

УДК: 530.1

ДИНАМИКА НЕОДНОМЕРНЫХ ВОЛНОВЫХ СТРУКТУР СОЛИТОННОГО И ВИХРЕВОГО ТИПОВ В КОМПЛЕКСНЫХ СПЛОШНЫХ СРЕДАХ, ВКЛЮЧАЯ АТМОСФЕРУ, ГИДРОСФЕРУ И КОСМИЧЕСКУЮ ПЛАЗМУ

В. Ю. Белашов¹, Е. С. Белашова², О. А. Харшиладзе³

¹Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: vybelashov@yahoo.com

²Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева – КАИ, 420111, г. Казань, ул. К. Маркса, 10
E-mail: bel_ena@mail.ru

³Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили,
Грузия, 380043, г. Тбилиси, ул. Университетская, 2
E-mail: oleg.kharshiladze@gmail.com

Аннотация. Представлены результаты теоретических и численных исследований структуры и динамики 2D- и 3D-солитонов и нелинейных волн, описываемых уравнениями классов Кадомцева–Петвиашвили, 3-DNLS, а также вихревых систем, описываемых уравнениями эйлерового типа. Рассматриваются обобщения, относящиеся к комплексным физическим средам, учитывающие высшие дисперсионные поправки, диссипацию, неустойчивости и стохастические флуктуации соответствующих волновых полей. Особое внимание уделено приложениям теории в различных областях современной физики, включая физику плазмы, гидродинамику и физику верхней атмосферы.

Ключевые слова: солитоны; вихри; обобщенное уравнение КП; уравнение DNLS; уравнения Эйлера; теория; численное моделирование; устойчивость; асимптотики; взаимодействие; БМЗ волны; ионно-звуковые волны; плазма; атмосфера

DYNAMICS OF MULTIDIMENSIONAL WAVE STRUCTURES OF THE SOLITON AND VORTEX TYPES IN COMPLEX CONTINUOUS MEDIA INCLUDING ATMOSPHERE, HYDROSPHERE AND SPACE PLASMA

V. Yu. Belashov, E. S. Belashova, O. A. Kharshiladze

Abstract. The results of theoretical and numerical study of the structure and dynamics of 2D and 3D solitons and nonlinear waves described by Kadomtsev–Petviashvili, 3-DNLS classes of equations and also the vortex systems described by Euler-type equations are presented. The generalizations (relevant to various complex physical media), accounting for high-order dispersion corrections, dissipation, instabilities, and stochastic fluctuations of the wave fields are considered. Special attention is paid to the applications of the theory in different fields of modern physics including plasma physics, hydrodynamics and physics of the upper atmosphere.

Keywords: solitons; vortices; generalized KP equation; DNLS equation; Euler equations; theory; numerical simulation; stability; asymptotes; interaction; FMS waves; ion-acoustic waves; plasma; atmosphere

Введение

В работе представлены основные результаты по теоретическому и численному исследованию динамики 2D и 3D нелинейных волновых структур солитонного и вихревого типов, описываемой уравнениями класса Кадомцева–Петвиашвили (КП), обобщенными на случай переменной в пространстве и во времени дисперсии, с учетом дисперсионных эффектов высшего порядка и процессов диссипации, уравнениями типа 3-DNLS и системой дифференциальных уравнений эйлерового типа. Такие объекты интересны тем, что их изучение играет важную роль как при исследовании их общей динамики, так и при моделировании нелинейных волновых процессов в верхней атмосфере (ионосфере) и гидросфере, а также при изучении распространения волновых структур в замагниченной плазме. Актуальность тематики определяется существующими проблемами теории неоднородных нелинейных волн и вихревых образований в средах с дисперсией, той ролью, которую могут играть волновые процессы гидродинамического типа в диспергирующих средах, а также необходимостью учета, в отличие от классических моделей, эффектов, свойственных реальным средам.

Классы нелинейных GKP- и DNLS-моделей

В качестве исходных, считая дисперсию пренебрежимо малой, будем рассматривать следующую систему уравнений гидродинамики с граничными условиями [1]:

$$\begin{aligned} \partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} + (c^2 / \rho) \nabla \rho = 0, \quad \partial_t \rho + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0; \\ \partial_t \Phi + \frac{1}{2} (\nabla \Phi)^2 + \frac{c^2(\rho - \rho_0)}{2\rho} + \frac{c^2 z}{\rho} = 0, \quad \Delta \Phi = 0, \\ \partial_t \eta + \partial_x \eta \partial_x \Phi + \partial_y \eta \partial_y \Phi - \partial_z \Phi = 0, \quad \partial_t \Phi + \frac{1}{2} (\nabla \Phi)^2 + (c^2 / \rho) \eta = 0, \\ z = \eta(x, y, t), \quad \partial_z \Phi|_{z=-\rho_0} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где введены понятия обобщенных плотности ρ и скорости «звука» $c(\rho)$ в пренебрежении дисперсией. Система (1), в зависимости от смысла, который мы придаем входящим в нее функциям и переменным, описывает:

