

О ФОРМИРОВАНИИ СТРУКТУР В НЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ТРЁХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

И.П. Завершинский¹, В.С. Красноухов¹, Н.Е. Молевич^{1,2}, С.С. Сугак¹

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ), Самара, Россия,

² Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Аннотация

Показана возможность формирования петлевых структур в неравновесных средах, допускающих резонансное трёхволновое взаимодействие собственных мод. Построена параметрическая диаграмма режимов спиральных структур на плоскости «амплитуда волны – крутизна фронта».

Ключевые слова: вихревые структуры, трёхволновое взаимодействие, неравновесность.

Цитирование: Завершинский, И.П. О формировании структур в неравновесных средах при резонансном трёхволновом взаимодействии / И.П. Завершинский, В.С. Красноухов, Н.Е. Молевич, С.С. Сугак // Компьютерная оптика. – 2015. – Т. 39, № 4. – С. 480-485. – DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-4-480-485.

Введение

Формирование нелинейных структур при резонансном взаимодействии волн различной природы является предметом большого числа исследований [1–4]. При этом многообразии эффектов и структур, формирующихся при этом взаимодействии, не до конца исследовано даже в одномерном приближении. Кроме того, в последнее время появились работы, где исследуются особенности формирования многомерных структур, в частности, спиральных структур, возникающих в цилиндрически симметричных и радиально неограниченных системах [5–7]. Однако существующие результаты носят довольно отрывочный характер и обычно не учитывают неустойчивостей, развивающихся в активных средах.

В данной работе исследованы некоторые особенности формирования одномерных и спиральных структур в неравновесных средах, возникающих при трёхволновом резонансном взаимодействии волн вида

$$\omega_2 = \omega_0 + \omega_1 + \Delta\omega, k_2 = k_0 + k_1 + \Delta k, m_0 + m_1 = m_2, (1)$$

где ω_j – частота волны, k_j и m_j – аксиальное и азимутальное волновые числа, $\Delta\omega$ и Δk – расстройки частот и волновых чисел взаимодействующих волн соответственно.

1. Основной формализм

Пусть векторное поле \vec{u} в слабонелинейной среде описывается системой уравнений вида

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \hat{L}\vec{u} = \vec{N}\left(\vec{u}, \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}, \nabla \vec{u}\right), (2)$$

где вид линейного и нелинейного операторов \hat{L} и \vec{N} определяется видом системы конкретной природы [1–4].

Разыскивая решения системы (2) в виде суммы трёх волн

$$\vec{u} = \sum_{j=0}^2 \vec{u}_j B_j(\epsilon z, \epsilon t) e^{ik_j z + im_j \phi - i\omega_j t} + \text{к.с.}, (3)$$

полагая выполненными условия взаимодействия (1), после стандартных преобразований приходим к систе-

ме укороченных уравнений для комплексных амплитуд взаимодействующих квазигармонических волн

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_0}{\partial t} + v_0 \frac{\partial B_0}{\partial z} + \delta_0 B_0 &= U^{(0)} B_1^* B_2 e^{i\Delta\omega t - i\Delta k z}, \\ \frac{\partial B_1}{\partial t} + v_1 \frac{\partial B_1}{\partial z} + \delta_1 B_1 &= U^{(1)} B_0^* B_2 e^{i\Delta\omega t - i\Delta k z}, \\ \frac{\partial B_2}{\partial t} + v_2 \frac{\partial B_2}{\partial z} + \delta_2 B_2 &= U^{(2)} B_0 B_1 e^{i\Delta\omega t - i\Delta k z}, \\ U^{(j)} &= U_{k_0 k_1 k_2; m_0 m_1 m_2}^{(j)}, v_j = v_{k_j}, \Delta\omega = \omega_0 + \omega_1 - \omega_2, \end{aligned} (4)$$

где v_j и δ_j – групповая скорость и инкремент неустойчивости j -й волны, $U^{(j)}$ – коэффициенты взаимодействия, \vec{u}_j – поляризационный вектор [3]. В линейном приближении при $B_j = \text{const}$ из (3), (4) следуют дисперсионные соотношения для мод.

