

УСТОЙЧИВОСТЬ ТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ВБЛИЗИ ФРОНТА
ТЕПЛОВОЙ ВОЛНЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий,

О. Н. Крохин, В. Б. Розанов

УДК 533.6.011

Проведен анализ гидродинамической устойчивости течения плазмы вблизи фронта тепловой волны. Показано, что существует зона неустойчивости течения, учет которой приводит к меньшему росту возмущений, чем это следует из классической теории /6/.

1. Существует класс течений ограниченной плазмы, в которых возникающая гидродинамическая неустойчивость может привести к существенному отличию реальных плазменных параметров от определенных в одномерном приближении /1,2/. Эта проблема изучалась как при численном моделировании уравнений гидродинамики и теплопроводности, так и в линеаризованных задачах. При этом в ряде работ были получены противоречивые результаты /3,4/. В работе /2/ был сделан вывод об абсолютной неустойчивости движения, а при экспериментальном исследовании этого же процесса /5/ не было зарегистрировано существенного влияния неустойчивости. В настоящей работе проведен анализ процессов неустойчивости, позволяющий дать интерпретацию результатов работ /3,4,5/ с единой точки зрения.

2. Гидродинамическая неустойчивость типа Рэлея-Тейлора возникает в реальной плазме в отличие от классического примера /6/ не на определенной границе (или траектории), а в некоторой области, ширина которой определяется величинами и знаками градиентов термодинамических величин - давления, плотности, энтропии ("профильный" признак устойчивости) /8/. В этом случае необходимо пользоваться более общим чем /6/ выражением для инкремента роста возмущений, полученным для изотермического случая в работе /7/, а для адиабатического - в /8/. При

$$\nabla \ln \rho \gg \nabla \ln p \quad (1)$$

(ρ - плотность, p - давление) /7/ и /8/ дают одинаковое выражение для инкремента

$$\chi^2 = \rho^{-1} \nabla p \nabla \ln \rho. \quad (2)$$

Таким образом, движение неустойчиво, если градиенты давления и плотности противоположно направлены. Отметим также, что классическое рассмотрение неустойчивости /6/ (скорость звука бесконечна) приводит к тому, что возмущения с амплитудой, пропорциональной $\exp(\chi t)$, развиваются одновременно во всем веществе. В случае реальной плазмы возмущения распространяются из зоны неустойчивости с конечной скоростью.

Рассмотрим движение, возникающее, когда в плазме существует тепловая волна электронной теплопроводности, впереди которой прошла ударная волна, ускорившая вещество. Такие тепловые волны возникают при введении в плазму энергии лазерного излучения /1,2/ или разрядного тока /10/.

Вещество за фронтом тепловой волны испаряется и разлетается, ускоряя остальную часть слоя в противоположном направлении. Тепловая волна, а следовательно, и волна испарения движется по массовой координате, поэтому каждая частица вещества находится вблизи фронта волны конечное время. Характерные распределения термодинамических величин на этой стадии по пространственной координате показаны на рис.1.

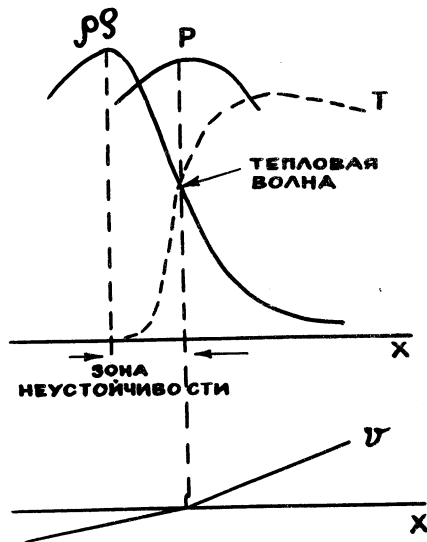
Если плазма имеет сферическую или цилиндрическую геометрию и движется к центру (сфера) или оси (цилиндр) симметрии, то существует вторая стадия неустойчивости движения (рис.2). Обе стадии разделены во времени областью устойчивого течения с постоянной скоростью.

3. Остановимся на неустойчивости первой стадии. Зона неустойчивости движется вглубь вещества со скоростью волны испарения, при этом все новые и новые частицы вещества попадают в эту зону, а затем уносятся на периферию мишени с разлетающимся абляционным слоем. Таким образом, данная частица будет находиться в зоне неустойчивости в течение времени

$$t_H \approx \Delta r v_H^{-1}. \quad (3)$$

где Δr - ширина неустойчивой зоны, v_w - скорость волны испарения. Время t_H и инкремент роста возмущения (2) определяют увеличение амплитуды начального возмущения за время сжатия

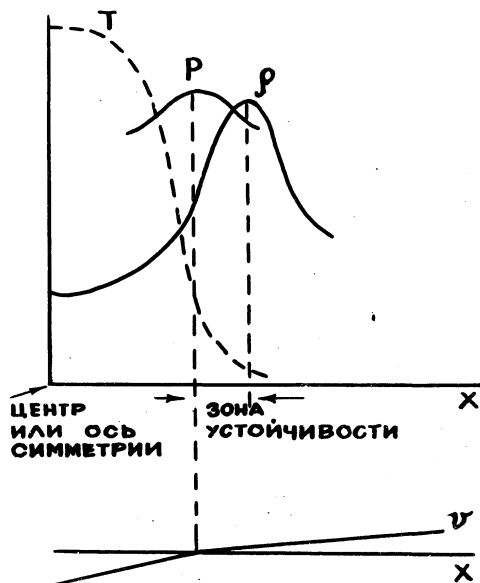
$$\Delta(t)/\Delta_0 = \exp(\gamma t_H), \quad (4)$$



