

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В БЕССТОЛКОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

А. А. Иванов, Л. Л. Козоровицкий, В. Д. Русиков  
Р. З. Саидеев, Д. Н. Соболенко

В работе [1] впервые было экспериментально показано существование бесстолкновительных тепловых волн в плазме. В работах [2, 3] было отмечено возникновение ионно-звуковых шумов на фронте тепловой волны, т. е. доказана возможность существования стационарного разрыва [4].

В настоящей работе рассматриваются экспериментальные доказательства существования стационарного разрыва тепла в бесстолкновительной плазме (электронной ударной волны) и связи его параметров в соответствии с теоретическими представлениями [4, 5].

На рис. 1 показана структура фронта тепловой волны, полученная с помощью внутреннего диамагнитного зонда, вводимого в камеру при разряде в водороде (а) и аргоне (б). Исходная плазма создавалась двумя ВЧ генераторами внутри стеклянной трубы, диаметром 8 см и длиной  $\sim 250$  см в продольном однородном магнитном поле масштаба 0,5 – 5 кэ. Начальное давление газа в опытах менялось в пределах  $4 \div 10 \cdot 10^{-4}$  тор, концентрация заряженных частиц была  $2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , начальная температура электронов 10 эв. Локальный нагрев плазмы до температуры электронов  $\sim 300$  эв осуществлялся с помощью узкого витка, генерировавшего косую магнитно-звуковую волну большой амплитуды, энергия которой поглощалась плазмой в подконтурной области (подробно схема эксперимента описана в работах [1, 3]).

Как видно из рис. 1, существует область значений, где формируется волна  $nT$ , типа ударной, с достаточно крутым перепадом давления. Скорость такой волны  $D$  зависит от массы ионов газа и падает при переходе на разряд в аргоне приблизительно в 2 раза.

Аналогичная структура волны (см. рис. 1, в) была получена при измерениях с помощью двойного электрического зонда специальной конструкции. Двойной зонд имел электроды с равной собирающей поверхностью, смещенные друг относительно друга на расстояние  $\Delta x$ , много меньшее, чем характерный масштаб волны по направлению, ортогональному к поверхности фронта.

Контрольные эксперименты, выполненные на плазме послесвечения с температурой электронов  $\sim 0,5$  эв показали, что длина фронта и скорость волны сохраняются, т. е. не зависят от начальной температуры  $T_{e0}$ . Однако детальная структура фронта несколько меняется: исчезают подножия и за счет этого фронт в целом становится круче.

Скорость тепловой волны можно записать в виде [4]:

$$D = \alpha V_0 \sqrt{\frac{m}{3M_0} \frac{n_0}{n_{0r}}}, \quad \frac{mV_0^2}{2} = e\Phi_{max}, \quad (1)$$

где  $a = \sqrt[4]{M/m}$  [5]. Следовательно, скорость тепловой волны должна зависеть от массы ионов как  $\sqrt[4]{1/M}$ . Так как в опытах величина  $\Phi_{max}$  и  $n_0/n_{T0}$  сохраняется при заданной геометрии, начальном давлении и напряжении на ударном контуре, то зависимость от массы должна проявляться в явном виде, если выполняется требование на установление спектра ионно-звуковых шумов на ширине скачка.

