ЖЭТФ, 2018, том 154, вып. 4 (10), стр. 890–896

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗАТУХАЮЩИХ СОЛИТОНОВ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СИСТЕМЕ В СЛУЧАЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

Е. К. Эль-Шеви [a,b*], *А. А. Эль-Рахман* [c], *С. К. Загбир* [d]

[a] *Физический факультет, Университет Тайба*
42353, Медина, Саудовская Аравия

[b] *Группа теоретической физики, Факультет науки, Университет Мансуры*
35516, Мансура, Египет

[c] *Физический факультет, Факультет науки, Университет Асьюта*
71515, Асьют, Египет

[d] *Факультет науки для девушек, Университет Аль-Азхар*
11651, Каир, Египет

Поступила в редакцию 23 ноября 2017 г.

(Перевод с английского)

CYLINDRICAL DAMPED SOLITARY PROPAGATION IN SUPERTHERMAL PLASMAS

E. K. El-Shewy, A. A. El-Rahman, S. K. Zaghbeer

Исследуются волновые свойства затухающих солитонов в столкновительной размагниченной четырехкомпонентной жидкостной плазменно-пылевой системе, состоящей из распределенных высокотемпертурных электронов, подвижных ионов и отрицательно и положительно заряженных пылевых частиц. Диссипативные свойства пылевых ионных акустических мод исследуются в рамках метода редуктивного возмущения с использованием подходящего геометрического преобразования координат, при этом получается трехмерное уравнение Кадомцева – Петвиашвили с затуханием ($3D$-КПЗ) в цилиндрических координатах. Изучается влияние столкновительных параметров на структуру затухающего солитона. А именно, исследуется влияние аксиальных, радиальных и полярных координат на время распространения солитона. Результаты работы можно использовать для изучения плазмы в мезосфере Земли.

DOI: 10.1134/S0044451018100176

1. ВВЕДЕНИЕ

Столкновительная комплексная пылевая плазма в космическом пространстве и магнитосфере Земли представляет собой жидкостную плазменную систему, состоящую из ионов, электронов, жидких или твердых пылевых микрочастиц и нейтральных частиц [1–4]. Заряженные микрочастицы в плазменной динамике изменяют различные характеристики плазмы, а также обусловливают возникновение волновых явлений нового типа, а именно, пылевых акустических и пылевых ионных акустических (ПИА) волн [5–7]. Существование ПИА солитонов было подтверждено экспериментальными лабораторными исследованиями [8, 9]. В работе [10] исследовались ПИА волны в плазме с использованием аппроксимации, в которой пренебрегается электрон-ионным рассеянием и поглощением микрочастиц. Результаты экспериментов показали, что в лабораторных условиях пылевая плазма содержит некоторое число нейтральных частиц, при этом столкновения пы-

* E-mail: emadshewy@yahoo.com

левых частиц с нейтральными влияют на волновые свойства плазмы [11, 12]. Влияние столкновений пылевых частиц с нейтральными на поведение волн в плазме также рассматривалось в работе [13]. В работе [14] было получено, что аномальная диссипация волн приводит к существованию новых типов ударных волн, что важно для описания процессов образования сверхновых. В работах [15–18] исследовались частота рекомбинации ионов на микрочастицах и частота передачи импульса при столкновениях ион–частица (ион–нейтральная частица). Влияние магнитного поля на скорость затухания столкновительной пылевой плазмы было исследовано в работе [15]. В работе [17] изучались переменные заряды и захват электронов при распространении ПИА волн в столкновительной пылевой плазме. Отрицательно заряженная пылевая плазма в космическом пространстве обсуждалась в работах [19, 20]. В работах [21–23] исследовались отрицательно и положительно заряженные пылевые микрочастицы в лабораторной и в космической плазме. Заметим, что распределение Максвелла является одним из распределений, используемых в плазменной гидродинамике для описания состояний теплового равновесия. При существовании неравновесных состояний это распределение для описания плазмы не используется [24–26]. А именно, в некоторых работах вводится неравновесное каппа-распределение для электронов и позитронов (ионов) в космической плазме [27–34]. Во многих из этих работ используется геометрия неограниченных координат. Однако ни для лабораторной, ни для космической плазмы это неверно. Поэтому следует использовать неплоскую цилиндрическую геометрию [35, 36]. Неплоская геометрия использовалась в работах [37–40] для теоретических исследований существования волн в пылевой плазме.

Цель настоящей работы — с использованием неплоской (цилиндрической) геометрии исследовать затухающие трехмерные ПИА волны в рамках модели столкновительной пылевой плазмы, состоящей из распределенных высокотемпературных электронов, подвижных ионов и отрицательно и положительно заряженных пылевых микрочастиц. Работа построена следующим образом. В разд. 2 вводятся уравнения модели. В разд. 3 выводится уравнение КПЗ. Его затухающее решение получено в разд. 4. Раздел 5 содержит обсуждения.

2. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Рассмотрим четырехкомпонентную пылевую столкновительную плазму, состоящую из смеси распределенных высокотемпературных электронов, свободных подвижных ионов и отрицательно и положительно заряженных пылевых частиц. Для подвижных компонент трехмерные уравнения непрерывности имеют вид

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla.(n_i u_i) = -\nu_{re}\mathbf{n}_{ir} + \nu_i \mathbf{n}_{er}, \tag{1a}$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla.(n_n u_n) = 0, \tag{1b}$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla.(n_p u_p) = 0. \tag{1c}$$

Соответствующие уравнения для импульсов имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_i u_i) + \nabla(n_i u_i^2) + n_i \nabla\phi = -\widetilde{\nu} n_i u_i, \tag{2a}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_n.\nabla\right) u_n - \mu\nabla\phi = 0, \tag{2b}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_p \frac{\partial}{\partial x}\right) u_p + \alpha\nabla\phi = -\nu_{pn} u_p. \tag{2c}$$

Здесь слагаемые $\nu_{re}\mathbf{n}_{ir}$ и $\nu_i\mathbf{n}_{er}$ приближенно равны $\nu_{re}(n_i - n_{i0})$ и $\nu_i(n_e - n_{e0})$ [14]. Эти уравнения связаны уравнением Пуассона

$$\nabla^2\phi = \delta_n n_n - \delta_i n_i - \delta_p n_p + n_e. \tag{3}$$

В приведенных выше уравнениях n_j ($j = i, n, p, e$) — возмущенные значения плотностей, а n_{i0}, n_{n0}, n_{p0} и n_{e0} — соответствующие равновесные значения; u_j ($j = i, n, p$) — скорости ионов, отрицательно и положительно заряженных пылевых частиц, соответственно, причем u_j нормированы на ионную скорость звука $(K_B T_e/m_i)^{1/2}$; ϕ — потенциал, нормированный на $K_B T_e/e$; время t и пространственная координата нормированы на обратную плазменную частоту

$$\omega_{pe}^{-1} = \left(\frac{m_i}{4\pi e^2 n_{e0}}\right)^{1/2}$$

и дебаевский радиус электрона

$$\lambda_d = \left(\frac{K_B T_e}{4\pi e^2 n_{e0}}\right)^{1/2},$$

соответственно; ν_{re} — частота рекомбинации ионов на пылевых частицах, ν_i — плазменная частота ионизации, $\widetilde{\nu}$ — частота потерь импульса иона из-за рекомбинации на пылевых частицах и столкновений между ионами и пылевыми частицами, ν_{pn} — частота потерь импульса положительно заряженных пылевых частиц из-за столкновений между отрицательно и положительно заряженными пылевыми частицами. Частоты столкновений ν_{re}, ν_i, $\widetilde{\nu}$

и ν_{pn} нормированы на ω_{pe}^{-1}, $\mu = Z_n m_i/m_n$, $\alpha = Z_p m_i/m_p$. Здесь K_B и T_e — постоянная Больцмана и температура электронов, e — заряд электрона, m_j $(j = i, n, p)$ — массы ионов и отрицательно и положительно заряженных пылевых частиц. Распределение высокотемпературных электронов n_e имеет вид

$$n_e = \left(1 - \frac{\phi}{\kappa - 3/2}\right)^{-\kappa+1l2}, \tag{4}$$

где κ — спектральный параметр. Разлагая n_e по ϕ, получим

$$\nabla^2\phi = \delta_n n_n - \delta_i n_i - \delta_p n_p + 1 + \beta_1\phi + \beta_2\phi^2, \tag{5}$$

где

$$\beta_1 = \frac{\kappa - 1/2}{\kappa - 3/2}, \quad \beta_2 = \frac{\beta_1(\kappa + 1/2)}{2(\kappa - 3/2)}. \tag{6}$$

Из условия нейтральности по заряду имеем

$$\delta_n + 1 = \delta_i + \delta_p, \tag{7}$$

где

$$\delta_i = n_{i0}/n_{e0}, \quad \delta_n = Z_n n_{n0}/n_{e0}, \quad \delta_p = Z_p n_{p0}/n_{e0},$$

а Z_n и Z_p — заряды отрицательно и положительно заряженных пылевых частиц, соответственно. κ определяет отклонение от равновесного распределения Максвелла (которому соответствует $\kappa \to \infty$).

3. НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ

Для изучения свойств ПИА волн используется метод редуктивного возмущения [41]. Введем новые независимые переменные [42, 43]

$$\begin{gathered} R = \epsilon^{1/2}(r - \lambda t), \quad \Theta = \epsilon^{-1/2}\theta, \\ Z = \epsilon z, \quad T = \epsilon^{3/2}t, \end{gathered} \tag{8}$$

где ϵ — малый параметр, а λ — скорость распространения волны. Мы предполагаем, что

$$\nu_{re} \sim \epsilon^{3/2}\nu_{re0}, \quad \nu_i \sim \epsilon^{3/2}\nu_{i0},$$
$$\widetilde{\nu} \sim \epsilon^{3/2}\widetilde{\nu}_0, \quad \nu_{pn} \sim \epsilon^{3/2}\nu_{pn0}.$$

Все переменные в нашей модели можно разложить по степеням ϵ:

$$\begin{aligned} n_j &= 1 + \epsilon n_j^{(1)} + \epsilon^2 n_j^{(2)} + \ldots, \\ u_j &= \epsilon u_j^{(1)} + \epsilon^2 u_j^{(2)} + \ldots, \\ v_j &= \epsilon^{3/2} v_j^{(1)} + \epsilon^{5/2} v_j^{(2)} + \ldots, \\ w_j &= \epsilon^{3/2} w_j^{(1)} + \epsilon^{5/2} w_j^{(2)} + \ldots, \\ \phi &= \epsilon\phi^{(1)} + \epsilon^2\phi^{(2)} + \ldots, \end{aligned} \tag{9}$$

где u_j, v_j и w_j — скорости ионов и отрицательно и положительно заряженных пылевых частиц в направлениях R, Θ и Z. Подставляя уравнения (8), (9) в уравнения (1), (2) и (5), в первом порядке по ϵ получаем для ионов

$$n_i^{(1)} = \frac{1}{\lambda^2}\phi^{(1)}, \quad u_i^{(1)} = \frac{1}{\lambda}\,\phi^{(1)}, \tag{10a}$$

$$\frac{\partial v_i^{(1)}}{\partial R} = \frac{1}{T\lambda^2}\,\frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial\Theta}, \quad \frac{\partial w_i^{(1)}}{\partial R} = \frac{1}{\lambda}\,\frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial Z}, \tag{10b}$$

для отрицательно заряженных пылевых частиц

$$n_n^{(1)} = -\frac{\mu}{\lambda^2}\,\phi^{(1)}, \quad u_n^{(1)} = -\frac{\mu}{\lambda}\,\phi^{(1)}, \tag{11a}$$

$$\frac{\partial v_n^{(1)}}{\partial R} = -\frac{\mu}{T\lambda^2}\,\frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial\Theta}, \quad \frac{\partial w_n^{(1)}}{\partial R} = -\frac{\mu}{\lambda}\,\frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial Z}, \tag{11b}$$

и для положительно заряженных пылевых частиц

$$n_p^{(1)} = \frac{\alpha}{\lambda^2}\,\phi^{(1)}, \quad u_p^{(1)} = \frac{\alpha}{\lambda}\,\phi^{(1)}, \tag{12a}$$

$$\frac{\partial v_p^{(1)}}{\partial R} = \frac{\alpha}{T\,\lambda^2}\,\frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial\Theta}, \quad \frac{\partial w_p^{(1)}}{\partial R} = \frac{\alpha}{\lambda}\,\frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial Z}. \tag{12b}$$

Из уравнения Пуассона следует условие совместности:

$$\lambda^2 = \frac{\delta_i + \delta_n\mu + \delta_p\alpha}{\beta_1}. \tag{13}$$

Во втором порядке по ε из условия несекулярности следует уравнение 3-КПЗ в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial T} + \frac{\phi^{(1)}}{2T} + A\phi^{(1)}\frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial R} + \right.\\ \left. + B\frac{\partial^3\phi^{(1)}}{\partial R^3} + C\phi^{(1)}\right) + \frac{1}{2\lambda T^2}\,\frac{\partial^2\phi^{(1)}}{\partial\Theta^2} + \\ + \frac{\lambda}{2}\,\frac{\partial^2\phi^{(1)}}{\partial Z^2} = 0, \end{aligned} \tag{14}$$

где

$$A = \frac{3}{2\beta_1\lambda^3}\left(\delta_i - \delta_n\mu^2 + \delta_p\alpha^2 - \frac{2\beta_2\lambda^4}{3}\right), \tag{15a}$$

$$B = \frac{\lambda}{2\beta_1}, \tag{15b}$$

$$C = \frac{1}{2\beta_1\lambda^2}\left(\delta_i\left(\nu_{re0} + \widetilde{\nu}_0 - \nu_{i0}\beta_1\lambda^2\right) + \delta_p\alpha\nu_{pn0}\right). \tag{15c}$$

Уравнение (14) описывает нелинейную эволюцию $\phi^{(1)}$ с коэффициентами нелинейности, дисперсионными слагаемыми A, B и коэффициентом диссипации C. Если пренебречь зависимостями от Z и Θ, то уравнение (14) сводится к уравнению КдВ с затуханием.

