

## О СТРУКТУРЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ

И. Р. Смирновский

Санкт-Петербургский государственный университет, 198904 Санкт-Петербург

Исследуется структура ударной волны в изотропной плазме в масштабе дебаевского радиуса экранирования. Граничное условие на «бесконечности» обуславливается механизмом диссипации отраженных от фронта волны ионов. Случай отсутствия диссипации соответствует бесстолкновительной ударной волне. Известно, что при этом существует критическое число Маха, больше которого ламинарная ударная волна невозможна. Рассматриваются также два типа граничных условий, возникающих при учете столкновений в равновесной сильноионизированной и слабоионизированной плазме. В первом случае предполагается, что отраженные ионы рассеиваются на электронах, во втором — что импульс отраженных ионов передается незаряженным частицам. В условиях столкновительной диссипации потока отраженных ионов критического числа Маха ударной волны не существует.

Неравновесные состояния плазмы, обусловленные эволюцией ударной волны (УВ), вызывают явления предьонизации и свечения газа [1–11]. В некоторых случаях это объясняется появлением надтепловых электронов и последующим возбуждением частиц электронным ударом [12–15]. Причиной значительного увеличения электронной температуры  $T_e$  может быть нарастание неустойчивости и турбулентность [12]. Однако возрастание  $T_e$  также может осуществляться за счет рассеяния на электронах ламинарного потока отраженных ионов [16].

Известно, что асимптотической формой (при  $t \rightarrow \infty$ ) начального возмущения в разреженной неизотермической ( $T_e \gg T_i$ ) плазме является бесстолкновительная ударная волна [17–21]. Параметры фронта такой УВ определяются «конкуренцией» эффектов дисперсии и нелинейности. При абсолютно холодных ионах  $T_i = 0$  (затухание Ландау отсутствует) имеем уединенную волну (солитон), перед и за которой состояние плазмы оказывается одним и тем же [18, 20]. Амплитуда солитона зависит от его скорости, характеризуемой числом Маха  $M_s = c/V_s$  ( $c$  — скорость волны относительно невозмущенной плазмы,  $V_s = \sqrt{T_e/m_i}$  — скорость ионного звука,  $m$  — масса). При достижении числом Маха критического значения  $M_s^0$  кинетической энергии налетающих частиц оказывается недостаточно для преодоления потенциального барьера. Плотность ионов в точке с максимальным потенциалом стремится к бесконечности. Подобная сингулярность, очевидно, связана с выбором закона распределения ионов в виде  $\delta$ -функции.

В работах [21, 22] показано, что  $M_{s*}$  для УВ оказывается больше критического числа Маха для солитона ( $M_{s*} \approx 1,82$ ). Причем в [22] доказано существование ламинарной УВ при  $M_s^0 < M_s < M_{s*}$ . Это обусловлено влиянием подножия потенциала, образованного потоком отраженных от барьера ионов. При  $M_s = M_{s*}$  плотность ионов остается всюду конечной, а число отраженных ионов на подножии вдали от фронта равно числу падающих.

Результаты исследований стационарных возмущений в неизотермической плазме представляют интерес для структуры ударных волн в равновесной плазме. В [16] показано, что профиль достаточно сильной УВ в сильноионизированной плазме включает в себя бесстолкновительный скачок (БС) потенциала, а необходимая неизотермичность плазмы

обеспечивается за счет диссипации энергии отраженных ионов на электронах.

Ниже рассматривается возможность возникновения БС в равновесной слабоионизированной плазме. Возмущение полей заряженного компонента перед вязким скачком уплотнения нейтрального компонента — предвестник (лидер) — исследовался в работах [4–7; 23–27]. В сверхзвуковом случае ( $c > V_s$ ), в частности для изотермической плазмы, в длинноволновом описании решение оказывается разрывным [26, 27]. Потери, обусловленные столкновениями ионов с нейтральными частицами, не могут предотвратить «опрокидывание» волны. Поэтому в плазме с невязким заряженным компонентом структура разрыва может определяться БС, имеющим пространственный масштаб много меньше длины свободного пробега ионов.