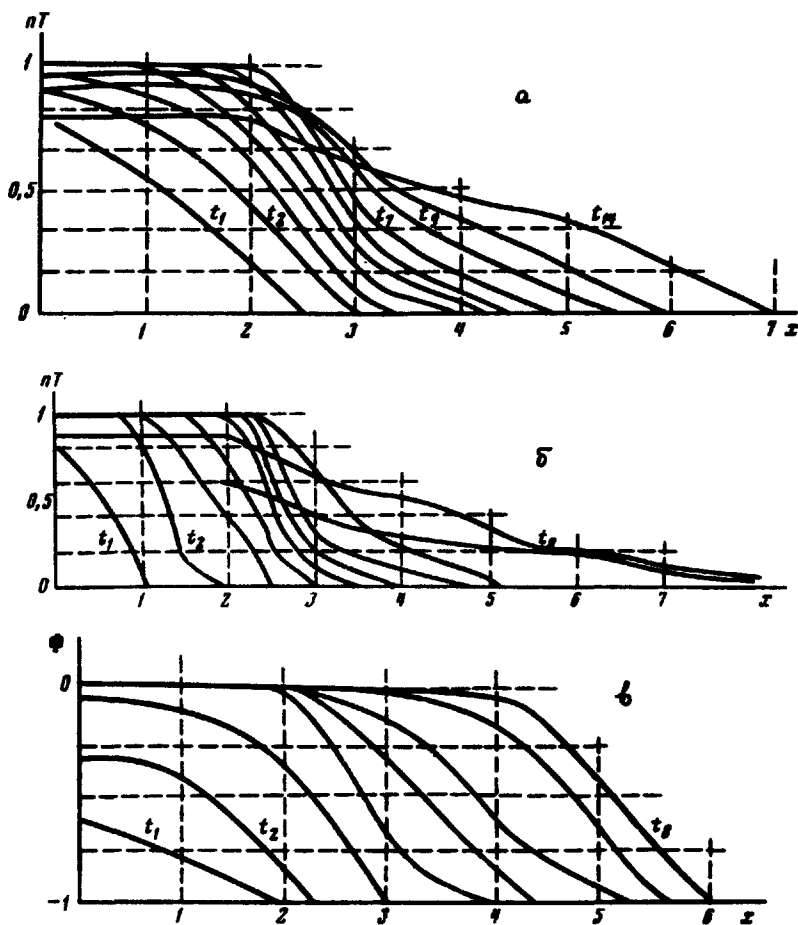


Рис. 1. а - мгновенные профили  $n_T T_T(x)$  для разряда в водороде:  $\Delta t = 10^{-8}$  сек,  $nT$  - в относительных единицах,  $\Delta x = 10$  см; б - мгновенные профили  $n_T T_T(x)$  для разряда в аргоне:  $\Delta t = 10^{-8}$  сек,  $n_T T_T$  - в относительных единицах,  $\Delta x = 5$  см; в - мгновенные профили  $\Phi$  для разряда в аргоне:  $\Delta t = 10^{-8}$  сек,  $\Phi$  - в относительных единицах,  $\Delta x = 5$  см

Экспериментальные величины имеют следующие значения:

$D_H = 2,5 \cdot 10^8$  см/сек,  $D_{A_1} = 1,2 \cdot 10^8$  см/сек по измерениям на профилях  $nT$  и соответственно  $D_H = 2,7 \cdot 10^8$  см/сек и  $D_{A_1} = 1,3 \cdot 10^8$  см/сек в измерениях с двойным электрическим зондом. В обоих случаях отношение  $D_H/D_{A_1} \sim 2,1$ , в то время, как расчетная величина 2,4.

В опытах с ксеноновой плазмой скорость волны уменьшается в соответствии с вышеприведенной зависимостью.

Ширина фронта тепловой волны может быть найдена, если учесть, что токовая скорость холодных электронов  $u$  зависит от потенциала  $\Phi$ , создаваемого горячими электронами. Эта зависимость проявляется при учете эффектов индуцированного рассеяния ионно-звуковых волн на ионах.

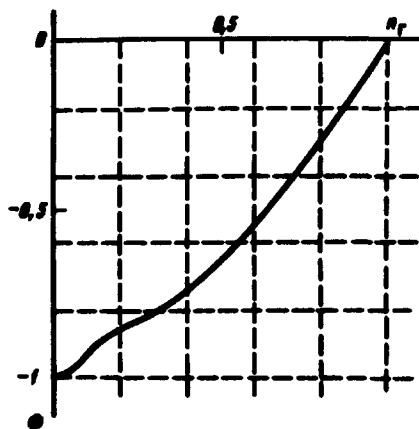


Рис. 2 Зависимость потенциала  $\Phi$  от плотности горячих электронов  $n_{\Gamma}$ , аргон  $\Phi = 60 \text{ e}$ ,  $n_{\Gamma}$  - в относительных единицах.