- волны на поверхности жидкости: $\rho \equiv H$ – имеет смысл глубины жидкости, а скорость $c(\rho) = c_0 = \sqrt{gH}$ – фазовая скорость волн малой амплитуды;
- ионно-звуковые волны в плазме: ρ – плотность газа, $c(\rho) = c_0 = c_s = \sqrt{T_e / m}$ – скорость ионного «звука»;
- быстрые магнитозвуковые (БМЗ) волны в замагниченной плазме: $\rho \equiv B$ – имеет смысл магнитного поля волны, $c(\rho) = c(B) = v_A = B / \sqrt{4\pi n m}$ – альфвеновская скорость; n – концентрация электронов, $m = m_e + m_i$ – сумма масс плазменных компонент – электрона и иона.

Остальные обозначения стандартные. Первые два уравнения – это уравнения движения и непрерывности для обобщенных скорости и плотности соответственно. Для волн на мелкой воде \mathbf{v} – скорость частиц («массовая» скорость), для ионно-звуковых волн – скорость ионного «звука», для МЗ волн $\mathbf{v} \equiv \mathbf{h} = \mathbf{H}_\sim / \mathbf{H}_0$ – безразмерное магнитное поле (\mathbf{H}_\sim – магнитное поле волны). Следующие два уравнения – уравнения для потенциала (движение газа предполагается потенциальным: $\mathbf{v} = \text{grad} \Phi$), последние четыре соотношения – граничные условия, где, например, для жидкости третье и четвертое соотношения могут быть интерпретированы соответственно как уравнение поверхности жидкости и граничное условие на дне, т. е. при $z = -H$.

Таким образом, будем осуществлять общий подход, отвлекаясь от конкретного вида среды, т. е. будем в дальнейшем работать с обобщенными уравнениями.

Используя разложение по степеням малых параметров, как это сделано в [1, 2], можно получить следующее обобщенное уравнение:

$$\partial_t u + \alpha u \partial_x u + \beta \partial_x^3 u = \mathfrak{R}, \quad (2)$$

в котором, например, для волн на поверхности жидкости

$$\alpha = 3c_0 / 2H, \quad c_0 = (gH)^{1/2}, \quad \mathfrak{R} = -(c_0 / 2) \nabla_\perp w, \quad \partial_x w = \nabla_\perp u; \quad \beta = \frac{c_0}{6} \left(\frac{3\sigma}{\rho g} - H^2 \right).$$

Отметим, что когда $H \rightarrow (3\sigma / \rho g)^{1/2}$, дисперсия в среде как бы исчезает, и чтобы учесть этот «нефизичный» эффект, необходимо удержать следующий по порядку член в разложении полного дисперсионного уравнения по k , в функционале $\mathfrak{R}[u]$ появляется при этом дисперсионная поправка $-\gamma \partial_x^5 u$, где коэффициент $\gamma = (c_0 / 6) [H^2 (\frac{2}{5} H^2 - \sigma / \rho g) - \frac{1}{12} (3\sigma / \rho g - H^2)^2]$.

Для БМЗ-волн в замагниченной плазме, возбуждаемых при $B_0^2 \gg 8\pi n T$ в области частот $\omega \ll \omega_{Bi}$, в уравнении (2) $\mathfrak{R} = \kappa \nabla_\perp w$, $\partial_x w = \nabla_\perp u$ и дисперсионный коэффициент имеет вид $\beta = v_A (c^2 / 2\omega_{0i}^2) (\cot^2 \theta - m_e / m_i)$. Понятно, что когда угол между волновым вектором и магнитным полем $\theta \rightarrow \arctan(m_i / m_e)^{1/2}$, имеет место аналогичная ситуация, и функционал $\mathfrak{R}[u]$ в

(2) должен быть дополнен членом $-\gamma\partial_x^5 u$, с коэффициентом дисперсии следующего порядка: $\gamma = v_A (c^4 / 8\omega_{0i}^4) [3(m_e / m_i - \cot^2 \theta)^2 - 4\cot^4 \theta (1 + \cot^2 \theta)]$.

При учете диссипативных эффектов в среде могут иметь место два случая. Если затухание Ландау мало, тогда в дисперсионном соотношении появляется поправка $-ivk_x^2$, оно приобретает вид $\omega = c_0 k (1 - i\mu k - \beta k^2 / c_0)$ и, следовательно, в правой части (2) появляется член $\Re[u] = v\partial_x^2 u$, где, как показано в [1, 2], например, для ионно-звуковых волн в плазме без магнитного поля коэффициент $v = (\rho_0 / 2\rho)(c_\infty^2 - c_0^2)\tau \int_0^\infty \xi\varphi(\xi)d\xi$ имеет смысл коэффициента релаксационного затухания «звуковых» колебаний, а c_∞ и c_0 представляют собой скорости высокочастотного и низкочастотного «звука» (последняя совпадает с $c_s = (T_e / m_e)^{1/2}$); функция $\varphi(t, \tau)$ определяет релаксационный процесс. Если же затухание Ландау является существенным, то диссипация может быть учтена введением в правую часть (2) интегрального члена

$$\Re[u] = -\hat{L}[u] = -\sigma \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{2\pi} |k| \int_{-\infty}^{\infty} u(x') e^{ik(x-x')} dx', \quad \text{где } \sigma = c_0 (\pi m_e / 8m_i)^{1/2}. \text{ Закон дисперсии примет}$$

