## \_\_\_\_\_ ПЫЛЕВАЯ \_\_\_ ПЛАЗМА

УДК 533.9

# ПЫЛЕВЫЕ ИОННО-ЗВУКОВЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ЛАБОРАТОРНОЙ, ИОНОСФЕРНОЙ И АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

© 2020 г. Т. В. Лосева<sup>*a*, \*</sup>, С. И. Попель<sup>*b*</sup>, А. П. Голубь<sup>*b*</sup>

<sup>а</sup> Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия <sup>b</sup> Институт космических исследований РАН, Москва, Россия \*e-mail: tatiana.losseva@gmail.com

Поступила в редакцию 29.04.2020 г. После доработки 20.05.2020 г. Принята к публикации 21.05.2020 г.

Представлены методы описания ионно-звуковых ударных волн в пылевой плазме. Описан новый вид пылевых ионно-звуковых ударных волн, связанных с аномальной диссипацией. Рассмотрены основные диссипативные процессы, связанные с процессами зарядки пылевых частиц, поглощением ионов пылевыми частицами, кулоновскими столкновениями ионов с пылевыми частицами, затуханием Ландау. Предложенные методы теоретического исследования позволяют объяснить все основные особенности пылевых ионно-звуковых ударных волн, наблюдаемых в лабораторных экспериментах. Такого рода ударные волны широко представлены в околоземной плазме и Вселенной. Их изучение возможно в активных ионосферных экспериментах типа Fluxus. Важными астрофизическими проблемами, в которых следует учитывать проявления рассмотренных ударных волн, могут служить ударные волны от сверхновых, эволюция местной межзвездной среды и т.д.

*Ключевые слова:* пылевая плазма, ударные волны, лабораторные эксперименты, ионосфера, сверхновая, местная межзвездная среда

DOI: 10.31857/S0367292120110049

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия важное место в исследованиях физики плазмы занимает пылевая (комплексная) плазма. Пылевая плазма, в отличие от обычной плазмы, содержит не только молекулы нейтрального газа, электроны и ионы, но и крупные заряженные частицы субмикронного и микронного размера (пылевая, или аэрозольная компонента). В пылевой плазме появляются новые пространственные и временные масштабы, новые типы волн и неустойчивостей, связанные с электрической зарядкой пылинок. Она активно изучается в лабораторных условиях, где крупные частицы, как правило, преднамеренно вводятся в плазму. Зарядка пылевых частиц в плазме происходит вследствие разнообразных физических процессов, таких как оседание фоновых плазменных электронов и ионов на частице, фотоэлектронная и теплоэлектронная эмиссия, эмиссия вторичных электронов, контактная электрификация и т.д. Зарядка пылевых частиц является дополнительным (в общем случае нестационарным) процессом, и именно это отличает пылевую плазму от мультиионной плазмы. Присутствие массивных заряженных пылевых частиц также приводит к коллективным явлениям с новыми пространственными и временными масштабами.

Широкая распространенность плазменно-пылевых систем, а также целый ряд уникальных (простота получения, наблюдения и управления параметрами, возможность измерения на кинетическом уровне) и необычных свойств (открытость системы, динамика заряда частиц, высокая диссипативность, способность к самоорганизации и образованию упорядоченных структур) делают пылевую плазму чрезвычайно привлекательным и интересным объектом для исследования.

Срели современных направлений исслелований в области пылевой плазмы особое место занимают нелинейные процессы в самосогласованных электрических полях. Сильная диссипативность плазменно-пылевых систем, причиной которой является процесс зарядки пылевых частиц, указывает на возможность генерации в них диссипативных структур таких, как ударные волны [1]. Ударные волны часто возникают в природе в результате баланса между опрокидывающими волну нелинейными силами и тормозящими диссипативными силами. Столкновительные и бесстолкновительные ударные волны могут возникать в результате "трения" между частицами [2] и взаимодействия типа волна-частица [3] соответственно. В пылевой плазме из-за наличия аномальной диссипации, обусловленной процессами зарядки пылевых частиц, возникает новый вид ударных волн, связанных с этой диссипацией. Они являются бесстолкновительными в том смысле, что в них эффект столкновений между электронами и ионами пренебрежимо мал. Однако в отличие от классических бесстолкновительных ударных волн, обусловленных взаимодействием заряженных частиц и электромагнитного излучения, существенным в плазменно-пылевых ударных волнах является взаимодействие пылевых частиц с электронами и ионами, падающими на пылинки в виде микроскопических токов, и электронами, испускаемыми пылинками за счет фотоэффекта. Случай, когда ударные волны являются достаточно интенсивными, соответствует распространению ионно-звуковых ударных волн.

Поскольку рассмотрение нелинейных процессов в пылевой плазме на основе решения кинетических уравнений весьма сложная задача, для их описания часто используют гидродинамическое приближение. В работе [4] было найдено стационарное решение упрощенной системы гидродинамических уравнений пылевой плазмы, являющееся теоретическим обоснованием возможности существования пылевых ионно-звуковых ударных волн. Первые лабораторные наблюдения этих волн проводились в Университете штата Айова (США) и в Институте по наукам о космосе и космонавтике (Япония). Выполнялись экспериментальные исследования ударных волн в пылевой плазме на Международной космической станции. В этой связи весьма своевременна разработка теоретических моделей, адекватно описывающих эксперименты.

В настояшей работе приволится обобшение имеюшихся результатов по исследованию ионнозвуковых ударных волн в пылевой плазме, в которой учитываются все важные диссипативные процессы, сказывающиеся на их распространении. В разделе 2 приводятся основные предположения используемой модели, система основных уравнений модели и краткое описание метода ее численного решения. В разделе 3 рассмотрены точные решения нелинейных уравнений в виде стационарных ударных волн и приведены условия их существования. Раздел 4 включает в себя описание результатов сушествующих экспериментов по ударным волнам в пылевой плазме, результатов их численного моделирования и сравнение теории и эксперимента. В разделе 5 приведено сравнение гидродинамического и кинетического подходов при описании пылевых ионно-звуковых ударных волн, а также приведен диапазон параметров экспериментов, в которых существенную роль может играть затухание Ландау. В разделах 6 и 7 рассмотрены вопросы существования пылевых ударных волн в ионосферной и астрофизической плазме соответственно. В разделе 7 приводятся основные выводы данного исследования.

#### 2. МОДЕЛЬ

Предполагается, что пылевая плазма обладает следующими свойствами [4, 5]:

 состоит из электронов, ионов, пылевых частиц и нейтральных атомов (молекул), является незамагниченной и представляет собой в невозмущенном состоянии электрически нейтральную и однородную среду;

 – частоты соударений электронов с ионами и атомами пренебрежимо малы по сравнению с частотами соударений с пылевыми частицами;

– процессы переноса тепла не учитываются, и температуры электронов  $T_e$  и ионов  $T_i$  постоянны, а их отношение  $T_e/T_i$  достаточно велико (последнее позволяет нам пренебречь затуханием Ландау для ионов [6]);

 временные масштабы рассматриваемых процессов соответствуют распространению ионно-звуковых волн;

- изменение заряда пылевой частицы обусловлено микроскопическими токами на нее электронов и ионов (возникающими из-за разности потенциалов между плазмой и поверхностью пылинки), а также током фотоэлектронов (фототоком). Происхождение последнего вызвано фотоэффектом, который приводит к отделению электронов и их уходу от поверхности пылевой частицы. В случае достаточно интенсивного электромагнитного излучения фотоэффект приводит к возникновению положительного заряда пылевых частии. в то время как при его отсутствии заряд пылинок отрицателен. Учет фототока дает возможность выделить эффекты, свойственные влиянию электромагнитного излучения на распространение нелинейных волн;

— средний радиус *а* пылевых частиц много меньше электронного дебаевского радиуса  $\lambda_{De}$ , а также характерного пространственного масштаба возмущений и среднего расстояния между пылевыми частицами;

– пылевые частицы массивны  $(m_i |Z_d| \ll m_d,$  где  $m_{i,d}$  – массы иона и пылевой частицы,  $q_d(x) = -Z_d e$  – ее средний заряд, e – заряд электрона). В большинстве случаев (но не всегда) пылевую частицу можно рассматривать как неподвижную, и плотность пылинок  $n_d$  можно считать постоянной величиной на ионно-звуковом временном масштабе;

– в отсутствие возмущений выполняется условие квазинейтральности  $n_{i0} = n_{e0} + Z_d n_{d0}$ , где индексом "0" обозначены невозмущенные величины;

– применима зондовая модель (the orbit-limited probe model) [7, 8];

 для описания нелинейных процессов в пылевой плазме используется гидродинамическое приближение для ионов и пылевых частиц;

 основная диссипация в системе связана с поглощением плазмы микрочастицами так же, как и рассеяние ионов на микрочастицах.

Для этих условий и плоской геометрии система нелинейных уравнений модели имеет следующий вид. 1. Эволюционные уравнения для ионов

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial (n_i u_i)}{\partial x} = -v_r n_i + S_i, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{e}{m_i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = -v_{id} \left( u_i - u_d \right) - v_{ia} u_i, \qquad (2)$$

где t — время, x — эйлерова координата,  $n_i$  и  $u_i$  — концентрация и скорость ионов,  $S_i$  — источник ионов, описывающий ионизацию (его величина выбирается так, чтобы в отсутствие возмущения в плазме он компенсировал поглощение ионов пылевыми частицами),  $u_d$  — скорость пылевых частиц,  $\phi$  — электростатический потенциал,  $v_r$  — частота, характеризующая процесс поглощения ионов пылевыми частицами,  $v_{id}$  и  $v_{ia}$  — частоты, с которыми ионы теряют свой импульс вследствие взаимодействий с пылевыми и нейтральными частицами (предполагается, что нейтральный газ неподвижен).

2. Эволюционные уравнения для пылевых частиц

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial (n_d u_d)}{\partial x} = 0, \qquad (3)$$

 $\frac{\partial u_d}{\partial t} + u_d \frac{\partial u_d}{\partial x} - \frac{Z_d e}{m_d} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{m_i}{m_d} \frac{n_i}{n_d} v_{id} \left( u_i - u_d \right) - v_{da} u_d,$ (4)

где  $n_d$  и  $u_d$  — концентрация и скорость пылевых частиц,  $V_{da}$  — частота, характеризующая передачу импульса при взаимодействии пылевых частиц с нейтральными атомами.