3.1. Решение уравнения 3D-КПЗ

Уравнение 3D-КПЗ (14) не имеет точного аналитического решения. Однако в случае слабой диссипации (затухание, обусловленное столкновениями), вводя преобразование

$$\chi = RL_r + Z\sqrt{1-L_r^2} - \tau\left(\vartheta + \frac{1}{2}\theta^2\lambda L_r + U_0\right), \quad (16)$$

можно получить его приближенное аналитическое решение [44–46]:

$$\phi(\chi,\tau) = \phi_1(\tau)\times \times \operatorname{sch}^2\left(\frac{\sqrt{\frac{a\phi_1(\tau)}{b}}\left(\chi - \frac{1}{3}a\int\limits_0^\tau \phi_1(\tau^-)\,d\tau^-\right)}{2\sqrt{3}}\right), \quad (17)$$

$$a = AL_r,$$
$$b = BL_r^3.$$

Здесь амплитуда $\phi_1(\tau)$ и ширина $L(\tau)$ затухающего солитона имеют вид

$$\phi_1(\tau) = \phi_0(0)\exp\left(-\frac{4C\tau}{3}\right),$$
$$L(\tau) = \frac{2\sqrt{3}\,b\exp\left(\frac{4C\tau}{3}\right)\sqrt{\frac{a\phi_0(0)\exp\left(-\frac{4C\tau}{3}\right)}{b}}}{a\phi_0(0)}, \quad (18)$$

где

$$\phi_0(0) = \frac{3\vartheta}{a}$$

— амплитуда отдельного локализованного солитона в отсутствие коэффициента затухания ($C=0$), а

$$U_0 = \frac{\lambda\left(1-L_r^2\right)}{2L_r}.$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей работе в рамках предложенной в [41] модели четырехкомпонентной столкновительной жидкостной плазменно-пылевой системы с применением редуктивной теории возмущений мы получили 3D-КПЗ уравнение (14). Теперь, используя мезосферические параметры, обсудим влияние некоторых параметров жидкостной плазменной системы на природу затухающих солитонов [47, 48].

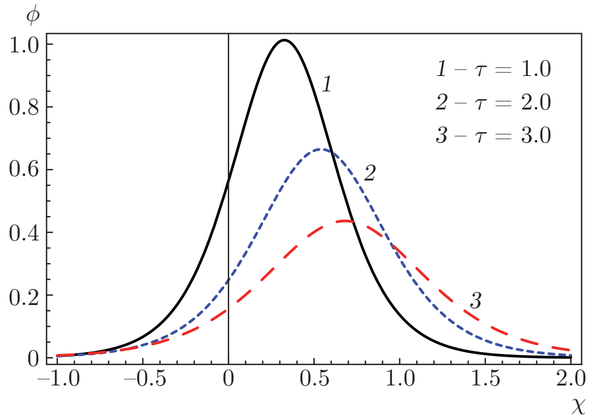

Рис. 1. Зависимости ϕ от χ при различных значениях τ для $\delta_n = 1.3$, $\delta_p = 1.5$, $\alpha = 0.002$, $\mu = 0.005$, $\nu_{re0} = 0.5$, $\widetilde{\nu}_0 = 0.3$, $\nu_{i0} = 0.2$, $\nu_{pn0} = 0.3$ и $\kappa = 2$

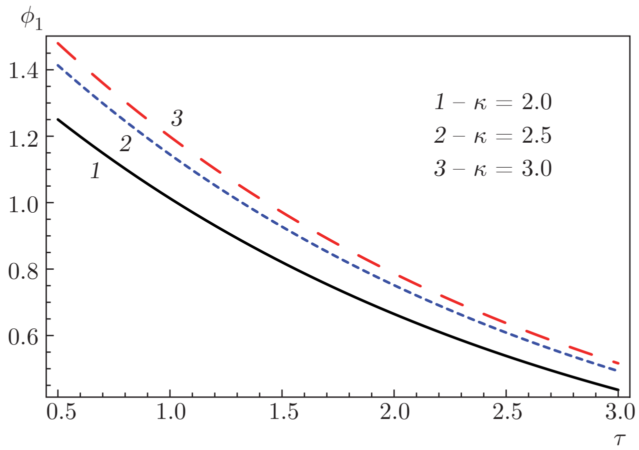

Рис. 2. Зависимости амплитуды солитона от τ при различных значениях κ для $\alpha = 0.002$, $\mu = 0.005$, $L_r = 0.5$, $\delta_n = 1.3$, $\delta_p = 1.5$, $\nu_{re0} = 0.5$, $\widetilde{\nu}_0 = 0.3$, $\nu_{i0} = 0.2$ и $\nu_{pn0} = 0.3$

Временная эволюция пылевых ионных акустических солитонов представлена на рис. 1. Приведенные результаты подтверждают существование слабо затухающих солитонов в четырехкомпонентной столкновительной жидкостной плазменной системе.

Зависимости амплитуды и ширины затухающего ПИА солитона от времени τ при различных значениях спектрального параметра κ представлены на рис. 2 и 3. На рисунках видно, что $\phi_1(\tau)$ и $L(\tau)$ возрастают с ростом κ. При этом $\phi_1(\tau)$ убывает с ростом времени τ, а $L(\tau)$ — возрастает.

