

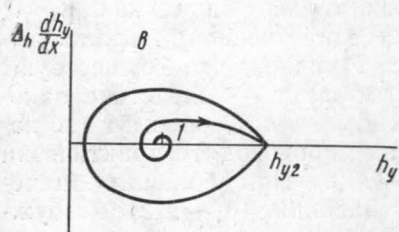
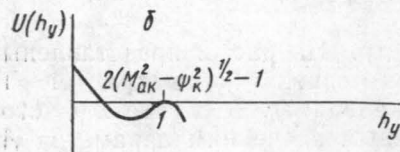
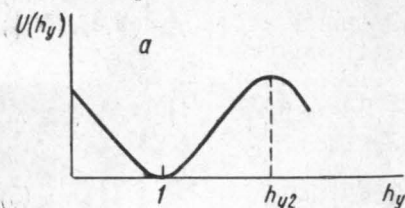
УДК 533.9.01

**О СТРУКТУРЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ**

**А. В. Данилов**

(кафедра квантовой теории)

Структура плоских стационарных магнитогидродинамических ударных волн (УВ) в простой ( $\gamma_e = \gamma_i = 5/3$ ) полностью ионизованной квазинейтральной плазме со столкновениями исследовалась в приближении двухжидкостной гидродинамики [1] в случаях поперечной [2], включающей [3] и выключающей волн. В данной работе рассматриваются УВ при произвольном направлении магнитного поля перед фронтом.



Уравнения Максвелла, а также уравнения сохранения потоков вещества, импульса и энергии, динамики электронов и переноса тепла для ионов образуют полную систему уравнений для плотности частиц  $n_e = n_i = n$ , скорости электронов и ионов  $v^{e,i}$ , магнитного и электрического полей  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{E}$  и температуры электронов и ионов  $T_{e,i}$ . Структура УВ зависит от иерархии масштабов, соответствующих различным диссипативным и дисперсионным процессам. Так, масштаб  $\Delta_v =$

Функция  $U(h_y)$  при  $M_{ak}^2 - \psi_k^2 > 1$  (a) и  $M_{ak}^2 - \psi_k^2 < 1$  (б) и фазовые кривые, соответствующие солитону и ударной волне с осцилляциями, затухающими в окрестности особой точки перед фронтом волны (в)

$= 0,1 l_k / M_k$  характеризует ионную вязкость,  $\Delta_{Te} = 0,63 l_k / \epsilon M_k^3$  — электронную теплопроводность,  $\Delta_r = 0,53 M_k l_k / \epsilon$  — электрон-ионный теплообмен,  $\Delta_j = 1,05 \epsilon \delta_k^2 M_k^2 (\psi_k^2 + 1) l_k / M_{ak}^2$  — джоулевы диссипации,

$\Delta_h = 1,2 \delta_k M_k \psi_k (\psi_k^2 + 1)^{1/2} l_k / M_{ak}^2$ ,  $\Delta_d = 1,05 \epsilon \delta_k M_k (\psi_k^2 + 1)^{1/2} l_k / M_{ak}$  — дисперсию, связанную с эффектом Холла и инерцией электронов. Здесь  $\epsilon = (m_e / m_i)^{1/2}$ ,  $m_{e,i}$  — массы электрона и иона,  $\delta = (\Omega \tau)^{-1}$ ,  $\Omega$ ,  $\tau$  и  $l$  — циклотронная частота, кулоновское время и длина пробега иона,  $\psi_k = H_x / H_{yk}$ ,  $M_k$  и  $M_{ak}$  — звуковое и альфвеновское число Маха [2].

Индексы  $k=1$  или  $2$  соответствуют равновесным состояниям перед и за фронтом УВ. Система координат связана с фронтом УВ, плазма втекает по нормали к фронту (при  $x \rightarrow -\infty$ ), а магнитное поле перед и за фронтом лежит в плоскости  $(x, y)$ .

