

## ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ НА СЖАТИЕ ЛАЗЕРНЫХ МИШЕНЕЙ

*В. А. Андронов, С. М. Бахрах, В. Н. Мохов,  
В. В. Никифоров, А. В. Певницкий*

Изучается влияние турбулентного перемешивания на сжатие лазерных мишеней. Из сопоставления расчетов делается вывод о необходимости учитывать турбулентное перемешивание при сжатии мишеней как один из основных факторов.

В настоящее время широко развернулся поиск оптимальных конструкций мишеней для целей импульсного термоядерного синтеза (ЛТС, синтез на электронных пучках и др.). Основное требование, предъявляемое к конструкции мишени, это получение максимального нейтронного выхода на единицу затраченной лазерной энергии, а в дальнейшем — термоядерное зажигание мишени и получение максимально возможного энерговыделения.

Основным инструментом в поисках таких конструкций мишеней являются численные расчеты сжатия мишеней на основе уравнений газодинамики.

Однако, при таких поисковых расчетах не следует забывать, что в подавляющем большинстве случаев газодинамические течения, реализующиеся в процессе сжатия мишеней, в той или иной своей части неустойчивы. Развитие при этом малых возмущений, всегда имеющих место в реальных конструкциях, с последующей турбулизацией течения может существенно изменить общую картину течения и радикальным образом повлиять на конечный результат. Основными источниками возмущений являются: 1) несимметрия падающей лазерной энергии, 2) отклонение формы оболочки от идеально сферической; 3) разнородность применяемых материалов; 4) шероховатость поверхности оболочки. Возмущения, относящиеся к первым двум пунктам, в принципе, могут быть опасными. Однако, существует реальная техническая возможность уменьшения их начальной амплитуды настолько, чтобы за время сжатия мишени их амплитуда не выросла до такой величины, при которой они существенно повлияли бы на работу мишени. Возмущения, относящиеся к третьему пункту, уменьшить, по-видимому, труднее, но вполне вероятно, что возможно.

Возмущения же относящиеся к четвертому пункту, в принципе, полностью устранить невозможно. К тому же длина волны таких возмущений всегда будет намного меньше характерных размеров мишени. Поэтому, как только граница раздела между Д-Т газом и оболочкой станет неустойчивой<sup>1)</sup>, мелкие возмущения поверхности оболочки за время, пренебрежимо малое по сравнению с полным временем сжатия

<sup>1)</sup> Как известно, течение неустойчиво, если имеет место следующее неравенство:  $\nabla P \nabla \rho < 0$ , где  $P$  — давление,  $\rho$  — плотность.

мишени, вырастают, выходят из линейной стадии роста и турбулизуются, что приводит к турбулентному перемешиванию вещества оболочки мишени с Д-Т газом.

Для иллюстрации величины и характера влияния турбулентного перемешивания нами была проведена серия численных расчетов сжатия мишени, представляющей собой стеклянный шарик, заполненный Д-Т газом. Конструкция и размеры мишени близки к тем, на которых Бракнером и др. были проведены исследования сжатия Д-Т газа и выхода нейтронов [1]. В расчетах варьировались толщина оболочки и плотность Д-Т смеси.

Поскольку целью расчетов являлась иллюстрация влияния возникающей при сжатии турбулентности на параметры мишени, то были приняты упрощенные предположения относительно уравнения состояния веществ, коэффициентов электронной теплопроводности, величины тормозных потерь и способа выделения лазерной энергии. Полная энергия лазерного излучения, поглощенная в мишени, равнялась в расчетах  $\sim 120$  дж и выделялась, в зависимости от времени, в виде треугольного импульса длительностью 0,1 нсек. Каждый расчет проводился в двух вариантах: в идеальной постановке без учета турбуликации и с учетом турбуликации течения. Расчет турбулентности проводился в рамках полуэмпирической модели изложенной в [2] и состоящей в том, что наряду с решением уравнения газодинамики в каждой точке течения решаются уравнения для энергии турбулентных пульсаций  $\epsilon_t$  и турбулентной вязкости  $\nu_t$  следующего вида (при больших числах Рейнольдса турбулентности):

$$\frac{d\epsilon_t}{dt} = \frac{1}{\rho} \operatorname{div} \alpha \rho \nu_t \nabla \epsilon_t + \alpha \left( \frac{\nabla P}{\gamma P} - \frac{\nabla \rho}{\rho} \right) \frac{\nabla P}{\rho} - k \frac{\epsilon_t^2}{\nu_t};$$

$$\frac{d\nu_t}{dt} = \frac{1}{\rho} \operatorname{div} \alpha \rho \nu_t \nabla \nu_t + \beta \frac{\nu_t^2}{\epsilon_t} \left( \frac{\nabla P}{\gamma P} - \frac{\nabla \rho}{\rho} \right) \frac{\Delta P}{\rho};$$

$$\alpha = 2; \quad k = 0,4; \quad \beta = 1,67.$$

Значение константы  $\beta$  определено из сравнения результатов расчетов с модельными экспериментами по турбулентному перемешиванию на границе раздела веществ различной плотности, приведенными в [2]. Процессы турбулентного переноса вещества и энергии учитываются в диффузионном приближении. А именно, для полной внутренней энергии и для массовой концентрации каждого из веществ в смеси  $c_i$  решаются уравнения:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{P}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} - \frac{1}{\rho} \operatorname{div} (\mathbf{q} + \mathbf{q}_t), \quad \frac{dc_i}{dt} = - \frac{1}{\rho} \operatorname{div} \mathbf{j}_{tc_i},$$