Система (4) описывает широкий круг нелинейных явлений: формирование нелинейных структур [7, 8], различные виды вынужденного рассеяния волн на волнах иной природы [5], генерацию волн суммарной и разностной частот, возбуждение второй гармоники, параметрическое усиление [1, 8] и т. д.

Пренебрежём далее фазовой расстройкой ($\Delta\omega = \Delta k = 0$). Положим $B_j = b_j \exp(i\nu_j t)$ и будем, следуя [3], полагать разность фаз постоянной $\psi_2 - \psi_1 - \psi_0 = \pi/2$.

При этом система (4) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial b_0}{\partial z} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial b_0}{\partial t} + \zeta_0 b_0 &= V^{(0)} b_1 b_2, \\ \frac{\partial b_1}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial b_1}{\partial t} + \zeta_1 b_1 &= V^{(1)} b_0 b_2, \\ \frac{\partial b_2}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial b_2}{\partial t} + \zeta_2 b_2 &= V^{(2)} b_0 b_1, \end{aligned} (5)$$

где $\zeta_j = \zeta_{k_j} = \delta_j / v_j$ – пространственный инкремент, $V^{(j)} = U^{(j)} / v_j$.

Результат взаимодействия зависит от целого ряда управляющих параметров – коэффициентов взаимодействия волн, величин фазовой и групповой расстройек, наличия или отсутствия неустойчивостей.

Здесь рассматривается задача формирования одномерных и спиральных структур при параметрическом взаимодействии волн.

2. Одномерные структуры

В этом разделе исследуются особенности формирования радиально-однородных структур, соответствующих значениям азимутальных волновых чисел $m_0 = m_1 = m_2 = 0$ при параметрическом взаимодействии.

Будем в дальнейшем считать волну с индексом «2» волной накачки, распределение амплитуды волны накачки однородным $b_2 \approx b_{20}$, а входной импульс субгармоники (волна с индексом «1») слабым $b_1(t) \ll b_{20}$. Будем считать также инкремент неустойчивости существенно меньше параметрического инкремента и для простоты положим $\zeta_j = 0$.

В частном случае вырожденного по частоте трёхволнового взаимодействия $\omega_0 = \omega_1 = \omega_2/2$ система (5) сводится к паре уравнений:

$$\frac{\partial b_1}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial b_1}{\partial t} = V^{(1)} b_2 b_1, \quad \frac{\partial b_2}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial b_2}{\partial t} = V^{(1)} b_1^2. \quad (6)$$

Дополним систему (6) граничными условиями $b_1(z=0) = b_1(t), b_2(z=0) = b_2(t)$.

Интегрируя следующее из (6) соотношение

$$v_{12} \frac{\partial^2 b_2}{\partial \xi_1 \partial \xi_2} = 2V^{(1)} b_2 \frac{\partial b_2}{\partial \xi_1}$$

вдоль характеристики $\xi_1 = t - z/v_1$, получаем [1] уравнение Риккати:

$$v_{12} \frac{\partial b_2}{\partial \xi_2} = V^{(1)} b_2^2 - F(\xi_2).$$

Выражая из первого уравнения системы (6) амплитуду b_2 и подставляя её в это соотношение, получаем линейное обыкновенное дифференциальное уравнение [1, 8]

$$\frac{\partial^2 b_1^{-1}}{\partial \xi_2^2} = V^{(1)} v_{12}^{-2} F(\xi_2) b_1^{-1},$$

решение которого хорошо известно. Здесь функция $F(\xi_2)$ следует из граничных условий с учётом (6)

$$F(\xi_2) = V^{(1)} b_1^2(\xi_2) + V^{(1)} b_2^2(\xi_2) - v_{12} \frac{\partial b_2}{\partial \xi_2}.$$

