

**ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ  
ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЬНОЙ  
«БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ» ДИССИПАЦИИ**

*Ю. А. Березин, Р. Х. Куртмуллаев*  
(Новосибирск)

В работе [1] были изучены закономерности, присущие сильным цилиндрическим волнам, распространяющимся поперек магнитного поля в разреженной плазме, причем основное внимание было уделено исследованию этого явления при условиях, когда диссипация энергии мала и структура фронта волны определяется, главным образом, дисперсионными эффектами. Это имеет место при достаточно низких плотностях плазмы ( $N \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) и больших скоростях волн, когда не выполняются условия раскачки плазменных неустойчивостей.

В настоящей работе продолжается исследование характерных особенностей процессов, связанных с распространением цилиндрических волн в плазме при условиях, обеспечивающих сильную «бесстолкновительную» диссипацию энергии во фронте волны, что возможно, как показали эксперименты [2, 3], при возбуждении волн в более плотной плазме ( $N > 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ).

В этом случае наблюдается уширение фронта волны ( $\Delta \sim 10 c/\omega_{0e}$ ), вызванное сильным трением между компонентами плазмы. При достижении критической амплитуды магнитного поля фиксировался сложный профиль с подножием, вытянутым на расстояние  $\sim \frac{Mc}{\omega_{0i}}$  ( $M$  — число

Маха,  $\omega_{0i} = \left( \frac{4\pi N_0 e^2}{m_i} \right)^{1/2}$ ). Эти результаты согласуются с теоретическими представлениями о структуре волны в условиях развития ионно-звуковой неустойчивости и о ее перестройке после «опрокидывания» [2, 4]. Для количественного сопоставления закономерностей указанных процессов с теорией необходимо привлечение численных расчетов, поскольку в экспериментах существенно проявляется цилиндричность системы и нестационарный характер «магнитного поршня».

В численном эксперименте, как и в [5], принята двужидкостная гидродинамическая модель плазмы (плазма предполагается полностью ионизованной и квазинейтральной). Такая модель описывается следующей системой уравнений, учитывающих как дисперсионные, так и диссипативные эффекты:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial x} \left( p + \frac{H^2}{8\pi} + \rho u^2 \right) = 0,$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{H^2}{8\pi} + \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{1}{2} \frac{m_i m_e c^2}{4\pi e^2 \rho} \left( \frac{\partial H}{\partial x} \right)^2 \right\} + \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ u \left[ \frac{\gamma p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{1}{2} \frac{m_i m_e c^2}{(4\pi e)^2 \rho} \left( \frac{\partial H}{\partial x} \right)^2 + \frac{H^2}{4\pi} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{m_i m_e c^2}{(4\pi e)^2} H \left( \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial H}{\partial x} \right) - \frac{c^2}{16\pi^2 \sigma_{\text{эфф}}} \cdot H \frac{\partial H}{\partial x} \right] \right\} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u H) - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{m_i m_e c^2}{4\pi e^2} \left( \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \times \right. \\ & \left. \times \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial H}{\partial x} \right) - \frac{c^2}{4\pi \sigma_{\text{эфф}}} \frac{\partial H}{\partial x} \right\} = 0, \end{aligned}$$

где  $\rho = \rho_i + \rho_e = N(m_i + m_e)$  — плотность плазмы;  $p = p_i + p_e$  — давление;  $\sigma_{\text{эфф}} = \frac{Ne^2}{m_e \nu_{\text{эфф}}}$  — эффективная проводимость плазмы (под  $\nu_{\text{эфф}}$  понимается частота «соударений» частиц плазмы с флуктуациями электромагнитного поля, связанными с неустойчивостями плазмы). В этих уравнениях принимается во внимание джоулев нагрев электронов.