Для того чтобы получить выражения для частот  $v_r$  и  $v_{id}$ , необходимо проинтегрировать соответствующие сечения с функцией распределения ионов по скоростям. Величина скорости дрейфа ионов в нелинейных пылевых ионно-звуковых волнах может изменяться в достаточно широком диапазоне – она может достигать ионно-звуковой скорости в бесстолкновительной плазме без пыли  $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ . Далее используется сдвинутое максвелловское распределение ионов по скоростям  $f_i(\mathbf{v}) = \left(2\pi V_{T_i}^2\right)^{-3/2} \exp\left[-(\mathbf{v} - \mathbf{u}_i)^2 / 2V_{T_i}^2\right]$ , где  $V_{T_i} = \sqrt{T_i/m_i}$  — тепловая скорость ионов. Частота рекомбинации задается выражением  $v_r =$  $= n_d \int v \sigma_c(\mathbf{v}) f_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$ , где  $\sigma_c(\mathbf{v})$  – сечение поглощения по зондовой модели [7, 8]. Частота, с которой ионы теряют импульс, состоит из двух частей - потеря импульса за счет поглощения ионов пылевыми частицами и за счет рассеяния ионов в поле частицы:  $v_{id} = v_{id}^{\text{coll}} + v_{id}^{\text{orb}}$  [8]. Поглощаемые ионы теряют свой импульс на частице, сечение потери импульса за счет поглощения  $\sigma_{c}(v)$ . Сечение рассеяния, соответствующее упругому рассеянию ионов в поле частицы, есть кулоновское сечение рассеяния  $\sigma_s(v)$  с модифицированным кулоновским логарифмом [9]. Таким образом, частота изменения импульса  $v_{id}$  =  $= n_d \int \left( \mathbf{u}_i \cdot \mathbf{v} / u_i^2 \right) \mathbf{v} \left[ \sigma_{\rm c} \left( \mathbf{v} \right) + \sigma_{\rm s} \left( \mathbf{v} \right) \right] f_i \left( \mathbf{v} \right) d\mathbf{v}.$ После интегрирования мы получаем выражения для ча-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 11 2020

стот  $v_r$ ,  $v_{id}^{\text{coll}}$  и  $v_{id}^{\text{orb}}$ , которые являются функциями  $Z_d$  и  $u_i$ . Для случая отрицательно заряженных пылинок ( $q_d(x) < 0, Z_d > 0$ ) они имеют вид

$$\nu_{r} = \sqrt{2\pi a^{2}} v_{T_{i}} n_{d} \tilde{u}^{-1} \Big[ \sqrt{\pi/2} \operatorname{erf} \left( \tilde{u} / \sqrt{2} \right) \times \\ \times \Big( 1 + 2\tau z + \tilde{u}^{2} \Big) + \tilde{u} \exp \left( - \tilde{u}^{2} / 2 \right) \Big],$$
(5)

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_{id}^{\text{coll}} &= \sqrt{2\pi a^2} V_{T_i} n_d \tilde{u}^{-2} \left\{ \sqrt{\pi/2} \operatorname{erf} \left( \tilde{u} / \sqrt{2} \right) \times \right. \\ &\times \tilde{u} \left[ 1 + \tilde{u}^2 + \left( 1 - \tilde{u}^{-2} \right) (1 + 2\tau z) \right] + \\ &+ \left( 1 + 2\tau z + \tilde{u}^2 \right) \exp \left( - \tilde{u}^2 / 2 \right) \right\}, \end{aligned} \tag{6}$$

$$\mathbf{v}_{id}^{\text{orb}} = \sqrt{2\pi}a^{2}V_{T_{i}}n_{d}\left(2\tau z\right)^{2}\Lambda_{id}\left(\tilde{u}\right)\times$$
$$\times \tilde{u}^{-3}\left[\sqrt{\pi/2}\operatorname{erf}\left(\tilde{u}/\sqrt{2}\right) - \tilde{u}\exp\left(-\tilde{u}^{2}/2\right)\right],$$
(7)

где  $\tilde{u} = |u_i - u_d|/V_{T_i}$  – отношение скорости дрейфа ионов (относительно пылинок) к их тепловой скорости,  $\tau = T_e/T_i$  – отношение температуры электронов к температуре ионов,  $z = Z_d e^2/aT_e$  – потенциал поверхности микрочастицы в единицах  $T_e/e$ , a – радиус пылинки, erf( $\zeta$ ) – интеграл ошибок. Заметим, что выражение для тока поглощения ионов, соответствующее полученному  $v_e$ ,

хорошо известно (см., например, [10]),  $v_{id}^{orb}$  определяется также хорошо известным выражением для частоты потери импульса, которое используется в обычной электрон-ионной плазме [11]. Различие состоит только в том, что здесь использована модифицированная формула для кулоновского логарифма, выведенная в [9] для пылевой плазмы с учетом конечности размеров заряженных пылевых частиц и интенсивного кулоновского взаимодействия ионов с пылевыми частицами:  $\Lambda_{id}(\tilde{u}) \cong \ln[(1+\beta)/(a/\lambda_D + \beta)]$ , где  $\beta(\tilde{u}) = z\tau(a/\lambda_D) \times (1+\tilde{u}^2)^{-1} + \lambda_{De}^{-2}$  (где  $\lambda_{De,i} = \sqrt{T_{e,i}/4\pi e^2 n_{e,i}} - 3$ лектронный или ионный дебаевский радиусы). Однако при  $\beta \ll 1$  это выражение сводится к обычному выражению  $\Lambda_{id} = \ln \lambda_D/a$  [8].

Если пылевые частицы имеют положительный заряд,  $(q_d(x) > 0, Z_d < 0)$  выражения для частот столкновений приобретают вид

$$\begin{aligned}
\nu_{r} &= \frac{\sqrt{2\pi}}{2} a^{2} V_{T_{i}} n_{d} \tilde{u}^{-1} \left\{ \left( \tilde{u} + \tilde{v}_{0} \right) \exp\left( - \left( \tilde{v}_{0} - \tilde{u} \right)^{2} / 2 \right) + \right. \\ &+ \left( \tilde{u} - \tilde{v}_{0} \right) \exp\left( - \left( \tilde{v}_{0} + \tilde{u} \right)^{2} / 2 \right) + \\ &+ \sqrt{\pi/2} \left[ \operatorname{erf} \left( \left( \tilde{u} + \tilde{v}_{0} \right) / \sqrt{2} \right) - \right. \\ &- \left[ \operatorname{erf} \left( \left( \tilde{v}_{0} - \tilde{u} \right) / \sqrt{2} \right) \right] \left( 1 + 2\tau z + \tilde{u}^{2} \right) \right], \\ \nu_{id}^{coll} &= \frac{\sqrt{2\pi}}{2} a^{2} V_{T_{i}} n_{d} \tilde{u}^{-2} \left\{ \left[ \left( 1 + 2\tau z + \tilde{u}^{2} \right) + \right. \\ &+ \left. \tilde{v}_{0} \left( \tilde{u} + \tilde{v}_{0} - \tilde{u}^{-1} \right) \right] \exp\left( - \left( \tilde{v}_{0} - \tilde{u} \right)^{2} / 2 \right) + \end{aligned}$$

$$+ \left[ \left( 1 + 2\tau z + \tilde{u}^{2} \right) + \tilde{v}_{0} \left( \tilde{u}^{-1} + \tilde{v}_{0} - \tilde{u} \right) \right] \times \\ \times \exp\left( - \left( \tilde{v}_{0} + \tilde{u} \right)^{2} / 2 \right) + \\ + \sqrt{\pi / 2} \left[ \operatorname{erf}\left( \left( \tilde{u} + \tilde{v}_{0} \right) / \sqrt{2} \right) - \operatorname{erf}\left( \left( \tilde{v}_{0} - \tilde{u} \right) / \sqrt{2} \right) \right] \times \\ \times \tilde{u} \left( 1 + (2\tau z + 1) \left( 1 - \tilde{u}^{-2} \right) + \tilde{u}^{2} \right) \right\},$$
(9)

где  $\tilde{v}_0 = v_0 / V_{Ti}$ . Отличие выражений (8) и (9) от (6) и (7) связано с тем фактом, что в случае положительно заряженных пылинок только ионы со скоростями, превышающими величину  $|\mathbf{v}| > v_0 =$  $= \sqrt{|2Z_d e^2/m_i a|}$ , могут достичь поверхности пылинки, в то же время это ограничение не касается электронов.

3. Распределение Больцмана для концентрации электронов *n*<sub>e</sub>

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right). \tag{10}$$

4. Уравнение Пуассона для электростатического потенциала

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 4\pi (n_e + Z_d n_d - n_i). \tag{11}$$

5. Средний заряд пылинок изменяется согласно уравнению сохранения заряда [12–14]:

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} + u_d \frac{\partial q_d}{\partial x} = J_e + J_i + J_{ph}.$$
 (12)

Предполагается, что изменение заряда пылевой частицы обусловлено микроскопическими токами на нее электронов ( $J_e$ ) и ионов ( $J_i$ ) (возникающими из-за разности потенциалов между плазмой и поверхностью пылинки), а также током фотоэлектронов ( $J_{ph}$ ). Происхождение последнего вызвано фотоэффектом, который приводит к отделению электронов и их уходу от поверхности пылевой частицы. Фотоэффект в случае достаточно интенсивного электромагнитного излучения приводит к возникновению положительного заряда пылевых частиц. В соответствии с [15] имеют место следующие соотношения для  $J_e$ ,  $J_i$ ,  $J_{ph}$ , если заряд пылевой частицы положителен:

$$J_e = -2\sqrt{2\pi}a^2 V_{Te} n_e (1-z), \qquad (13)$$

$$J_i = (n_i/n_d) v_r, \tag{14}$$

$$J_{ph} = \frac{\pi \beta_0 e a^2}{\hbar} \int_{\omega_R - (e^2 Z_d / a\hbar)}^{\infty} \frac{\Phi(\omega)}{\omega} d\omega, \qquad (15)$$

где  $\Phi(\omega)$  — спектр электромагнитного излучения, вследствие воздействия которого фотоэлектроны покидают пылевую частицу,  $\beta_0$  — вероятность испускания электрона при воздействии одного фотона на поверхность частицы,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\hbar\omega_R$  — работа выхода для вещества пылевой частицы. Пределы интегрирования соответствуют тому факту, что только фотоны с частотами  $\omega > \omega_R - \left(e^2 Z_d / a\hbar\right)$  могут вызывать фотоэффект.

Выражение для тока электронов (13) при отрицательном заряде пылевой частицы (в отсутствие электромагнитного излучения) принимает вид

$$J_e = -2\sqrt{2\pi}a^2 V_{Te} n_e \exp(-z) \tag{16}$$

при отрицательном заряде пылевой частицы  $J_{ph} \equiv 0$ .

Представленная модель использовалась при численном моделировании нелинейных ионнозвуковых волн в пылевой плазме. Использовалось следующее обезразмеривание:

$$\frac{e\phi}{T_e} \to \phi, \quad \frac{u_{i,d}}{c_s} \to u_{i,d}, \quad \frac{n_{e,i,d}}{n_{e0}} \to n_{e,i,d},$$

$$\frac{tc_s}{\lambda_{De}} \to t, \quad \frac{x}{\lambda_{De}} \to x.$$
(17)

Отметим, что обезразмеривание скорости осуществлялось отношением к  $c_s$ , ионно-звуковой скорости в бесстолкновительной плазме без пыли. В пылевой плазме скорость ионного звука содержит значение концентрации пылевых частиц (см., например, [1]). Поскольку в пылевой плазме часто исследуются свойства нелинейных структур в зависимости от концентрации пыли, как правило, обезразмеривание производится по отношению именно к  $c_s$ , которая не зависит от параметров пыли, что оправдывает данный подход, несмотря на существующее представление, что обезразмеривание следует проводить по отношению к скорости ионного звука в пылевой плазме (см. [16]).

Для решения уравнений непрерывности и переноса количества движения для ионов и пылевых частиц (1)-(4), а также уравнения сохранения заряда (12) использовался алгоритм расчета переноса с коррекцией потоков четвертого порядка точности по фазе, второго порядка точности по времени и минимумом остаточной численной диффузии, разработанный Борисом и Буком (Flux-Corrected Transport), точнее его модифика-ция, называемая LCPFCT [17]. FCT является монотонным, консервативным, обеспечивающим положительность решения алгоритмом. Это значит, что он разрешает большие градиенты (включая разрешающую способность разностной сетки). Если переносимая величина, например плотность ионов, изначально была положительна, она остается положительной, и не образуется новых максимумов или минимумов за счет численных ошибок в процессе ее переноса.

Алгоритм FCT состоит из четырех следующих последовательных стадий:

 расчет промежуточного значения величины с учетом переноса и стабилизирующей диффузии и выбором в зависимости от решения диффузионных коэффициентов, обеспечивающих монотонность;

 расчет нескорректированных антидиффузионных потоков;

3) наложение ограничения на эти потоки, обеспечивающего положительность и устойчивость решения:

4) реализация антидиффузионной коррекции.

