

03; 04

© 1991

ДИФфуЗИОННЫЙ ПРЕДВЕСТНИК УДАРНОЙ ВОЛНЫ В СЛАБОИОНИЗИРОВАННОЙ ПЛАЗМЕ ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНОГО ГАЗА

С.Ф. Т е с е л к и н

Явления, сопровождающие распространение ударной волны (УВ) в газоразрядной плазме, находятся в последнее время под пристальным вниманием [1-5]. В одной из первых работ [1] отмечалось ускорение фронта ударной волны в разрядном промежутке. По мнению авторов [1], это ускорение не отвечало степени нагрева плазмы. Последующие многочисленные как экспериментальные [2-5], так и теоретические [6-8] исследования показали, что, хотя и основной причиной падения интенсивности УВ является обычный нагрев плазмы, само явление распространения сильного газодинамического разрыва в неравновесной плазме носит сложный характер. Это касается как процессов, происходящих во фронте УВ [6, 9], так и изменения общей динамики разрыва в неравновесной среде [7, 8].

Ниже приводится исследование диффузионной структуры УВ в температурно-неравновесной плазме электроотрицательного газа. В отличие от обычных пространственных распределений параметров плазмы, экспоненциально спадающих на больших расстояниях вперед по потоку, здесь реализуется медленный степенной спад концентрации в предвестнике. Характер изменения электронной плотности в предвестнике может играть ключевую роль в вопросе об устойчивости УВ в плазме с источником неравновесности (пучки заряженных частиц, электрическое поле). Кроме того, степенной спад диффузионного профиля концентрации в электроотрицательном газе имеет самостоятельное значение, т.к. он является точным решением нелинейного уравнения диффузии и может иметь место в экспериментах, где существенную роль играют процессы прилипания.

Для исследования диффузионной структуры УВ в неравновесной слабоионизированной плазме с отрицательными ионами ниже ограничимся процессами, происходящими во фронте УВ на характерных масштабах Δ , которые удовлетворяют следующим неравенствам:

$$\lambda_{en} \ll \Delta \ll \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \lambda_{en}, L_{ion},$$

где m_α - масса частицы сорта α , λ_{en} - длина свободного пробега электрона в плазме, L_{ion} - характерная длина ионизационных процессов. Первое правое неравенство означает пренебрежение на этих масштабах процессами электронной теплопроводности и релаксации электронной температуры T_e , т.е. процесс диффузии идет на фоне постоянной электронной температуры. Введение минимального масштаба λ_{en} ограничивает область применимости уравнений гидродинамики, а также позволяет считать УВ, распространяющуюся в нейтральной компоненте, бесструктурным скачком. Приведем характерные значения параметров, упоминавшихся выше: $\lambda_{en} \approx 5 \cdot 10^{-2}$ см, $\Delta \approx 1-5$ см, $L_{ion} \approx 10^2$ см.

Для ионов запишем уравнения гидродинамики:

$$\frac{\partial}{\partial t} N_+ + \frac{\partial}{\partial x} (N_+ V_+) = 0; \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} V_+ = \frac{e}{m_+} E - \nu_{+n} (V_+ - V_n); \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N_- + \frac{\partial}{\partial x} (N_- V_-) = 0; \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} V_- = -\frac{e}{m_-} E - \nu_{-n} (V_- - V_n); \quad (4)$$

где N_α , V_α - плотность и гидродинамическая скорость частиц сорта α , e - заряд электрона, E - электрическое поле, $\nu_{\alpha n}$ - частота столкновений частиц α с нейтральными, является функцией температуры и плотности нейтралов [10]: $\nu_{\alpha n} = \nu_{Tn} q_{\alpha n} N_n$. В сильнонеизотермической плазме с $T_e \gg T_n$ электрическое поле определяется поведением электронов:

$$E = -\frac{T_e}{e} \nabla (\ln N_e), \quad (5)$$

причем оно не зависит от относительной концентрации электронов ε ($N_e = \varepsilon N_+$) даже при малых ε вплоть до $T_n/T_e \ll \varepsilon$.