Для численных расчетов система уравнений (1) была преобразована к более удобному виду:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial x}{\partial \tau} = u, \\ & \frac{\partial V}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi} \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} (x u), \\ & \frac{\partial u}{\partial \tau} = - \frac{x}{\xi} \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} \left( p + \frac{1}{2} h^2 \right) + \frac{1}{x} \left( \frac{x}{\xi} \frac{\partial h}{\partial \xi} \right)^2, \quad (2) \\ & \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ V h - \frac{1}{\xi} \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{x^2}{\xi} \cdot \frac{\partial h}{\partial \xi} \right) \right\} = x \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{x^2}{\xi} \cdot \frac{\partial h}{\partial \xi} \right), \\ & V \frac{\partial p}{\partial \tau} + \gamma p \frac{\partial V}{\partial \tau} = (\gamma - 1) x \left( \frac{\partial h}{\partial \xi} \right)^2. \end{aligned}$$

Здесь радиальная макроскопическая скорость  $u$  нормирована на альфвеновскую скорость, радиус  $r$  — на длину дисперсии  $c/\omega_{0e}$  ( $\frac{r \omega_{0e}}{c} \equiv x$ ), давление  $p$  — на величину  $H_0^2/4\pi$ ,  $\tau \equiv \frac{V_A t}{c/\omega_{0e}}$ ,  $V = \rho_0/\rho$ ,  $V \xi d\xi = x dx$ ,  $h = \frac{H}{H_0}$ ,  $x = \nu_{\text{эфф}}/\omega_r$ ,  $\omega_r = \frac{eH_0}{\sqrt{m_i m_e c}}$ . Начальные и граничные условия имеют следующий вид:

$$x(\xi, 0) = \xi, \quad u(\xi, 0) = 0, \quad V(\xi, 0) = h(\xi, 0) = 1, \quad p(\xi, 0) = p_0; \quad (3a)$$

$$u(0, \tau) = 0, \quad \frac{\partial h}{\partial \xi}(0, \tau) = 0, \quad (3b)$$

$$h(\xi_{\text{max}}, \tau) = \frac{R^2 - x_0^2}{R^2 - x^2(\tau)} + A \sin\left(\frac{\omega}{\omega_r} \tau\right), \quad (3b)$$

где  $R$  — радиус токонесущего проводника;  $x_0$  — начальный радиус плаз-

менного шнура;  $x(\tau)$  — радиус шнура в момент времени  $\tau$ ;  $A$  — амплитуда переменного внешнего поля;  $\omega$  — частота внешнего поля.

Граничное условие (3в) учитывает сохранение магнитного потока в пространстве между поверхностями токнесущего проводника и плазмы.

Перейдем к обсуждению полученных результатов. Наибольший интерес как с точки зрения теории, так и интерпретации экспериментальных результатов представляет вопрос о структуре ударной волны, поскольку именно в структуре непосредственно проявляется характер происходящих во фронте волны микропроцессов. Как показывают эксперимент и численные расчеты, при наличии сильной «бесстолкновительной» диссипации профиль волны является аperiodическим и магнитное поле по толщине фронта сначала медленно нарастает от невозмущенного уровня (подножие, рис. 1, область I), затем этот рост идет более круто (область максимальной крутизны, область II), после чего значение поля медленно выходит на уровень, соответствующий состоянию за фронтом волны (область III).

Вследствие такой формы профиля при анализе структуры волны (точнее, ширины фронта) возникают определенные трудности, связанные с выбором характерных точек на профиле. Предпочтительнее всего оценивать ширину переднего фронта  $\Delta$  по области максимальной крутизны и точке перегиба, разделяющей области II и III, так, как показано на рис. 1 (здесь и на других рисунках кривые 1, 2, 3 соответствуют различным моментам времени).

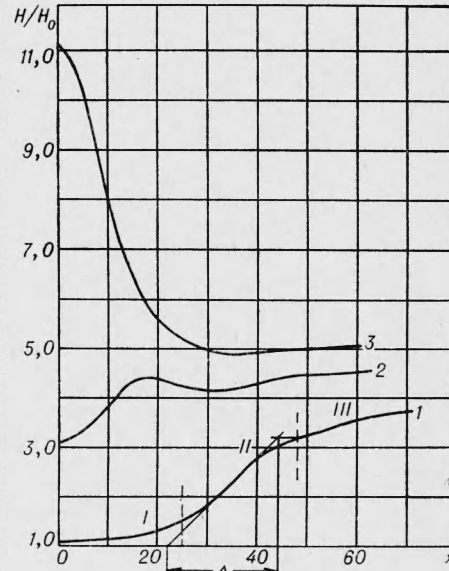


Рис. 1.

