

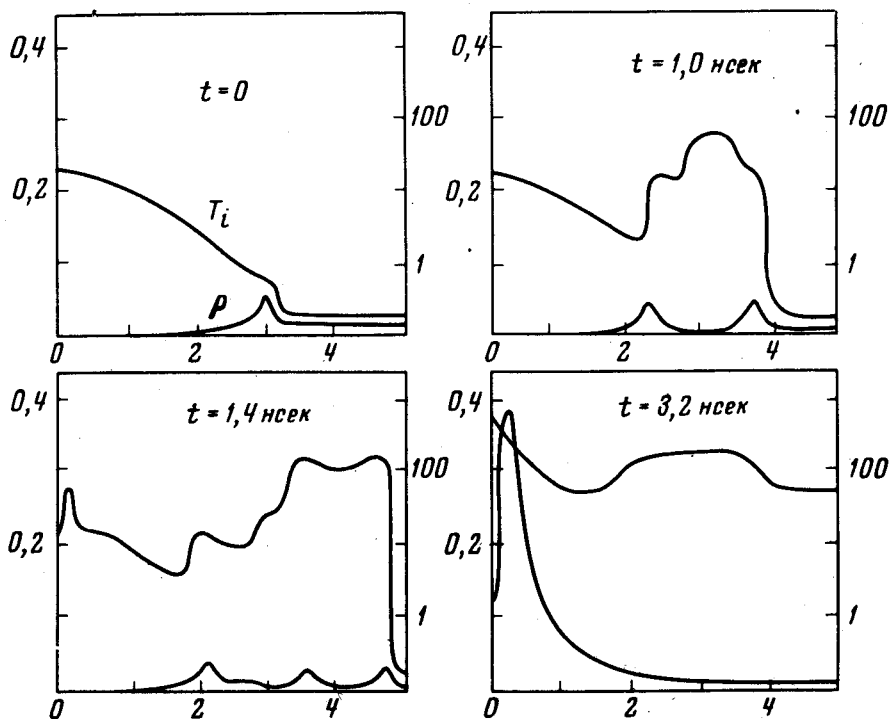
ГАЗОВАЯ ОБОЛОЧЕЧНАЯ МИШЕНЬ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

*С.И. Анисимов, М.Ф. Иванов, П.П. Пашикин,
А.М. Прохоров*

В исследованиях последних лет по лазерному термоядерному синтезу основное внимание уделяется изучению различных вариантов оболочечных мишеней. Многочисленные расчеты показывают, что наряду с целым рядом полезных свойств обычно рассматриваемые типы мишеней обладают также существенными недостатками [1 – 4]. Значительную часть оболочечных мишеней составляет инертное вещество оболочек, что ведет к снижению энергетического усиления. Наиболее эффективные в этом отношении тонкие оболочки обнаруживают сильную неустойчивость при сжатии, ограничивающую возможность их практического использования. Ввиду высоких требований к сферичности массовое изготовление сложных оболочечных мишеней представляет собой трудную техническую задачу. Наконец, целый ряд сложных проблем возникает, как известно, при разработке реактора и системы преобразования энер-

гии продуктов реакции в электрическую [5]. Отмеченные трудности оправдывают поиск и исследование новых вариантов лазерных мишеней. Одна из интересных, по нашему мнению, возможностей предлагается в настоящей статье.

В отличие от ранее изученных, предлагаемая модель "изготавливается" в процессе эксперимента. Для этого в газовой смеси дейтерия и трития осуществляется оптический пробой. Распространяющаяся от места пробоя сферическая ударная волна формирует резко неоднородный профиль плотности: практически все вещество, первоначально занимавшее объем, охваченный ударной волной, находится на периферии, образуя сравнительно холодную плазменную оболочку с относительной толщиной порядка 10%. Плотность вещества в центре очень мала, а плотность энергии — за счет высокой температуры — соизмерима с плотностью энергии на фронте ударной волны [6]. Образованная таким способом оболочка служит мишенью. Она облучается симметрично импульсом или серией импульсов. Происходящий при этом процесс схлопывания оболочки существенно отличается от обычной картины [1 — 4] из-за наличия газовой атмосферы. Позже мы опишем динамику схлопывания более подробно.



