательно, к коэффициентам усиления $E_{\text{тя}}/E_{\text{лаз}} \approx 10^2$.

Приведенные данные показывают, что на основе предложенной схемы может быть сформулирован новый подход к разработке системы лазер-мишень с целью получения замкнутого энергетического цикла в лазерном термоядерном реакторе. Развитые представления могут оказаться полезными при разработке других импульсных термоядерных устройств, например, при иницировании термоядерной реакции электронными пучками.

В заключение следует отметить, что газодинамические расчеты мишеней опираются на опыт исследований в области высокотемпературной гидродинамики в СССР.

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

Поступила в редакцию
18 декабря 1974 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. Доклады на V Конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, ноябрь 1974 г. Токио.
- [2] J.Nuckolls, L.Wood, G.Zimmerman, A.Thiessen. Nature, 239, 139, 1972.
- [3] J.Nuckolls, L.Wood, J.Lindl, W.Mead, A.Thiessen, G.Zimmerman Доклады на V конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Токио, ноябрь 1974 г.
- [4] G.S.Fraly, W.P.Gula, D.V.Henderson, R.I.McCrory, R.G.Malone, R.J.Mason, R.L.Morse. Доклады на V конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Токио, ноябрь 1974 г.
- [5] G.Charatis, J.Downard, R.Gotorth, B.Guscott, T.Henderson, S.Hildum, R.Johnson, K.Moncur, T.Leonard, F.Hayer, S.Segall, L.Siebert, D.Solomon, G.Thomas. Доклады на V конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Токио, ноябрь 1974 г.