Р и с.1. Зона неустойчивости вблизи фронта тепловой волны

Заметим, что t_H может быть гораздо меньше времени ускорения, т.е. времени существования неустойчивой ситуации. Величины v_p , v_r , Δr , целиком определяются режимом нагревания плазмы, т.е. величиной и скоростью поступления энергии в тепловую волну. Если скорость введения энергии быстро возрастает по закону $\sim (t - t_0)^{-2}$, как в случае /3/, то в плазме, имеющей вид однородного шара с начальным радиусом $\sim 10^{-2}$ см, возникает зона неустойчивости шириной $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ см. В той же плазме при поступлении энергии по гауссовскому закону /4/ $\exp\{-\alpha(t - t_0)^2\}$ ($t_0 \sim 10^9$ сек) зона неустойчивости составляет $2 \cdot 10^{-4}$ см. При одинаковой величине инкремента и скорости испарения в первом случае согласно (3) и (4) имеем сильнейший рост возмущений, а во втором движение практиче-

ки устойчиво. Таким образом, предлагаемая модель позволяет дать разумное объяснение результатам, представлявшимся ранее противоречивыми.



Р и с.2. Неустойчивость на второй стадии движения

4. Отметим следующее обстоятельство, способствующее устойчивости движущегося в вакууме слоя в целом. По мере ускорения слой расширяется, несмотря на то, что часть его испарилась, так как его свободная граница движется со скоростью, существенно превышающей скорость частиц вблизи границы ускорения. Таким образом, отношение амплитуды возмущения к толщине слоя практически не растет.

5. Основным эффектом, к которому приводит развитие неустойчивости в случае, когда амплитуда возмущения сравнима с толщиной слоя, является искажение его границ. На этой стадии движение становится существенно трехмерным и соответствует развитой турбулентности. Оценим, какая доля кинетической энергии слоя перекачивается в энергию турбулентных вихрей. Предположим, что характерный

размер вихря равен ширине зоны неустойчивости l_t , а характерная турбулентная скорость есть

$$v_t \approx l_t \gamma. \quad (6)$$

Тогда согласно /9/, энергия, диссипируемая в турбулентное движение в единицу времени в единице объема, есть

$$\frac{dE_t}{dt} \approx \frac{\rho v_t^3}{l_t} = \rho \gamma^3 l_t^2 \quad (7)$$

и

$$E_t \approx \rho \gamma^3 l_t^2 t_0, \quad (8)$$

где t_0 - характерное время движения слоя. Так как плотность кинетической энергии есть $E_{\text{кин}} \approx \rho v^2$, где v - характерная гидродинамическая скорость слоя, то

$$\frac{E_t}{E_{\text{кин}}} \approx \frac{\gamma^3 l_t^2 t_0}{v^2}. \quad (9)$$

Используя (2), получим

$$\frac{E_t}{E_{\text{кин}}} \approx \frac{\rho}{\rho v^2} \left(\frac{l_t}{x} \right)^2 \gamma t_0. \quad (10)$$

Здесь x - характерная длина изменения давления и плотности. Так как $\rho/\rho v^2 \approx 1$, $\gamma t_0 \sim (1 \div 10)$, а $l_t \ll x$, то $E_t/E_{\text{кин}} \ll 1$. Отсюда следует, что даже на стадии развитой турбулентности перекачка из кинетической энергии в турбулентную при $l_t \ll x$ невелика.

6. На основании проведенного анализа можно ожидать, что движение относительно тонких плазменных слоев под действием лазерного излучения является существенно более устойчивым, чем это следует из /2/. Подтверждением изложенной модели являются эксперименты /5/, в которых не было замечено существенного роста возмущений в ситуациях, когда плазменный слой продвигался на расстояния порядка 100 начальных толщин.

Поступила в редакцию
26 декабря 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. Д. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волоосевич, Е. Г. Гамалий, С. П. Курдюмов, О. Н. Крохин, Е. И. Леванов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский, А. Н. Тихонов. Письма в ЖЭТФ, 21, 2, 150 (1975).
2. J. N. Nuckolls et al. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research Fifth Conference Proceedings; 11-15 November 1974, IAEA, Vienna, 1975 vol. I.
3. J. N. Shiau, E. B. Goldman and Weng. Phys. Rev. Lett., 32, 7, 352 (1974).
4. D. B. Henderson and R. L. Morse. Phys. Rev. Lett., 32, 7, 355 (1974).
5. G. Charatis et al. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Fifth Conference Proceedings, 11-15 November 1974. IAEA, Vienna, 1975, vol. II.
J. Nuckolls et al. Report at the 7th European Conference on Controlled Fusion, Laussane, Switherland, September 1-5(1975).
B. E. Guscott et al. Report at the 7th European Conference on Controlled fusion, Laussane, Switherland, September 1-5 (1975).
6. G. Taylor. Proc. Roy. Soc., 201A, 191 (1950).
7. Е. С. Фредкин. Труды ФИАН 29, 250 (1965).
8. Е. Г. Гамалий, В. Е. Неуважаев, Л. И. Шибаршов в об. Численные методы механики сплошной среды, Новосибирск, 1975 г.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. "Механика сплошных сред".
10. С. И. Брагинский. ЖЭТФ, 34, 6, 1548 (1958).