В частном случае однородного распределения амплитуды волны накачки $b_2 \approx b_{20}$, и малой амплитуды субгармоники $b_1(t) \ll b_{20}$ решение системы (6) имеет вид

$$b_1 = \frac{b_1(\xi_1)}{e^{-\Gamma_0 z} + \frac{sh(\Gamma_0 z)}{\tau_c b_{20}^2} \int_0^\infty d\eta b_1^2(\xi_1 - \eta) e^{-2\eta/\tau_c}}. \quad (7)$$

Здесь $\Gamma_0 = V^{(1)} b_{20}$, – параметрический инкремент, $\tau_c = v_{21} \Gamma_0^{-1}$, $v_{ij} = v_i^{-1} - v_j^{-1}$ – расстройка групповых скоростей взаимодействующих волн.

Из решения (7) следует, что после нарастания амплитуды субгармоники b_1 до амплитуды волны на-

качки b_{20} наступает нелинейный этап взаимодействия волн, протекание которого сильно зависит от профили фронта субгармоники [1, 8].

При постоянной амплитуде $b_1 = b_{10} = \text{const}$ получаем

$$b_1 = b_{10} \left[\exp(-V^{(1)} b_{20} z) + \frac{b_{10}^2}{2b_{20}^2} sh(V^{(1)} b_{20} z) \right]^{-1}.$$

На длине $L_0 = \Gamma_0^{-1} \ln(2b_{20}/b_{10})$ амплитуда субгармонического сигнала достигает максимума $b_{1\text{max}} \approx b_{20}$, а при $z > L_0$ уменьшается – начинается генерация волны накачки.

Если субгармонический сигнал имеет экспоненциальный фронт $b_1(\xi_1) = b_{10} \exp(-\xi_1/\tau_1)$, то ситуация меняется принципиально. При рассогласовании групповых скоростей $v_{12} \neq 0$, когда $v_1 > v_2$, характер энергообмена между субгармоникой и волной накачки различен для переднего и заднего фронтов усиливаемой волны. Практически вся мощность накачки поглощается передним фронтом, а задний фронт обостряется за счёт нелинейных потерь, связанных с удвоением частоты субгармоники. Дальнейшая эволюция сигнала зависит от соотношения между начальной крутизной фронта τ_1 и критической длительностью сигнала τ_c .

При $\tau_c < \tau_1$ на отрезке $0 < z < L_0$, возмущение нарастает с линейным инкрементом Γ_0 . При $z = L_0$ амплитуда субгармоники достигает значения $b_1 = b_{20}$, а на нелинейной стадии эволюции при $z > L_0$ завершается формирование заднего фронта волны.

При $\tau_c > \tau_1$ на нелинейной стадии эволюции при $\Gamma_0 z \gg 1$ происходит формирование квазистационарного импульса вида

$$b_1(z, t) \approx b_{20} \left(1 + \frac{\tau_c}{\tau_1} \right)^{1/2} \text{sech} \left(\Gamma_0 z - \frac{\xi_1}{\tau_1} \right),$$

которое завершается на длине

$$L_1 \approx \frac{1}{2\Gamma_0} \ln \left[\frac{2b_{20}^2 (\tau_1 + \tau_c)}{b_{10}^2 \tau_1} \right] > L_0.$$

Таким образом, амплитуда импульса при $\tau_c > \tau_1$ превышает амплитуду волны накачки и образуется так называемый гигантский параметрический импульс [1, 8, 9]. В частности, в оптических средах формирование такого импульса рассматривалось в [9]. Очевидно, что учёт усиления $\zeta_j \neq 0$ приводит к увеличению полного инкремента и сокращению длины формирования стационарного импульса L . Однако вопрос о стабилизации возмущения в этом случае должен решаться отдельно.

