Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 414 – 416 *20 октября 1970 г.*

АВТОМОДЕЛЬНАЯ ТЕПЛОВАЯ ВОЛНА В ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ, НАГРЕВАЕМОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

С.И.Анисимов

В процессе нагревания плазмы под действием мощного лазерного импульса важную роль играет электронная теплопроводность. Для случая ультракоротких импульсов связанная с электронной теплопроводностью тепловая волна является основным механизмом передачи энергии вглубь мишени на начальной стадии процесса [1, 2]. Затем, по мере охлаждения электронов, тепловая волна быстро затухает и основную роль начинает играть перенос энергии, связанный с гидродинамическим движением.

В случае более длинных импульсов следует, вообще говоря, ожидать, что такого разделения процесса на стадию тепловой волны и стадию массового движения уже не будет. Анализ процесса нагревания плазмы в этом случае представляет значительные трудности и с достаточной полнотой не проводился.

В настоящей работе показано, что задача о нагревании и движении двухтемпературной плазмы с учетом электронно-ионной релаксации и электронной теплопроводности допускает автомодельное решение в случае, когда поглощаемый плазмой поток энергии линейно возрастает со временем. Так как линейная функция является разумной аппроксимацией для начальной части реального лазерного импульса, обсуждаемое автомодельное решение может быть использовано при анализе нагревания плазмы в лазерных экспериментах. Излагаемое далее решение дает возможность, в частности, установить качественные особенности процесса нагревания плазмы при различных значениях длительности импульса и поглощенной энергии.

Система уравнений, описывающая движение плазмы, приведена в работе [3]. Мы ограничимся рассмотрением одномерного случая, пренебрежем вязкими силами и будем считать плазму квазинейтральной (это допустимо в условиях, характерных для лазерных экспериментов). Автомодельное решение имеет вид

$$
\begin{aligned}
v(x,t) &= Q^{2/9} n_0^{-2/9} \tau^{-4/9} \beta^{-1/9} t^{1/3} V(\xi)\,,\\
T_e(x,t) &= Q^{4/9} n_0^{-4/9} \tau^{-8/9} \beta^{-2/9} t^{2/3} f(\xi),\\
T_i(x,t) &= Q^{4/9} n_0^{-4/9} \tau^{-8/9} \beta^{-2/9} t^{2/3} g(\xi),\\
n(x,t) &= n_0 N(\xi),\\
\xi &= Q^{-5/9} n_0^{5/9} \tau^{10/9} \beta^{-2/9} x t^{-4/3}.
\end{aligned}
$$

Здесь Q – поглощенная энергия (на единицу поверхности), τ – длительность импульса, n_0 – невозмущенная ионная плотность, $\beta = \epsilon(Z)/e^4 n_0 m_e^{1/2} \ln\Lambda$ – коэффициент в формуле для температуропроводности плазмы (функция $\epsilon(Z)$ приведена в [3], $\epsilon(1) = 0{,}95$, $\ln\Lambda$ – кулоновский логарифм). Легко видеть, что формулы (1) справедливы, когда поглощаемый плазмой световой поток имеет вид $q = q_0(t/\tau)$, а поглощенная к моменту t энергия равна Qt^2/τ^2.

Существенное свойство процесса, описываемого решением (1), состоит в том, что скорость распространения малых возмущений $c \sim \sqrt{(T_e/m_i)} \sim t^{1/3}$ и скорость фронта тепловой волны $\dot{x}_0 \sim t^{1/3}$ одинаковым образом зависят от времени. Это означает, что в зависимости от параметров задачи возможны два различных предельных режима проникновения тепла в плазму: 1) по невозмущенному веществу движется ударная волна, за которой следует тепловая и 2) впереди распространяется фронт тепловой волны, за которым от границы с вакуумом следует волна разряжения. Можно показать, что соотношение между скоростями тепловой и ударной волн определяется параметром

$$k = 3Z\left[\frac{\epsilon(Z)}{m_i}\right]^{1/2}\left[\frac{n_0 r^2}{\beta Q}\right]^{1/3}.$$

При больших k осуществляется режим 1), при малых – режим 2). Граничное значение $k \sim 1$ соответствует (при $Z = 1$, $n_0 = 5\cdot10^{22}$ $см^{-3}$) параметрам импульса $Qr^{-2} \approx 10^{32}$ $э/см^2сек^2$. Качественно ситуация с двумя режимами такая же, как в известном решении Маршака [4]. Детальное исследование свойств решения (1) будет изложено в подробной статье. Здесь отметим только, что, согласно (1), глубина проникновения монохроматического излучения в возмущенную плазму возрастает со временем медленнее, чем размер возмущенной области, поэтому влиянием поглощения на профили переменных можно пренебречь. В то же время росселандов пробег излучения оказывается больше, чем перемещение фронта тепловой волны, а лучистый перенос и потери на излучение – малыми при $k \lesssim 1$.

Рассмотрим теперь более подробно случай малых k, когда размер нагретой области много больше размера области, в которой вещество движется. Задача сводится в этом случае к решению уравнений для электронной и ионной температур, которые после преобразования по формулам (1) записываются в виде

$$\begin{aligned} &f - 2\xi f' = (f^{5/2}f')' - k^2 f^{-3/2}(f-g), \\ &g - 2\xi g' = Zk^2 f^{-3/2}(f-g), \\ &\frac{3}{2}\int_{-\infty}^{\xi_0}(Zf+g)\,d\xi = 1, \end{aligned} \qquad (2)$$

где ξ_0 – безразмерная координата фронта тепловой волны.

Из приближенного решения системы (2) следует значение $\xi_0 \approx 0{,}86Z^{-5/9}$ и среднее значение безразмерной "температуры" ионов $\bar{g} \approx 0{,}5\,k^2Z^{8/9}$. Обращаясь к (1), легко видеть, что размерная ионная температура в режиме тепловой волны уменьшается с ростом поглощенной энергии [1)], $T_i \sim Q^{-2/9}$. Поскольку

1) Речь идет, разумеется, о температуре, достигаемой во время действия светового импульса. После окончания импульса процесс развивается качественно так же, как при ультракоротком импульсе.

при малых Q ионная температура растет с ростом Q, то понятно, что (при заданной длительности импульса) T_i как функция Q имеет максимум. Оценка показывает, что максимум T_i достигается при значении параметра $k^2 \approx 1{,}4\,Z_i^{-4/3}$, что соответствует случаю, промежуточному между 1) и 2). Температура ионов при этом примерно втрое ниже температуры электронов.

Интересно заметить, что конкуренция между гидродинамикой и теплопроводностью определяется тем же параметром, что и отношение температур электронов и ионов. При этом режиму тепловой волны соответствует значительный перегрев электронов относительно ионов. Качественно так же обстоит дело в случае ультракоротких импульсов, где гидродинамическое движение становится заметным после выравнивания электронной и ионной температур [2].

Выражаю искреннюю благодарность Э.И.Рашбе за ценные критические замечания.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 сентября 1970 г.

Литература

[1] С.И.Анисимов. ЖЭТФ, 58, 337, 1970.

[2] A.Caruso, R.Gratton. Plasma Phys., 11, 839, 1969.

[3] С.И.Брагинский. ЖЭТФ, 33, 459, 1957.

[4] R.Marshak. Phys. Fluids, 1, 24, 1958.