вид $\omega = c_0 k (1 - i\sigma |k| / c_0 - \beta k^2 / c_0)$. Ограничимся гидродинамическим приближением, когда, например, для плазмы $\omega \ll \omega_{0e}$, т.е. обратный временной масштаб ионных колебаний много меньше электронной плазменной частоты $\tau^{-1} \ll (4\pi n_0 e^2 / m)^{1/2}$ (в этом случае для $T_e \gg T_i$ затухание Ландау пренебрежимо мало). С учетом всех рассмотренных эффектов можно записать обобщенное уравнение КП (уравнение GKP) в следующем виде:

$$\partial_x (\partial_t u + \alpha u \partial_x u - v \partial_x^2 u + \beta \partial_x^3 u + \gamma \partial_x^5 u) = \kappa \Delta_\perp u, \quad (3)$$

что соответствует в линейном приближении дисперсионному соотношению

$$\omega \approx c_0 k_x \left[1 + k_\perp^2 / 2k_x^2 - ivk_x / c_0 + (-\beta k_x^2 + \gamma k_x^4) / c_0 \right].$$

Обобщим теперь (3) на еще один класс моделей, описывающих другую ветвь колебаний – альфвеновские волны. Следуя [3] запишем модифицированную GKP+DNLS модель в виде:

$$\partial_t u + \hat{A}(t, u)u = f, \quad f = \kappa \int_{-\infty}^x \Delta_\perp u dx, \quad \Delta_\perp = \partial_y^2 + \partial_z^2. \text{ Данная модель описывает два класса систем:}$$

– уравнения класса GKP, если $\hat{A}(t, u) = \alpha u \partial_x - \partial_x^2 (v - \beta \partial_x - \gamma \partial_x^3)$, тогда она приобретает вид, аналогичный (3): $\partial_\eta (\partial_t u + \alpha u \partial_\eta u - v \partial_\eta^2 u + \beta \partial_\eta^3 u + \gamma \partial_\eta^5 u) = \kappa \Delta_\perp u, \quad \Delta_\perp = \partial_{\zeta_1}^2 + \partial_{\zeta_2}^2$;

– уравнения класса DNLS, если $\hat{A}(t, u) = 3s |p|^2 u^2 \partial_x - \partial_x^2 (i\lambda + v)$, где

$$u = h = (B_y + iB_z) / 2B_0 |1 - \beta|^{1/2}, \quad \mathbf{h} = \mathbf{B}_\perp / B_0, \quad p = (1 + ie).$$

В этом случае модель приобретает вид 3D обобщенного уравнения DNLS – 3-DNLS:

$$\partial_t h + s \partial_x (|h|^2 h) - i\lambda \partial_x^2 h - v \partial_x^2 h = \sigma \int_{-\infty}^x \Delta_\perp h dx.$$

Обе модели не являются в математическом смысле полностью интегрируемыми, аналитически мы можем только выполнить анализ устойчивости неодномерных решений – на основе метода исследования трансформационных свойств гамильтониана соответствующей системы [2], и качественный и асимптотический анализ неодномерных решений: построить классификацию решений в $(n-1) \times d$ -фазовом пространстве и по характеру асимптотик [4].

Анализ устойчивости неодномерных решений

Уравнение GKP запишем в гамильтоновском виде: $\partial_t u = \partial_x (\delta \mathcal{H} / \delta u)$ с гамильтонианом $\mathcal{H} = \int [-(\varepsilon/2)(\partial_x u)^2 + (\lambda/2)(\partial_x^2 u)^2 + (\nabla_\perp \partial_x v)^2 / 2 - u^3] d\mathbf{r}$ имеющим смысл энергии системы.

Рассмотрим вариационную задачу: $\delta(\mathcal{H} + vP_x) = 0, P_x = \frac{1}{2} \int u^2 d\mathbf{r}$. Такая запись означает, что все

финитные решения есть стационарные точки гамильтониана \mathcal{H} при фиксированной проекции импульса P_x . Задача устойчивости состоит в том, что, в соответствии с теоремой Ляпунова, в динамической системе точки, которые отвечают минимуму или максимуму \mathcal{H} , являются абсолютно устойчивыми. Рассмотрим деформации \mathcal{H} , сохраняющие проекцию импульса P_x :

$$u(x, \mathbf{r}_\perp) \rightarrow \zeta^{-1/2} \eta^{(1-d)/2} u(x/\zeta, \mathbf{r}_\perp / \eta).$$