Используя уравнение для роста энергии шумов

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \omega_{pi} W \left[ \frac{|u|}{v_{Te}} - \frac{\omega}{k v_{Te}} - \sigma \frac{\omega}{k v_{Te}} - b \frac{W}{n_0 T_x} \right] \quad (2)$$

и закон Ома

$$u = \frac{e \frac{\partial \Phi}{\partial x}}{m \nu_{\Delta \Phi \Phi}}, \quad (3)$$

где

$$\sigma = \left( \frac{M}{m} \right)^{1/4} + 1, \quad b = \frac{k}{\Delta k} \frac{T_i}{T_x},$$

а также систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{dT_x}{dt} &= e \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ \frac{\partial n_{\Gamma}}{\partial t} &= n_0 \frac{\partial u}{\partial x} \end{aligned} \quad (4)$$

$$n_{\Gamma} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left( f \frac{mv^2}{2} - e \Phi \right) dv$$

можно определить профиль плотности горячих электронов  $n_{\Gamma}$ .

Основной участок стационарного фронта ( $n_{\Gamma} T_{\Gamma}$  или  $\Phi$ ) будет определяться выражением:

$$\Delta x = 21 \frac{M}{(\alpha + 1)^3} a \sqrt{\frac{\Phi_0}{4\pi n_{\Gamma 0} e}}, \quad a = \frac{k}{\Delta k}. \quad (5)$$

Следовательно,  $\Delta x \sim \sqrt[4]{M/m}$ . Экспериментальные значения дают отношение  $\Delta x_{A_{\Gamma}} / \Delta x_H \sim 2$ , что достаточно хорошо совпадает с расчетом. Опытные значения  $\Delta x_H \sim 5 + 7$  см и  $\Delta x_{A_{\Gamma}} \sim 15$  см также не противоречат оценке (5).

Наконец, отметим, что обработка графиков  $\Phi(x)$  и  $nT(x)$  рис. 1 позволяет построить зависимость  $n_{\Gamma}(\Phi)$  (см. рис. 2), из которой следует, что для участка со стационарным профилем выполняется условие  $\frac{d}{dn_{\Gamma}} \frac{\partial \Phi}{\partial n_{\Gamma}} > 0$ , найденное в [4].

Таким образом доказано, что существует стационарная электронная ударная волна в бесстолкновительной плазме. Электронная ударная волна может возникать и в других ситуациях, например, при эффективном торможении релятивистского сильнофокусного пучка в плазме [4, 6].

Поступила в редакцию  
28 октября 1971 г.

### Литература

- [ 1 ] А.А.Иванов, Л.Л.Козоровицкий, В.Д.Русанов. ДАН СССР, 4, 189, 1969.
- [ 2 ] А.А.Иванов, Я.Истомин, Л.Л.Козоровицкий, В.Д.Русанов. Phys. Lett., 33A, 509, 1970.
- [ 3 ] А.А.Иванов, Я.Истомин, Л.Л.Козоровицкий, В.Д.Русанов. ПМТФ, №1, 51, 1971.
- [ 4 ] А.А.Иванов, В.Д.Русанов, Р.З.Сагдеев. Письма в ЖЭТФ, 12, 29, 1970.
- [ 5 ] Г.Е.Векштейн, Д.Д.Рютов, Р.З.Сагдеев. ЖЭТФ, 60, 2142, 1971.
- [ 6 ] А.Т.Алтынцев, А.Г.Еськов, О.А.Золотовский, В.И.Коротеев, Р.Х.Куртмуллаев, В.Л.Масалов, В.Н.Семенов. Письма в ЖЭТФ, 13, 197, 1971.