Необходимо подчеркнуть, что ширина фронта волны в течение процесса (в реальных условиях цилиндрической геометрии и конечного времени нарастания поля «магнитного поршня») не является постоянной, а зависит от фазы процесса. С включением «магнитного поршня» начинаются переходные процессы, заканчивающиеся установлением квазистационарной фазы, когда это возможно. Квазистационарная фаза характеризуется тем, что ширина фронта  $\Delta$  и скорость волны  $M$  остаются примерно постоянными, причем, как показывает анализ, ширина фронта  $\Delta$  зависит только от отношения эффективной частоты соударений  $\nu_{эфф}$  к скорости волны, т. е.  $\Delta = f(\nu_{эфф}/M)$ , а влияние других параметров эксперимента (амплитуды внешнего поля  $A$ , частоты его нарастания  $\omega$ , начального радиуса шнура  $x_0$ ) сказывается лишь на длительности переходных процессов (длительности процессов установления). Время установления волны возрастает с увеличением уровня диссипации  $\kappa$  и с уменьшением скорости нарастания и амплитуды внешнего магнитного поля. В течение переходных процессов ширина фронта может меняться, приближаясь к равновесному значению, которое определяется отношением  $\kappa/M$ . При затягивании формирования существенное влияние на установление волны может оказывать пространственная нестационарность процесса, связанная с цилиндрической геометрией (рост магнитного поля при приближении волны

к оси системы затрудняет достижение квазистационарной фазы). Однако установление квазистационарного профиля возможно и при больших диссипациях  $\kappa \approx 10 \div 20$  (соответствующая ширина фронта  $\Delta \sim 10 c/\omega_{0e}$ ), если относительный радиус системы достаточно велик ( $x_0 = 80 \div 120 c/\omega_{0e}$ , что соответствует начальным концентрациям  $N_0 = (3 \div 6) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  при радиусе шнура 8 см). В режиме, где  $x_0 = 80 c/\omega_{0e}$ ,  $\omega = 0,02 \omega_r$ ,  $A = 8$ ,  $\kappa = 20$  (рис. 1), волна устанавливается на расстоянии  $\approx 40 c/\omega_{0e}$  ( $\approx \frac{1}{2} x_0$ )

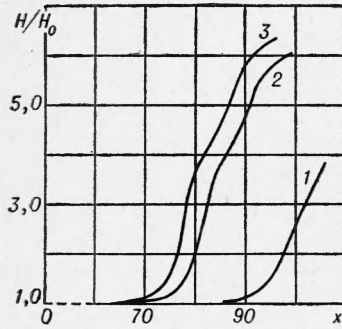


Рис. 2.

от стенки. Увеличение скорости нарастания внешнего поля и уменьшение уровня диссипации (рис. 2,  $x_0 = 120 c/\omega_{0e}$ ,  $\omega = 0,054 \omega_r$ ,  $A = 8$ ,  $\kappa = 10$ ) заметно ускоряют процесс формирования, который в этом случае заканчивается на расстоянии  $20 c/\omega_{0e}$  ( $\approx \frac{1}{6} x_0$ ) от стенки. Заметим, что при меньших концентрациях и большой диссипации ( $\kappa \approx 10 \div 20$ ) равновесная ширина фронта вообще не устанавливается [1].

В течение квазистационарной фазы характерные параметры волны ( $\Delta$ ,  $M$ ) остаются примерно постоянными. В таблице приведены значения ширины  $\Delta$  «установившегося» фронта, полученные указанным выше

способом для различных начальных условий.

Сравнение этих значений  $\Delta$  с известной оценкой ширины диссипативного профиля  $\delta \sim \frac{c^2}{4\pi \sigma_{\text{эфф}} U}$  ( $\Delta = \frac{\delta}{c/\omega_{0e}} = \frac{\delta}{M}$ ) показывает, что при выбранном способе определения  $\Delta$  с достаточной точностью могут проводиться количественные оценки проводимости возмущенной плазмы по параметрам волны ( $\delta$ ,  $U$ ).