В движущейся вместе со скачком системе координат уравнения (1-5) запишутся как

$$\eta_+ u_+ = 1; \quad \eta_- u_- = 1;$$

$$\frac{d}{d\xi} \eta_e = \frac{u_+ - u_n}{\Delta_+} \eta_e \eta_n \theta_n^{1/2}; \quad (6)$$

$$\frac{d}{d\xi} \eta_e = -\frac{u_- - u_n}{\Delta_-} \eta_e \eta_n \theta_n^{1/2}.$$

В уравнениях (6) введены обозначения: $\eta_\alpha = N_\alpha / N_{\alpha 1}$, $u_\alpha = 1 - V_\alpha / c$, $\theta_{n2} = T_n / T_1$. Все величины (кроме масштабов $\Delta \alpha = (T_e / T_{n1})(q_{nn} / q_{\alpha n}) \lambda_n$, где λ_n — длина свободного пробега нейтралов) зависят от $\xi = x - ct$, где c — скорость фронта ударной волны. Зависимость от ξ для нейтралов задана обычными разрывными функциями, например, $\eta_n = 1 + (\eta_{n2} - 1) \theta(-\xi)$, где $\theta(x) = 1$ при $x > 0$ и $\theta(x) = 0$ при $x < 0$. Ограничимся умеренной интенсивностью УВ, число Маха которой $M^2 \ll T_e / T_n$.

Кроме того, из условия зарядовой нейтрализации $N_+ = N_- + N_e$, в безразмерных переменных следует:

$$\eta_+ = \gamma \eta_- + \varepsilon \eta_e = \gamma \eta_- + (1 - \gamma) \eta_e, \quad (7)$$

где под γ подразумевается начальная концентрация отрицательных ионов: $\gamma = N_{-1} / N_{+1}$. Из соотношений (6, 7) определяется связь η_e и η_+ :

$$\eta_e = \frac{\eta_+}{1 - \gamma} \left(1 - \frac{\gamma \eta_n}{\eta_+ (1+d) - \eta_n d} \right), \quad (8)$$

за безразмерную величину d принято отношение масштабов диффузии: $d = \Delta_- / \Delta_+ = q_{+n} / q_{-n}$. После подстановки (8) в (6) придем к уравнению для определения профиля величины η_+ в УВ:

$$\eta_+ \frac{d}{d\xi} \ln \left(\eta_+ \left(1 - \frac{\gamma \eta_n}{\eta_+ (1+d) - \eta_n d} \right) \right) = \frac{\eta_n - \eta_+}{\Delta_+} \theta_n^{1/2}. \quad (9)$$

В данном случае интерес представляет область $\xi > 0$, так как именно здесь разыгрывается диффузионное сжатие в УВ [6]. Для этой области решение уравнения (9) выглядит следующим образом:

$$\left(1 + \frac{\gamma(1+d)}{1-\gamma} \right) \ln \left(\frac{\eta_+ - 1}{\beta_+ - 1} \right) - \frac{d+\gamma}{1-\gamma} \ln \left(\frac{\eta_+ \frac{d+\gamma}{d+1}}{\beta_+ \frac{d+\gamma}{d+1}} \right) + d \ln \left(\frac{\eta_+ \frac{d}{d+1}}{\beta_+ \frac{d}{d+1}} \right) = \frac{-\xi}{\Delta_+}, \quad (10)$$

где константа интегрирования $\beta_+ > 1$ находится из системы (6):

$$\beta_+ = \frac{1}{2} \left(\frac{d+\gamma}{d+1} + (1-\gamma)\beta \right) - \frac{1}{2} \left(\left(\frac{d+\gamma}{d+1} + (1-\gamma)\beta \right)^2 - 4 \frac{d}{d+1} (1-\gamma)\beta \right)^{1/2},$$

