

УДК 533.6.011

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РИХТМАЙЕРА–МЕШКОВА В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

И. Г. Лебо, В. В. Никишин, В. Ф. Тишкин, В. Б. Розанов

На основании двумерных численных расчетов показано, что развитие коротковолновых возмущений на контактной границе "оболочка-горючее" в лазерных мишенях будет существенным образом подавлено за счет влияния нелинейной теплопроводности, а длинноволновые возмущения из материала оболочки будут проникать вглубь горючего в виде струй.

При прохождении ударной волны через контактную границу двух сред возникает гидродинамическая неустойчивость, получившая в научной литературе название неустойчивость Рихтмайера–Мешкова (НРМ) [1, 2]. В частности, Рихтмайером была получена приближенная формула, описывающая развитие малых возмущений границы:

$$\frac{dAm}{dt} = AkAm^*U, \quad (1)$$

где Am^* , Am – начальное (сразу после прохождения ударной волны) и текущее значения амплитуды возмущения, $A = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}$ – число Атвуда, ρ_1, ρ_2 – плотности первой и второй сред, k – волновое число возмущений, U – скорость потока за фронтом ударной волны во второй среде.

Развитие первоначально малых возмущений контактной границы в газе приводит к формированию струй более плотного вещества, проникающих в менее плотное, причем вблизи вершин этих струй формируются вихри ("грибообразные структуры" – см., например, [3, 4]), которые разрушают их и образуют переходный турбулентный слой между двумя средами. Изучение особенностей развития НРМ представляет интерес для современной фундаментальной физики, так как наблюдается переход от эволюционной стадии процесса к стохастической. Понимание этих особенностей и возможности

борьбы с неустойчивостью является исключительно важным в исследованиях по инерциальному термоядерному синтезу (ИТС), где при сжатии вещества корпускулярными или световыми пучками формируются мощные ударные волны, которые стимулируют развитие гидродинамических неустойчивостей и перемешивание инертных слоев мишени с горючим, что может привести к существенному снижению нейтронного выхода. Важные и интересные результаты об особенностях развития этого типа неустойчивости получены в экспериментах с ударными трубами (см., например, [5]). Для численного моделирования используются сложные двухмерные и трехмерные газодинамические программы [6 – 8], которые позволяют моделировать этот процесс вплоть до стадии формирования турбулентного слоя.

Особенностями развития НРМ в лазерных мишенях является прохождение очень мощных ударных волн (с числами Маха порядка и более 10) по плазме. В высокотемпературной плазме наряду с гидродинамическими явлениями существенную роль играют процессы нелинейной теплопроводности. Для моделирования процессов в лазерной плазме была разработана программа "НАТСИ" [9].

Двумерная эйлерова программа в цилиндрических координатах "НАТСИ" позволяет численно решать систему уравнений газовой динамики, нелинейной теплопроводности и переноса лазерных лучей вдоль оси z

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \rho u}{\partial r} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \rho u^2}{\partial r} + \frac{\partial \rho u w}{\partial r} + \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \rho u w}{\partial r} + \frac{\partial \rho u w}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r u (e + p)}{\partial r} + \frac{\partial (e + p) w}{\partial z} &= -\operatorname{div} q_T - \operatorname{div} q_L, \\ e &= \rho \left(\epsilon + \frac{u^2 + w^2}{2} \right), \quad p = (\gamma - 1) \epsilon \rho. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь u и w – компоненты скорости V вдоль радиуса и по оси соответственно, q_T – поток тепла. В расчетах использовалось однотемпературное приближение – учитывалась только электронная теплопроводность; $q_T = -\kappa \operatorname{grad} T$; κ – коэффициент электронной теплопроводности; $q_L(r, z, t)$ – интенсивность лазерного излучения.

При решении системы уравнений (2) использовался метод расщепления по физическим процессам. Для решения уравнений газовой динамики (уравнение непрерывности, уравнения Эйлера для двух компонент скорости и уравнение сохранения энергии

без учета теплопереноса и переноса лазерного излучения) использовались явные нелинейные консервативные квазимонотонные разностные схемы повышенного порядка аппроксимации, как и в программе "НАТ" [8].