Отдельным классом решений системы (6) являются автомодельные решения вида бегущих волн $b_j = b_j(\zeta)$, где $\zeta = t - z/w$. В этом случае уравнения (6) принимают вид

$$v_1 \frac{db_1}{d\zeta} = V^{(1)} b_1 b_2, \quad v_2 \frac{db_2}{d\zeta} = V^{(1)} b_1^2, \quad (8)$$

где $v_j = 1 - w/v_j$. Систему (8) нетрудно свести к одному уравнению. Умножая первое уравнение на b_1 , а вто-

рое – на b_2 и вычитая второе из первого, имеем соотношение $v_1 b_1^2 - v_2 b_2^2 = \text{const}$, используя которое легко получить искомое уравнение, имеющее решение вида

$$b_1(\zeta) = b_{10} \operatorname{sech} h\left(\frac{\zeta}{\tau}\right), \quad b_2(\zeta) = b_{20} \operatorname{th}\left(\frac{\zeta}{\tau}\right),$$

где $v_1 v_2 = V^{(1)2} b_{10}^2 \tau^2$, $v_1 = V^{(1)} b_{20}^2 \tau$ [1]. Исключая отсюда скорость w , получаем связь между амплитудами волны накачки и субгармоники $b_{10}^2 = b_{20}^2 + (v_{12} b_{20}) / (V^{(1)} \tau)$. С учётом этого выражения имеем

$$b_1(\zeta) = b_{20} \left(1 + \frac{\tau_c}{\tau}\right)^{1/2} \operatorname{sech} h\left(\frac{\zeta}{\tau}\right),$$

где $\tau_c = v_{12} / V^{(1)} b_{20}$. Амплитуда субгармоники превышает амплитуду волны накачки при условии $v_{12} b_{20} > 0$. При этом условии формируется параметрический импульс, описанный выше. Из приведённого решения, в частности, следует, что при вырожденном взаимодействии уединённая волна существует только на частоте ω_1 .

В невырожденном случае, как и выше, при $\tau \rightarrow 0$ может формироваться гигантский параметрический импульс, амплитуда которого превышает амплитуду волны накачки, причём при $v_{02} v_{12} > 0$ только на одной из частот, сигнальной или холостой, а при $v_{02} v_{12} < 0$ и на сигнальной, и на холостой [1, 8].

Наибольший интерес, как и ранее, представляют решения системы (5) вида бегущей волны. В результате получаем консервативную систему

$$\begin{aligned} v_0 \frac{db_0}{d\zeta} &= V^{(0)} b_1 b_2, \\ v_1 \frac{db_1}{d\zeta} &= V^{(1)} b_0 b_2, \\ v_2 \frac{db_2}{d\zeta} &= V^{(2)} b_0 b_1. \end{aligned} \quad (9)$$

Считая волну с частотой ω_2 волной накачки, находим решение системы (9):

$$b_j(\zeta) = b_{j0} \operatorname{sech} h(\zeta/\tau), \quad b_2(\zeta) = b_{20} \operatorname{th}(\zeta/\tau), \quad j = 0, 1, \quad (10)$$

где скорость волн и их амплитуды согласно [1] определяются соотношениями

$$w^{-1} = v_0^{-1} - \frac{v_{01}}{2} \pm \left(V^{(0)} V^{(1)} \tau^2 b_{20}^2 + \frac{v_{01}^2}{4} \right)^{1/2},$$

$$b_{j0}^2 = \frac{V^{(j)}}{V^{(2)}} b_{20}^2 \left\{ 1 + \frac{v_{20}}{\frac{v_{01}}{2} \pm \left(V^{(0)} V^{(1)} \tau^2 b_{20}^2 + \frac{v_{01}^2}{4} \right)^{1/2}} \right\}.$$

Полученные в разделе результаты будут использованы далее при исследовании спиральных структур.

3. Вихревые структуры

В этом разделе исследуются особенности формирования вихревых структур для частного случая изгибных субгармонических возмущений, соответ-

ствующих значениям азимутальных волновых чисел $m_0 = +1$, $m_1 = -1$ и радиально однородной волны накачки $m_2 = 0$, представляющего интерес для ряда прикладных задач [5–7].

Будем интересоваться решениями системы (5) вида бегущей волны. Очевидно, что система укороченных уравнений, описывающих бегущие волны, будет снова иметь вид (9), а её решение – вид (10).