Рассмотрим неравновесную свободную плазму с максвелловским распределением электронов по скоростям, в которой длина свободного пробега ионов намного превышает дебаевский радиус экранирования  $r_D$ . Структура полей на пространственном масштабе порядка  $r_D$  с учетом теплового движения ионов описывается с помощью стационарного квазипотенциального метода Моисеева и Сагдеева [17]. Для потенциала  $\Phi = e\varphi/T_e$  получено уравнение [22]

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \nu_e(\Phi) - \nu_i(\Phi), \quad (1)$$

где  $\xi = r/r_D$  — безразмерная координата в системе отсчета, связанной с максимумом БС потенциала  $\Phi_A$  ( $\xi < 0$  в области перед фронтом БС);  $r_D = \sqrt{T_e/4\pi n_0 e^2}$ . Индекс  $A$  обозначает амплитудные значения полей на БС при  $\xi = 0$ ;  $\nu_i$  — концентрация ионов, отнесенная к невозмущенному значению  $n_0$ ,

$$\nu_i(\Phi) = \nu_f \left( \int_{\sqrt{2(\Phi - \Phi_f)}}^{\sqrt{2(\Phi_A - \Phi_f)}} F(W) \frac{W}{\sqrt{W^2 - 2(\Phi - \Phi_f)}} dW + \int_{\sqrt{2(\Phi - \Phi_f)}}^{\infty} F(W) \frac{W}{\sqrt{W^2 - 2(\Phi - \Phi_f)}} dW \right), \quad \xi < 0,$$

$$\nu_i(\Phi) = \nu_f \int_{\sqrt{2(\Phi_A - \Phi_f)}}^{\infty} F(W) \frac{W}{\sqrt{W^2 - 2(\Phi - \Phi_f)}} dW, \quad \xi \geq 0,$$

$$F(W) = \exp(-(W - M_f)^2/\beta)/\sqrt{\pi\beta}, \quad W = \sqrt{v^2/V_s^2 + 2(\Phi - \Phi_f)}.$$

Здесь индексом  $f$  помечены значения полей на подножии вдали от фронта;  $M_f = v_f/V_s$  — число Маха потока падающих на барьер ионов;  $\nu_f$  — их концентрация;  $v$  — скорость;  $\beta = 2T_i/T_e \ll 1$ ;  $\nu_e$  — безразмерная концентрация электронов;  $\nu_e = \exp(\Phi)$ . Таким образом, на подножии при  $\Phi = \Phi_f$  имеются два потока ионов: падающий и отраженный. Функция распределения ионов падающего потока предполагается максвелловской с температурой  $T_i$ .

Уравнение (1) приводится к виду

$$\left(\frac{d\Phi}{d\xi}\right)^2 / 2 = -U(\Phi), \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
 -U(\Phi) = \exp(\Phi) + \nu_f & \left( \int_{\sqrt{2(\Phi-\Phi_f)}}^{\sqrt{2(\Phi_A-\Phi_f)}} F(W)W\sqrt{W^2-2(\Phi-\Phi_f)} dW + \right. \\
 & \left. + \int_{\sqrt{2(\Phi-\Phi_f)}}^{\infty} F(W)W\sqrt{W^2-2(\Phi-\Phi_f)} dW \right) + C, \quad \xi < 0, \\
 -U(\Phi) = \exp(\Phi) + \nu_f & \int_{\sqrt{2(\Phi_A-\Phi_f)}}^{\infty} F(W)W\sqrt{W^2-2(\Phi-\Phi_f)} dW + C, \quad \xi \geq 0.
 \end{aligned}$$

Здесь постоянная интегрирования

$$C = -\nu_f(M_f^2 + \beta/2) - \exp(\Phi_f) - \nu_f \int_0^{\sqrt{2(\Phi_A-\Phi_f)}} F(W)W^2 dW$$

найдена из условия  $U(\Phi_f) = 0$  и требования непрерывности  $U(\Phi)$  при  $\xi = 0$ . На подножии вдали от фронта БС вследствие квазинейтральности имеем уравнение

$$\nu_r + \nu_f = \exp(\Phi_f), \quad (3)$$

где  $\nu_r = \nu_f \int_0^{\sqrt{2(\Phi_A-\Phi_f)}} F(W) dW$  — концентрация отраженных ионов.

