

I. K. Krasnyuk, P. P. Pashinin, A. Yu. Semenov, A. A. Charakhch'yan, On mechanism of deuterium heating in laser action of conical targets, *Dokl. Akad. Nauk*, 1997, Volume 354, Number 3, 324–326

<https://www.mathnet.ru/eng/dan50336>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.86

May 21, 2025, 08:13:22



УДК 533.6.01

О МЕХАНИЗМЕ НАГРЕВА ДЕЙТЕРИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА КОНИЧЕСКИЕ МИШЕНИ

© 1997 г. И. К. Красюк, член-корреспондент РАН П. П. Пашинин,
А. Ю. Семенов, А. А. Чарахчян

Поступило 30.12.96 г.

В последнее время вновь обсуждается возможность применения конических мишеней для целей инерционного термоядерного синтеза [1, 2] и в схемах лазерного гибридного реактора [3]. Для эффективного использования конических мишеней необходимо знать характеристики процессов, приводящих к образованию плазмы с термоядерными характеристиками. Однако имеющихся экспериментальных данных [4] недостаточно для полного понимания и описания наблюдаемых явлений внутри мишеней.

В настоящем сообщении представлены результаты адекватного численного моделирования процесса генерации нейтронов при лазерном воздействии на конические мишени по результатам экспериментов, опубликованных в [4]. Эксперименты выполнялись с использованием импульсного неодимового лазера с длиной волны 1.06 мкм, обеспечивающего плотность потока излучения на мишени до 10^{11} Вт/см². Длительность излучения почти гауссовой формы составляла 22 нс по полувысоте. Мишень (рис. 1) представляла собой коническую полость в свинце, заполненную газобразным дейтерием при давлении 0.5 атм и закрытую со стороны лазерного излучения тонкой полимерной оболочкой из полиэтилентерефталата $[C_{10}O_4H_8]_n$ толщиной 3 мкм. Под действием лазерного излучения происходит абляция большей части оболочки мишени. Оставшаяся часть под действием реактивных сил движется внутрь мишени, сжимая и нагревая находящийся в ней газ. Непрерывная регистрация скорости движения неиспаренной части оболочки мишени вплоть до некоторого момента времени t_0 осуществлялась доплеровским методом. Одна из полученных диаграмм движения оболочки мишени была использована в качестве граничного усло-

вия при численном решении уравнений гидродинамики.

Перейдем к описанию результатов численного моделирования. Поведение дейтерия описывалось уравнениями двухтемпературной газовой динамики с учетом электронной и ионной теплопроводности [5]. Тепловой поток из дейтерия в мишень и оболочку полагался равным нулю. Нейтронный выход определялся по известной интегральной формуле [5].

Расчет сжатия дейтерия при $t > t_0$ выполняется на основе предположения, что некоторая часть оболочки, по-прежнему летящая внутрь мишени, тормозится дейтерием при отсутствии реактивной силы. Уравнение движения этой оставшейся части оболочки имеет вид

$$\sigma S \frac{dv}{dt} = - \int p ds, \quad (1)$$

где S – площадь внутренней поверхности оболочки, σ – масса оболочки на единицу площади, v – скорость оболочки, p – давление дейтерия на границе с оболочкой, интегрирование в правой части выполняется по поверхности оболочки.

Рассматривались основные две модели, различающиеся разной зависимостью оставшейся массы оболочки от времени. В первой модели полагалось $\sigma = \text{const}$, во второй модели масса $m = S(t)\sigma(t) = \text{const}$, что приводит к более интенсивному сжатию, поскольку $\sigma(t)$ возрастает по мере продвижения поршня к вершине конуса. Значения $\sigma(t_0)$ варьировались в пределах $0.1\sigma_0 \leq \sigma(t_0) \leq 0.18\sigma_0$, где σ_0 – начальная масса оболочки на единицу площади. Такой выбор сделан на основе экспериментальных данных [4, с. 26], показывающих, что около 15% всей массы оболочки попадает внутрь мишени.

Моделирование проводилось как на основе двумерной осесимметричной задачи [6] с учетом деформации свинца, так и в рамках одномерной сферически-симметричной задачи, отвечающей случаю недеформируемого конуса. Использование одномерной модели объясняется необходимостью достаточно точного расчета температурного

Институт общей физики
Российской Академии наук, Москва
Вычислительный центр
Российской Академии наук, Москва

поля в момент схлопывания ударной волны. На двумерных сетках с реально возможным числом узлов не удастся получить значение нейтронного выхода, достаточно близкое к точному решению задачи. На это указывает как сравнение результатов расчета на разных сетках, так и расчет двумерной задачи с условием жесткой стенки на границе конуса, точное решение которой совпадает с решением одномерной задачи. В то же время одномерный расчет удастся выполнять на достаточно подробных сетках.

Результаты расчета для варианта $\sigma = \text{const} = 0.18\sigma_0$ представлены на рис. 2 в виде зависимости от времени скорости поршня (а) и максимального значения ионной температуры (б) для одномерного (сплошная линия) и двумерного (штриховая линия) расчетов. Максимум скорости на рис. 2а отвечает моменту t_0 , где кончаются экспериментальные данные. Узкие максимумы на профиле температуры одномерного расчета отвечают моментам схлопывания ударной волны: первый максимум – схлопыванию головной ударной волны, второй максимум – схлопыванию вторичной волны, отразившейся от поршня. Электронная температура в момент схлопывания значительно ниже ионной из-за более высокого коэффициента электронной теплопроводности. Например, для момента схлопывания головной ударной волны на рис. 2 $\max(T_i) \approx 2.8$ кэВ, а максимум электронной температуры $\max(T_e) \approx 750$ эВ. Модель с $m = \text{const}$ приводит к несколько более интенсивному схлопыванию головной ударной волны: $\max(T_i) \approx 3$ кэВ – и значительно более мощной вторичной ударной волне: $\max(T_i) \approx 4.8$ кэВ.