Анализ экспериментальных результатов заключается в определении по временной зависимости сигналов магнитных зондов структуры волны и параметров возмущенной плазмы ( $\sigma_{\text{эфф}}$ ,  $\nu_{\text{эфф}}$ ), что, в свою очередь, должно указывать на природу физических процессов во фронте

$x_0$	$A$	$\frac{\omega}{\omega_r}$	$\kappa$	$\Delta$	$M_{\text{уст}}$	$\frac{\kappa}{M_{\text{уст}}}$	$M_{\text{кр}}$	$\frac{H_{\text{max}}}{H_0}$	$\frac{H_{\text{кр}}}{H_0}$	$\tau_{\text{уст}}$	$\tau_{\text{кр}}$	$\Delta/r$
80	8	0,02	20	10,5	$\geq 3$	$\leq 6,7$	—	3,2	—	13	—	0,15
120	8	0,02	20	9,5	$\geq 3$	$\leq 6,7$	—	3,6	—	$\geq 21$	—	0,15
120	8	0,03	20	6	4,5	4,5	$\geq 5$	$\approx 5$	$\geq 5,6$	$\geq 25$	$\geq 34$	—
120	8	0,054	10	3,5	3,6	2,8	$\geq 3,6$	4	$\geq 4$	$\geq 12$	$\geq 16$	0,25

волны. На рис. 3 представлена серия осциллограмм, полученных в гелиевой плазме с магнитных зондов, расположенных на расстояниях  $r_1 \sim 2 \text{ см}$ ,  $r_2 \sim 4 \text{ см}$ ,  $r_3 \sim 6 \text{ см}$  от оси цилиндрической камеры ( $R = 8 \text{ см}$ ).

При  $N_0 \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $H_0 \sim 350 \text{ э}$ ,  $\frac{H_0^0}{H_0} = 8$ ,  $\frac{2\pi}{\omega} \sim 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$  на радиусе

$r_3$  формировалась ударная волна с аperiодическим профилем. За гребнем волны, который здесь выделен достаточно четко, следует область более медленного нарастания поля, соответствующая процессу адиабатического сжатия возмущенной плазмы за фронтом волны. Амплитуда волны превышает значение невозмущенного поля примерно в  $3 \div 5$  раз.

Определение скорости волны по ее запаздыванию показывает, что  $M \geq 2 \div 3$ . При дальнейшем движении волны к оси системы возрастает ее скорость и одновременно изменяется профиль: амплитуда волны возрастает и перегиб, отделяющий область волны от области адиабатического сжатия, практически исчезает. Такой характер процесса естественно ожидать при относительно малых концентрациях ( $N_0 \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $x_0 \leq 100 \text{ c}/\omega_{0e}$ ), когда цилиндричность системы и кумуляция волны особенно существенны.

Представляет интерес поведение величины  $\frac{H}{\rho}$ , отклонение которой от значения  $\frac{H_0}{\rho_0}$  свидетельствует о нарушении замороженности магнитного поля и является характерной особенностью ударных волн. Действительно, как следует из последнего уравнения системы (1), в стационарном состоянии имеем

$$\frac{H}{\rho} = \frac{H_0}{\rho_0} + \frac{c^2}{4\pi e_{\text{эфф}}} \frac{dH}{dx} - \frac{m_i m_e c^2}{(4\pi e \rho)^2} \frac{d}{dx} \cdot \left( \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dH}{dx} \right) \quad (4)$$

и максимальное отклонение  $\frac{H}{\rho}$  от значения  $\frac{H_0}{\rho_0}$  имеет место в области резких градиентов.