Для решения vpавнения Пvaccoнa (11) использовался неявный метод прогонки, который был модифицирован введением неявности в объемный заряд, что позволило существенно повысить устойчивость метода.

При решении полной системы уравнений выполнялась следующая последовательность операций (на каждом шаге по времени):

1) интегрирование эволюционных уравнений;

2) интегрирование уравнения сохранения заряда пылевых частиц;

3) интегрирование уравнения Пуассона.

Эти три стадии связаны друг с другом итерационным процессом, который контролируется сходимостью по плотности заряда.

Описанный выше алгоритм был реализован в виде пакета программных средств на языке программирования Фортран и протестирован на примерах численного моделирования задач о распространении стационарных ударных волн в пылевой плазме (без учета зарядки пылинок) и стационарных ударных волн (с учетом процесса зарядки пылинок). Тесты показали сохранение соответствующих стационарных решений при решении нестационарных задач.

#### 3. СТАЦИОНАРНЫЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫЕ РЕШЕНИЯ

Возможность существования пылевых ионнозвуковых ударных волн, связанных с аномальной диссипацией, впервые показана аналитически в [4]. При этом рассматривалась упрощенная ситуация, когда можно пренебречь трением ионов о пыль и нейтралы, а также поглощением ионов на пылевых частицах. Именно в этом случае оказывается возможным аналитическое рассмотрение нелинейных структур, диссипация в которых связана с процессом зарядки пылевых частиц.

Пылевая ионно-звуковая мода в пылевой плазме аналогична ионно-звуковой моде в обычной двухкомпонентной плазме, состоящей из электронов и ионов. Различие в их дисперсионных соотношениях объясняется появлением добавочных эффектов (процессов на поверхности пылевых частиц, флуктуаций их заряда, рекомбинации электронов и ионов и т.д.). В работе [4] рассматривались квазистационарные структуры, распространяющиеся со скоростью  $V(V_{Ti} < V \ll V_{Te})$ . Такие структуры представляют собой ударные волны, существующие благодаря эффективной диссипации, связанной с зарядкой пылевых частиц. В этой работе профили стационарных ударных волн (когда все параметры зависят от  $\xi = x - Vt$ ) были получены в предположении, что левая часть уравнения Пуассона (11) пренебрежимо мала, т.е. пренебрегалось эффектом разделения зарядов.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ 2020 том 46 № 11

Учет этого эффекта не изменяет условия существования стационарных ударных волн. В частности, стационарные ударные волны существуют для значений обезразмеренной скорости M = $= V/c_s$ , удовлетворяющих неравенствам [18]

$$1 + Z_{d0}d = M_1^2 \ge M^2 > M_0^2 \equiv 1 + \frac{z_0}{G + z_0/Z_{d0}d}, \quad (18)$$

где  $G = \left[1 + \left(z_0 + T_i / T_e\right)^{-1}\right]^{-1}, d = n_{d0} / n_{e0}$  — плот-

ность пыли и  $z_0 = Z_{d0} e^2 / a T_e$ .

Стационарное решение однородной системы уравнений (1), (2) имеет вид

$$n_i = \frac{Mn_{i0}}{\sqrt{M^2 - 2\varphi}}, \quad u_i = c_s \left(M - \sqrt{M^2 - 2\varphi}\right).$$
 (19)

Далее использовалось обезразмеривание (17). Если  $\delta z$  – возмущение заряда, уравнение Пуассона (11) в безразмерных переменных принимает вид

$$\frac{d^2 \varphi}{d\xi^2} = \exp(\varphi) + \left(1 + \frac{\delta z}{z_0}\right) Z_{d0} d - \frac{M(1 + Z_{d0}d)}{\sqrt{M^2 - 2\varphi}}, \quad (20)$$

а уравнение сохранения заряда (13) для обезразмеренных токов  $\overline{J}_{e}, \overline{J}_{i}, \overline{J}_{ph}$  (13), (14), (15), в которых  $z = z_0 + \delta z$ , следующий вид:

$$\frac{d\delta z}{d\xi} = \overline{J}(\phi, \delta z) =$$

$$= \overline{J}_{e}(\phi, \delta z) + \overline{J}_{i}(\phi, \delta z) + \overline{J}_{ph}(\phi, \delta z).$$
(21)

Численное интегрирование системы уравнений (20), (21) с учетом профилей параметров ионов (19) и распределения Больцмана для электронов (10) дает возможность получить стационарное решение в виде ударной волны. Решение должно удовлетворять граничным условиям:  $\phi = 0$  при  $\xi \rightarrow +\infty$  и  $\phi =$  $= \phi_A$  при  $\xi \rightarrow -\infty$ , где  $\phi = 0$  и  $\phi = \phi_A - д$ ва отдельных асимптотических значения ф при стремлении к нулю производных возмущенных величин.

Эффект разделения зарядов (электронов и ионов) проявляется в возникновении осцилляций в профиле ударной волны. Эффект усиливается с увеличением M, что демонстрируется рис. 1 и 2, на которых представлены стационарные ударно-волновые решения для двух случаев. На рис. 1а-г показаны профили потенциала  $\phi(\xi)$ , электрического поля  $E = -d\phi/d\xi$ , возмущения безразмерного заряда  $\delta z$  и плотности ионов  $n_i$ , отнесенной к невозмущенной плотности электронов n<sub>e0</sub>, для случая  $Z_{d0}d = 2$ ,  $T_e/T_i = 10$ ,  $a/\lambda_{De} = 0.01$  и M = 1.5. В этом случае в профилях ударно-волновой структуры осцилляции пренебрежимо малы, и эффект разделения зарядов подавлен. На рис. 2 показаны такие же профили (для таких же параметров плазмы и пыли), что и на рис. 1, но для M = 1.68. В случае рис. 2 эффект разделения зарядов (электронов и ионов) значителен. Тот факт, что пыль не принимает участия в этом эффекте, хорошо иллюстрируется рис. 2в, из которого видно отсутствие осцилляций в профиле возмущения заряда δζ пылинки. Подчеркнем, что осцилляции в профиле ионно-



**Рис. 1.** Профили параметров стационарной волновой структуры при  $Z_{d0}d = 2$ ,  $T_e/T_i = 10$ ,  $a/\lambda_{De} = 0.01$  и M = 1.5.

звуковой ударной волны, связанные с эффектом разделения зарядов, наблюдались в пылевой плазме в эксперименте [20].

Решения, представленные на этих рисунках, соответствуют случаю равновесия между опрокидывающими волну нелинейными силами и приводящими к ее затуханию диссипативными силами в однородной пылевой плазме с больцмановскими электронами, гидродинамическими ионами и неподвижными пылевыми частицами с переменными зарядами. Таким образом, они допускают трактовку как стационарные решения в виде ударных волн. Диссипация в них обусловлена изменением заряда пылевых частиц, которая, в свою очередь, вызвана действием микроскопических токов электронов и ионов на пылевые частицы и тока фотоэлектронов. Ширина фронта ударной волны может быть выражена через частоту зарядки v<sub>q</sub> и ионно-звуковую скорость c<sub>s</sub> в виде  $\Delta \xi \lambda_{De} \sim M c_s / v_q$  [18], где равновесное значение



**Рис. 2.** Профили параметров стационарной волновой структуры при  $Z_{d0}d=2, T_e/T_i=10, a/\lambda_{De}=0.01$  и M=1.68.

частоты зарядки  $v_q$  определяется выражением [19]

$$v_q = -\frac{\partial \left(J_e + J_i + J_{ph}\right)}{\partial q_d}\Big|_{q_d = -Z_{d0}d}.$$

Еще раз отметим, что рассматриваемые здесь ударные волны являются бесстолкновительными в том смысле, что для их существования вовсе не обязательны столкновения между электронами и ионами (ими мы пренебрегали в данном рассмотрении), которые являются источником диссипации для обычных столкновительных ионно-звуковых ударных волн. В противоположность классическим бесстолкновительным ударным волнам [3], в которых диссипация обусловлена турбулентными взаимодействиями типа волна-частица в плазме, в рассматриваемом случае диссипация возникает из-за зарядки пылевых частиц. Такая ситуация оказывается возможной, поскольку в большинстве случаев в комплексной плазме частота зарядки V<sub>q</sub> значительно превосходит как

ион-ионную частоту столкновений, так и электронные частоты столкновений.

### 4. ПЫЛЕВЫЕ ИОННО-ЗВУКОВЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ. СРАВНЕНИЕ С ЛАБОРАТОРНЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТАМИ

Наблюдения пылевых ионно-звуковых ударных волн были проведены в лабораторных экспериментах в Университете штата Айова (США) [21] и в Институте по наукам о космосе и космонавтике (Япония) [20].

Сформулируем кратко основные выводы экспериментов. Эксперимент [21], проведенный на Q-машине, показал следующее.

1. Пылевые ионно-звуковые ударные волны формируются лишь при достаточно больших значениях концентрации пылевых частиц. Для данных этих экспериментов параметр  $\varepsilon Z_{d0} \equiv$  $\equiv Z_{d0}(n_{d0}/n_{i0}) \ge 0.75$ . Вывод о формировании ударной волны основывался на укручении со временем фронта возмущения. В случае достаточно малых концентраций пыли укручения не происходило. Наоборот, фронт уширялся.

2. В случае формирования ударно-волновой структуры ширина фронта Δξ соответствует теоретической оценке [1]

$$\Delta \xi \sim M c_s / v_a, \tag{22}$$

где  $Mc_s$  — скорость ударно-волновой структуры,  $V_q$  — частота зарядки пылевых частиц, определяемая соотношением

$$v_q = \omega_{pi}^2 a \frac{1 + z_0 + T_i / T_e}{\sqrt{2\pi} V_{Ti}},$$
(23)

 $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi n_{i0}e^2/m_i}$  – ионная плазменная частота,  $m_i$  – масса иона, a – радиус пылевой частицы,  $z = Z_d e^2/aT_e$ ,  $T_{e(i)}$  – температура электронов (ионов),  $V_{Ti} = \sqrt{T_i/m_i}$  – ионная тепловая скорость.

3. Имеется существенный рост скорости пылевых ионно-звуковых ударных волн с ростом концентрации пыли, т.е. с увеличением значений параметра  $\varepsilon Z_{d0}$ .

В эксперименте [20], проведенном на двойном плазменном приборе (double plasma device), модифицированном для присутствия пыли в установке, в качестве основной выделялась еще одна особенность ионно-звуковых ударных волн в пылевой плазме.

4. В окрестности фронта на профиле ударной волны в отсутствие пыли имеются осцилляции, обусловленные разделением зарядов (электронов и ионов). Наличие пыли подавляет эти осцилляции.

Теоретическая модель, претендующая на адекватное описание ударно-волновых структур в пылевой плазме, должна объяснять приведенные выше свойства ударных волн для данных упомянутых экспериментов.

Эволюция возмущения и его трансформация в нелинейную волновую структуру описывалась системой уравнений, состоящей из эволюционных уравнений для ионов (1), (2), распределения Больцмана для электронов (10), уравнения Пуассона для электростатического потенциала (11), уравнения, описывающего изменение заряда пылевых частиц (12). При этом, так как пылинки в условиях рассматриваемых экспериментов заряжаются отрицательно (фототок равен нулю). были использованы выражения (16) и (14) для электронного и ионного микроскопических токов на частицу. Кроме того, при расчетах считалось, что массивные пылевые частицы неподвижны на рассматриваемом временном масштабе, и их эволюционные уравнения (2), (4) не решались.