Для решения уравнений теплопереноса были использованы неявные разностные схемы. Уравнения, выписанные ниже, решались с помощью отдельных прогонок.

$$C_{\nu}\rho\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{r\partial r}\left(\kappa r\frac{\partial T}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa\frac{\partial T}{\partial z}\right) + \frac{\partial q}{\partial z},$$

$$\frac{\partial q(z,r,t)}{\partial z} = -\chi_{las}q. \quad (3)$$

В расчетах использовался коэффициент электронной теплопроводности в форме Спитцера-Брагинского $\kappa = \kappa_0 T^{2.5}$. В представленных расчетах перенос лазерного излучения не учитывался.

Была проведена серия расчетов, моделирующих прохождение отраженной от центра ударной волны через горючее и неиспаренную часть оболочки. Расчетная область была $0 < r < R_0$, $0 \leq z \leq L$; в первой области – смесь углерода и водорода (СН) с плотностью $\rho_1 = 10^{-2} \text{ г/см}^3$ ($0 \leq z \leq L_1 = 10 \text{ мкм}$), вторая область – оболочка с плотностью $\rho_2 = 1 \text{ г/см}^3$ и с тем же химическим составом, что и в первой области ($L_1 \leq z \leq L_2 = 20 \text{ мкм}$) и $L_2 \leq z \leq L_3 = 121 \text{ мкм}$ – третья область, содержащая смесь дейтерия и трития. Полагалось, что давление в неохваченной ударной волной области было одинаковым и равнялось 10^{11} дин/см^2 . Ударная волна падала из третьей области (то есть из ДТ в оболочку).

Расчеты были сделаны для чисел Маха 10, 20 и 40. Чтобы увеличить время пребывания слоя в расчетной области, полагалось, что система координат смещалась вдоль оси z со скоростью $w = w_0$ (w_0 зависело от заданного числа Маха; так, для случая $M = 20$, $w_0 = 273 \text{ км/с}$). Возмущения на контактной границе "ДТ-оболочка" (Z_{c1}) задавались в виде

$$Z_c = Z_{c1} + a_0 \cos(\pi r/R_0). \quad (4)$$

Ниже приведены результаты шести расчетов для случая $M = 20$ и трех значений R_0 . Первые три расчета были сделаны без учета теплопроводности: 1) $R_0 = 10 \text{ мкм}$ и $a_0 = 1 \text{ мкм}$; 2) $R_0 = 5 \text{ мкм}$ и $a_0 = 1 \text{ мкм}$; 3) $R_0 = 2.5 \text{ мкм}$ и $a_0 = 1 \text{ мкм}$; а следующие три – с теми же параметрами, что 1), 2) и 3), но с учетом теплопроводности. По аналогии с плоским случаем можно ввести понятие длины волны возмущения, как $\lambda = 2R_0$. Начальная амплитуда $Am^0 = 2 \text{ мкм}$ (вообще говоря, $Am^0 \neq Am^*$, поскольку

после прохождения ударной волны через контактную границу амплитуда, как правило, уменьшается, см. на рис. 1, 2).