Решение (2) зависит от состояния плазмы на подножии, которое, в свою очередь, определяется механизмом диссипации потока отраженных ионов. Рассмотрим три идеализированные ситуации: А — первоначально неизотермическая плазма, Б и В — невозмущенное состояние плазмы равновесно, лишь в прогревной зоне перед ударной волной  $T_e \gg T_i$  за счет электронной теплопроводности. Пространственный масштаб прогретой области предполагается много большим длины релаксации ионов отраженного потока.

**А. Изотермическая бесстолкновительная плазма.** Пренебрежем диссипацией энергии частиц отраженного потока. Тогда имеем «убегающее» от БС изоимпульсное подножие, скорость переднего края которого равна скорости отраженных ионов. Профиль такой волны не является строго стационарным. Однако в окрестности БС поля зависят от единственной пространственной переменной  $\xi$ . Используя систему отсчета, связанную с фронтом подножия, для законов сохранения числа частиц и энергии получили соотношение [22]

$$M_s + M_f = 2\nu_f M_f, \quad (M_s^2 + M_f^2)/2 = \Phi_f + (2M_f)^2/2. \quad (4)$$

**Б. Близкая к равновесию сильноионизированная плазма.** Предположим, что энергия отраженных ионов полностью переходит в тепловую энергию электронов за счет электронно-ионных столкновений и коллективных эффектов. Скорость переднего края подножия равна скорости УВ, а состояния перед и за БС самосогласованы. Задача о структуре УВ в равновесной плазме без участия вязкости была сформулирована в [16]. В такой УВ разогрев ионов осуществляется за счет теплообмена между электронной и ионной компонентами. Следовательно, температура электронов в окрестности БС плотности должна быть примерно в 2 раза больше той, что следует из соотношений на разрыве. Законы сохранения числа частиц, импульса и энергии при переходе от невозмущенной плазмы к подножию имеем в виде [16]

$$M_s = M_f(\nu_f - \nu_r), \quad M_s^2 = \exp(\Phi_f) + M_f^2(\nu_f + \nu_r), \quad M_s^2/2 = M_f^2/2 + \Phi_f + 1. \quad (5)$$

В. Слабоионизированная плазма. Рассеянием энергии отраженных ионов на электронах в такой плазме можно пренебречь.

Это принципиально новая ситуация, поскольку вопрос о формировании БС в слабоионизированной плазме, насколько известно, до сих пор нигде не ставился.

Предположим, что торможение ионного потока происходит главным образом за счет столкновений с нейтральными частицами, а нагрев ионов осуществляется в вязком скачке уплотнения нейтрального компонента.

Структурой УВ пренебрежем (распределение полей задано в виде «ступеньки»), обратное воздействие возмущения плазменного компонента на параметры УВ не учитываем. Тогда, используя известное выражение для температуры  $T_2$  за фронтом УВ и равенство  $T_e = T_2$ , находим

$$M_s^2 = \frac{(\gamma + 1)^2}{2(\gamma - 1)} \left[ \left( 1 + \frac{2q}{\gamma - 1} \right) \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right) \right]^{-1}, \quad (6)$$

где  $q = a^2/c^2$  — интенсивность УВ;  $a$  — скорость звука в невозмущенном газе;  $\gamma$  — показатель адиабаты.

Законы сохранения числа частиц, импульса и энергии на подножии представим следующим образом:

$$M_s = M_f(\nu_f - \nu_r), \quad M_s^2 \left( 1 + \frac{N_n \Delta v_n}{n_0 c} \right) = (M_f^2 + 1)(\nu_f + \nu_r), \quad (7)$$

$$\frac{M_s^2}{2} \left( 1 + \frac{2N_n \Delta v_n}{n_0 c} \right) = \frac{M_f^2}{2} + \Phi_f + 1,$$

где  $\Delta v_n$  — изменение средней скорости нейтрального компонента в результате передачи импульса отраженных ионов;  $N_n$  — фоновая концентрация нейтрального компонента. При выводе (7) пренебрегли изменением энергии нейтрального компонента по сравнению с изменением импульса, поскольку  $n_0/N_n \ll 1$  и  $N_n \Delta v_n/n_0 c \sim 1$ .