Гамильтониан уравнения GKP, как функция деформационных переменных, приобретает вид $\mathcal{H}(\zeta, \eta) = a\zeta^{-2} + b\zeta^2\eta^{-2} - c\zeta^{-1/2}\eta^{(1-d)/2} + e\zeta^{-4}$ где $a = -(\varepsilon/2) \int (\partial_x u)^2 d\mathbf{r}$, $b = (1/2) \int (\nabla_\perp \partial_x v)^2 d\mathbf{r}$, $c = \int u^3 d\mathbf{r}$, $e = (\lambda/2) \int (\partial_x^2 u)^2 d\mathbf{r}$. Необходимое условие экстремума:

$$\partial_\zeta \mathcal{H} = 0, \quad \partial_\eta \mathcal{H} = 0. \quad (4)$$

Достаточное условие минимума гамильтониана:

$$\begin{vmatrix} \partial_\zeta^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) & \partial_{\zeta\eta}^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) \\ \partial_{\eta\zeta}^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) & \partial_\eta^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) \end{vmatrix} > 0, \quad \partial_\zeta^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) > 0. \quad (5)$$

Совместное решение (4), (5) позволяет получить результаты, представленные на рис. 1, 2. Таким образом, мы доказали возможность существования в GKP модели абсолютно и локально устойчивых решений, условия устойчивости 2D- и 3D-солитонных решений представлены в [3].

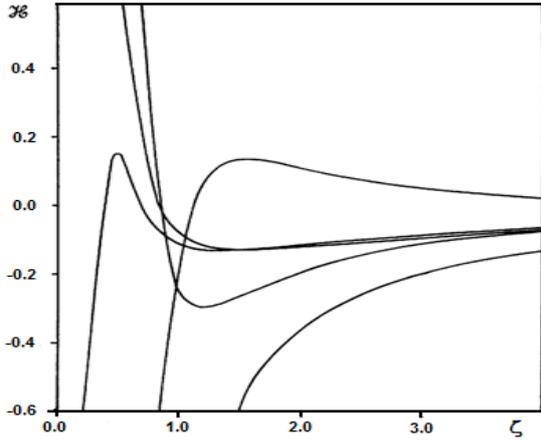


Рис. 1. Изменение $\mathcal{H}(\zeta, \eta)$ при $d=2$ для различных значений коэффициентов вдоль линий $\eta = [(4b/c)^2 \zeta^5]^{1/3}$.

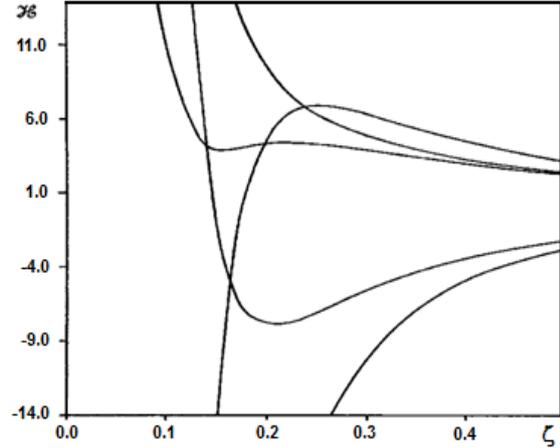


Рис. 2. Изменение $\mathcal{H}(\zeta, \eta)$ при $d=3$ для различных значений коэффициентов вдоль линий $\eta = (2b/c)\zeta^{5/2}$.

Для исследования устойчивости решений уравнения 3-DNLS оно также записывается в гамильтоновском виде [2]: $\partial_t h = \partial_x (\delta \mathcal{H} / \delta h)$ с гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{2} |h|^4 + \lambda s h h^* \partial_x \varphi + \frac{1}{2} \sigma (\nabla_\perp \partial_x w)^2 \right] d\mathbf{r}, \quad \partial_x^2 w = h, \quad \varphi = \arg(h).$$

Вариационная задача формулируется следующим образом: $\delta(\mathcal{H} + \nu P_x) = 0$, $P_x = \frac{1}{2} \int |h|^2 d\mathbf{r}$. Как и в предыдущем случае, все финитные решения есть стационарные точки гамильтониана при фиксированной проекции импульса P_x . Решая задачу устойчивости, рассмотрим деформации \mathcal{H} , сохраняющие проекцию импульса P_x : $h(x, \mathbf{r}_\perp) \rightarrow \zeta^{-1/2} \eta^{-1} h(x/\zeta, \mathbf{r}_\perp / \eta)$, $\zeta, \eta \in \mathbb{C}$.

Гамильтониан уравнения 3-DNLS приобретает вид $\mathcal{H}(\zeta, \eta) = a\zeta^{-1}\eta^{-2} + b\zeta^{-1} + c\zeta^2\eta^{-2}$, где $a = (1/2) \int |h|^4 d\mathbf{r}$, $b = \lambda s \int h h^* \partial_x \varphi d\mathbf{r}$, $c = (\sigma/2) \int (\nabla_\perp \partial_x w)^2 d\mathbf{r}$. Анализ ограниченности гамильтониана \mathcal{H} выполнялся аналогично случаю GKP. Доказана возможность существования в модели 3-DNLS абсолютно и локально устойчивых 3D-решений и получены условия их устойчивости (т. е. области значений коэффициентов уравнения) [3].