Была использована модификация так называемой модели ионизирующего источника (ionization source model), разработанной в [22–24].

Модель ионизирующего источника, описывающая эволюцию возмущения в пылевой плазме и его трансформацию в ионно-звуковую ударную волну, учитывает различные виды ионизирующего источника. Если концентрация частиц плазмы достаточно велика, то вид ионизирующего источника соответствует обычной ионизации нейтралов электронным ударом и, соответственно, пропорционален концентрации электронов. В экспериментах [20, 21] длины свободных пробегов электронов при соударениях с нейтралами настолько высоки, что ионизация осуществляется при соударениях нейтралов со стенками камеры, содержащей плазму. Следовательно, для условий этих экспериментов вид ионизирующего источника не зависит от концентрации электронов, и его можно записывать в виде некоторой постоянной величины. Кроме того, при численном моделировании учитывалось влияние ионного газокинетического давления на эволюцию системы.

В эксперименте [21] плазма паров цезия (ионы Cs<sup>+</sup>) создавалась методом поверхностной ионизации: при столкновении атома цезия с нагретой до температуры ~2300 К танталовой пластиной атом отлетает от пластины в виде иона, одновременно происходит термоэлектронная эмиссия с испусканием пластиной в среднем одного электрона на каждый образованный ион. Таким образом, следует ожидать, что в непосредственной близости от пластины образуется поток ионов со скоростью и концентрацией, на которые существенное влияние оказывает температура пластины. В вычислениях этот факт учитывался использованием граничного условия на горячей пластине, которое было получено в следующих предположениях:

 а) на поверхности пластины наряду с ионизацией имеет место и обратный процесс поверхностной рекомбинации;

б) все ионы, сталкивающиеся с пластиной, рекомбинируют;

в) в начальный момент времени (т.е. непосредственно перед тем, как начинается эволюция возмущения) имеет место динамическое равновесие между процессами ионизации и рекомбинации: температура ионного газа равна температуре поверхности пластины и поток сталкивающихся с поверхностью и рекомбинирующих на ней ионов равен потоку испускаемых с поверхности ионов; функция распределения испускаемых с поверхности ионов — максвелловская с температурой  $T_i$ , равной температуре поверхности пластины, направленная скорость ионов равна нулю, концентрация ионов соответствует начальной концентрации ионного газа;

г) по мере эволюции возмущения ионы в окрестности пластины приобретают направленную скорость  $u_i$ , при этом изменяется их концентрация  $n_i$  в соответствии с законами сохранения потока испускаемых с поверхности ионов и потока их импульса, причем их функция распределения предполагается (как и в начальный момент времени) максвелловской с температурой  $T_i$ , но уже с направленной скоростью и отличной от начальной величины концентрацией ионов у поверхности пластины.

Теоретические исследования проводились с параметрами плазмы, соответствующими экспериментальным значениям [21]: плотность атомов цезия  $10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = T_i = 0.2$  эВ,  $c_s = 0.4$  км/с, фоновая невозмущенная концентрация ионов  $n_{i0} = 1.024 \times 10^7$  см<sup>-3</sup>, a = 0.1 мкм, параметр  $\epsilon Z_{d0}$  изменялся в пределах от 0 до 0.95 ( $\epsilon = n_{d0}/n_{i0}$ ); исследовалась эволюция начального возмущения – "ступеньки" ионной концентрации, создаваемой в экспериментальной установке с помощью сетки, на которой поддерживался электростатический потенциал – 6 эВ по отношению к потенциалу горячей пластины, ширина "ступеньки"  $\Delta x = 25$  см, начальное превышение ионной концентрации в "ступеньке" над фоновой  $\Delta n_i/n_{i0} = 2$ .

На рис. 3, построенном в формате представления результатов экспериментов [21], представлена расчетная зависимость концентрации ионов от времени. Видно, что имеет место уширение волнового фронта при  $\varepsilon Z_{d0} = 0$  (а) и укручение при  $\varepsilon Z_{d0} = 0.75$  (б), что находится в соответствии с экспериментальными данными. Здесь уширение или укручение фронта показано тонкими линиями. Численное значение ширины ударного фронта  $\Delta \xi/Mc_s \sim 0.3$  мс (см. рис. 1б) соответствует как экспериментальному значению, так и полученному аналитически в рамках теоретической модели.

Эволюция возмущения происходит таким образом, что приблизительно через 1 мс после начала распространения возмущения по фоновой плазме скорость (фронта) возмущения  $V_p$  становится близкой к постоянной. На рис. 4 приведена зависимость скорости возмущения, нормированной к ее значению в отсутствие пыли ( $\varepsilon = 0$ ), от параметра  $\varepsilon Z_{d0}$ . Рисунок построен с использованием экспериментальных точек (см. [21]), которые показаны крестиками. Данные вычислений



**Рис. 3.** Зависимость от времени концентрации ионов на различных расстояниях от сетки для случаев отсутствия пылевых частиц (а) и их наличия (б).

изображены кружками. Видно хорошее соответствие теории и эксперимента.

Численное моделирование эксперимента [20] проводилось для разных значений концентрации пыли в аргоновой плазме при следующих значениях параметров: концентрация атомов  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = T_i = 1.5$  эВ,  $c_s = 2$  км/с,  $n_{i0} = 2.3 \times 10^8$  см<sup>-3</sup>, a = 4.4 мкм. В эксперименте для возбуждения ионно-звуковой ударной волны к управляющей сетке прилагался треугольный импульс напряжения с амплитудой 2 В и длительностью 10 мкс. При теоретическом моделировании рассматривался распад "ступеньки" шириной  $\Delta x = 20$  см, форма которой была получена самосогласованно, используя способ возбуждения ударной волны.

На рис. 5, построенном в формате результатов экспериментов [20], представлена зависимость от времени концентрации ионов на разных расстояниях от сетки для значений  $n_{d0} = 0$  (концен-



**Рис. 4.** Зависимость скорости возмущения  $V_p(\varepsilon)$ , нормированной к ее значению в отсутствие пыли ( $\varepsilon = 0$ ), от параметра  $\varepsilon Z_{d0}$ .

трация электронов при этом  $n_{e0} = 2.3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ ) (рис. 5а) и  $n_{d0} = 1.46 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$  (концентрация электронов при этом  $n_{e0} = 4.6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ ) (рис. 5б). В расчетах, как и в эксперименте, присутствие пыли подавляет осцилляции на профиле ударной волны, вызванные разделением зарядов (электронов и ионов). Теоретическое значение ширины фронта ударной волны (во временных единицах) ~5 мкс соответствует экспериментальным результатам.

Таким образом, приведенная в разделе 2 настоящей работы теоретическая модель позволяет описать все основные экспериментальные результаты по пылевым ионно-звуковым ударным волнам.

#### 5. ДИССИПАТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПЫЛЕВЫХ ИОННО-ЗВУКОВЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

В приведенном выше теоретическом описании пылевых структур рассматривалось решение гидродинамической системы уравнений, специально полученной для случая пылевой плазмы из кинетических уравнений для электронов, ионов и пылевых частиц [25]. При этом не учитывался такой существенно кинетический эффект, как затухание Ландау. Вместе с тем существуют косвенные указания на то, что затухание Ландау может играть важную роль в ряде ситуаций. Так, авторы работы [26] именно с затуханием Ландау связывают тот факт, что при достаточно малых значениях концентрации пыли в лабораторных экспериментах [21] ионно-звуковые ударные волны не возникают.

Следует отметить, что существуют различные подходы к описанию затухания Ландау в плазменно-пылевых системах. Прежде всего суще-



**Рис. 5.** Зависимость от времени концентрации ионов на различных расстояниях от сетки для случаев отсутствия пылевых частиц (а) и их наличия (б).

ствуют работы (см., например, [6]), где при вычислении соответствующих декрементов процесс зарядки пылевых частиц не учитывается. Тем не менее уже в 1993 г. стало ясно [14], что процесс их зарядки существенно влияет на декремент затухания, описываемый на кинетическом уровне (ниже называемый кинетическим декрементом затухания), частью которого является декремент затухания Ландау. Процесс зарядки пылевых частиц должен учитываться в расчетах. Часто в статьях приводится анализ (см., например, [21, 27]), основанный на результатах работы [3]. Это обусловлено, в частности, тем, что не был приведен в достаточно компактной форме кинетический декремент затухания для ионно-звуковых волн, полученный с учетом процессов зарядки пылевых частиц, который мог бы применяться для анализа экспериментов в пылевой плазме. Результаты же, которые приведены в [14, 19] и могли бы быть использованы для вычисления соответствующих декрементов, либо имеют сложный интегро-операторный вид, либо описывают предельные случаи, не относящиеся к проводимым в настоящее время экспериментам. Более того, в [14, 19] имеются противоречия в конечном выражении для диэлектрической проницаемости пылевой плазмы, важном для вывода кинетического декремента затухания. Все это указывает на необходимость уточнения декремента затухания для пылевых ионно-звуковых ударных волн, описываемого на кинетическом уровне, и получения компактного выражения для декремента, которое может использоваться для реанализа экспериментальных данных.

Пылевая ионно-звуковая мода в комплексной плазме аналогична ионно-звуковой моде в обычной двухкомпонентной плазме, состоящей из электронов и ионов. Различие в их дисперсионных соотношениях объясняется появлением добавочных эффектов (процессов на поверхности пылевых частиц, флуктуаций их заряда, рекомбинации электронов на поверхности пылевых частиц и ионов и т.д.).

Анализ дисперсионных свойств ионно-звуковых волн на основе системы уравнений гидродинамики применительно к модели ионизирующего источника [22–24] дает следующее выражение для линейного декремента затухания [28–30]:

$$\gamma_{\mathbf{k}} \approx -\Gamma \equiv -\frac{\mathbf{v}_r + \mathbf{v}_{id}}{2},\tag{24}$$

где частота, характеризующая процесс поглощения ионов пылевыми частицами  $v_r$  и частота, с которой ионы теряют свой импульс вследствие взаимодействий с пылевыми частицами  $v_{id}$  пропорциональны частоте зарядки  $v_q$  (23) [1]:

$$\nu_{r} = \nu_{q} \frac{Z_{d0}d}{1 + Z_{d0}d} \frac{(\tau + z_{0})}{z_{0}(1 + \tau + z_{0})},$$
  

$$\nu_{id} = \nu_{q} \frac{Z_{d0}d}{(1 + Z_{d0}d)z_{0}(1 + \tau + z_{0})} \times$$
(25)  

$$\times \left(z_{0} + \frac{4\tau}{3} + \frac{2z_{0}^{2}}{3\tau}\Lambda\right).$$

Ясно, что в рамках вышеописанной гидродинамической модели ионизирующего источника диссипация в пылевой плазме управляется процессами поглощения ионов пылевыми частицами и кулоновскими взаимодействиями между ионами и пылевыми частицами. Все эти процессы связаны с механизмом зарядки пылевых частиц. Эти частоты пропорциональны  $v_q$ . С другой стороны,  $\Gamma \propto v_q$ .

Гидродинамический подход к описанию пылевых ионно-звуковых ударных волн применим, только если диссипативные процессы, которые учитываются в гидродинамической модели, оказываются важнее кинетических, включая затухание Ландау. В работах [28–30] приводится вывод закона дисперсии и кинетического декремента затухания для ионно-звуковых волн на основе стандартного полностью кинетического подхода, при использовании методики, развитой в работе [19]. Авторами этой работы получены выражения для диэлектрической проницаемости.