Для того чтобы получить наглядное представление о форме возникающих в этом случае стационарных спиральных структур, удобно записать в соответствии с подходом [7] систему уравнений для компонент вектора отклонения средней линии вихря $\vec{\xi} = (\xi, \eta, \zeta)$ от оси $r = 0$ в поле возмущённого потока (3) в цилиндрической системе координат. Например, для базовой системы уравнений Эйлера, исследуемой в [7], получим

$$\frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} + \frac{u_{\phi 0}}{r} \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial \phi} + u_{z0} \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial z} = \vec{\kappa}(\vec{u}_0, \vec{u}), \quad (11)$$

где $\vec{u}_0 = (0, u_{\phi 0}, u_{z0})$ – невозмущённое поле,

$$\vec{\kappa}(\vec{u}_0, \vec{u}) = \left(u_r, u_\phi + \xi r \frac{d}{dr} \left(\frac{u_{\phi 0}}{r} \right), u_z + \xi \frac{du_{z0}}{dr} \right).$$

Разыскивая вектор отклонения средней линии вихря в форме спиральной волны $\vec{\xi} = \vec{\xi}_0(r) \exp(ikz + im\phi - i\omega t)$ и подставляя в (11) выражения для возмущений скорости из (3), (10), получим в соответствии с [7] для амплитуды отклонения выражение вида

$$\vec{\xi}_0 = -\frac{iR}{v_{\phi 0}} (b_j \vec{u} + \vec{\Xi}_0), \quad (12)$$

где R – радиус цилиндрического волновода, а вектор $\vec{\Xi}_0$ равен

$$\vec{\Xi}_0 = \left(0, \xi_0 r \frac{d}{dr} \left(\frac{u_{\phi 0}}{r} \right), \xi_0 \frac{du_{z0}}{dr} \right).$$

Декартовы компоненты вектора отклонения связаны с компонентами вектора $\vec{\xi}$ для мод $m = \pm 1$ соотношениями $X = \xi \cos \phi - \eta \sin \phi$, $Y = \xi \sin \phi + \eta \cos \phi$. Вводя безразмерные координаты $x = X / \mathfrak{R}$, $y = Y / \mathfrak{R}$, где $\mathfrak{R} = R (v_2 u_r^2(0) / v_1 u_\phi^2(0))^{1/2}$, и следуя методике, подробно описанной в [7], при $\omega_2 = 2\omega_1$ и малой начальной амплитуде моды $b_1(t) \ll b_2$, приходим к уравнению вихря в параметрической форме. Для фиксированного момента времени, например для $t = 0$, имеем уравнение спирали с амплитудой $b_{20} \operatorname{sech} h(\beta u)$.

$$\begin{aligned} x &= b_{20} \operatorname{sech} h(\beta u) \cos(\alpha u), \\ x &= b_{20} \operatorname{sech} h(\beta u) \sin(\alpha u), \\ z &= u, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\alpha = 1 - v_1$, $\beta = b_{20} / T$, $T^{-1} = U^{(1)} / v_1$.

Таким образом, в среде формируется вихревая солитоноподобная структура, представляющая собой спираль, ограниченную огибающей радиуса, максимальное значение которого равно b_{20} (рис. 1). При $z \rightarrow \pm\infty$ значение радиуса огибающей стремится к нулю. Кривизна и кручение винтовой линии равны соответственно

$$\kappa_1 = \frac{b_{20} \sec h(\beta z)}{\alpha^2 + b_{20}^2 \sec^2 h(\beta z)}, \quad \kappa_2 = \frac{\alpha}{\alpha^2 + b_{20}^2 \sec^2 h(\beta z)}.$$