Плазма является замагниченной, если  $\delta \ll 1$ . В случае быстрых УВ при  $\psi_k \ll \epsilon$  выполняется неравенство  $\Delta_d \gg \Delta_h$  и доминирует дисперсия,

связанная с электронной инерцией, а при  $\psi_k \gg \varepsilon$  — дисперсия, связанная с эффектом Холла [4]. Найдем решение в случае  $\psi_k \gg \varepsilon$  и  $M_{ak}^2 \gg \gg \max(\delta^{-1}, (\varepsilon\delta)^{-1/2})$ , когда  $\Delta_h$  превосходит все остальные масштабы (кроме  $\Delta_r$ ). В этом случае с точностью до членов, малых по  $\varepsilon$ ,  $\delta$ ,  $M_{ak}^{-1}$  структура УВ описывается уравнениями

$$\frac{1}{2} \Delta_h^2 \left( \frac{dh_y}{dx} \right)^2 + U(h_y) = 0, \quad (1)$$

$$\Delta_h^2 \frac{d^2 h_y}{dx^2} + \frac{dU}{dh_y} = 0, \quad (2)$$

$$U(h_y) = \frac{(\omega - \psi_k^2/M_{ak}^2)^2}{\omega^2} \left\{ \frac{h_y^2 - 1}{2} - (M_{ak}^2 - \psi_k^2) \left[ 1 - \frac{2(h_y - 1)}{M_{ak}^2 - \psi_k^2} \right]^{1/2} \right\},$$

$$\omega(h_y) = \frac{\psi_k^2}{M_{ak}^2} + \left( 1 - \frac{\psi_k^2}{M_{ak}^2} \right) \left[ 1 - \frac{2(h_y - 1)}{M_{ak}^2 - \psi_k^2} \right]^{1/2};$$

$$h_z = - \frac{\Delta_h \omega}{\omega - \psi_k^2/M_{ak}^2} \frac{dh_y}{dy},$$

где  $h_{y,z} = H_{y,z}/H_{yk}$ ,  $\omega = v_x/v_k$ .

Уравнения (1)–(2) представляют собой интеграл энергии и уравнение движения «частицы» в поле  $U(h_y)$  (рисунок). Нетривиальное решение существует при  $M_{ak}^2 - \psi_k^2 < 1$ , а отклонение  $h_y$  от равновесного значения  $h_y = 1$  должно быть невелико, так как в противном случае  $T_i \sim M_{ak}^2$  и отброшенные члены с вязкостью не малы. Это условие выполняется при  $1 - M_{ak}^2 + \psi_k^2 \ll 1$ . Решение (1)–(2), удовлетворяющее граничному условию  $h_y|_{x \rightarrow \pm\infty} \rightarrow 1$ , есть солитон

$$h_y = 1 + \frac{2(M_{ak}^2 - \psi_k^2 - 1)}{1 + \operatorname{ch} \left\{ \frac{1}{M_{ak}^4} \left( \frac{1}{M_{ak}^2 - \psi_k^2} - 1 \right)^{1/2} \frac{x}{\Delta_h} \right\}}.$$

Решение для ударной волны найдем, учтя поправку, связанную с вязкостью в пределе  $\psi_k \ll 1$

$$\begin{aligned} & \Delta_h^2 \frac{d^2 h_y}{dx^2} + h_y - \left[ 1 - \frac{2(h_y - 1)}{M_{ak}^2} + 2\Delta_v \omega \frac{d\omega}{dx} \right]^{-1/2} = \\ & = \Delta_h^2 \frac{d^2 h_y}{dx^2} + h_y - \left[ 1 - \frac{2(h_y - 1)}{M_{ak}^2} \right]^{1/2} - \frac{\Delta_v}{M_{ak}^2} \left[ 1 - \frac{2(h_y - 1)}{M_{ak}^2} \right]^{-3/2} \frac{dh_y}{dx} = 0. \end{aligned}$$