На рис. 4 приведено распределение величины  $\frac{H}{\rho}$  поперек фронта волны. В возмущенном слое плазмы эта функция быстро нарастает, достигая максимального значения  $\approx 2 \frac{H_0}{\rho_0}$  в точке, где магнитный профиль имеет наибольшую крутизну. В области перегиба профиля  $\frac{H}{\rho}$  принимает минимальное значение. Поскольку отклонение от замороженности существенно проявляется именно во фронте волны, то кривую  $\frac{H}{\rho}(x)$

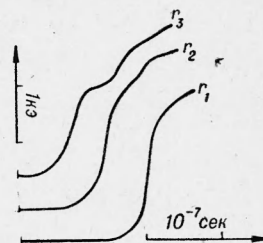


Рис. 3.

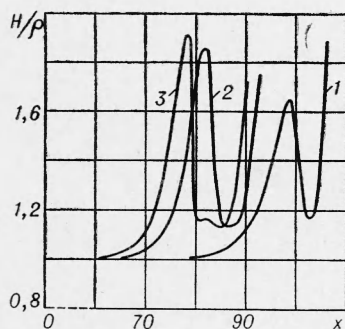


Рис. 4.

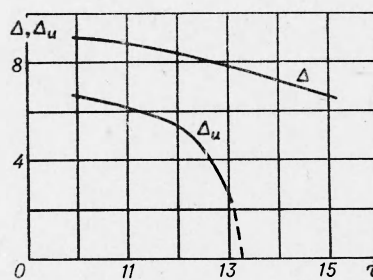


Рис. 5.

естественно использовать для определения характерного размера фронта (по результатам численных расчетов). Оценка ширины фронта по этой кривой совпадает с указанной выше оценкой по профилю магнитного поля (по области максимальной крутизны), если в качестве ширины взять расстояние между координатами, соответствующими полувысоте и максимуму кривой  $\frac{H}{\rho}(x)$ . Функция  $\frac{H}{\rho}(x)$  отчетливо выде-

ляет фронт ударной волны даже в условиях сильной нестационарности, вызванной быстрым нарастанием «поршня», когда область перегиба, отделяющая фронт волны от «магнитного поршня», практически исчезает. За фронтом ударной волны имеется более или менее протяженный участок, где величина  $\frac{H}{\rho}$  близка к невозмущенному значению  $\frac{H_0}{\rho_0}$ . Эта область характеризует состояние плазмы за волной; размер ее ограничен мгновенным положением эффективного «поршня» (где  $\frac{H}{\rho}$  быстро возрастает вследствие того, что  $H \rightarrow H_-(\tau)$ ,  $\rho \rightarrow 0$ ). Отклоне-

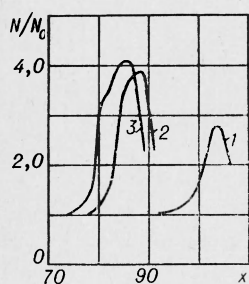


Рис. 6.

ние  $\frac{H}{\rho}$  от невозмущенного значения за фронтом волны и конечная ширина «поршня» связаны с наличием диссипации.

Как показывают расчеты, возрастание амплитуды цилиндрической волны при определенных условиях приводит к такому изменению ее параметров, которое следует ожидать в фазе, предшествующей «опрокидыванию».

В случае относительно малых концентраций (при малых относительных радиусах) профиль опрокинувшейся волны ( $\Delta \sim \frac{Mc}{\omega_{0z}} \gg r$ ) не может

установиться, даже если амплитуда магнитного поля в волне достаточно велика. Поэтому характер профиля магнитного поля не всегда может быть использован для характеристики состояния волны. Как будет показано ниже, для нестационарной цилиндрической волны значения ее амплитуды и числа Маха также не могут служить однозначным критерием приближения к фазе опрокидывания.

В расчетах тенденция к опрокидыванию прослеживается по укрупнению профиля скоростей частиц и возрастанию абсолютного значения скорости. Как следует из рис. 5 ( $x_0 = 120$ ,  $\omega = 0,054 \omega_r$ ,  $x = 10$ ), при  $\tau \rightarrow \tau_{кр} \approx 13,2$  ширина профиля скорости  $\Delta_u \rightarrow 0$ , тогда как ширина магнитного профиля остается конечной (порядка  $\kappa/M$ ).