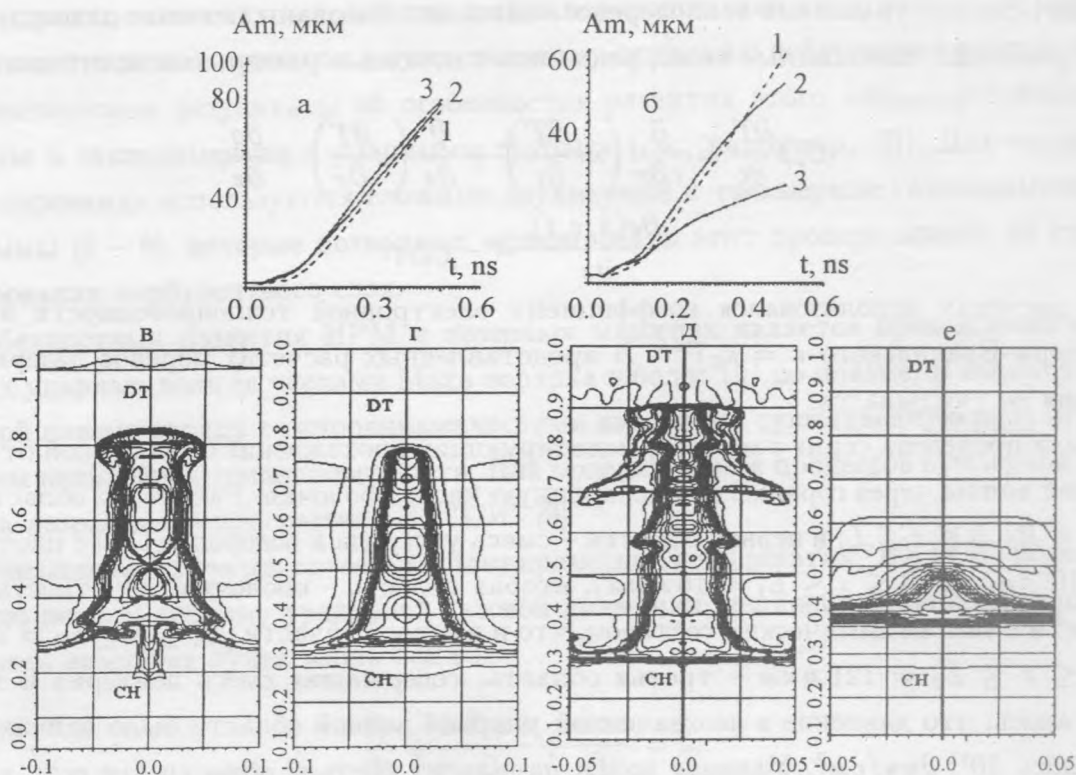


Рис. 1. Зависимость амплитуд возмущений от времени при отсутствии теплопроводности (а) и с учетом теплопроводности (б). 1 – длина волны возмущения $\lambda = 20$ мкм, 2 – $\lambda = 10$ мкм, 3 – $\lambda = 5$ мкм. Начальная полная амплитуда во всех случаях $A_m^0 = 2$ мкм. На рисунках (в-е) показаны изолинии плотности плазмы вблизи контактной границы для случая $\lambda = 20$ мкм (рис. в, г) и $\lambda = 5$ мкм (рис. д, е) на момент времени 0.4 нс. На рис. в) и д) расчеты сделаны без учета теплопроводности.

На рис. 1а показан рост амплитуд от времени для вариантов 1), 2), 3) без учета теплопроводности. В данном случае $A \approx 1$ и имеет место нерегулярный режим развития неустойчивости, когда скорость роста не зависит от длины волны (см. [10]). На рис. 1б те же варианты, но с учетом теплопроводности. Видно, что с уменьшением R_0 снижается скорость роста возмущений. На рис. 1в, г показаны изолинии плотности вблизи контактной границы для вариантов 1) и 3) без учета теплопроводности (слева) и с учетом теплопроводности (справа).

Теплопроводность приводит к перестройке продольных градиентов плотности и снижению скорости роста длинноволновых возмущений, к тому же поперечная теплопроводность подавляет мелкомасштабные возмущения вблизи вершины струи. Видно, что в варианте 3) теплопроводность практически подавила развитие неустойчивости. Отметим, что температура в ДТ-области за фронтом ударной волны находилась в диапазоне 0.3 – 0.4 кэВ. На рис. 2а, б показаны распределения плотности в струе вдоль оси для варианта 3 без учета теплопроводности (слева) и с учетом теплопроводности (справа). Продольный размер струи при наличии теплопроводности оказался в 4 – 5 раз меньше, чем в случае ее отсутствия. На рис. 2в показаны распределения температуры вдоль оси на момент времени 0.4 нс для варианта 3) с учетом теплопроводности.