где  $\mathbf{q}$  — поток энергии, обусловленный обычной теплопроводностью (в нашем случае — электронной); а  $\mathbf{q}_t, \mathbf{j}_{tc_i}$  — турбулентные потоки энергии и массы соответствующей компоненты смеси равные:

$$\mathbf{q}_t = - \alpha \rho \nu_t \nabla \left( E + \frac{P}{\rho} \right), \quad \mathbf{j}_{tc_i} = - \alpha \rho \nu_t \nabla c_i.$$

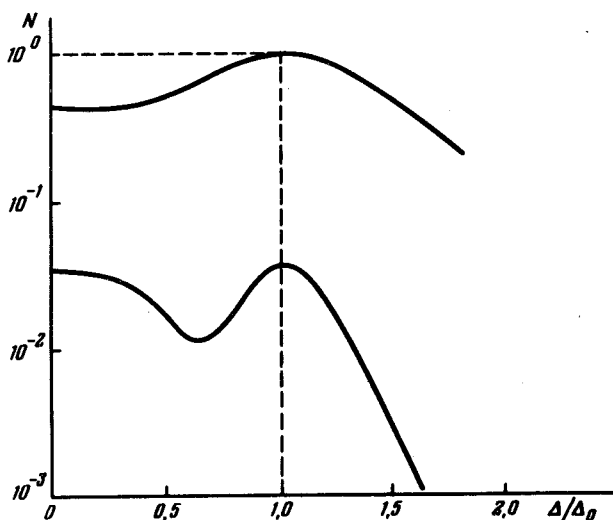


Рис. 1.

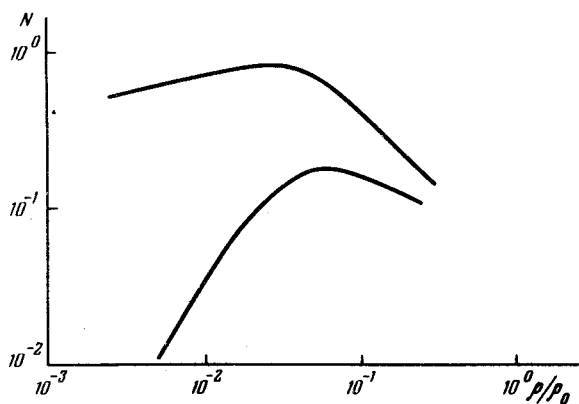


Рис. 2.

На рис. 1 в относительных единицах представлен выход нейтронов из мишеней с различной толщиной оболочки, полученный в идеальных расчетах и в расчетах, учитывающих возможность турбулизации течения. На рис. 2 приведены аналогичные кривые зависимости выхода нейтронов от начальной плотности газа для мишени с толщиной оболочки  $\Delta = 3$  мк. В проведенных расчетах неустойчивой оказывалась только внутренняя граница оболочки из стекла на стадии ее торможения вблизи от максимального сжатия Д-Т газа. Возникающее при этом турбулентное перемешивание вещества оболочки с Д-Т газом охватывало всю массу Д-Т газа. В остальных областях течение при сжатии было устойчивым, включая и границу между испаренной и неиспаренной частью оболочки. Отсутствие турбулизации на границе неиспаренной части оболочки обусловлено выбранной формой кривой зависимости выделенной лазерной энергии от времени. Видно, что влияние турбулентного перемешивания на характеристики мишени может быть весьма значительным. Причем это влияние выражается не только в значительном уменьшении абсолютного нейтронного выхода, но и в изменении характера зависимости нейтронного выхода от начальных параметров мишени.

В заключение отметим, что представленные в данной работе результаты носят, в основном, качественный характер. Решение вопроса о получении расчетно конкретной количественной информации требует дальнейшей работы, связанной с определением степени применимости использованной полуэмпирической модели турбулентного перемешивания для расчетов сжатия мишени. Тем не менее, представляется несомненным, что при расчетах мишеней необходимо учитывать возможную турбулизацию течения, как один из основных факторов, который может существенно повлиять на нейтронный выход из мишени, на требуемую для зажигания энергию лазера и на энерговыделение мишени.

Поступила в редакцию  
22 ноября 1978 г.

### Литература

- [1] K. A. Brueckner, P. M. Campbell, R. A. Grandey. Nuclear fusion, 15, 471, 1975.
- [2] В.А. Андронов, С.М. Бахрах, Е.Е. Мешков, В.Н. Мохов, В.В. Никифоров, А.В. Певницкий, А.И. Толшмяков. ЖЭТФ, 71, 806, 1976.
-