Одной из важных и насущных целей настоящей работы является исследование влияния столкновений, а именно, параметров ν_{i0}, ν_{re0}, $\widetilde{\nu}_0$ и ν_{pn0}, на свойства плазменных волн. Зависимости амплиту-

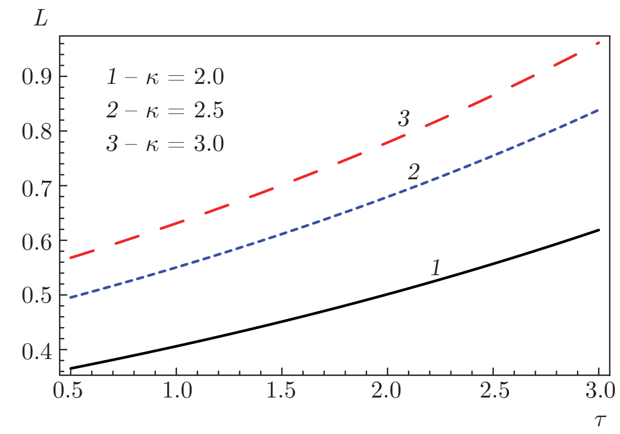

Рис. 3. Зависимости ширины солитона от τ при различных значениях κ для $\alpha = 0.002$, $\mu = 0.005$, $L_r = 0.5$, $\delta_n = 1.3$, $\delta_p = 1.5$, $\nu_{re0} = 0.5$, $\widetilde{\nu}_0 = 0.3$, $\nu_{i0} = 0.2$ и $\nu_{pn0} = 0.3$

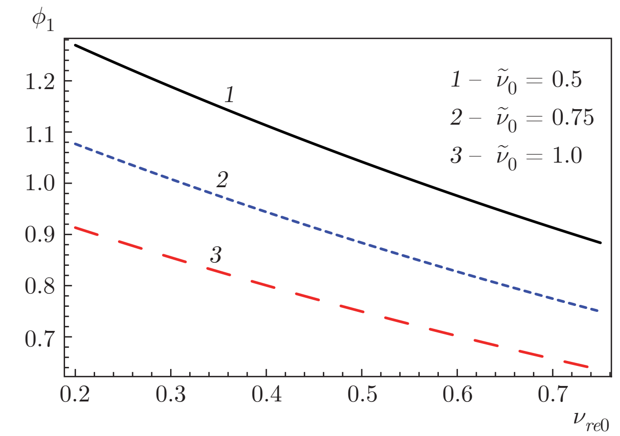

Рис. 4. Зависимости амплитуды солитона от ν_{re0} при различных значениях $\widetilde{\nu}_0$ для $\alpha = 0.002$, $\mu = 0.005$, $L_r = 0.5$, $\delta_n = 1.3$, $\delta_p = 1.5$, $\nu_{i0} = 0.2$, $\nu_{pn0} = 0.3$ и $\kappa = 2$, $\tau = 1$

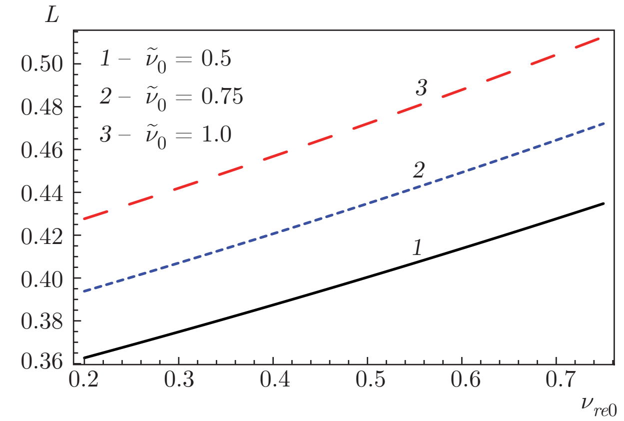

Рис. 5. Зависимости ширины солитона ν_{re0} при различных значениях $\widetilde{\nu}_0$ при $\alpha = 0.002$, $\mu = 0.005$, $L_r = 0.5$, $\delta_n = 1.3$, $\delta_p = 1.5$, $\nu_{i0} = 0.2$, $\nu_{pn0} = 0.3$ и $\kappa = 2$, $\tau = 1$

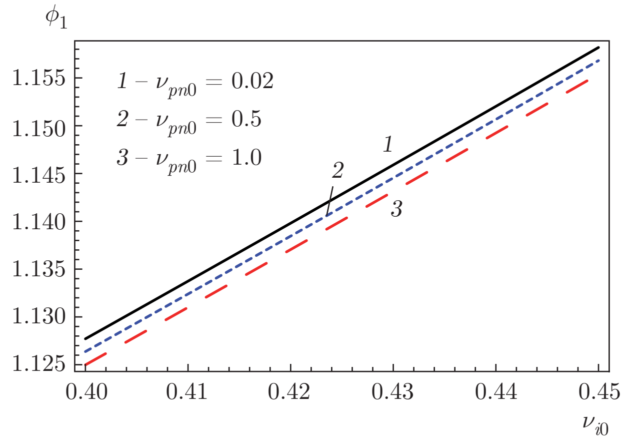

Рис. 6. Зависимости амплитуды солитона от ν_{i0} при различных значениях ν_{pn0} для $\alpha = 0.002$, $\mu = 0.005$, $L_r = 0.5$, $\delta_n = 1.3$, $\delta_p = 1.5$, $\nu_{re0} = 0.5$, $\widetilde{\nu}_0 = 0.2$ и $\kappa = 2$, $\tau = 1$