Корни уравнений

$$U(\Phi) = 0; \quad (8)$$

$$dU/d\Phi = 0 \quad (9)$$

описывают основные параметры БС. Для  $\xi < 0$  уравнение (8) обращается в тождество при  $\Phi = \Phi_f$  и  $\Phi = \Phi_A$ , а для  $\xi > 0$  — при  $\Phi = \Phi_-$  и  $\Phi = \Phi_A$  ( $\Phi_-$  — минимальное значение осциллирующего потенциала за БС). Решение уравнения (9) в области  $\xi > 0$  обозначим через  $\langle \Phi \rangle$ .  $\langle \Phi \rangle$  — значение потенциала в особой точке дифференциального уравнения (2), соответствующей положению «равновесия», когда осцилляции за БС отсутствуют. Данные численных расчетов для вышеназванных трех случаев диссипации энергии ионов отраженного потока (граничные условия (3)–(7)) и  $\gamma = 5/3$  приведены на рис. 1, 2.

Подтверждены результаты [22] для бесстолкновительной УВ в свободной плазме. В этом случае форма УВ определяется двумя независимыми параметрами: числом Маха  $M_s$  и степенью неизотермичности  $\beta$ . При фиксированном  $\beta$  интенсивность УВ характеризуется  $M_s$ . Кривые для соответствующих величин при  $\beta = 10^{-4}$  приведены на рис. 1, а.

За фронтом БС на пространственном масштабе, много меньшем длины свободного пробега ионов, имеются регулярные осцилляции полей. Размах колебаний потенциала характеризуется разностью  $\Phi_A - \Phi_-$  (рис. 1). В случае А при уменьшении интенсивности ударной волны  $M_s$  глубина осцилляций возрастает,  $\Phi_- \rightarrow 0$ . Ударная волна «вырождается» в солитон. Столкновения приводят к затуханию осцилляций и установлению «равновесного» уровня полей: потенциал стремится к значению  $\langle \Phi \rangle$  (рис. 1).