Сравнительно низкая ионная температура в момент схлопывания для двумерного расчета объясняется, как указывалось выше, его недостаточной точностью. В то же время двумерный расчет показывает, что деформация стенок мишени после схлопывания головной ударной волны приводит к отсутствию значительного подъема температуры во вторичной ударной волне. Таким образом, при определении нейтронного выхода из расчета одномерной задачи следует учитывать только головную ударную волну.

Для показанного на рис. 2 варианта нейтронный выход после схлопывания головной ударной волны $N \approx 8 \cdot 10^3$. Для модели с $m = \text{const}$ нейтронный выход немного больше: $N \approx 9 \cdot 10^3$. Для случая $\sigma(t_0) = 0.1\sigma_0$ нейтронный выход несколько уменьшается: $N \approx 4.8 \cdot 10^3$ для $\sigma = \text{const}$ и $N \approx 5.4 \cdot 10^3$ для $m = \text{const}$. Отличие приведенных выше значений от измеренного в эксперименте нейтронного выхода ($\sim 2.8 \cdot 10^4$) лежит в пределах точности модели. Например, уменьшение коэффициента ионной теплопроводности в два раза приводит для варианта $\sigma(t_0) = 0.18\sigma_0$, $m = \text{const}$ к увеличению нейтронного выхода до $1.3 \cdot 10^4$.

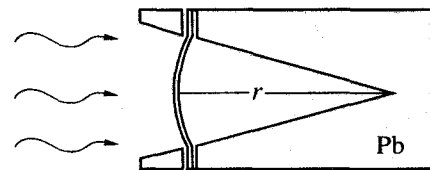


Рис. 1.

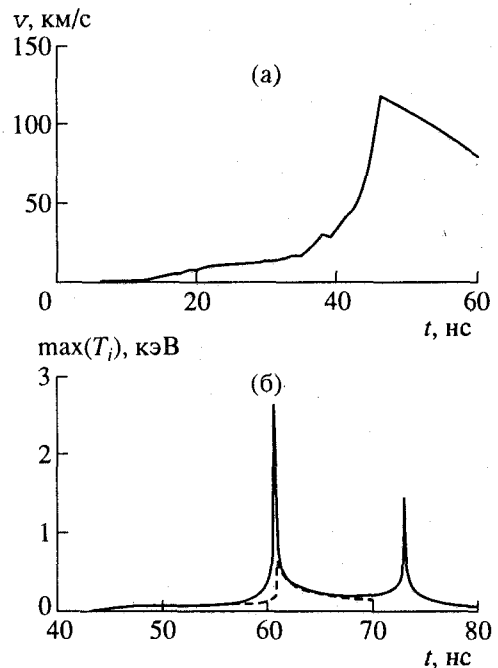


Рис. 2.

Проводились также расчеты, в которых вместо уравнения (1) в момент t_0 задавалось пространственное распределение параметров оболочки, моделирующее режим ее полного испарения. По сравнению с вариантом $\sigma(t_0) = 0.1\sigma_0$ ионная температура и нейтронный выход изменились незначительно.

Следует отметить, что результаты численного моделирования согласуются с результатами статистического анализа совокупности экспериментов по коническим мишеням [7, 8], показывающим, что только незначительная (менее 0.15%) часть дейтерия нагрета до высокой температуры. Для рассматриваемого эксперимента статистическая модель дает для величины температуры значение около 6 кэВ, что несколько выше величины, полученной в данном сообщении.

Таким образом, нейтронный выход в рассмотренных экспериментах объясняется кратковременным всплеском ионной температуры в небольшой окрестности точки схлопывания головной ударной волны. Стадия адиабатического сжатия высокотемпературной плазмы в эксперименте отсутствовала

из-за небольшой массы оболочки. Вариация параметров численной модели вплоть до полного испарения оболочки указывает на устойчивость реализации такого механизма.

Авторы признательны И.В. Ломоносову за предоставленные таблицы уравнения состояния свинца.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-01161).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Martinez-Val J.M., Piera M., Velarde P.M.* LIRPP'95. AIP Conf. Proc. 369. Pt. 1. Woodbury, N.Y.: Amer. Inst. Phys. 1996. P. 277-282.
2. *Piera M., Velarde P., Chacón L. et al.* XXIV ECLIM. Madrid, Spain, 3-7 June 1996. Tech. Progr. and Book Abstrs. Report PT5.
3. *Basov N.G., Feoktistov L.P., Lebo I.G. et al.* // Ibid. Report PH1.
4. *Вовченко В.В., Красюк И.К., Пащинин П.П. и др.* // Тр. ИОФАН. 1992. Т. 36. С. 5-82.
5. *Бракнер К., Джорна С.* Управляемый лазерный синтез. М.: Атомиздат, 1977. 144 с.
6. *Чарахчян А.А.* // ЖВМиМФ. 1993. Т. 33. № 4. С. 766-784.
7. *Красюк И.К., Пащинин П.П., Семенов А.Ю.* // ДАН. 1994. Т. 336. № 1. С. 43-45.
8. *Krasyuk I.K., Pashinin P.P., Semenov A.Yu.* // Laser Phys. 1994. V. 4. № 3. P. 532-537.