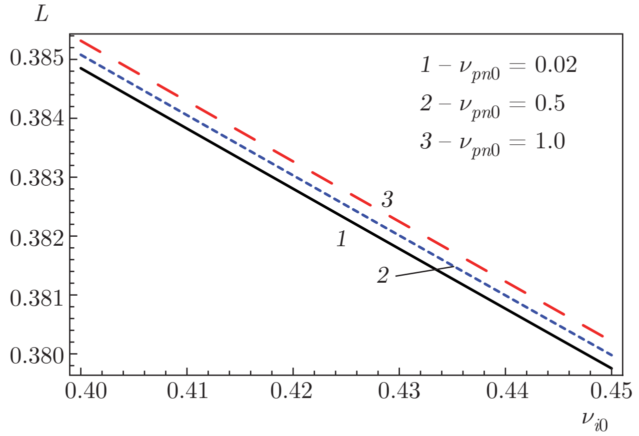

Рис. 7. Зависимости ширины солитона от ν_{i0} при различных значениях ν_{pn0} для $\alpha = 0.002$, $\mu = 0.005$, $L_r = 0.5$, $\delta_n = 1.3$, $\delta_p = 1.5$, $\nu_{re0} = 0.5$, $\widetilde{\nu}_0 = 0.2$ и $\kappa = 2$, $\tau = 1$

ды $\phi_1(\tau)$ и ширины $L(\tau)$ затухающих солитонов от этих частот представлены на рис. 4–7. Заметим, что с ростом как $\widetilde{\nu}_0$, так и ν_{re0} амплитуда затухающего солитона убывает, а его ширина возрастает (см. рис. 4 и 5). При возрастании ν_{i0} амплитуда $\phi_1(\tau)$ возрастает, а ширина $L(\tau)$ убывает (см. рис. 6). При возрастании ν_{pn0} амплитуда $\phi_1(\tau)$, наоборот, убывает, а ширина $L(\tau)$ возрастает (см. рис. 7).

На рис. 8 и 9 приведены профили затухающего солитона ϕ, полученные с помощью уравнения (17), в зависимости от геометрических переменных Θ, R и Z, а также от τ. На рис. 8 видно, что профиль солитона стремится отклониться от радиальной оси и затухает со временем. На рис. 9 видно, что резкое отклонение и затухание профиля приводят к существенным геометрическим нарушениям формы солитонов.

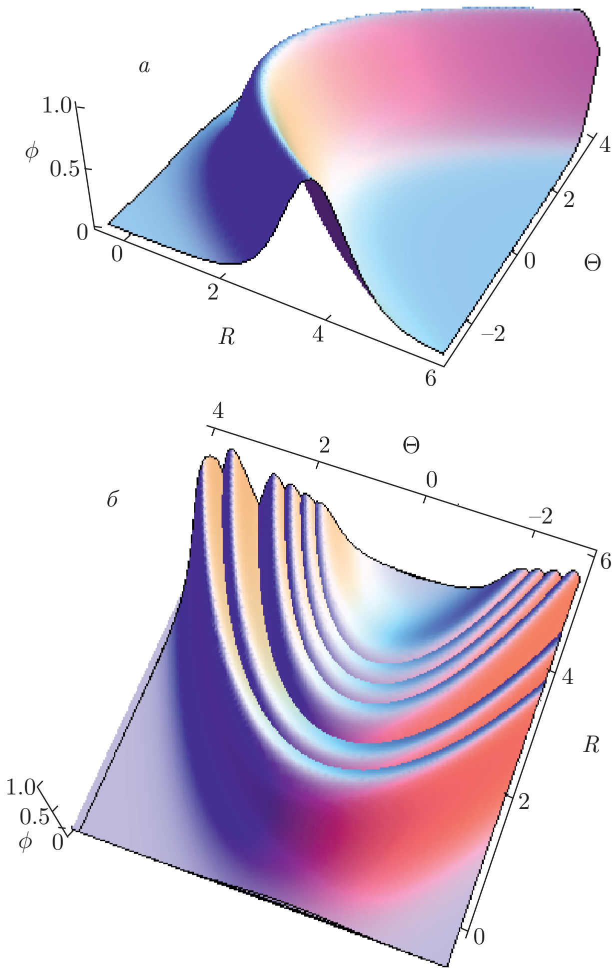

Рис. 8. 3D-профили $\phi(\chi,\tau)$ в зависимости от R и Θ при $Z=0.5$, $L_r=0.5$, $\alpha=0.002$, $\mu=0.005$, $\delta_n=1.3$, $\delta_p=1.5$, $\nu_{re0}=0.5$, $\widetilde{\nu}_0=0.3$, $\nu_{i0}=0.2$, $\nu_{pn0}=0.3$, $\kappa=2$ для $\tau=1$ (*a*) и переменного τ (*б*)