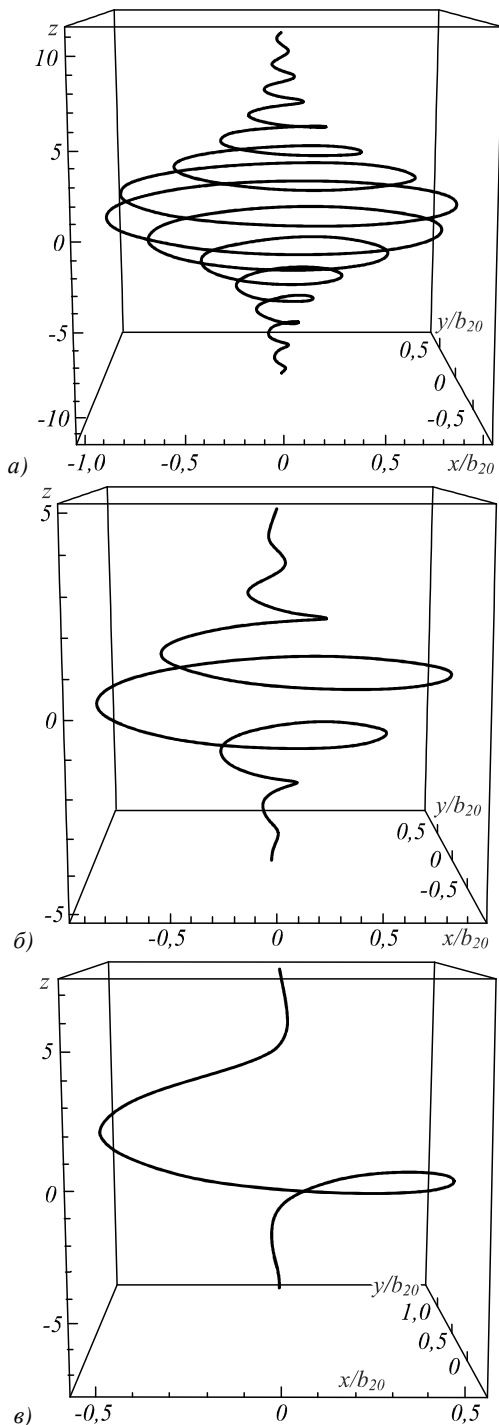


Рис. 1. Форма уединённой волны при $\alpha = 4, \beta = 0,4$ (а), $\alpha = 4, \beta = 1$ (б), $\alpha = 4, \beta = 4$ (в)

При $b_{20} \rightarrow 0$ спираль переходит в прямую линию. Форму вихревой структуры, как следует из соотношений (13), определяют параметры α и β . Характерная длина солитона $\sim \beta^{-1}$ определяется из условия уменьшения поперечного размера в e раз. Количество витков спирали n на характерном размере уединённой волны в докритическом диапазоне параметров $\beta < \beta_c$ равно β/α . Значение β_c зависит от вида системы (2).

При $\beta < \beta_c$ безразмерные координаты x и y являются однозначными функциями z и на длине уединённой волны укладывается конечное число витков спирали (рис. 1а, б) (область I параметрической диаграммы).

При $\beta > \beta_c$ происходит перехлест кривой и в проекции на плоскость (x, y) возникает замкнутая петля, которой при любых значениях параметра α соответствует однопетлевая структура (рис. 1в) (область II параметрической диаграммы). Параметрическая диаграмма режимов существования различных форм уединённых спиральных волн приведена на рис. 2.

Заключение

Таким образом, в работе показана возможность формирования петлевых и спиральных трёхмерных структур, ограниченных огибающей, появляющихся в активных нелинейных средах в результате резонансного взаимодействия трёх волн (рис. 1). В частности, показано, что при достаточно больших амплитудах волны накачки может возникать петлевая уединённая структура, совпадающая по форме с солитоном Хасимото [6] (рис. 2).