Асимптотики и структура 2D-решений уравнений GKP-класса

Асимптотики решений уравнений GKP-класса были подробно исследованы в работе [4] для функции $w = u(\eta, \zeta, t)/V$. При этом было получено

$$- \text{ для случаев } V > 0, \gamma = -1 \text{ и } V < 0, \gamma = -1: w = A_1 \exp \left\{ (2\gamma)^{-1/2} \left[C^2 + \sqrt{C^4 \pm 4\gamma} \right]^{1/2} \chi \right\},$$

т. е. решения экспоненциально затухают на $\pm \infty$;

- для случая $V < 0, \gamma = 1$:

$$w = A_2 \exp \left\{ \left(2C^{-1}\gamma^{-1/2} \right)^{-1} \left(2C^{-2}\gamma^{1/2} - 1 \right)^{1/2} \chi \right\} \times \cos \left\{ \left(2C^{-1}\gamma^{-1/2} \right)^{-1} \left(2C^{-2}\gamma^{1/2} + 1 \right) \chi + \Theta \right\}$$

где A_1, A_2 и Θ – произвольные постоянные, $C = |V|^{-1/4}$, $\chi = (\eta \pm \zeta + (\kappa - V)t)$, т. е. асимптотики являются затухающими осцилляторными.

Таким образом, в зависимости от знаков V и β уравнение GKP может иметь 2D-солитонные решения с монотонными и осциллирующими асимптотиками.

Взаимодействие 2D-солитонов уравнения GKP

При исследовании взаимодействия 2D-солитонов уравнения GKP использовались специально развитые методы численного интегрирования, основанные на конечно-разностных и спектральных подходах [2]. В многочисленных сериях компьютерных экспериментов было установлено, что при некоторых значениях дисперсионных коэффициентов могут наблюдаться тривиальные, аналогичные 2D-солитонам уравнения КП, случаи взаимодействия; при некоторых же значениях параметров уравнения (следовательно, среды распространения) может иметь место совершенно нетривиальный (и невозможный в «классической» модели КП) случай формирования устойчивых солитонных пар (связанных состояний) – так называемых bi-солитонов (рис. 3).

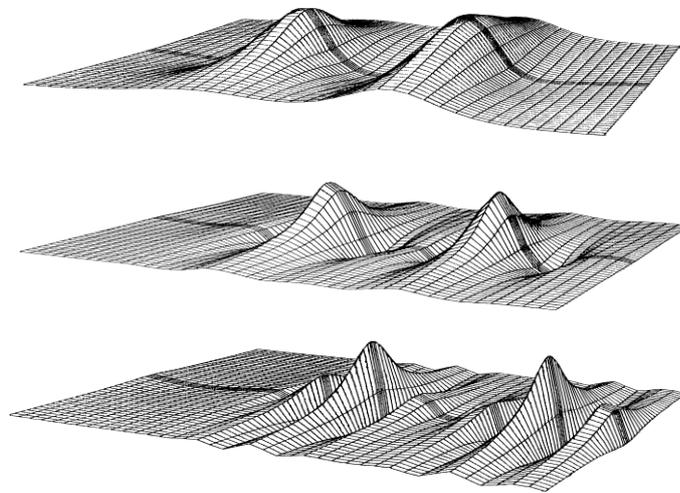


Рис. 3. Формирование 2D bi-солитона при $u_1(0)=1.35$, $u_2(0)=1.3$, $\Delta x(0)=6$, сверху вниз: $t=0$; $t=0.6$; $t=1.3$.



Рис. 4. Эволюция 2D солитона: $v=1$, $\beta, \gamma > 0$; $t=0.1$.

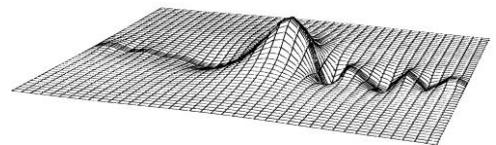


Рис. 5. Эволюция 2D солитона: $v=1$, $\beta < 0, \gamma > 0$; $t=0.2$.

При исследовании влияния диссипации в среде на эволюцию и структуру 2D-солитонов уравнение GKP записывалось в виде $\partial_\eta (\partial_t u + \alpha u \partial_\eta u - v \partial_\eta^2 u + \beta \partial_\eta^3 u + \gamma \partial_\eta^5 u) = \kappa \Delta_\perp u$ и интегрировалось численно. Примеры некоторых результатов представлены на рис. 4, 5. Из рисунков можно видеть, что диссипация в системе, наряду с общим затуханием амплитуды волнового поля, непосредственно влияет на структуру 2D-солитонов. Во всех случаях наблюдались: эффект удлинения солитонного «хвоста», уменьшение частоты осцилляций и гашение колебаний позади главного максимума, а также несимметричные изменения интегралов P и \mathcal{H} во фронтальной и задней «кавернах» (где $u < 0$).