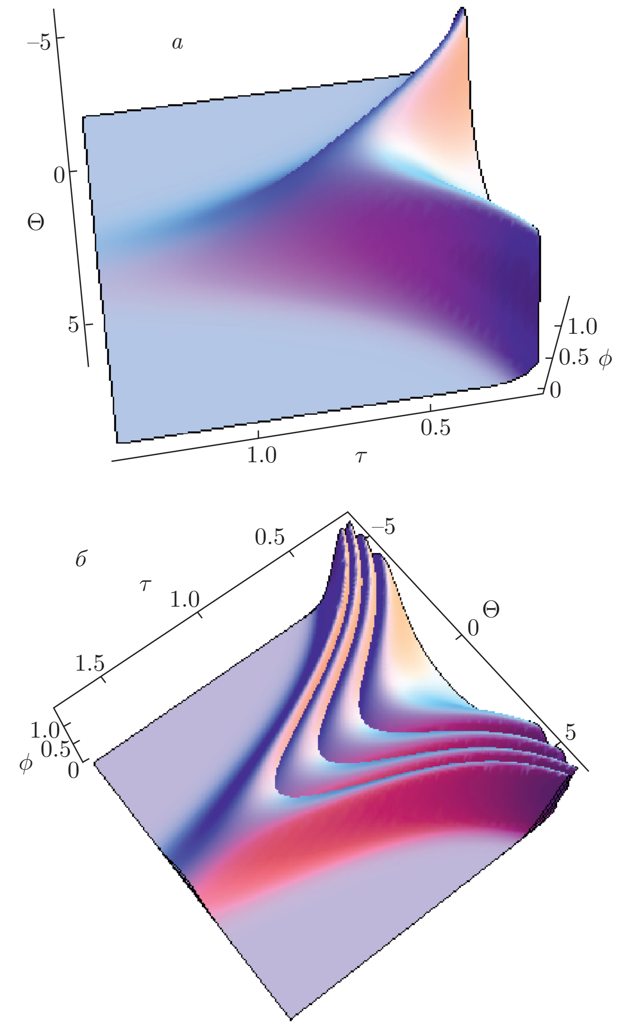

Рис. 9. 3D-профили $\phi(\chi,\tau)$ в зависимости от Θ и τ при $Z=0.5$ и $L_r=0.5$, $\alpha=0.002$, $\mu=0.005$, $\delta_n=1.3$, $\delta_p=1.5$, $\nu_{re0}=0.5$, $\widetilde{\nu}_0=0.3$, $\nu_{i0}=0.2$, $\nu_{pn0}=0.3$, $\kappa=2$ для $R=0.5$ (*a*) и переменного R (*б*)

Таким образом, в работе исследованы нелинейные затухающие ПИА волны в столкновительной размагниченной четырехкомпонентной жидкостной плазменно-пылевой системе, состоящей из распределенных высокотемпературных электронов, подвижных ионов и отрицательно и положительно заряженных пылевых частиц, в случае цилиндрической геометрии. Получены угловые и радиальные зависимости различных физических величин. Влияние геометрических параметров, спектрального параметра и параметров столкновительной плазменной системы (κ, ν_{i0}, ν_{re0}, $\widetilde{\nu}_0$, ν_{pn0}, Θ, R, Z и τ) на амплитуду $\phi_1(\tau)$ и ширину $L(\tau)$ затухающего солитона исследовано численно с использованием мезосферических параметров [47, 48]. Графически показано, что эти параметры играют определенную роль в конфигурации затухающих ПИА солитонов. Кроме того, исследовано существование областей геометрического нарушения формы солитонов. Проведенное нами исследование формы затухающих солитонов может быть полезно для дальнейшего изучения свойств нелинейных затухающих волн в многокомпонентных жидкостных плазменно-пылевых системах как в лабораторных условиях, так и в космическом пространстве.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Verheest, Space Sci. Rev. **68,** 109 (1994).
2. P. K. Shukla and A. A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasmas Physics*, Institute of Physics, Bristol (2002).

3. V. N. Tsytovich, G. E. Morfill, S. V. Vladimirov, and H. Thomas, *Elementary Physics of Complex Plasmas*, Springer, Berlin (2008).

