

## ОБ УЧЕТЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ПРИ ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ СЖАТИЯ ЛАЗЕРНЫХ ОБОЛОЧЕЧНЫХ МИШЕНЕЙ

Ю.А. Захаренков, И.Г. Лебо, Г.В. Шпатаковская

*Предложена простая модель учета эффекта перемешивания в одномерных численных расчетах, моделирующих сжатие лазерных мишеней. Расчетные результаты сопоставлены с данными масс-спектрометрии нейтральных атомов, полученных в экспериментах на установке "Вулкан".*

В настоящее время развиты методы экспериментального исследования нагрева и сжатия лазерных термоядерных мишеней и физико-математические программы, позволяющие моделировать эти процессы на ЭВМ. Ряд полученных в экспериментах данных находятся в согласии с результатами численных расчетов. В то же время значения нейтронного выхода, получаемые в одномерных расчетах, как правило, значительно больше наблюдаемых в экспериментах. Это расхождение связывают с развитием гидродинамических неустойчивостей и перемешиванием слоев оболочки и горючего. Разрабатываемые в настоящее время физико-математические модели, описывающие перемешивание, являются весьма сложными и требуют введения нескольких эмпирических параметров, значения которых зачастую неизвестны /1, 2/.

В настоящей работе предложена простая модель, позволяющая учесть в одномерном расчете эффект перемешивания, и приведено сравнение результатов расчетов, выполненных с помощью программы "Диана" /3/, с данными масс-спектрометрии нейтральных атомов, полученных в экспериментах на установке "Вулкан" (лаборатория им. Резерфорда и Апплтона, Великобритания) /4/.

В работах /4, 5/ отмечено, что полученные в экспериментах спектры нейтральных атомов по скоростям в разлетающемся веществе мишени оказываются уширенными по сравнению с расчетными данными. Было высказано предположение о связи уширения спектров с перемешиванием.

Наиболее быстро перемешивание происходит в момент, когда отраженная от центра ударная волна достигает границы оболочка-горючее (обозначим его момент времени  $t_1$ ). В упрощенной модели мы предполагаем, что процесс перемешивания происходит мгновенно в момент времени  $t_*$ , причем  $t_1 < t_* < t_k$ , где  $t_k$  — момент коллапса оболочки, полученный в одномерном расчете без учета перемешивания. Расчет с учетом перемешивания проводился в два этапа. На первом ( $0 < t < t_*$ ) перемешивание не учитывалось. В момент  $t = t_*$  проводилась модификация параметров сжатой

плазмы в соответствии со значением коэффициента  $k = M_m/M_*$ , равного отношению массы перемешанного вещества ( $M_m$ ) к неиспаренной массе оболочки ( $M_*$ ). Предполагалось, что перемешиваются внутренние слои оболочки, а внешние остаются без изменения. В области перемешивания полагалось, что вещество мгновенно остановилось и распределилось равномерно. Для определения усредненных значений решалась следующая система уравнений:

$$\begin{aligned} \rho_* &= (M_{DT} + kM_*) / (4\pi R_*^3 / 3), \\ E_* &= E_{in} + E_{kin}, \\ E_* &= \frac{3}{2} \left[ \frac{Z_* + 1}{A_* m_p} K_b M_* + \frac{4}{5m_p} M_{DT} \right] T_*, \\ Z_* &= f(T_*, \rho_*), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $K_b$  — постоянная Больцмана;  $\rho_*$  — плотность внутри сферы радиусом  $R_*$ ;  $E_*$  и  $T_*$  — полная энергия и температура перемешанного вещества;  $Z_*$ ,  $A_*$  — средние значения заряда и атомной массы оболочки (средний заряд горючего в этот момент равен 1). Функцию  $f(T_*, \rho_*)$  находили по модели Саха — Райзера (равновесное состояние). Значения внутренней энергии  $E_{in}$ , кинетической энергии  $E_{kin}$  и радиуса перемешивания  $R_*$  — брались из численного расчета,  $k$  — параметр. Для определения момента времени  $t_*$  мы воспользовались дополнительной информацией, взятой из данных экспериментов на установке "Вулкан". В условиях однородного облучения мишени наблюдался нейтронный выход на уровне  $10^8$ , а размер сжатого горячего ядра оценивался с помощью регистрации изображения источника альфа-частиц и составлял несколько десятков микрометров /6/.

В расчетах была задана энергия лазера 300 Дж, гауссовый временной профиль импульса, излучение бралось на второй гармонике Nd-лазера (длина волны 0,53 мкм), мишень — стеклянная оболочка радиусом 296 и толщиной 1,1 мкм, заполненная DT-газом с начальной плотностью  $4,64 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>. Отраженная ударная волна в расчете достигала оболочки в момент времени  $t_1 = 2$  нс, к моменту  $t_* = 2,15$  нс нейтронный выход составлял  $Y = 5,7 \cdot 10^7$ , а радиус сжатого горючего  $R_* = 30$  мкм.