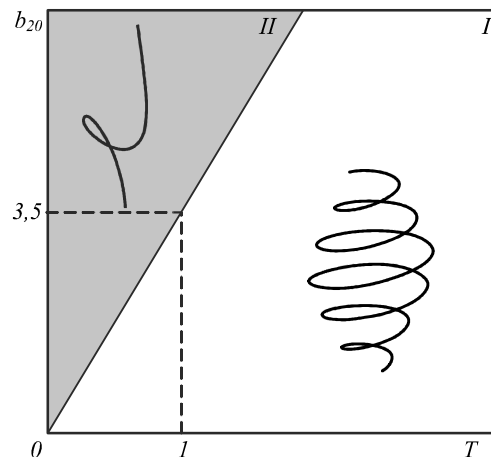


Рис. 2. Параметрическая диаграмма для спиральных структур системы (11)

Близкие по форме структуры были получены теоретически и ранее, однако либо как решения уравнений Серре–Френе для вихревых нитей [6], либо как односолитонные решения нелинейного уравнения Шредингера для изгибных гидродинамических волн [7].

Интересно отметить, что солитоноподобные газоплазменные петлевые структуры ВЧЕ-разряда наблюдались экспериментально в закрученном потоке в аргоне [10] при возбуждении в трубке акустического поля большой амплитуды на первой резонансной час-

тоте, соответствующей значению азимутального числа $m_2 = 0$. Однако этот вопрос требует дальнейшего анализа, и ему будет посвящена отдельная работа.

Благодарности

Работа частично поддержана Минобрнауки РФ в рамках Программы повышения конкурентоспособности СГАУ на 2013–2020 гг., Государственного задания вузам и научным организациям в сфере научной деятельности, проекты № 102, 608 и грантом РФФИ 13-01-97001 р_поволжье_a.

Литература

1. Сухоруков, А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике / А.П. Сухоруков. – М.: Наука, 1988. – 232 с.
2. Акимов, А.А. Четырёхволновое взаимодействие на тепловой нелинейности при больших коэффициентах отражения с учётом самодифракции волн накачки / А.А. Акимов, В.В. Ивахник, В.И. Никонов // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, № 2. – С. 250-255.
3. Рабинович, М.И. Введение в теорию колебаний и волн / М.И. Рабинович, Д.И. Трубецков. – М.: Наука, 1992. – 455 с.
4. Завершинский, Д.И. Параметрическое взаимодействие сонаправленных магнитоакустической и альфвеновской волн в условиях магнитоакустической неустойчивости / Д.И. Завершинский, Н.Е. Молевич // Компьютерная оптика. – 2013. – Т. 37, № 4. – С. 410-415.
5. Okulov, A.Yu. Angular momentum of photons and phase conjugation / A.Yu. Okulov // Journal of Physics B. – 2008. – Vol. 41. – P. 101001-1 - 101001-7.
6. Hasimoto, H. A soliton on a vortex filament / H. Hasimoto // Journal of Fluid Mechanics. – 1972. – Vol. 51(3). – P. 477-485.
7. Leibovich, S. Soliton propagation on vortex cores and the Hasimoto soliton / S. Leibovich, U.Y. Ma // Physics of Fluids – 1983. – Vol. 28, Issue 11. – P. 3173-3179.
8. Завершинский, И.П. Резонансное взаимодействие акустических волн в неравновесных газах / И.П. Завершинский, Е.Я. Коган // Теплофизика высоких температур. – 2005. – Т. 43, № 6. – С. 1-7.
9. Параметрическая генерация света и пикосекундная спектроскопия / Р. Данелюс, А. Пискарскас, В. Сирут-

кайтис [и др.]; под ред. А. Пискарскаса. – Вильнюс: Мокслас, 1983. – 314 с.

10. Klimov, A.I. Longitudinal plasmoid in high-speed vortex gas flow created by capacity HF discharge / A.I. Klimov, D.M. Melnichenko, N.N. Sukovatkin, B.N. Tolkunov, I.A. Moralev // Quarterly Technical Report ISTC Project No. 3794P. – 2010, Part 10. – P. 1-29.