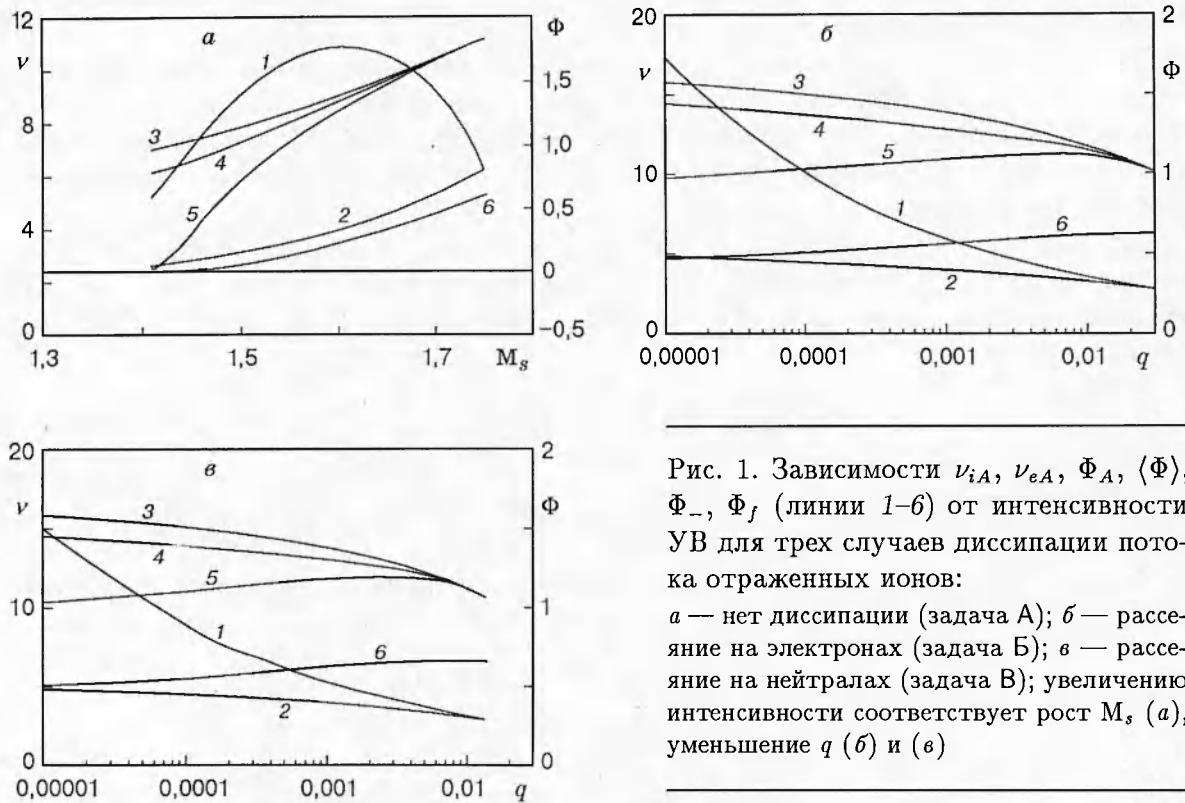


Рис. 1. Зависимости  $\nu_{iA}$ ,  $\nu_{eA}$ ,  $\Phi_A$ ,  $\langle \Phi \rangle$ ,  $\Phi_-$ ,  $\Phi_f$  (линии 1-6) от интенсивности УВ для трех случаев диссипации потока отраженных ионов:  
 а — нет диссипации (задача А); б — рассеяние на электронах (задача Б); в — рассеяние на нейтралах (задача В); увеличению интенсивности соответствует рост  $M_s$  (а), уменьшение  $q$  (б) и (в)

Величина  $\langle \Phi \rangle$  определяет положение разрыва длинноволнового приближения, описывающего плазменное возмущение на пространственных масштабах порядка длины свободного пробега ионов. Самосогласованность энергии регулярных плазменных колебаний за БС и состояния плазмы на подножии делает необходимым для вычисления  $\langle \Phi \rangle$  применение процедуры, подобной проделанной в настоящей работе.

В случае А (рис. 1, а) критическое число Маха  $M_{s*}$  ограничивает «сверху» интенсивность ламинарной бесстолкновительной УВ, для формирования которой становится недостаточно энергии потока отраженных ионов. В столкновительной плазме (рис. 1, б, в) ситуация обратная: БС формируется при сколь угодно больших интенсивностях УВ ( $q \rightarrow 0$ ). Причина в том, что в случае А отраженные ионы взаимодействуют с волной один раз, унося энергию «на бесконечность». При локализации на конечных расстояниях от БС области диссипации отраженного потока ионы имеют возможность многократно отражаться от фронта волны. Тем самым повышается эффективность механизма затухания, основанного на «захвате» волной части частиц.

Для случаев Б и В существует некоторое критическое значение  $q_*$ , выше которого БС не формируется. При  $q = q_*$  профиль потенциала в БС приобретает монотонный характер,  $\nu_{iA} = \nu_{eA}$ ,  $\Phi_A = \Phi_-$ . При рассеянии потока на электронах (случай Б) получаем значение  $q_* \approx 0,027$ , которое примерно совпадает с более грубой оценкой из [16]. Расчет параметров УВ без учета вязкости в широком диапазоне  $q$  проделан в настоящей работе, по-видимому, впервые. Перед вязким скачком в нейтральном компоненте (случай В) БС исчезает при меньшем значении критического параметра ( $q_* \approx 0,0125$ ).

Возникновение  $q_*$  обусловлено уменьшением количества диссипировавшей энергии, переносимой отраженным потоком, при падении интенсивности УВ. Состояния плазмы до и после БС связаны адиабатой Гюгонио с учетом вклада плазменных колебаний за фронтом

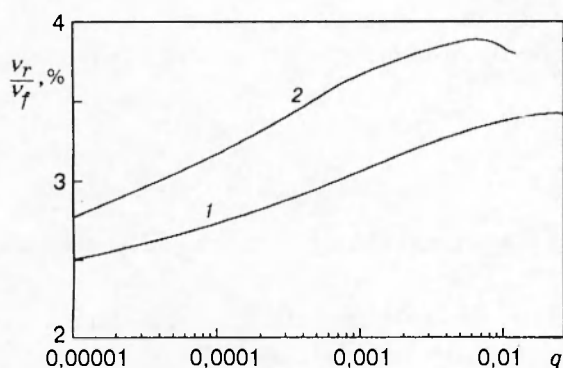


Рис. 2. Зависимость относительной концентрации отраженных ионов  $\nu_r/\nu_f$  на подножии от интенсивности УВ  $q$  для двух случаев диссипации потока отраженных ионов:  
кривая 1 — задача Б, 2 — задача В

БС. При этом последний определяется величиной энергии, уносимой отраженными ионами. Оказывается, с уменьшением интенсивности УВ ламинарный поток не обеспечивает необходимый уровень диссипации и требуется учет турбулентности течения.