причем под β подразумевается конечная степень сжатия электронной компоненты ($\beta = \eta_{n2}$). Для различных γ и d профили (10) приведены на рис. 1, соответствующие профили электронного сжатия — на рис. 2. Из рисунков видно, что в общем случае амбиполярная диффузия не в состоянии на масштабе Δ обеспечить непрерывное сжатие положительных и отрицательных ионов. Однако электронная компонента плазмы претерпевает полное сжатие, соответствующее конечному сжатию в УВ, независимо от своей относительной концентрации $\varepsilon = 1 - \gamma$ (при условии $\varepsilon \gg T_n / T_e$).

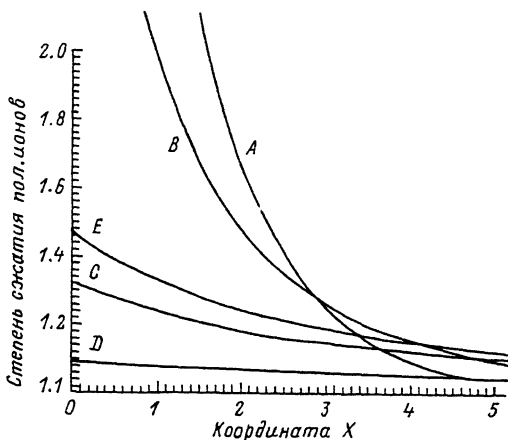


Рис. 1. Профили диффузионного сжатия положительных ионов для УВ с предельной степенью сжатия $\beta = 6$ для: $\gamma = 10^{-2}$, $d = 1$ - кривая А; $\gamma = 0.5$, $d = 1$ - кривая В; $\gamma = 0.9$ и $d = 1, 10^{-1}, 10$ - соответственно кривая С, Д, Е (за X обозначена координата $X = \xi / \Delta_+$).

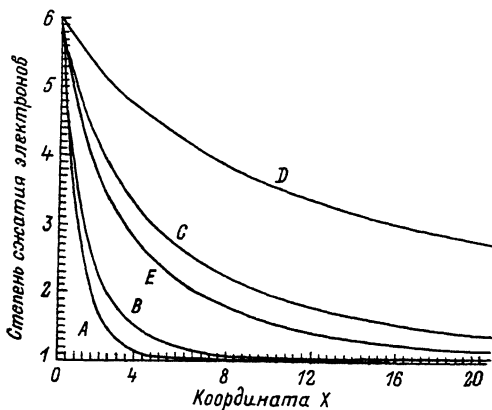


Рис. 2. Профили электронного сжатия в предвестнике УВ с интенсивностью, соответствующей сжатию в $\beta = 6$ раз для аналогичных рис. 1 параметров γ и d . Для $1 - \gamma \ll 1$ и $d \ll 1$ характерен существенный (степенной) вынос возмущения вперед по потоку.

В пределе $\gamma \rightarrow 0$ $\eta_+ = \eta_e$ и (10) переходит в обычный профиль диффузионного предвестника [6] (кривая А на рис. 1):

$$\ln \left(\frac{\eta_+ - 1}{\beta_+ - 1} \right) = \frac{-\xi}{\Delta_+}. \quad (11)$$

В обратном пределе, когда $1 - \gamma \ll 1$, профиль (10) даст слабое сжатие положительных ионов ($1 - \beta_+ \ll 1$ - кривые С, D, Е на рис. 1):

$$\ln \left(\frac{\eta_+ - 1}{\beta_+ - 1} \right) - \left(\frac{1}{\eta_+ - 1} - \frac{1}{\beta_+ - 1} \right) + d \ln \left(\frac{\eta_+ \frac{d}{d+1}}{\beta_+ \frac{d}{d+1}} - \frac{\beta_+ - 1}{\eta_+ - 1} \right) = \frac{-\xi}{\Delta_+}, \quad (12)$$