В случае, когда частота ионно-звуковых волн  $\omega_k^s \ge v_q$ , (случай, представляющий наибольший интерес, так как это условие легко выполняется для многих гармоник, составляющих ионно-звуковое возмущение, поскольку в экспериментах, как правило, используются достаточно тяжелые ионы) кинетический декремент затухания имеет вид

$$\gamma_{\mathbf{k}}^{L} = \gamma_{\mathbf{k}}^{L,R} + \gamma_{\mathbf{k}}^{L,q}, \qquad (26)$$
  
$$\gamma_{\mathbf{k}}^{L,R} \approx -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{m_e}{m_i} \frac{n_{i0}}{n_{e0}} \frac{\omega_{\mathbf{k}}^s}{\left(1 + |\mathbf{k}|^2 \lambda_{De}^2\right)^{3/2}} \times$$

$$\times \left(1 + \frac{n_{i0}}{n_{e0}} \sqrt{\frac{T_e^3}{T_i^3}} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \exp\left[-\frac{T_e n_{i0}}{2T_i n_{e0} \left(1 + |\mathbf{k}|^2 \lambda_{De}^2\right)}\right]\right),$$
(27)  
$$\gamma_{\mathbf{k}}^{L,q} = -\nu_q \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{Z_{d0} d}{z_0} \frac{(\tau + z_0)}{(1 + \tau + z_0) \left(1 + |\mathbf{k}|^2 \lambda_{De}^2\right)}$$
(28)

и дисперсионное соотношение для пылевых ионно-звуковых волн

$$\omega_{\mathbf{k}}^{s} \approx \frac{|\mathbf{k}| c_{s} \sqrt{n_{i0}/n_{e0}}}{\sqrt{1+|\mathbf{k}|^{2} \lambda_{De}^{2}}}.$$
(29)

Первый член в правой части уравнения (26) описывает затухание Ландау на электронах и ионах, а второй член – диссипацию за счет их взаимодействия с пылевыми частицами. Для их декремента используется единое название: кинетический декремент затухания. Оправданность единого названия следует из того факта, что в пылевой плазме оба из указанных типов процессов неразделимы. Особенно хорошо это видно на примере, приведенном в [14], в котором рассматривается затухание пылевых ионно-звуковых волн в случае  $\omega_{\mathbf{k}}^{s} < v_{a}$ , противоположное рассматриваемому в данной работе. Этот пример показывает, что даже тогда, когда описывающие затухание резонансные знаменатели в функциях отклика для электронов и ионов соответствуют обычным полюсам Ландау, возникает новое (отличное от обычного затухания Ландау) бесстолкновительное затухание, обусловленное процессами зарядки пылевых частиц.

В некоторых ситуациях, типичных для современных экспериментов в пылевой плазме, второй член в уравнении (26)  $\gamma_k^{L,q}$  преобладает над первым  $\gamma_k^{L,R}$ . Исторически сложилось так, что наиболее типичные эксперименты по пылевой плазме проводились и проводятся в установках тлеющего или высокочастотного разряда (см., например, [31, 32]), тогда как нелинейные пылевые ионнозвуковые ударные волны наблюдались в двойном плазменном приборе, модифицированном для обеспечения присутствия пыли в установке [20], и Q-машине [21] (см. раздел 4). Представляет интерес проанализировать соотношение между



**Рис. 6.** Отношение  $\gamma_{\mathbf{k}}^{L,q}/\Gamma$  в зависимости от плазменных параметров экспериментов в Q-машине (а) и в двойном плазменном приборе (б). Жирные кривые соответствуют ситуации, когда это отношение равно 1.

затуханием, описываемым на кинетическом уровне, и аномальными диссипативными процессами в рамках гидродинамики для этих экспериментов.

Простым критерием применимости гидродинамической модели ионизирующего источника является условие  $\Gamma > \gamma_k^L$ . Справедливость этого условия означает, что учет диссипативных процессов, связанных с зарядкой пылевых частиц, в гидродинамических уравнениях более важен, чем учет роли затухания, в кинетическом описании. Для данных экспериментов [21] (ионы цезия Cs<sup>+</sup>,  $T_e = T_i = 0.2$  эВ, a = 0.1 мкм,  $n_{i0} = 1.024 \times 10^7$  см<sup>-3</sup>) и характерным волновым вектором  $|\mathbf{k}| \sim 2\pi/\Delta\xi \sim v_q/Mc_s$ , ширина фронта  $\Delta\xi$ , связана с аномальной диссипацией.  $\gamma_k^{L,q}$  больше, чем  $\gamma_k^{L,R}$  при  $\varepsilon Z_{d0} > 0.6$ . Ударная волна (укручение фронта) наблюдалась в Q-машине при  $\varepsilon Z_{d0} > 0.75$  когда условие  $\varepsilon Z_{d0} > 0.6$  также удовлетворялось. Таким



**Рис. 7.** Отношение  $\gamma_{\mathbf{k}}^{L,q}/\Gamma$  в зависимости от плазменных параметров экспериментов в высокочастотном (а) и в тлеющем (б) разрядах. Жирные кривые соответствуют ситуации, когда это отношение равно 1.

образом, можно прийти к выводу, что процессы зарядки пылевых частиц могут существенно изменить кинетический декремент затухания в пылевых ионно-звуковых ударных волнах и вопрос о применимости гидродинамической модели сводится к оценке областей параметров плазмы, в которых  $\Gamma > \gamma_k^L$ .

На рис. 6, 7 приведены изолинии отношения  $\gamma_{k}^{L,q}/\Gamma$  в зависимости от  $n_i/n_e$  и  $n_i e^2/n_d a T_i$  для параметров экспериментов по пылевой плазме, проводимых в Q-машине [21], двойном плазменном приборе [20, 33], а также установках тлеющего и высокочастотного разряда [31, 32]. Жирные кривые соответствуют  $\Gamma = \gamma_{k}^{L,q}$ . Рис. 6а построен для параметров экспериментов [21]. Кружок на рисунке соответствует  $\epsilon Z_{d0} = 0.75$ . Рис. 6б построен для параметров экспериментов [20] (ионы аргона Ar<sup>+</sup>,  $T_e = 1.5$  эВ,  $T_i < 0.1$  эВ, a = 4.4 мкм,



**Рис. 8.** Зависимость от времени расчетных концентраций ионов на различных расстояниях от сетки для эксперимента в Q-машине, полученных в гидродинамическом приближении (жирные кривые) и с учетом затухания Ландау (тонкие кривые).

 $n_{i0} = 2.3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ ). Треугольник на этом рисунке соответствует  $\epsilon Z_{d0} = 0.5$ . Видно, что параметры экспериментов [20, 21, 33] удовлетворяют неравенству  $\gamma_k^{L,q}/\Gamma < 1$ , что подразумевает справедливость использования модели ионизирующего источника для описания пылевых ионно-звуковых нелинейных структур в двойном плазменном приборе и Q-машине.

Рис. 7а соответствует параметрам экспериментов на установке высокочастотного плазменного разряда, помещенной на борту Международной космической станции [32] (ионы аргона Ar<sup>+</sup>,  $T_e \approx 1$  эВ,  $T_i \approx 0.03$  эВ, a = 3.4 мкм,  $n_{i0} \approx 2 \times 10^9$  см<sup>-3</sup>), а рис. 76 построен для параметров плазмы экспериментов в тлеющем разряде [31] (ионы Ne<sup>+</sup>,  $T_e \approx 3$  эВ,  $T_i \approx 0.03$  эВ, a = 4 мкм,  $n_{i0} \approx 10^9$  см<sup>-3</sup>). Видно, что для  $n_i/n_e = 1/(1 - \varepsilon Z_d) > 3$  в эксперименте [32] и  $n_i/n_e = 1/(1 - \epsilon Z_d) > 1$  в эксперименте [31] отношение  $\gamma_{k}^{L,q}/\Gamma$  всегда превосходит 1. Это означает, что в достаточно широких областях параметров пылевых частиц при описании пылевых ионно-звуковых структур в типичных экспериментах по пылевой плазме, проводящихся в установках тлеющего и высокочастотного разряда, необходимо применять кинетическое описание. Повторим, что критерием для определения необходимости применения кинетического подхода для описания пылевых ионно-звуковых нелинейных структур в экспериментах служит выполнение неравенства

 $\gamma_{\mathbf{k}}^{L,q}/\Gamma < 1$  для данных этих экспериментов.

На рис. 8 жирными кривыми показаны расчетные концентрации ионов на различных расстояниях от сетки, полученные в рамках гидродинамической модели ионизирующего источника (см. рис. 3) в Q-машине, тонкие кривые – расчетные кривые, полученные для тех же параметров, но учитывающие изменение частот в модели ионизирующего источника, характеризующих диссипацию за счет затухания Ландау, описываемого на кинетическом уровне. Сравнение этих результатов иллюстрирует малость влияния такого затухания на эволюцию пылевых ионно-звуковых ударных волн в эксперименте [21]. Однако для адекватного описания экспериментальных ситуаций необходимо правильно описывать характер процессов ионизации в плазме. В типичных экспериментах по пылевой плазме, проводящихся в установках тлеющего и высокочастотного разряда, кинетическое затухание оказывается существенным при генерации и распространении пылевых ионно-звуковых структур в достаточно широких областях параметров пылевых частиц, и становится необходимым применение кинетического описания.

#### 6. ПЫЛЕВЫЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

В нижней части ионосферы Земли на высотах 80-95 км наблюдаются слоистые структуры, известные как серебристые облака и полярные мезосферные радиоотражения [34, 35]. Эти структуры обусловлены наличием в них большого количества электрически заряженных пылинок и аэрозоля. В мезосфере Земли на высотах 80-95 км присутствуют частицы метеоритной пыли. Предполагается, что при низкой температуре, характерной для летней мезопаузы, на таких частицах возможен рост ледяных кристаллов, и получившиеся крупные частицы заметно влияют на баланс заряда в этой области. Присутствие заряженных частиц в полярной летней мезопаузе играет важную роль в таком явлении, как летнее полярное мезосферное эхо – сильные отклики радарных сигналов от летней мезопаузы на высотах 85-95 км. Наличие заряженной "пыли" в мезосфере было подтверждено прямыми измерениями с помощью ракетных зондов; были обнаружены как положительно, так и отрицательно заряженные пылевые частицы.

В присутствии достаточно жесткого электромагнитного излучения изменение заряда пылевой частицы происходит за счет фотоэффекта, который приводит к отделению электронов от пылинки и их уходу с ее поверхности. Фотоэффект, в случае достаточно интенсивного электромагнитного излучения, приводит к возникновению положительного заряда пылевой частицы. Аналитическая теория и результаты численных расчетов пылевых ионно-звуковых ударных волн в ситуации, когда фотоэффект существенен, представлены в работе [23]. Такие условия могут наблюдаться в ионосферной плазме в дневное время, когда освобождение электронов из пылевых частиц под действием солнечного излучения может приводить к положительным зарядам пылевых частиц.

Эволюция возмущения в пылевой плазме и его трансформация в нелинейную волновую структуру исследовались с помощью численного моделирования системы уравнений, состоящей из эволюционных уравнений для ионов (1), (2), распределения Больцмана для электронов (10), уравнения Пуассона для электростатического потенциала (11), уравнения, описывающего изменение заряда пылевых частиц (12). При этом, так как пылинки в условиях рассматриваемых экспериментов заряжаются положительно, были использованы выражения (13)-(15) для электронного, ионного микроскопических токов на частицу и фототока. При численном моделировании считалось, что массивные пылевые частицы неподвижны на рассматриваемом временном масштабе, и их эволюционные уравнения (3), (4) не решались. Рассматривалось влияние на процессы зарядки пылевых частиц солнечного излучения в окрестности Земли. Для простоты спектр излучения  $\Phi(\omega)$  аппроксимировался спектром абсолютно черного тела  $\Phi(\omega) = \Phi_0 \omega^3 / (\exp(\hbar \omega / T_s) - 1)$  с эф-фективной температурой  $T_s = 6000$  К и  $\Phi_0 = 5.5 \times$  $\times 10^{-55} \,\mathrm{r} \cdot \mathrm{c}$ .