При приближении к фазе опрокидывания профиль концентрации частиц в волне становится более крутым (рис. 6) и скорость частиц во фронте стремится к скорости волны (рис. 7). Кроме того, наблюдается «углубление» минимума функции  $\frac{H}{\rho}(x)$ , соответствующего области перегиба магнитного поля, что связано с возрастанием крутизны профиля и увеличением плотности во фронте волны. Однако при наличии большой диссипации этот эффект выражен слабо. Для случая малой диссипации наблюдаются резко выраженные (совпадающие по координате) максимумы магнитного поля и плотности и минимум функции  $\frac{H}{\rho}$ ,

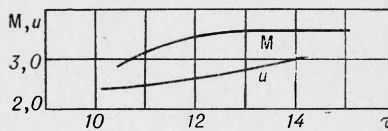


Рис. 7.

причем  $\left(\frac{H}{\rho}\right)_{\min} \ll \frac{H_0}{\rho_0}$ . Необходимо отметить, что в рассмотренном режиме (см. рис. 2) пространственная нестационарность не проявляется, поскольку  $\Delta = 3,7 c/\omega_{0z}$ ,  $r \approx 80 c/\omega_{0z}$ ,  $\frac{\Delta}{r} \approx 0,05$ , и нарастание амплитуды магнитного поля связано с продолжающимся быстрым увеличением поля «поршня».

Рассмотрим теперь вопросы, связанные с зависимостью скорости «установившейся» цилиндрической волны  $M_{уст}$  и критической скорости  $M_{кр}$  (при которой происходит опрокидывание) от параметров процесса. Выпишем сначала необходимые соотношения для плоской стационарной ударной волны. Из системы (1) получаем:

$$V \frac{dh}{dx} = w,$$

$$V \frac{dw}{dx} = Vh - 1 - \alpha \frac{w}{V}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} M^2 V^2 - \frac{\gamma}{\gamma-1} (2p_0 + 1 + 2M^2 - h^2) V - w^2 - 2h + \\ + \frac{2\gamma p_0}{\gamma-1} + M^2 + 2 = 0. \end{aligned}$$

Скорость ударной волны может быть выражена через магнитное поле  $h_1$  за фронтом:

$$M^2 = \frac{\gamma(1+2p_0) + (2-\gamma)h_1}{(\gamma-1)\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} - h_1\right)} h_1.$$

Линеаризуя систему уравнений (5) вблизи особых точек, соответствующих невозмущенному (перед волной) и возмущенному (за волной) состояниям плазмы, получим, что характер области ударного перехода зависит от знака некоторого выражения  $F(h_1, \gamma, p_0)$ , которое в случае  $p_0=0$  (перед волной — холодная плазма),  $\gamma=5/3$  имеет вид:

$$F = \frac{-h_1^3 + 9h_1^2 + 32h_1 - 40}{10h_1^3 - 35h_1^2 + 32h_1 - 40}.$$

Отсюда следует, что  $F < 0$  при  $h_1 < h_{кр}$ ,  $M < M_{кр}$  и  $F > 0$  при  $h_1 > h_{кр}$ ,  $M > M_{кр}$ , причем

$$h_{кр} \approx 2,85, \quad M_{кр} \approx 3,1. \quad (6)$$

Если  $h_1 > h_{кр}$ ,  $M > M_{кр}$  ( $F > 0$ ), то при любом уровне диссипации профиль магнитного поля в ударной волне является монотонным, а профиль скоростей (и плотности) становится разрывным (происходит опрокидывание), что отмечается в [2, 6].

Результаты расчетов, приведенные в таблице, показывают, что в случае нестационарных процессов (при цилиндрической геометрии и переменном внешнем поле) «установившиеся» значения скорости волны  $M_{уст}$  и магнитного поля  $H_{уст}$  (которое определяется по точке перегиба на профиле), а также критические параметры  $H_{кр}$ ,  $M_{кр}$  превышают соответствующие значения для плоской стационарной волны. В диапазоне рассмотренных параметров амплитуда «установившейся» цилиндрической волны может достигать значений  $4,5 \div 5$  ( $M_{уст} \approx 3,5 \div 4,5$ ), а критические значения магнитного поля и числа Маха вблизи фазы опрокидывания зависят от параметров процесса и могут достигать значений  $H_{кр} \geq 6H_0$ ,  $M_{кр} \geq 5$ .