Распределение плотности и ионной температуры по радиусу капли в различные моменты времени. Радиус в единицах 10^{-2} см, плотность (левая шкала) — в $г/см^3$, температура (правая шкала) — в электронвольтах

При описанном подходе снимаются трудности, связанные с приготовлением идеально сферической мишени, транспортировкой ее в фокус оптической системы, защитой стенок камеры от нейтронного потока,

потока заряженных частиц и рентгеновского излучения. Возникает, однако, ряд других проблем. Прежде всего, режим облучения должен быть выбран таким образом, чтобы энергия лазерного импульса вкладывалась в оболочку, образованную расходящейся ударной волной, не вызывая неконтролируемого пробоя газа перед фронтом ударной волны. Это условие ограничивает, очевидно, максимальную интенсивность лазерного излучения; однако, ограничение не кажется чрезмерно жестким [7, 8]. Для пикосекундных импульсов порог пробоя водорода при атмосферном давлении превышает 10^{13} *вт/см²*. Используя мишени достаточно большого размера и должным образом подобранную форму импульса (или серию пикосекундных импульсов) можно, как показывают предварительные численные расчеты, получить термоядерный выход, равный вложенной лазерной энергии на уровне порядка нескольких килоджоулей. Однако, расчет режимов с большим усилением требует более обстоятельного анализа вопроса о пробое газа перед фронтом ударной волны. В расчетах мы исходили из оценок и экспериментальных данных по пробое газов единичным импульсом в условиях острой фокусировки, что не вполне соответствует рассматриваемой ситуации. Корректный учет при численных расчетах всех факторов, влияющих на пробой, является трудной задачей. В этих условиях особое значение приобретает экспериментальное исследование сходящихся ударных волн в газе, образованных серией лазерных импульсов. Имея в виду такого рода эксперименты, мы провели детальные численные расчеты процесса имплозии в ДТ смеси для лазерных энергий порядка 100 *дж*. Ниже описаны некоторые результаты таких расчетов.

Использовалась одномерная двухтемпературная гидродинамическая модель с учетом поглощения лазерного излучения, классической электронной теплопроводности и термоядерных реакций. Для решения уравнений использовался вариант метода Харлоу [9], удобный при степенях сжатия порядка сотни и меньше, характерных для рассмотренных вариантов. На рисунке приведены профили плотности, электронной и ионной температур для типичного варианта расчета. Последовательность событий начинается с пробоя газа в малом объеме вблизи точки $r = 0$. Энергия пробивающего импульса составляет 0,2 *дж*. Начальная плотность соответствует давлению ДТ смеси 70 *атм*. Когда ударная волна достигает радиуса 0,03 *см*, включается второй лазерный импульс с энергией 12,5 *дж* и длительностью 200 *нс*. Оболочка распадается на два слоя. Внутренний начинает двигаться к центру, а внешний продолжает разлетаться, захватывая дополнительную массу. Третий импульс с энергией 100 *дж* и той же длительности поглощается этим разлетающимся слоем, в результате чего формируется еще одна оболочка, сходящаяся к центру. Время включения третьего (и при необходимости последующих) импульса подбирается таким образом, чтобы столкновение оболочек произошло вблизи центра. Упрощенный газодинамический расчет дает для энергий последовательных импульсов выражение

$$E_i = E_0 (1 - t_i/t_0)^{-2} (1 + t_i/t_0)^4 \quad ,$$

где t_i — время включения i -го импульса и t_0 — время, за которое первая сходящаяся ударная волна достигает центра. В описанном варианте термоядерный выход, естественно, мал. Полное число нейтронов равно, примерно, 10^9 . Незначительным изменением длительности импульсов и моментов включения можно повысить нейтронный выход в несколько раз. Существенно лучшие результаты получаются при программировании импульса.

Интересные дополнительные возможности открывает использование примесей других газов для оптимизации поглощения, варьирования плотности либо повышения порога пробоя. Наличие в рассматриваемых мишенях сравнительно гладкого профиля плотности позволяет надеяться на достаточную устойчивость процесса сжатия.

Проведенные расчеты показывают, что предлагаемая мишень по основным параметрам мало уступает простым оболочечным мишеням из твердого водорода, но в то же время обладает рядом существенных преимуществ.

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

Поступила в редакцию
15 августа 1975 г.

Литература

- [1] G.S.Fraley, W.P.Gula, D.B.Henderson, R.L.McCrory, R.J.Mason, R.L.Morse. 5-th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res, Tokyo, 1974.
- [2] J. Nickl's, J.Lundi, W.Mead, A.Thiessen, L.Wood, G.Zimmerman. 5-th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res., Tokyo, 1974.
- [3] R.J.Mason, R.L.Morse. 16-th Annual Division of Plasma Phys. Meeting of APS, Albuquerque, 1974.
- [4] Ю.Ф.Афанасьев, Н.Г.Басов и др. Письма в ЖЭТФ, 21, 150, 1975.
- [5] A.Thiessen, G.Zimmerman et al., 6-th Europ. Conf. on Controlled Fusion Res., and Plasma Phys., Moscow, 1973.
- [6] С.Л.Мандельштам, П.П.Пашинин, А.В.Прохиндеев, А.М.Прохоров, Н.К.Суходрев. ЖЭТФ, 47, 2003, 1965.
- [7] И.К.Красюк, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 9, 581, 1969.
- [8] С.Д.Кайтмазов, А.А.Медведев, А.М.Прохоров. ДАН СССР, 180, 1092, 1967.
- [9] Ф.Х.Харлоу. Сб. Вычислит. методы в гидродинамике, М., изд. Мир, 1967, стр. 316