В качестве начального возмущения была выбрана неподвижная область ("ступенька") с постоянной, повышенной по сравнению с фоновой плотностью ионов. В системе координат, связанной с фронтом из однородного уравнения (2) переноса количества движения получается соотношение  $\varphi + u_i^2/c_s^2 = \text{const. B}$  области возмущения  $u_i = 0$ ,  $\varphi - \varphi_0 \neq 0$ , в то время, как перед фронтом стационарной ударной волны  $\varphi = 0$  и  $u_i c_s \approx M$ . Отсюда  $\varphi_0 \approx M^2/2$ . Начальная плотность ионов оценивалась из уравнения непрерывности.

Численные результаты, описывающие эволюцию начальной неподвижной области с повышенной плотностью ионов, которая соответствует  $M \sim$ 

~ 1.5 (т.е.  $\varphi_0 \sim M^2/2 \sim 1.125$ ) для параметров плазмы  $Zd_0d = 2$ ,  $T_{e'}/T_i = 10$ ,  $a/\lambda_{De} = 0.01$ , представлены на рис. 9. Предполагалось, что начальный заряд пылинок являлся равновесным в отсутствии волновых возмущений ( $z_0 \sim 1.23$ ). На рис. 9а–г показаны профили потенциала  $\varphi(x)$ , электрического поля  $E = -d_x \varphi$ , возмущения  $\delta z$  обезразмеренной на невозмущенную плотность электронов  $n_{e0}$ , в моменты времени t = 100, 1000 и 1500. Начальные профили (t = 0) соответствующих параметров представлены в виде тонких линий в левых частях рисунка. Штриховыми линиями в правых частях обозначены профили точного решения для стационарной ударной волны с M = 1.49.

Как видно из рисунка, эволюция интенсивного возмущения в виде ступеньки с постоянной плотностью ионов приводит к появлению ударно-вол-



**Рис. 9.** Профили параметров, показывающие эволюцию начальной "ступени" ионной плотности (сплошные кривые). Здесь штриховыми линиями показаны профили, соответствующие стационарному решению.

новой структуры, аналогичной описываемой точным решением с M = 1.49. Эти решения различаются наличием волны разрежения. Расстояние между волнами сжатия и разрежения сокращается в процессе эволюции ударной волны. В конце концов, присутствие волны разрежения приводит к разрушению ударно-волновой структуры.

Рис. 10 иллюстрирует полученную в расчетах пространственную эволюцию начального возмущения ионной плотности в реальных пространственном и временном масштабах при следующих значениях параметров ионосферной плазмы на высотах 500–600 км:  $T_e = 2$  эВ,  $T_i = 0.5$  эВ,  $n_{e0} = 10^3$  см<sup>-3</sup>,  $c_s = 3.5$  км/с,  $\lambda_{De} = 33$  см,  $n_{i0} = 8 \times 10^2$  см<sup>-3</sup>,  $n_{d0} = 1$  см<sup>-3</sup>,  $a = 10^{-4}$  см, порог фотоэффекта соответствует длине волны электромагнитного излучения  $\lambda_R = 2 \times 10^{-5}$  см или энергии фо-



**Рис.** 10. Пространственная эволюция начального возмущения ионной плотности в реальных пространственном и временном масштабах.

тонов  $\varepsilon_R = 6.2$  эВ, вероятность фотоэффекта  $\beta = 0.1$ , начальный равновесный заряд пылинок  $q_{d0} = -Z_{d0}e > 0$  при  $Z_{d0} = -1.92 \times 10^3$ . Хорошо видны участки, соответствующие волнам сжатия и разрежения. Ширина фронта таких ударных волн для размеров пылевых частиц порядка  $10^{-4}$  см может быть очень большой и достигать нескольких километров. В приведенном примере при значении M = 0.894 ширина фронта ударной волны составляет примерно  $5000\lambda_{De} \approx 1.6$  км. Исследование влияния начального заряда пылинок на эволюцию ступеньки показало, что эволюция начального возмущения приводит к одним и тем же результатам в структуре ударной волны, что хорошо согласуется с тем фактом, что характерное время зарядки пылинок много меньше, чем время установления стационарной структуры.

Отвечая на вопрос, откуда берутся пылевые частицы на этих высотах, рассмотрим возможность появления заряженных пылевых частиц в активных геофизических ракетных экспериментах, связанных с выбросом газообразного вещества в ионосферу Земли и подразумевающих образование ударных волн рассматриваемого типа. Возникновение идеи наблюдения ударных волн в такого рода экспериментах обусловлено наблюдениями, проведенными по программе активных космических экспериментов Active Magnetospheric Particle Tracer Explorers (AMPTE). Одна из основных целей эксперимента АМРТЕ (см., например, [36]) состояла в исследовании бесстолкновительных ударных волн с очень большой шириной фронта. Рассмотрим ситуацию экспериментов, которые проводятся в дневное время (что

обуславливает важность эффектов электромагнитного излучения). Предположим, что высота, на которой эксперименты должны проводиться (как это было запланировано), равна 500–600 км, а их схема аналогична схеме экспериментов Fluxus-1 и Fluxus-2, проведенных на высоте 140 км [37, 38]. В этих экспериментах источником заряженных частиц служил генератор высокоскоростных плазменных струй. Ударным фронтом в этом случае является внешняя граница струи, т.е. граница между плазмой струи и плазмой ионосферы. Возможность наблюдения ударных волн рассматриваемого типа, но без влияния электромагнитного излучения (когда эксперимент проводится в ночное время), обсуждалась в [39].

Пылевые частицы в эксперименте на высоте 500-600 км формируются в результате конденсации [40]. Время образования центров конденсации очень мало, причем все капли, образовавшиеся в результате конденсации, имеют приблизительно одинаковый размер а. Оценки размера а были выполнены для двух случаев [39]. Вычисления в первом случае проводились для воздушной струи, инжекция которой, как планировалось, может предварять инжекцию металлической плазмы. Характерная скорость расширения молекулярного азота U = 0.3 - 0.5 км/с; конденсация начинается, когда струя проходит расстояние порядка 10 см; степень конденсации приблизительно равна 0.72, а размер  $a = 1.5 \times 10^{-4}$  см. Второй случай соответствует случаю паров железа (оценки для этого случая проведены с использованием данных [40]). В этом случае степень конденсации ~0.44, а размер *a* существенно уменьшается с ростом скорости струи (при U = 9.2 км/с  $a = 6 \times$ × 10<sup>-3</sup> см; при U = 15.5 км/с  $a = 3.3 \times 10^{-5}$  см; при U = 21.4 км/с  $a = 6 \times 10^{-7}$  см; при U = 27.2 км/с  $a = 10^{-8}$  см). Отсюда видно, что при значениях скорости, больших 25 км/с, размер а становится порядка характерного размера молекулы. Это означает, что при достаточно больших скоростях U конденсация не приводит к образованию макрочастин.

Заряд, который приобретают макрочастицы, можно оценить из уравнения баланса микроскопических токов ионов и электронов и тока фотоэлектронов как невозмущенный заряд пылевой частицы. Для приведенных выше параметров ионосферы на высотах 500–600 км были найдены значения зарядового числа  $Z_{d0}$ , частоты зарядки  $v_q$ , характерного расстояния  $L \sim U/v_q$ , проходя которое макрочастица приобретает заряд  $q_d \sim -e$ , для всех перечисленных выше значений скорости струи U.

Главные выводы этих оценок следующие.

1. Для скоростей U, не превышающих 10 км/с, эффект зарядки пылевых частиц значителен, а расстояние L не очень велико и не превышает ширину фронта ударной волны, которая в нашем случае порядка 1 км. Например, для струи молекулярного азота с U = 0.5 км/с имеем  $Z_{d0} \sim$ 

~  $-2.98 \times 10^3$ , а  $L \sim 10^3$  см; для струи паров железа U = 9.2 км/с получаем  $Z_{d0} \sim -1.9 \times 10^5$  и  $L \sim 10^3$  см.

2. Увеличение скорости U приводит к ослаблению процесса зарядки пылевых частиц и к увеличению расстояния L. Для скорости струи из паров железа U= 15.5 км/с расстояние  $L \sim 3 \times 10^5$  см становится порядка ширины фронта ударной волны; для U= 21.4 км/с находим  $Z_{d0} \sim -12$ , а  $L \sim 10^7$  см.

Для используемых здесь значений параметров ионно-звуковая скорость, являюшаяся определяющей для скорости фронта ударной волны, равна ~10 км/с. Таким образом, оптимальные скорости *U* для достижения ощутимого эффекта зарядки макрочастиц и наблюдения ударных волн, связанных с процессом зарядки, не должны превышать 10 км/с. Полученные значения L для этих скоростей достаточно разумны с точки зрения проведения активных ракетных экспериментов в земной ионосфере и выполнения наблюдений в этих экспериментах. Аналогично эксперименту АМРТЕ [38] можно ожидать, что рассматриваемые активные эксперименты позволят исследовать структуру фронта ударных волн, а также физические процессы, происходящие в области фронта. Далее, упомянутые здесь и в работе [37] активные эксперименты могут оказаться полезными с точки зрения моделирования различных физических явлений, встречающихся в природе, например, в случае удара большого метеорита о поверхность Луны. Эволюция плюма от удара может приводить к формированию ударно-волновой структуры, связанной с появлением заряженных макрочастиц, образуемых в процессе конденсации вещества как плюма, так и паров вещества, выдуваемого с поверхности кратера и окружающего его реголитного слоя.

#### 7. ПЫЛЕВЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Присутствие пыли в межзвезлной среле вытекает из наблюдений общего угасания, покраснения и поляризации звездного света, присутствия темных туманностей и отражающих туманностей, рентгеновских гало вокруг рентгеновских источников, световых эхо вокруг новых и сверхновых, теплового инфракрасного излучения из Галактики, а также избирательного истощения тугоплавких элементов из газовой фазы межзвездной среды [41, 42]. Ударные волны в космической плазме играют важную роль в различных явлениях. Например, согласно современным представлениям [43, 44], образование планет и звезд происходит, в основном, в межзвездных молекулярно-пылевых облаках после распространения через них ударных волн, которые создают начальные конденсации плотности для дальнейшего гравитационного сжатия. Другим примером являются ударные волны, образующиеся вследствие взрывов сверхновых звезд. Несколько взрывов сверхновых в ассоциации Скорпиона-Центавра произошли в процессе

формирования Местной межзвездной среды (ММС) и определили свойства ММС [45, 46]. Важным наблюдаемым проявлением ударных волн во Вселенной, в которых пыль играет существенную роль [41, 42], является возникновение слоя пыли за ударной волной от сверхновой. Существует гипотеза, что этот слой связан с процессом конденсашии пыли [5]. Рассмотрение временных масштабов, соответствующих распространению пылевых ионно-звуковых возмушений. предполагает. что движением пылевых частиц можно пренебречь. Однако, именно эта ситуация, когда пыль подвергается воздействию ударных волн и в рамках которой движение частиц пыли оказывает влияние на их свойства, важна с точки зрения описания космических явлений, таких как взрывы сверхновых, взаимодействие (столкновения и отражения) ударных волн, происходящих из взрывов сверхновых (можно предположить, что процессы такого рода способны, в частности, стимулировать формирование крупномасштабных активных областей звездообразования [47–49]; они также важны в эволюции ММС [45, 46]). Численное моделирование (см., например, [46, 50-52]) и лабораторные эксперименты (см., например, [53, 54]), которые моделируют ударные волны при взрывах сверхновых, а также их взаимодействие, не учитывают влияния пыли. В [46] приводятся результаты исследования взаимодействия остатка сверхновой — Северного Полярного шпура (Петли I) с Местным облаком, волокном Санцини-Ван-Вёрдена и оболочкой Местной каверны с учетом как динамических эффектов (распространение ударных волн), так и эффектов теплопроводности, испарения и излучения. На рис. 11 приведена схема, демонстрирующая модель местной межзвездной среды, принятую в [55]. В [46] показано, что частичное прогорание волокна Санцини-Ван-Вёрдена и испарение газа в нем может сушественно повлиять на положение гелиопаузы в Солнечной системе, что, в свою очередь, может привести к различным последствиям, в том числе повлечь за собой изменение климата на Земле. Продемонстрировано, что эффект испарения пылевых частиц с поверхности раздела систем Петля І-Местное облако, Петля І-оболочка Местной каверны может привести к изменению скорости этих объектов на величину больше или порядка их начальной скорости. а взаимодействие Петли I как с Местным облаком. так и с оболочкой Местной каверны может привести к жесткому ультрафиолетовому излучению, превышаюшему полную светимость Солнца.