Линеаризуя последнее уравнение в окрестности особой точки 1 ( $M_{a1} > 1$ ), получим

$$\Delta_h^2 \frac{d^2 h_y}{dx^2} - \frac{\Delta_v}{M_{a1}^2} \frac{dh_y}{dx} + \left( 1 - \frac{1}{M_{a1}^2} \right) (h_y - 1) = 0.$$

Это уравнение малых колебаний с отрицательным затуханием имеет решение

$$h_y - 1 \sim e^{\lambda x}, \quad \lambda = \frac{\Delta_v}{2\Delta^2} \pm \frac{i}{\Delta_h} \left[ \left( 1 - 1/M_{a1}^2 \right) - \frac{\Delta_v^2}{4\Delta_h^2} \right]^{1/2},$$

обращающееся в единицу при  $x \rightarrow \infty$  (рисунок, в). На протяжении фронта толщины  $\Delta^2_n/\Delta_v$  магнитное поле совершает порядка  $\Delta_h/\Delta_v$  осцилляций. Достаточно слабые УВ при  $M_{a1}^2 - 1 < \Delta_v^2/4\Delta_h^2$  имеют монотонную структуру. Полученное решение относится только к быстрым УВ, поскольку для медленных волн неравенство  $1 - M_{ak}^2 + \psi_k^2 \ll 1$  (или  $|M_{ak}^2 - \psi_k^2| \ll 1$  при  $\psi_k^2 \ll 1$ ) не выполняется, если  $M_k \gg 1$ . Оно подобно решению, найденному в [2] в случае доминирования дисперсии, связанной с инерцией электронов; главные отличия состоят в том, что  $h_z \neq 0$  и осцилляции затухают при  $x \rightarrow -\infty$ .

В заключение автор благодарит М. А. Либермана и акад. И. М. Лифшица за постановку задачи и обсуждение результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Брагинский С. И. Явления переноса в плазме. Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1962, т. 1, с. 183—272. [2] Великович А. Л., Либерман М. А. ЖЭТФ, 1976, 71, № 4, с. 1390. [3] Либерман М. А. ЖЭТФ, 1978, 75, № 5, с. 1652. [4] Morton K. W. Phys. Fluids, 1964, 7, N 11, p. 1800.

Поступила в редакцию  
09.04.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 541.183

#### КИНЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОБРАЗОВАНИЯ И ЗАРЯЖЕНИЯ АДСОРБЦИОННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ Теллурида СВИНЦА — ОЛОВА

А. П. Горчаков, Ю. А. Зарифьянц

(кафедра общей физики для химического факультета)

Наличие на поверхности пленок  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  кислород-содержащих комплексов в результате пребывания в атмосфере приводит, как было ранее обнаружено нами [1, 2], к появлению длинновременной компоненты фотопроводимости и медленной релаксации проводимости в эффекте поля. Для оценки параметров этих эффектов, влияющих на характеристики пленочных фотоприемников, необходимы сведения об адсорбционных свойствах  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ , отсутствующие в литературе. В настоящей работе впервые исследована кинетика адсорбции кислорода и происходящего при этом заряжения поверхности теллурида свинца—олова, исходное состояние которой было близко к атомарно-чистому.

Пленки  $n-Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$  наносились на обе стороны кварцевого резонатора и сколы  $BaF_2$  термическим испарением шихты состава  $(Pb_{0,8}Sn_{0,2})_{0,52}Te_{0,48}$  в замкнутом объеме, вакуумированном геттером до давления  $\sim 10^{-6}$  Па. Все дальнейшие измерения адсорбции и проводимости производились в том же объеме, без предварительного контакта с атмосферой. Методика измерения адсорбции с помощью пьезорезонансных кварцевых весов была аналогична использованной в работах [3, 4]. На сколотые пластинки  $BaF_2$  предварительно были напылены золотые контакты. Концентрация электронов в пленках составляла  $(5-9) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , подвижность  $\sim 1000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Как показали исследования эффекта поля, выполненные после завершения опыта, поверхностная проводимость оставалась  $n$ -типа. Все измерения выполнялись при  $293 \pm 0,1 \text{ К}$ .