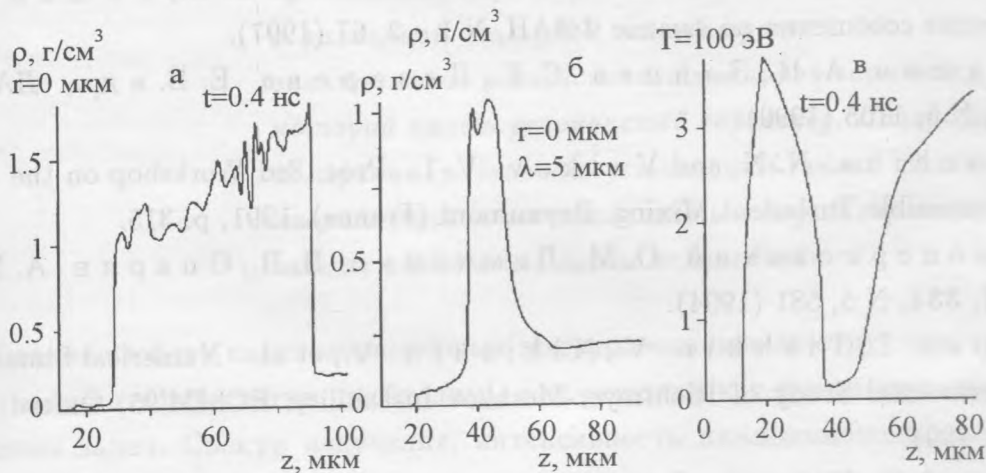


Рис. 2. Распределения вдоль оси z плотности плазмы на момент времени 0.4 нс для случая $\lambda = 5$ мкм (а, б). В случае а) влияние теплопроводности не учитывалось. Распределение температуры вдоль оси z на моменты времени 0.4 нс (в). В расчете учитывался процесс теплопроводности плазмы.

В расчетах с $M = 40$ поведение возмущений качественно повторяло те особенности, которые можно наблюдать при $M = 20$, лишь эффект подавления возмущений с $\lambda = 5$ мкм более выражен.

Таким образом, при параметрах плазмы близких к тем, которые могут быть получены в экспериментах на современных крупномасштабных лазерных установках, на границе "оболочка-горючее" мелкомасштабная составляющая возмущений (с длиной волны $\lambda \sim 1$ мкм) будет подавлена за счет теплопроводности. Длинноволновые возмущения (с $\lambda \geq 10$ мкм) будут развиваться в виде струй, причем "грибообразные

структуры" не образуются. В результате, будет сдерживаться формирование слоя перемешивания, а отдельные крупномасштабные струи могут проникать глубже в горючее, чем это следует из теории эволюции такого слоя (см., например, [11]).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Richtmyer R. D. *Comm. Pure Appl. Math.*, **13**, no. 2, 297 (1960).
- [2] Мешков Е. Е. *Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа*. N 5, 151 (1969).
- [3] Лебо И. Г., Никишин В. В., Розанов В. Б., Тишкин В. Ф. *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 1 – 2, 47 (1997).
- [4] Лебо И. Г., Никишин В. В., Розанов В. Б., Тишкин В. Ф. *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 1 – 2, 67 (1997).
- [5] Алешин А. Н., Зайцев С. Г., Лазарева Е. В. и др., *ДАН СССР*, **310**, N 5, 1105 (1990).
- [6] Anichina N. N. and Volkov V. I. *Proc. 3rd Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing*. Royaumont (France). 1991, p. 315.
- [7] Белоцерковский О. М., Демченко В. В., Опарин А. М. *Докл. РАН*, **334**, N 5, 581 (1994).
- [8] Pоров I., Tishkin V., Nikishin V., et al. *Numerical Simulation and Experimental Study of Richtmyer-Meshkov Instability*. ECLIM'95, Oxford, England, Sept. 1994.
- [9] Lebo I. G., Nikishin V. V., Rozanov V. B., and Tishkin V. F. *Proc. 6th Int. Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing*. Ed. G. Jourdan and L. Houas. IUSTI, Marseille, 1997, p. 312.
- [10] Nikishin V. V., Tishkin V. F., Zmitrenko N. V., et al., *Proc. 6th Int. Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing.*, IUSTI, Marseille, 1997, p. 381.
- [11] Неуважаев В. Е., Яковлев В. Г. *ПМТФ*, N 2, 85 (1981).

Поступила в редакцию 31 марта 2000 г.