Критическая интенсивность  $q_*$  определяется степенью неизотермичности плазмы  $\beta$ , поскольку при  $q = q_*$  в случаях Б и В  $\beta$  примерно одинакова. Небольшое отличие, по-видимому, объясняется упрощенным представлением об обратном воздействии возмущений полей перед фронтом УВ на равновесные значения полей за фронтом УВ. В случае Б это температура электронов в окрестности БС  $T_e = 2T_2$  и в случае В — пренебрежение обратным воздействием заряженного компонента на нейтральный.

В действительности торможение ионного потока осуществляется за счет взаимодействия и с незаряженными частицами, и с электронами. Тогда  $q_*$  для УВ без вязкости (случай Б) уменьшится вследствие потери части энергии на «трение» с нейтралами. Наоборот,  $q_*$  для УВ в слабоионизированной плазме (случай В) увеличится, так как часть энергии отраженных ионов преобразуется в тепловую энергию электронов. Таким образом, параметры реальных БС лежат между соответствующими кривыми на рис. 1, б, в и рис. 2.

Зависимость концентрации отраженных ионов от интенсивности  $q$  для ситуаций Б и В существенно различна (кривые 1 и 2 на рис. 2). Рост  $\nu_r/\nu_f$  при приближении к  $q_*$  обеспечивает необходимый уровень диссипации за счет увеличения количества отражаемых частиц и, следовательно, переносимого ими импульса. Последующий спад  $\nu_r/\nu_f$  объясняется уменьшением потенциального барьера  $\Phi_A$ . В случае Б требуемая величина диссипации обеспечивается за счет монотонного роста  $\nu_r/\nu_f$  и приращения внутренней энергии электронов.

В заключение следует подчеркнуть, что представления о квазиравновесной функции распределения электронов не адекватны реальной физической ситуации, имеющей место на подножии в зоне диссипации потока отраженных ионов. При таком описании остаются «за кадром» процессы релаксации надтепловых электронов, сопровождающиеся ионизацией и возбуждением внутренних степеней свободы частиц. Механизм повышения  $T_e$ , связанный с этими эффектами, существенно отличен от «действия» электронной теплопроводности, описывающей лишь малые отклонения функции распределения электронов от локально равновесной.

Таким образом, в равновесной столкновительной невязкой плазме достаточно сильные начальные возмущения эволюционируют в виде ламинарных УВ. В слабоионизированном газе возможно образование плазменного предвестника перед фронтом УВ. Характерная особенность таких возмущений — появление надтепловых электронов в достаточно протяженной области перед фронтом УВ, на что косвенно указывают свечение и повышение степени ионизации окружающего газа.