Некоторые приложения модели GKP

В работах [1-4] были исследованы многочисленные приложения модели уравнений класса GKP в физике реальных сред с дисперсией, в частности:

- динамика ионно-звуковых и быстрых магнитозвуковых (БМЗ) волн в плазме (ионосфера и магнитосфера Земли, астрофизика, включая релятивистский предел);
- динамика солитонов на поверхности «мелкой» жидкости (гравитационные и гравитационно-капиллярные волны, волны цунами);
- уединенные волновые возмущения в атмосфере и ионосфере, генерируемые импульсными источниками (сейсмические процессы, фронты солнечного затмения и солнечного терминатора, мощные искусственные взрывы – возможность идентификации и пеленгации источников);
- эволюция в средах с переменной дисперсией (волны в жидкости, волны в плазме).

Рассмотрим здесь одно из важных приложений, когда в замагниченной плазме при $\beta \equiv 4\pi nT/B^2 \ll 1$ в области частот $\omega < \omega_B = eB/m_i c$ возбуждаются БМЗ волны, и при $k\lambda_D \ll 1$, $k_x^2 \gg k_\perp^2$, $v_x \ll c_A = B^2/4\pi n m_i$ справедливо дисперсионное соотношение $\omega \approx c_A k_x (1 + k_\perp^2/k_x^2 + \chi(\theta)\lambda_D^2 k_x^2)$ (см. работу [4] и многочисленные ссылки в ней). В этом случае, при достаточно высокой температуре ионов ($\beta > m_e/m_i$) “длина” дисперсии: $\chi(\theta)\lambda_D^2 = (c^2/2\omega_{0i}^2) \cot^2 \theta - \frac{1}{2}\rho^2 (3 - \frac{11}{4} \sin^2 \theta)$, где $\rho = v_{Ti}/\omega_B$ – ионный ларморовский радиус. Если $\beta = 4\pi nT/B^2 < m_e/m_i$, структура БМЗ волн зависит от знака дисперсионного коэффициента $\gamma_1 = -c_A \chi(\theta)\lambda_D^2 = c_A (c^2/2\omega_{0i}^2)(m_e/m_i - \cot^2 \theta)$. При этом, вблизи конуса углов, где дисперсия меняет знак, т.е. $|\pi/2 - \theta| \leq (\beta/4)^{1/2}$, $\gamma_1 \rightarrow 0$, что приводит к появлению в дисперсионном уравнении члена, пропорционального пятой степени k , т.е. $\gamma_2 k_x^5$, с коэффициентом

$$\gamma_2 = c_A (c^4/8\omega_{0i}^4) \left[3(m_e/m_i - \cot^2 \theta)^2 - 4\cot^4 \theta (1 + \cot^2 \theta) \right]$$

и в итоге получается уравнение GKP вида

$$\partial_x (\partial_t h + \alpha h \partial_x h + \gamma_1 \partial_x^3 h + \gamma_2 \partial_x^5 h) = -(c_A/2) \Delta_\perp h. \quad (8)$$

Характер дисперсии при этом определяется соотношением знаков дисперсионных коэффициентов γ_1 и γ_2 . Имеют место следующие случаи (рис. 6):

- $\gamma_1 > 0, \gamma_2 < 0$ (область В) – случай отрицательной дисперсии;
- $\gamma_1 > 0, \gamma_2 > 0$ (область А) и $\gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0$ (область С) – случаи «смешанной» дисперсии.

Сформулируем следующую задачу. Пусть имеется 3D-стационарный пучок БМЗ-волн, распространяющийся в плазме под углом к магнитному полю вблизи конуса $\theta = \arctan(m_i/m_e)^{1/2}$. Выполняя масштабные преобразования в (8), осуществим переход к граничной задаче:

$$\partial_t (\partial_x h + 6h \partial_t h - \varepsilon \partial_t^3 h - \lambda \partial_t^5 h) = \Delta_\perp h, \quad (9)$$

где $\Delta_\perp = \partial_\rho^2 + (1/\rho)\partial_\rho$ (аксиально-симметричная геометрия). Задача (9) решалась численно [1] с условием $h_0 = h(t, 0, \rho) = \cos(mt) \exp(-\rho^2)$ на границе $x = 0$: т. е. был задан гармонический по времени и ограниченный в поперечном направлении пучок БМЗ волн. Основные численные результаты представлены на рис. 7. Видно, что в областях углов В и С (кривые 3, 4) при распространении наблюдается рассеяние “магнитного звука”, в области А (кривые 1, 2) вначале происходит подфокусировка пучка, затем, вследствие нелинейного насыщения, наблюдается его некоторая дефокусировка, а затем эволюция приводит к формированию устойчивого стационарного пучка БМЗ волн, т. е. 3D-солитона БМЗ. Отметим, что такое явление в стандартной модели КП (кривая 5) не наблюдается, и только учет более тонких дисперсионных эффектов позволил его впервые обнаружить.