Увеличение относительного радиуса системы (начальная концентрация плазмы  $N_0 \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) дает возможность экспериментально проследить изменение профиля волны при возрастании ее амплитуды. Приведенные на рис. 8 осциллограммы показывают, что профиль волны, имеющей при относительно малых амплитудах ( $\frac{H}{H_0} \sim 4$ ) ширину фронта  $\sim 10 c/\omega_{0e}$ , по мере возрастания амплитуды (при движении к оси) качественно изменяется. Ширина пологой части профиля (подножия) приближается к значению  $\frac{Mc}{\omega_{0i}}$  (оставаясь несколько меньше этой величины). Точного соответствия в этом случае ожидать трудно ввиду того, что по отношению к указанному масштабу ( $\frac{Mc}{\omega_{0i}}$ ) весьма существенно проявляется цилиндричность системы. Однако перестройка профиля и порядок ширины фронта при

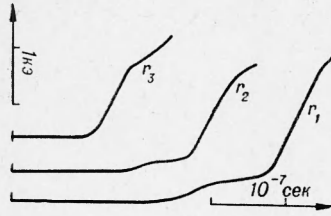


Рис. 8.

возрастании амплитуды волны качественно согласуются с предсказываемым теорией явлением опрокидывания волны [4].

Как было отмечено ранее, при затягивании формирования волны на процесс существенное влияние оказывает цилиндрическая геометрия. Магнитное поле на гребне волны по мере продвижения к оси увеличивается и в конце происходит кумуляция волны, причем скорость нарастания амплитуды поля в волне существенно больше скорости нарастания внешнего поля, а величина  $H(0, \tau)$  в момент кумуляции превосходит значение импульсного внешнего магнитного поля (как мгновенное, так и амплитудное).

С возрастанием скорости волны (за счет цилиндричности или воздействия внешнего поля) абсолютное значение скорости частиц увеличивается до тех пор, пока заметно не проявляется эффект кумуляции волны, после чего частицы быстро тормозятся и с отраженной волной начинают двигаться от оси. Это обстоятельство дает возможность однозначно выбрать момент начала кумуляции волны, что, вообще говоря, не является тривиальным ввиду медленного спадания магнитного поля по направлению к оси системы. При наличии большой диссипации вследствие диффузии профиль плотности пространственно «отстает» от профиля магнитного поля. Поэтому столкновение встречных радиальных потоков плазмы на оси системы запаздывает относительно момента кумулятивного нарастания поля.

Таким образом, эксперименты и численные расчеты показывают, что при наличии сильной «бесстолкновительной» диссипации ( $v_{\text{эфф}} \approx 10 \div 20 \omega_r$ ) формируется ударная волна с аperiодическим профилем и

$$\text{шириной фронта} \sim \frac{v_{\text{эфф}}}{M \omega_r} \cdot \frac{c}{\omega_{0e}}.$$

При амплитудах волны, близких к критической, распределение ряда параметров ( $u, N$ ) приближается к разрывному и в эксперименте фиксируется сильное уширение профиля магнитного поля ( $\Delta \sim \frac{Mc}{\omega_{0i}}$ ). Такая эволюция волны согласуется с представлениями о ее опрокидывании.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Березин, Р. Х. Куртмуллаев. ПМТФ (в печати).
  2. Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин, В. И. Пильский, Р. З. Сагдеев. 2-я Международн. конф. по физике плазмы, Калэм (Англия), 1965.
  3. I. W. M. Paul, L. S. Holmes, M. J. Parkinson, J. Sheffield. 2-я Международн. конф. по физике плазмы. Калэм (Англия), 1965.
  4. Р. З. Сагдеев. Сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 4. М., Атомиздат, 1964.
  5. Ю. А. Березин. ПМТФ, 1966, 1, 107.
  6. Б. А. Тверской. ЖЭТФ. 1964, 46, 5, 1953.
-