На рис. 1 представлены распределения плотности и температуры сжатой области после усреднения для случая  $k = 0,683$ . Расчет продолжался до моментов времени  $t = 10$ —20 нс, когда из-за малых плотностей и температуры разлетающегося вещества процессы рекомбинации ионов становятся малоэффективными и наступает "закалка". В том случае, когда средний заряд в расчетной ячейке превышал 1 доля нейтральных атомов в ней оценивалась по формуле

$$n_{Hi} = n_{oi} \exp [-(Z_i/\Delta)^2], \quad (2)$$

где  $\Delta = 2Z_i T_*/I_i$ ,  $I_i$  — потенциал ионизации иона с зарядом  $Z_i$  (символ  $i$  означает, что учитывались

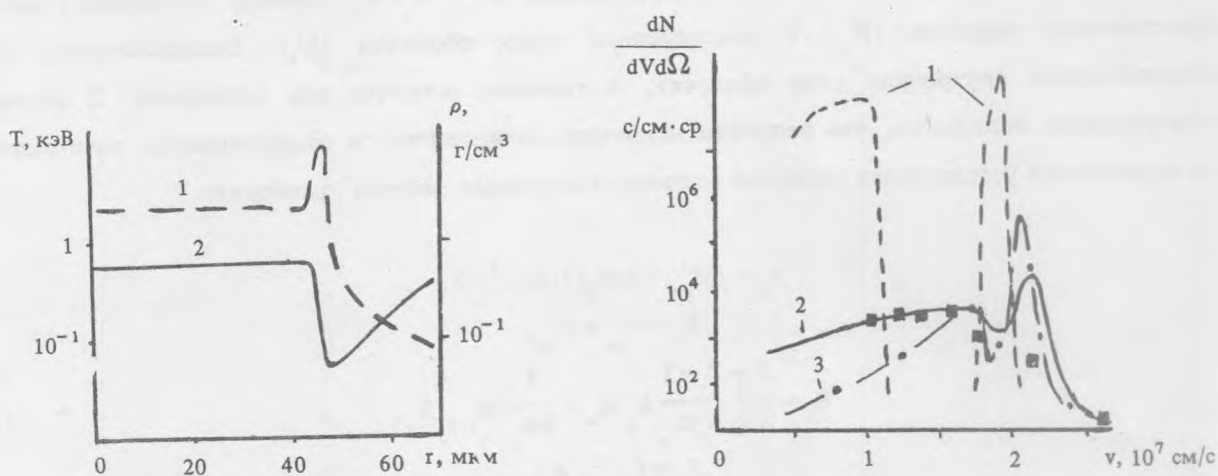


Рис. 1. Радиальные профили плотности (1) и температуры (2) мишени после перемешивания на момент времени 2,15 нс при значении  $k = 0,683$ .

Рис. 2. Распределения нейтральных атомов по скоростям в эксперименте (■) и в расчетах: 1 — без перемешивания; 2 —  $k = 0,683$ ; 3 —  $k = 0,385$ .

два компонента в стекле — кремний и кислород),  $n_{oi}$  — полное число ядер атомов в расчетной ячейке,  $n_{Ni}$  — соответственно, число нейтральных атомов. В расчетах задавалось  $I_i/T_i = 5$ .

На рис. 2 представлены расчетные и экспериментальные распределения нейтральных атомов по скоростям для случая различных значений  $k$ . Видно, что при  $k = 0,683$  удается согласовать общее число и распределение нейтральных атомов, наблюдаемых в эксперименте, с расчетными данными. При скоростях  $v > 1,5 \cdot 10^7$  см/с в эксперименте наблюдается пологий спад спектра, в то время как в расчете — второй узкий пик. Это связано с тем, что в данной простой модели полагалось, что процесс турбулизации части вещества произошел мгновенно и далее не развивался, в то время как в действительности и после коллапса оболочки этот процесс хотя и с меньшей скоростью, но продолжается еще некоторое время, что и приводит к размытию второго пика.

Подмешивание вещества оболочки в DT-горючее приводит не только к уменьшению нейтронного выхода и изменению спектров нейтрального компонента в разлетающемся веществе, но также к изменению светимости сжатого ядра мишени. В дальнейшем предполагается провести сравнение расчетных и экспериментальных данных и по этому параметру.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лыков В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, **30**, 339 (1979).
2. Неужаев В.Е., Яковлев В.Г. ВАНТ, вып. 2, 17 (1984).
3. Змитренко Н.Н. и др. ВАНТ, вып. 2, 38 (1984).
4. Амад З. и др. ЖЭТФ, **100**, 1140 (1991).
5. Захаренков Ю.А. и др. Физика плазмы, **14**, 623 (1988).
6. Annual Report to the Laser Facility Committee, RAL-90-026, p. 33-36, UK, 1990.

Поступила в редакцию 16 сентября 1991 г.