На рис. 8 показано решение задачи эволюции пучка БМЗ волн, отвечающее стадии максимума его амплитуды, где можно наблюдать постепенное отставание «крыльев» пучка в процес-

се эволюции от его главного максимума (а) и затем – их «схлопывание» с формированием локализованной позади максимума кольцевой структуры БМЗ (б).

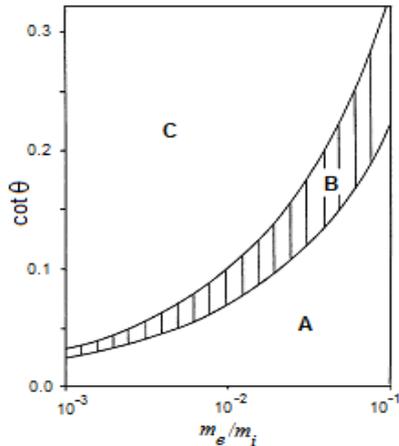


Рис. 6. Характер дисперсии для БМЗ-волн в зависимости от угла θ и отношения m_e/m_i .

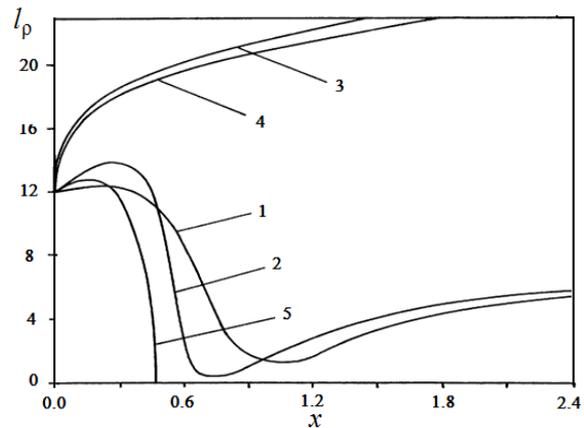


Рис. 7. Изменение поперечного сечения пучка БМЗ-волн при его распространении вдоль оси x .

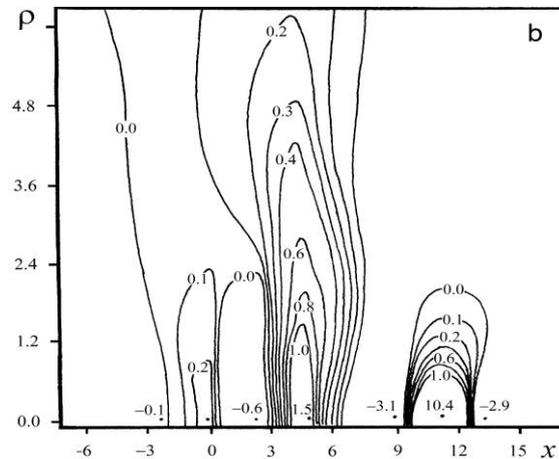
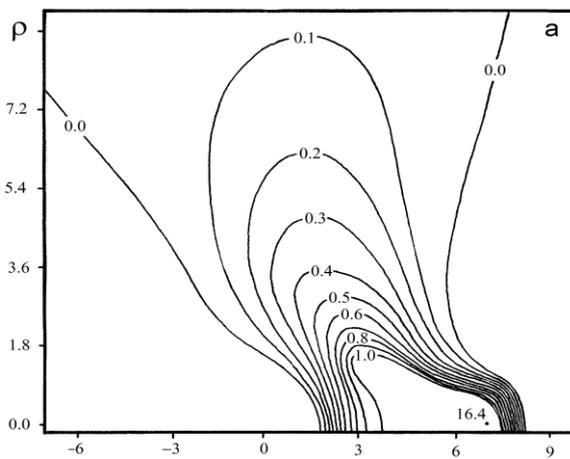


Рис. 8. Решение в плоскости (x, ρ) , отвечающее стадии максимума амплитуды.

Уравнения Эйлера и динамика вихревых структур

В качестве исходных рассмотрим уравнения Эйлера:

$$\partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\rho^{-1}\nabla p + \nu\nabla^2\mathbf{v}, \quad \nabla\mathbf{v} = 0,$$

где ν – кинематическая вязкость. Для исследования вихревого движения, исключая давление p и вычисляя rot , переходим к уравнению переноса для плотности ρ и к уравнению Пуассона для функции тока ψ :

$$\partial_t \rho + (\mathbf{v}\nabla)\rho = \nu\nabla^2\rho, \quad \Delta\psi - f = -\rho, \quad \mathbf{v} = B^{-1}[\nabla, \psi \mathbf{e}_z], \quad \mathbf{e}_z = \mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y. \quad (10)$$

Уравнения (10) описывают сплошную среду (невязкая несжимаемая жидкость) или квази-частицы (заряженные нити, вытянутые вдоль однородного поля \mathbf{B}) с кулоновским взаимодействием. Смысл входящих в (10) переменных зависит от типа среды. Для моделирования нами использовался модифицированный метод контурной динамики, развитый в [5].