Автор выражает благодарность В. А. Павлову за внимание к работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-05-64723).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Неравновесные** физико-химические процессы в аэродинамике / Под ред. Г. И. Майкапара. М.: Машиностроение, 1972.
2. **Пункевич Б. С., Степанов Б. М.** Ионизация не возмущенного ударной волной аргона при взрыве заряда ВВ // Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980. С. 151–155.
3. **Пункевич Б. С., Степанов Б. М.** Явление начальной вспышки аргона, инициируемой детонацией заряда ВВ // Там же. С. 166–169.
4. **Басаргин И. В., Мишин Г. И.** Распространение ударной волны в плазме поперечного тлеющего разряда в аргоне // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11, вып. 4. С. 209–215.
5. **Горшков В. А., Климов А. И., Мишин Г. И. и др.** Особенности поведения электронной плотности в слабоионизированной неравновесной плазме при распространении в ней ударной волны // ЖТФ. 1987. Т. 57, вып. 10. С. 1893–1898.
6. **Климов А. И., Мишин Г. И.** Интерферометрические исследования ударных волн в газоразрядной плазме // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16, вып. 24. С. 89–94.
7. **Мишин Г. И., Климов А. И., Гридин А. У.** Измерения давления и плотности в ударных волнах в газоразрядной плазме // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17, вып. 16. С. 84–89.
8. **Covault C.** Complex SDI Shuttle mission images aurora rocket plumes // Aviation Week and Space Techn. 1991. V. 134, N 18. P. 18–21.
9. **Bernhardt P. A., Swartz W. E., Kelly M. C., et al.** Spacelab-2 upper atmospheric modification experiment over Arecibo // Astroph. Lett. Commun. 1988. V. 27, N 3. P. 183.
10. **Holmagren G., Bostrom R., Kelley M. C., et al.** Trigger, an active release experiment that stimulated auroral particle precipitation and wave emissions // J. Geophys. Res. 1980. V. 85, N 10. P. 5043–5053.
11. **Благовещенская Н. Ф., Бородкин В. Н., Колосов Ю. В. и др.** Эффекты химической модификации ионосферы по данным КВ доплеровских измерений на наклонных радиотрассах // Геомагнетизм и аэрономия. 1992. Т. 32, № 6. С. 122–127.
12. **Мишин Е. В., Ружин Ю. Я., Телегин В. А.** Взаимодействие электронных потоков с ионосферой земли. Л.: Гидрометеиздат, 1989.
13. **Ольховатов А. Ю.** О роли надтепловых электронов в образовании светящихся областей в окрестности космического тела // Геомагнетизм и аэрономия. 1990. Т. 30, № 1. С. 161–163.
14. **Ольховатов А. Ю.** Об интенсивности генерируемой космическим телом ионосферной плазменной турбулентности // Геомагнетизм и аэрономия. 1992. Т. 32, № 4. С. 64–68.
15. **Ольховатов А. Ю.** К вопросу о головном эхо метеоров // Геомагнетизм и аэрономия. 1991. Т. 31, № 4. С. 750–751.
16. **Леденев В. Г.** О структуре ударной волны в плазме // ПМТФ. 1990. № 2. С. 17–20.
17. **Moiseev S. S., Sagdeev R. Z.** Collisionless shock waves in a plasma in a weak magnetic field // J. Nucl. Energy. Pt C. 1963. V. 5, N 1. P. 43–49.
18. **Сагдеев Р. З.** Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964.
19. **Forslund D. W., Freiberg J. P.** Theory of laminar collisionless shocks // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27, N 18. P. 1189–1192.

20. Алиханов С. Г., Белан В. Г., Кичигин Г. Н., Чеботаев П. З. Исследование ударных ионных волн в бесстолкновительной плазме // ЖЭТФ. 1971. Т. 60, вып. 3. С. 982–992.
21. Электродинамика плазмы / Под ред. А. И. Ахиезера. М.: Наука, 1974.
22. Бардаков В. М., Морозов А. Г., Шухман И. Г. О структуре ламинарных ударных волн в бесстолкновительной плазме // Физика плазмы. 1975. Т. 1, вып. 6. С. 955–962.
23. Авраменко Р. Ф., Рухадзе А. А., Теселкин С. Ф. О структуре ударной волны в слабоионизированной неизотермической плазме // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34, вып. 9. С. 485–488.
24. Павлов В. А., Пинегин А. Н., Смирновский И. Р. Эволюция плазменного возмущения в  $F$ -области и оценка параметров ионосферы по данным возвратного зондирования // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 36, № 3, 4. С. 203–215.
25. Павлов В. А., Смирновский И. Р. О структуре ионно-звуковой волны при точечном взрыве // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 5. С. 3–9.
26. Pavlov V. A., Smirnovski I. R. The ion sound precursor in low-ionized nonisothermal plasmas // Abst. XXIY Gener. Assemb. of URSI, Kyoto, Japan. 1993.
27. Павлов В. А. О формировании и структуре ионно-звуковой ударной волны в слабоионизированной плазме // Физика плазмы. 1992. Т. 18, вып. 10. С. 1368–1371.

*Поступила в редакцию 26/VII 1996 г.*

---