Данные наблюдений астрофизической плазмы (см., например, [41, 42]) и теоретические и экспериментальные данные об ударных волнах (см., например, [5, 20, 21]) показывают, что влияние пыли может быть значительным. Появление пылевых слоев и других пылевых неоднородностей за фронтом ударной волны также может быть связано с взаимодействием частиц (нейтралов, ионов), участвующих в образовании ударной волны.

Для описания стационарных ударных волн в космической пылевой плазме, которая содержит электроны, ионы, нейтралы и пылевые частицы в [56] рассматривалось гидродинамическое приближение. Ударно-волновые процессы в стационарных средах могут быть описаны законами сохранения импульса частиц и потоков энергии через фронт ударной волны. В пылевой плазме ситуация более сложная, потому что пылевая плазма является открытой системой. Поэтому мы ограничимся рассмотрением только стационарного случая, когла на фронте ударной волны пылевая плазма неподвижна. Это означает, что должна быть некоторая внешняя ионизация, которая поддерживает плотность частиц плазмы (при отсутствии источника электронов и ионов плазма очень быстро рекомбинирует на пылевых частицах [56]). Ионизация может быть вызвана электромагнитным излучением рождающихся звезд, космическими лучами, электронными пучками и т.д. Мы предполагаем, что за фронтом ударной волны находится источник частиц плазмы с той же скоростью генерации частиц, что и на фронте. Запишем уравнение неразрывности для массовой плотности ионов и источником ионов в форме  $q_i$ :

$$\frac{\partial n_i m_i}{\partial t} + \frac{\partial (n_i u_i m_i)}{\partial x} = -\overline{v}_i n_i m_i + q_i.$$
(30)

Уравнение неразрывности для массовой плотности пылевых частиц можно записать в виде, соответствующем сохранению общих плотностей пылевых частиц и ионов при отсутствии источника *q*.

$$\frac{\partial (n_d m_d)}{\partial t} + \frac{\partial (n_d u_d m_d)}{\partial x} = \overline{v}_i n_i m_i, \qquad (31)$$

где  $n_d$  — плотность пылевых частиц,  $m_d$  — масса пылевой частицы,  $u_d$  — ее направленная скорость.

Источник ионов в уравнении (30) может быть выражен через частоту невозмущенных переменных (описывается индексом 0) перед фронтом ударной волны, поскольку мы предполагаем, что он компенсирует потери электронов и ионов вследствие рекомбинации на пылевых частицах:  $q_i = \overline{v}_{i,0} n_{i,0} m_i$ . Величина  $\overline{v}_i - \phi$ ункция  $n_d$ ,  $n_i$ ,  $Z_d$  (где  $Z_d$  – заряд пылевой частицы в зарядах электрона) и, в общем случае, относительной скорости ионов и пылевых частиц, которую перед фронтом ударной волны можно считать равной нулю, вследствие ее релаксации за счет столкновений ионов с пылевыми частицами. Таким образом,  $\overline{v}_{i,0}$  зависит от  $n_{d,0}$ ,  $n_{i,0}$  и  $Z_{d,0}$ .

Уравнения (30) и (31) позволяют нам найти уравнение, описывающее эволюцию общей плотности массы

$$\frac{\partial (n_d m_d + n_i m_i)}{\partial t} + \frac{\partial (n_d u_d m_d + n_i u_i m_i)}{\partial x} = \overline{v}_{i,0} n_{i,0} m_i.$$
(32)

Изменение массы пыли является очень медленным процессом, поэтому во время прохождения частиц через фронт ударной волны (в системе отсчета, связанной с фронтом) можно пренебречь увеличением массы пыли. Таким образом, можно получить закон сохранения плотности массы в следующем виде:

$$(n_{d,1}m_d + n_{i,1}m_i)u_1 = (n_{d,0}m_d + n_{i,0}m_i)u_0, \qquad (33)$$

где нижний индекс 1 обозначает величины за фронтом. В (33) мы учли, что благодаря процессу релаксации пылевые частицы и ионы имеют одинаковые скорости в областях за фронтом ударной волны и на ее фронте  $u_d = u_i = u$ .

Из условия стационарности плазмы в присутствии источника из (30) и условия отсутствия пространственной зависимости массовой плотности ионов как за, так и перед фронтом ударной волны, можно получить

$$\overline{\mathbf{v}}_{i,1} n_{i,1} = \overline{\mathbf{v}}_{i,0} n_{i,0}. \tag{34}$$

Заметим, что выполнение стационарного условия  $q_i = \overline{v}_{i,0} n_{i,0} m_i$  для ионов приводит к выполнению стационарного условия для электронов. Это означает, что соотношение для электронов, аналогичное (34) (где индексы *i* должны быть заменены индексами *e*, а  $v_e$  – эффективная частота [1] рекомбинации электронов на пылевых частицах), должно выполняться, если выполняется условие (34).

Используя (30), находим в системе координат, связанной с фронтом ударной волны

$$\frac{\partial (n_i u_i)}{\partial t} = -(\overline{v}_i n_i - \overline{v}_{i,0} n_{i,0}).$$
(35)

Аналогичное уравнение справедливо для электронов с подстановкой в (35) индекса *е* (который характеризует электроны) вместо *i*. Хотя для равновесных значений имеем  $\overline{v}_{i,0}n_{i,0} = \overline{v}_{e,0}n_{e,0}$ , соответствующее неравенство для отсутствия равновесия не выполняется. Таким образом, вычитая из уравнения (35) аналогичное уравнение для электронов, можно получить уравнение, описывающее процесс сохранения заряда в системе

$$\frac{\partial Z_d}{\partial t} + \frac{\partial (Z_d u_d)}{\partial x} = \overline{v}_e n_e - \overline{v}_i n_i.$$
(36)

Нейтралы обычно прилипают к пылевым частицам в течение конечного времени. После этого они покидают частицы, приобретая температуру их поверхности. Таким образом, их количество сохраняется

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \frac{\partial (u_n n_n)}{\partial x} = 0, \qquad (37)$$

а температура  $T_n$  становится близкой к температуре пылевых частиц  $T_d$ . Здесь индекс *n* характеризует нейтралы.



Рис. 11. Схема местной межзвездной среды. Здесь 1– центр ассоциации Скорпиона–Центавра, 2– Петля I, 3– оболочка Петли I, 4– оболочка Местной каверны, 5– Солнце и Солнечная система, 6– Местное облако, 7– волокно Санцини–Ван-Вёрдена.

Уравнение, характеризующее динамику ионов на фронте ударной волны, имеет вид

$$n_{i}\frac{\partial(m_{i}u_{i})}{\partial t} + n_{i}m_{i}u_{i}\frac{\partial u_{i}}{\partial x} + \frac{\partial(n_{i}T_{i})}{\partial x} =$$

$$= -en_{i}\frac{\partial \varphi}{\partial x} - \tilde{v}_{i}m_{i}(u_{i} - u_{d})n_{i},$$
(38)

где обмен импульсом между ионами и нейтралами не учитывается;  $T_{i(e)}$  – ионная (электронная) температура,  $\varphi$  – электростатический потенциал,  $\tilde{v}_i$  задается выражением (3.68) в [1]. Аналогичное уравнение (с определением  $\tilde{v}_e$  формулой (3.67) в [1]) может быть написано для электронов.

Для нейтралов получаем

$$n_n \frac{\partial (m_n u_n)}{\partial t} + n_n m_n u_n \frac{\partial u_n}{\partial x} + \frac{\partial (n_n T_d)}{\partial x} =$$

$$= -v_n m_n (u_n - u_d) n_n,$$
(39)

где  $v_n m_n (u_n - u_d) n_n$  — сила трения между нейтралами и пылевыми частицами.

Для пылевых частиц необходимо учитывать передачу импульса при столкновениях с ионами и нейтралами (передача импульса при столкновениях с электронами пренебрежимо мала)

$$n_{d} \frac{\partial (m_{d}u_{d})}{\partial t} + n_{d}m_{d}u_{d} \frac{\partial u_{d}}{\partial x} + \frac{\partial (n_{d}T_{d})}{\partial x} =$$

$$= Z_{d}n_{d} \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \tilde{v}_{i}m_{i} (u_{d} - u_{i}) n_{i} -$$

$$- \tilde{v}_{e}m_{e} (u_{d} - u_{e}) n_{e} - v_{n}m_{d} (u_{d} - u_{n}) n_{n}.$$
(40)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 11 2020

Используя (32), (38), (39) и условие квазинейтральности, можно найти следующее соотношение для баланса плотности энергии:

$$(m_{i}n_{i,0} + m_{d}n_{d,0} + m_{n}n_{n,0})\frac{u_{0}^{2}}{2} + n_{i,0}T_{i} + n_{e,0}T_{e,0} + (n_{d,0} + n_{n,0})T_{d,0} = (m_{i}n_{i,1} + m_{d}n_{d,1} + m_{n}n_{n,1})\frac{u_{1}^{2}}{2} + (41) + n_{i,1}T_{i,1} + n_{e,1}T_{e,1} + (n_{d,1} + n_{n,0})T_{d,1}.$$

Поскольку система является открытой, энергия, поглощаемая пылевыми частицами, должна нахолиться в равновесии с нагревом плазмы и ее охлаждением, чтобы обеспечить условия для существования стационарной ударной волны. Источник ионизации обычно нагревает плазму, а ее охлаждение осуществляется благодаря тепловому излучению пылевых частиц. Обозначим внешние источники нагрева  $q_i^E$ ,  $q_e^E$  и  $q_d^E$ . Передача энергии электронам и ионам внешними источниками  $q_e^E$  и  $q_i^E$  соответственно, в стационарных условиях равна передаче энергии пылевым частицам. Кулоновские столкновения электронов и ионов с пылевыми частицами являются упругими и не приводят к передаче энергии пылевым частицам. Таким образом, только процессы зарядки пылевых частиц способствуют передаче им энергии. Обозначим скорости передачи энергии пылевым частицам (вносимые электронами и ионами, соответственно) через  $\hat{v}_e n_e T_e$  и  $\hat{v}_i n_i T_i$ , где  $\hat{v}_e$  и  $\hat{v}_i$  – частоты переноса (определяемые частотой зарядки v<sub>a</sub>). Условия стационарности до и после фронта ударной волны могут быть записаны в следующем виде:

$$\hat{\mathbf{v}}_{e,0(1)} n_{e,0(1)} T_{e,0(1)} = q_e^E, \quad \hat{\mathbf{v}}_{i,0(1)} n_{i,0(1)} T_{i,0(1)} = q_i^E.$$
(42)

Таким образом, можно связать величины ионных (электронных) температур за и перед фронтом ударной волны:

$$\hat{\mathbf{v}}_{i(e),0} n_{i(e),0} T_{i(e),0} = \hat{\mathbf{v}}_{i(e),1} n_{i(e),1} T_{i(e),1}.$$
(43)

Более того, стационарность означает равенство процессов нагрева и охлаждения. В космической плазме процесс охлаждения обычно происходит за счет теплового излучения пылевых частиц. В соответствии с законом излучения Стефана– Больцмана скорость потерь излучения в оптиче-

ски тонкой плазме пропорциональна  $T_d^4 n_d$ . Таким образом, мы имеем  $n_{d,0}T_{d,0}^4 = n_{d,1}T_{d,1}^4$ .