На рис. 9 приведен пример моделирования эволюции синоптического вихря в сравнении со спутниковым снимком вихря. Видно, что результат моделирования хорошо отражает основные свойства эволюции, включая образование вихревой пелены циклонального образования.

На рис. 10 приведен пример моделирования взаимодействия вихревых образований в жидкости в сравнении с реальной ситуацией, отображенной на кадре аэрофотосъемки. Отчетливо видно, что результатом 4-вихревого взаимодействия является образование сложной структуры, в которой ядро системы состоит из двух внутренних вихрей. Также хорошо видны обра-

зующиеся межвихревые пелены, соединяющие вихри системы.

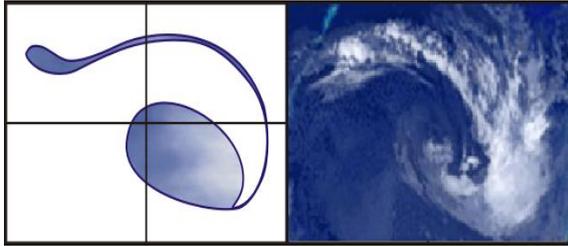


Рис. 9. Моделирование синоптических вихрей циклонического типа.

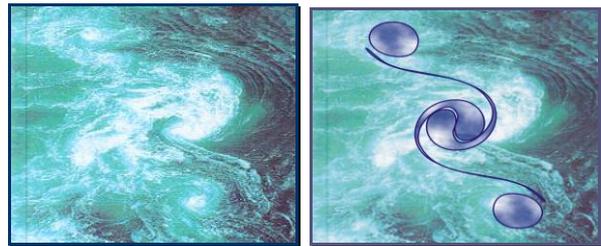


Рис. 10. Моделирование 4-вихревого взаимодействия в канале Naruto (Япония).

Рис. 11 иллюстрирует (в сравнении с реальным фотоснимком) результаты моделирования эволюции торнадо при использовании квазидвумерного подхода с послойной аппроксимацией трехмерной вихревой структуры системой вихревых образований конечной площади [5]. Их рисунок видно, что малые поперечные возмущения оси торнадо приводят к слабым колебаниям оси и, в целом, не влияют на структуру и устойчивость вихря. Таким образом, используя принятый в [5] подход, мы можем прогнозировать эволюцию торнадо и моделировать взаимодействие вихрей такого типа.

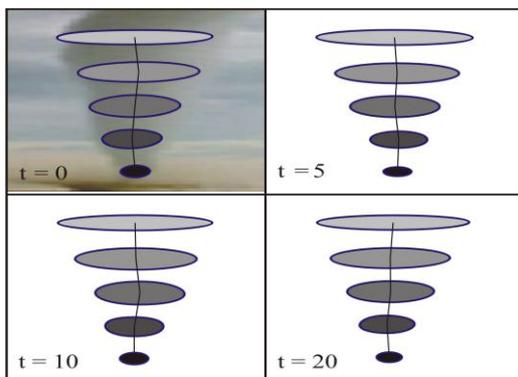


Рис. 11. Моделирование эволюции торнадо.

В качестве других важных приложений могут быть рассмотрены, например, следующие:

- гидро- и аэродинамика: формирование завихренностей и вихревых цепочек при обтекании твердых тел потоками газа и жидкости;
- моделирование образования и эволюции вихревых структур в астрофизике (спиральная структура галактик, солнечная вспышечная активность – магнитные петли и трубки в солнечной короне);
- проблема магнитного удержания и управляемого термоядерного синтеза;
- спиральные и вихревые движения в плазме, относящиеся к плазменным технологиям).

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии в рамках государственной поддержки Казанского федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров. Работа была поддержана Национальным научным фондом Грузии им. Шота Руставели (SRNF) (грант № FR17 252).

Список литературы

1. Белашов В.Ю. Уравнение КП и его обобщения. Теория, Приложения. – Магадан: СВКНИИ ДВО РАН, 1997. – 162 с.
2. Belashov V.Yu., Vladimirov S.V. Solitary Waves in Dispersive Complex Media. Theory, Simulation, Applications. – Springer-Verlag GmbH & Co. KG, 2005. – 303 p.
3. Belashov V.Yu., Belashova E.S., Kharshiladze O.A. Nonlinear Wave Structures of the Soliton and Vortex Types in Complex Continuous Media: Theory, Simulation, Applications // Lecture Notes of TICMI. V. 18 / Ed. G. Jaiani. – Tbilisi: Tbilisi University Press, 2018. – 90 p.
4. Белашов В.Ю., Белашова Е.С. Солитоны. Теория, моделирование, приложения. – Казань: РИЦ «Школа», 2016. – 273 с.
5. Belashov V.Yu. Interaction of N -vortex structures in a continuum, including atmosphere, hydro-sphere and plasma // Adv. Space Res. – 2017. – V. 60. – P. 1878-1890.