4. N. N. Rao, P. K. Shukla, and M. Y. Yu, Planet. Space Sci. **38**, 543 (1990).

5. P. K. Shukla and V. P. Slin, Phys. Scr. **45**, 508 (1992).

6. F. Melandso, Phys. Plasmas **3**, 3890 (1996).

7. B. Sahu and M. Tribechem, Astrophys. Space Sci. **338**, 259 (2012).

8. Y. Nakamura and A. Sarma, Phys. Plasmas **8**, 3921 (2001).

9. G. O. Ludwig, J. F. Ferreria, and Y. Nakamura, Phys. Rev. Lett. **52**, 4 (1984).

10. S. I. Popel and M. Y. Yu, Contrib. Plasma Phys. **35**, 103 (1995).

11. A. Barkan, R. L. Merlino, and N. D'Angelo, Phys. Plasmas **2**, 3563 (1995).

12. J. B. Piper and J. Goree, Phys. Rev. Lett. **77**, 3137 (1996).

13. M. K. Mahanta and K. S. Goswami, Phys. Plasmas **8**, 665 (2001).

14. S. I. Popel, V. N. Tsytovich, and M. Y. Yu, Astrophys. Space Sci. **256**, 107 (1998).

15. W. M. Moslem, Phys. Plasmas **10**, 83168 (2003).

16. S. I. Popel, A. P. Golub', and T. V. Losseva, Phys. Rev. E **67**, 056402 (2003).

17. S. K. El-Labany, W. M. Moslem, and A. E. Mowafy, Phys. Plasmas **10**, 114217 (2003).

18. T. V. Losseva, S. I. Popel, A. P. Golub', Yu. N. Izvekova, and P. K. Shukla, Phys. Plasmas **19**, 013703 (2012).

19. A. A. Mamun, J. Plasma Phys. **59**, 575 (1997).

20. A. M. El-Hanbaly, M. Sallah, E. K. El-Shewy, and H. F. Darweesh, JETP **121**, 669 (2015).

21. M. Horanyi, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **34**, 383 (1996).

22. S. K. Zaghbeer, H. H. Salah, N. H. Sheta, E. K. El-Shewy, and A. Elgarayh, Astrophys. Space Sci. **353**, 493 (2014).

23. Y. Nakamura, T. Odagiri, and I. Tsukabayashi, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 105 (1997).

24. H. Schamel, Plasma Phys. **14**, 905 (1972).

25. H. Schamel, J. Plasma Phys. **9**, 377 (1973).

26. H. G. Abdelwahed, E. K. El-Shewy, and A. A. Mahmoud, JETP **122**, 1111 (2016).

27. M. A. Hellberg, R. L. Mace, T. K. Baluku, I. Kourakis, and N. S. Saini, Phys. Plasmas **16**, 094701 (2009).

28. E. K. El-Shewy, Astrophys. Space Sci. **335**, 389 (2011).

29. S. Sultana, G. Sarri, and I. Kourakis, Phys. Plasmas **19**, 012310 (2012).

30. R. Sabry, W. M. Moslem, and P. K. Shukla, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 035010 (2012).

31. E. F. El-Shamy, Phys. Plasmas **21**, 082110 (2014).

32. H. G. Abdelwahed, E. K. El-Shewy, M. A. Zahran, and S. A. Elwakil, Phys. Plasmas **23**, 022102 (2016).

33. A. M. El-Hanbaly, E. K. El-Shewy, M. Sallah, and H. F. Darweesh, Commun. Theor. Phys. **65**, 606 (2016).

34. H. G. Abdelwahed, E. K. El-Shewy, M. A. Zahran, and S. A. Elwakil, Phys. Plasmas **23**, 022102 (2016).

35. H. G. Abdelwahed, E. K. El-Shewy, A. El-Depsy, and E. F. EL-Shamy, Phys. Plasmas **24**, 023703 (2017).

36. R. Sabry and M. A. Omran, Astrophys. Space Sci. **344**, 455 (2013).

37. H. G. Abdelwahed, E. K. El-Shewy, and A. A. Mahmoud, Phys. Plasmas **24**, 082107 (2017).

38. J.-K. Xue, Phys. Lett. A **314**, 479 (2003).

39. J. Borhanian and M. Shahmansouri, Phys. Plasmas **20**, 013707 (2013).

40. N. A. El-Bedwehy, M. A. El-Attafi, and S. K. El-Labany, Astrophys. Space Sci. **361**, 299 (2016).

41. T. Taniuti and C. C. Wei, J. Phys. Soc. Jpn. **24**, 941 (1968).

42. K. Liu and S. D. Liu, *Atmospheric Dynamics*, Peking University Press (1999).

43. W. M. Moslem, R. Sabry, and P. K. Shukla, Phys. Plasmas **17**, 032305 (2010).

44. V. I. Karpman and E. M. Maslov, Sov. Phys. JETP **46**, 281 (1977).

45. R. L. Herman, J. Phys. A **23**, 2327 (1990).

46. S. Ghosh, A. Adak, and M. Khan, Phys. Plasmas **21**, 012303 (2014).

47. A. M. Zadorozhny, Adv. Space Res. **28**, 1095 (2001).

48. S. K. El-Labany, E. K. El-Shewy, H. N. Abd El-Razek, and A. A. El-Rahman, Plasma Phys. Rep. **43**, 576 (2017).