Если в передаче энергии преобладает излучение, то вместо уравнения сохранения потока энергии можно использовать уравнение  $n_d T_d^4 = n_{d,0} T_{d,0}^4$  даже для параметров пыли в окрестности фронта ударной волны.

Уравнения, относящиеся к параметрам до и после фронта ударной волны, могут быть исполь-

зованы для определения параметров за фронтом, если перед фронтом они известны. Обобщенные соотношения Гюгонио для ударных волн в пылевой плазме получены (см. [5]) при следующих допущениях: равенство процессов нагрева и охлаждения в ударной волне; излучение доминирует в переносе энергии; давление пыли мало по сравнению с давлением нейтралов, электронным и ионным давлениями; масса пылевых частиц и нейтралов преобладает в массовой плотности; температуры нейтральных и пылевых частиц равны между собой.

Эти обобщенные соотношения Гюгонио гораздо сложнее, чем соотношения Гюгонио в обычной газовой динамике. Появляются новые соотношения. Например, чтобы найти связь между зарядом пылевой частицы за фронтом ударной волны и ее скоростью, характеризуемой числом *M*, необходимо решить ряд уравнений (в том числе и трансцендентных). Эта проблема может быть решена только численно.

Оценим ширину фронта ударной волны для случая, когда  $M \ge 1$ . В этом случае ширина фронта определяется (см. [5]) длиной свободного пробега электронов и ионов при столкновениях с пылевыми частицами

$$\Delta \xi \sim \frac{\lambda_{D0}^2 n_{e0}}{a n_{d0} Z_{d0}},\tag{44}$$

где  $\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}$ ,  $\lambda_{D,e(i)}$  – дебаевский радиус электронов (ионов), *a* – размер пылевой частицы. Величина  $\Delta\xi$  много меньше длины свободного пробега для бинарных (электрон-ион, электронэлектрон, ион-ион) столкновений. Подчеркнем, что процесс столкновения электронов и ионов с пылевыми частицами приводит к зарядке последних. Так диссипация, которая вызывает ударные волны, связана с процессом зарядки пылевых частиц.

#### 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены методы описания ионно-звуковых ударных волн в пылевой плазме. Описан новый вид пылевых ионно-звуковых ударных волн, связанных с аномальной диссипацией. Рассмотрены основные диссипативные процессы, связанные с процессами зарядки пылевых частиц, поглощением ионов пылевыми частицами, кулоновскими столкновениями ионов с пылевыми частицами, затуханием Ландау. Предложенные методы теоретического исследования позволяют объяснить все основные особенности пылевых ионно-звуковых ударных волн, наблюдаемых в лабораторных экспериментах. Такого рода ударные волны широко представлены в околоземной плазме и Вселенной. Их изучение возможно в активных ионосферных экспериментах

типа Fluxus. Важными астрофизическими проблемами, в которых следует учитывать проявления рассмотренных ударных волн, могут служить ударные волны от сверхновых, эволюция местной межзвездной среды и т.д.

Можно ожидать, что в ионосферной и космической плазме ударные волны (по крайней мере те, которые можно наблюдать), имеют значительные амплитуды. Это указывает на необходимость развития методов рассмотрения ударных волн большой амплитуды, что и представлено в данной работе и отличает данную работу от большинства публикаций по ударным волнам в пылевой плазме, где используется, в основном, теория возмущений. В такого рода публикациях авторы часто используют модифицированное уравнение Бюргерса, которое оказывается справедливым лишь для малых амплитуд возмущений.

Следует отметить, что здесь описана лишь небольшая часть ситуаций. Пылевая плазма имеет свои особенности по сравнению с обычной плазмой, в частности, связанные с возможностью фазовых переходов. Например, проводились экспериментальные исследования ударной волны плавления [57]. Можно ожидать фазовых переходов в пылевой плазме из-за изменения параметров плазмы в ударной волне [5]. Однако данные теоретические построения требуют отдельных исследований, включающих использование методов физики твердого тела.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Цытович В.Н. // УФН. 1997. Т. 167. С. 57.
- 2. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- 3. *Сагдеев Р.3.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 4. 1964. С. 20.
- Popel S.I., Yu M.Y., Tsytovich V.N. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 4313.
- Popel S.I., Tsytovich V.N., Yu M.Y. // Astrophys. Space Sci. 1998. V. 256. P. 107.
- 6. Rosenberg M. // Planet. Space Sci. 1993. V. 41. P. 229.
- Chen F.F. // Plasma Diagnostic Techniques / Ed. R.H. Huddlestone and S.L. Leonard. N.Y.: Academic, 1965. Chap. 4.
- Barnes M.S., Keller J.H., Forster J.C., James A. O'Neill, D. Keith Coultas // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 313.
- Khrapak S.A., Ivlev A.V., Morfill G.E., Thomas N.M. // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 046414.
- 10. Whipple E.C. // Rep. Prog. Phys. 1981. V. 49. P. 1197.
- Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: Изд-во иностранной литературы, 1957.
- Popel S.I., Yu M.Y. // Contrib. Plasma Phys. 1995. V. 35. P. 103.
- 13. Popel S.I., Yu M.Y. // Phys. Rev. E. 1994. V. 50. P. 3060.
- 14. Tsytovich V.N., Havnes O. // Comm. Plasma Phys. Controll. Fusion. 1993. V. 15. P. 2673.

- *Бенкада С. //* Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 483.
- 25. Benkadda S., Gabbai P., Tsytovich V.N., Verga A. // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. P. 2717.

15. Losseva T.V., Popel S.I., Golub' A.P., Izvekova Yu.N.,

16. Дубинов А.Е. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 1070.

17. Оран Э.Б., Борис Дж. Численное моделирование

18. Попель С.И., Гиско А.А., Голубь А.П., Лосева Т.В.,

19. Tsytovich V.N., de Angelis U. // Phys. Plasmas. 1999.

20. Nakamura Y., Bailung H., Shukla P.K. // Phys. Rev.

21. Luo Q.-Z., D'Angelo N., Merlino R.L. // Phys. Plasmas.

22. Popel S.I., Golub' A.P., Losseva T.V., Bingham R. //

23. Popel S.I., Golub' A.P., Losseva T.V., Bingham R., Ben-

24. Попель С.И., Голубь А.П., Лосева Т.В., Бингхем Р.,

kadda S. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1497.

Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. С. 258.

V. 6. P. 1093.

Lett. 1999. V. 83. P. 1602.

1999. V. 6. P. 3455.

Бингхем Р. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 831.

реагирующих потоков. М.: Мир, 1990. С. 315.

Shukla P.K. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 013703.

- Luo Q.-Z., D'Angelo N., Merlino R.L. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 3455.
- 27. Merlino R.L., Barkan A., Thompson C., D'Angelo N. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 1607.
- 28. Попель С.И., Андреев С.Н., Гиско А.А., Голубь А.П., Лосева Т.В. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 314.
- Popel S.I., Losseva T.V., Merlino R.L., Andreev S.N., Golub' A.P. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. 054501.
- Popel S.I., Losseva T.V., Golub' A.P., Merlino R.L., Andreev S.N. // Contrib. Plasma Phys. 2005. V. 45. P. 461. https://doi.org/10.1002/ctpp.200510052
- Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортов В.Е. // УФН. 1997. Т. 167. С. 1215.
- Samsonov D., Morfill G., Thomas H., Hagl T., Rothermel H., Fortov V., Lipaev A., Molotkov V., Nefedov A., Petrov O., Ivanov A., Krikalev S. // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. P. 036404.
- Nakamura Y., Sarma A. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 3921.
- 34. *Klumov B.A., Popel S.I., Bingham R. //* Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. С. 524.
- Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. С. 171.
- Bingham R., Shapiro V.D., Tsytovich V.N., de Angelis U., Gilman M., Shevchenko V.I. // Phys. Fluids B. 1991. V. 3. P. 1728.

- Gavrilov B.G., Podgorny A.I., Podgorny I.M., Sobyanin D.B., Zetzer J.I., Erlandson R.E., Meng C.-I., Stoyanov B.J. // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26. P. 1549.
- Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Гаврилов Б.Г., Грыцькив И.В., Киселев Ю.Н., Романовский Ю.А., Рыбаков В.А., Менг Ч.-И., Эрландсон Р., Стоянов Б. // ДАН РФ. 1998. Т. 361. С. 818.
- Popel S.I., Tsytovich V.N. // Astrophys. Space Sci. 1999.
   V. 264. P. 219.
- 40. Райзер Ю.П. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 1741.
- 41. *Dwek E., Arendt R.G.* // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1992. V. 30. P. 11.
- 42. *Evans A*. The Dusty Universe. Chichester: John Wiley & Sons, 1994.
- 43. *Kaplan S.A., Pikel'ner S.B.* // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1974. V. 12. P. 113.
- 44. *Kaplan S.A., Pikel'ner S.B.* Interstellar Medium. Cambridge, MA: Harvard University Press, 1982.
- 45. Cox D.P., Reynolds R.J. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1987. V. 25. P. 303.
- 46. Kosarev I.B., Loseva T.V., Nemtchinov I.V., Popel S.I. // Astron. Astrophys. 1994. V. 287. P. 470.
- 47. *Chernin A.D., Efremov Yu.N.* // Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSSO's / Ed. Tenorio-Tagle G. Cambridge: Cambridge University, 1994. P. 65.
- Efremov Yu.N., Chernin A.D. // Vistas in Astron. 1994.
   V. 38. P. 165.
- 49. Chernin A.D., Efremov Yu.N., Voinovich P.A., Mon N.R. // Astron. Soc. 1995. V. 275. P. 313.
- Yoshika S., Ikeuchi S. // Astrophys. J. 1990. V. 360. P. 352.
- 51. Барнаусов Д.И., Войнович П.А., Чернин А.Д. // Письма Астрономич. ж. 1992. Т. 18. С. 1095.
- 52. Войнович П.А., Чернин А.Д. // Письма Астрономич. ж. 1995. Т.21. С. 926.
- Рыбаков В.А., Артемьев В.И., Медведюк С.А., Чернин А.Д. // Письма Астрономич. ж. 1998. Т. 24. С. 874.
- 54. Remington B.A., Drake R.P., Takabe H., Arnett D. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 1641.
- 55. Бочкарев Н.Г. Местная межзвездная среда. М.: Наука, 1990.
- 56. Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Киселев Ю.Н., Немчинов И.В., Христофоров Б.Д. // ДАН АН СССР. 1993. Т. 31. С. 486.
- Samsonov D., Zhdanov S.K., Quinn R.A., Popel S.I., Morfill G.E. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 255004.