однако, как видно из рис. 2 (кривые С, D, Е), электронное сжатие - полное. При $d \rightarrow 0$ профиль (12) примет вид:

$$\ln \left(\frac{\eta_+ - 1}{\beta_+ - 1} \right) - \left(\frac{1}{\eta_+ - 1} - \frac{1}{\beta_+ - 1} \right) = \frac{\xi}{\Delta_+}. \quad (13)$$

Из (12, 13) следует важный результат: на расстояниях, превышающих Δ , зависимость плотности η_+ (следовательно, и η_e) от ξ здесь степенная. Это может радикально изменить картину устойчивости УВ в плазме с источником неравновесности, так как создается возможность „облегченной“ диффузии электронов вперед по потоку.

Действительно, хотя при $\gamma \rightarrow 1$ относительная концентрация электронов уменьшается, электрическое поле по-прежнему „наводится“ электронами, вырывающимися вместе с небольшой долей ионов вперед по потоку ($T_e \gg T_i$). Случай $d \rightarrow 0$ означает, что $q_{+n} \ll q_{-n}$, т.е. отрицательные ионы из-за большого сечения неподвижны, а положительные ионы вместе с электронами „проскальзывают“ в нейтралах. Линейный анализ такого движения (см. (6) при $\eta_e - 1 \ll 1$, $\eta_+ - 1 \ll 1$ в пределах $\gamma \rightarrow 1$ и $d \rightarrow 0$) также дает увеличение масштаба профиля электронного сжатия до величины $\Delta_+ (1 - \gamma)^{-1} \gg \Delta_+$. Слабость диссипации энергии направленного движения в предвестнике объясняется невозможностью быстро диссипировать эту энергию за счет столкновений типа $i_+ - n$ из-за очень незначительной степени сжатия положительных ионов (см. рис. 1, D): $\eta_+ - 1 = (1 - \gamma)(\eta_e - 1)$. В итоге диффузия облегчается. Более того, при $d \approx 1$ (как для воздуха) влияние отрицательных ионов не сильно сказывается на степенном характере предвестника (кр. С рис. 2). Слабый степенной спад электронной концентрации вперед по потоку позволяет надеяться на возможность существенного влияния состояния плазмы за фронтом УВ на параметры втекающего потока, т.е. на устойчивость самого разрыва в плазме с источником неравновесности.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К л и м о в А.И., К о б л о в А.Н., М и ш и н Г.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 7. С. 439.
- [2] Г о р ш к о в В.А., К л и м о в А.И., М и ш и н Г.И. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 10. С. 1893.
- [3] Е р ш о в А.П., К л и ш и н С.В., К у з о в н и -
к о в А.А. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 8. С. 142.
- [4] Г а л к и н А.М., С ы с о е в Н.Н., Ш у г а е в Ф.В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 3. С. 596.
- [5] Б а р х у д а р о в Э.М., Б е р е з о в с к и й В.Р.,
М д и в н и ш в и л и М.Ю. и др. Препринт ФП-20.
Институт физики АН СССР. Тбилиси. 1983. 11 с.
- [6] А в р а м е н к о Р.Ф., Р у х а д з е А.А., Т е с е л -
к и н С.Ф. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 34. № 9. С. 485.
- [7] Р у х а д з е А.А., С и л а к о в В.П., Ч е б о т а -
р е в А.В. // Краткие сообщения по физике. 1983. № 6.
С. 18.
- [8] В с т о в с к и й Г.В., К о з л о в Г.И. // ЖТФ. 1986.
Т. 56. № 8. С. 1536.
- [9] Н а й д и с Г.В. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 1. С. 15.
- [10] Г и н з б у р г В.Л., Р у х а д з е А.А. // Волны в
магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975. С. 255.

Институт проблем
механики АН СССР

Поступило в Редакцию
14 июня 1991 г.