References

- [1] Sukhorukov AP. Nonlinear wave interaction in the optics and radiophysics [In Russian]. Moscow: "Nauka" Publisher; 1988.
- [2] Akimov AA, Ivakhnik VV, Nikonov VI. Four wave interaction on thermal nonlinearity at large reflectance with allowance pumping waves selfdiffraction [In Russian]. Computer Optics 2011; 35(2): 250-55.
- [3] Rabinovich MI, Trubetskov DI. Oscillations and waves: in linear and nonlinear systems (mathematics and its applications). Springer; 2011.
- [4] Zavershinsky DI, Molevich NE. Parametrical interaction of codirectional magnetoacoustic and alfvén waves at magnetoacoustic instability. Computer Optics 2013; 37(7): 410-15.
- [5] Okulov AY. Angular momentum of photons and phase conjugation. J. Phys. B 2008; 41: 101001-7. DOI: 10.1088/0953-4075/41/10/101001.
- [6] Hasimoto H. A soliton on a vortex filament. Journal of Fluid Mechanics 1972; 51(3): 477-85. DOI: http://dx.doi.org/10.1017/S0022112072002307.
- [7] Leibovich S, Ma UY. Soliton propagation on vortex cores and the Hasimoto soliton. Phys. Fluids 1983; 26(11): 3173-79. DOI: 10.1063/1.864088.
- [8] Zavershinskii IP, Kogan EY. Resonant interaction of acoustic waves in nonequilibrium gases. High Temperature 2006; 44(1): 144-50. DOI: 10.1007/s10740-006-0017-z.
- [9] Danelus R, Piskarskas A, Sirutkaitis V, et al. Parametric generation of light and picosecond spectroscopy [In Russian]. Ed by A. Piskarskas. Vilnius: "Mosklas" Publisher: 1983.
- [10] Klimov AI, Melnichenko DM, Sukovatkin NN, Tolkunov BN, Moralev IA. Longitudinal Plasmoid in High-Speed Vortex Gas Flow Created by Capacity HF Discharge. Quarterly Techn. Rep. ISTC Project No. 3794P. 2010; 10: 1-29.

ON THE FORMATION OF STRUCTURES IN NONEQUILIBRIUM MEDIA IN THE RESONANT THREE-WAVE INTERACTION

I.P. Zavershinskii¹, V.S. Krasnoukhov¹, N.E. Molevich^{1,2}, S.S. Sugak¹

¹Samara State Aerospace University,

²Lebedev Physical Institute, RAS

Abstract

A mechanism of formation of flat and spiral solitary structures in nonequilibrium media allowing the resonant three-wave interaction of eigenmodes is proposed. A bifurcations diagram on the 'pump wave amplitude - initial profile width' plane is plotted.

Keywords: spiral structures, three-wave interaction, non-equilibrium.

Citation: Zavershinskii IP, Krasnoukhov VS, Molevich NE, Sugak SS. On the formation of structures in nonequilibrium media in the resonant three-wave interaction. Computer Optics 2015; 39(4): 480-5. DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-4-480-485.

Acknowledgements: The work was partially supported by the RF Ministry of Education and Science within the program of SSAU Competitiveness Improvement in the 2013-2020 years, Government Orders to educational and research institutions Nos. 102 and 608 and by the RFBR grant No. 13-01-97001 r_povolzhye_a.

Сведения об авторах

Завершинский Игорь Петрович, д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой физики Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва (СГАУ). Область научных интересов: физика нелинейных явлений, физика плазмы.

E-mail: ipzav63@mail.ru.

Igor Petrovich Zavershinskii, Dr. Sci. (Physics), professor. Currently works as the Head of the Physics department in Samara State Aerospace University (SSAU). Research interests are the nonlinear physics and physics of plasma.

Красноухов Владислав Сергеевич, студент группы М6126 СГАУ, лаборант-исследователь НОЦ физики неравновесных открытых систем. Область научных интересов: физика нелинейных явлений.

E-mail: vladya11@gmail.com.

Vladislav Sergeevich Krasnoukhov, first year master's student with major in "Mathematical Modelling in Open Nonlinear Systems" at SSAU. Assistant-researcher in the Scientific and Educational Center of the Physics of Open Nonequilibrium Systems. Research interests are currently focused on the nonlinear physics.

Молевич Нонна Евгеньевна, д.ф.-м.н., профессор, заведующая теоретическим сектором Самарского филиала Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (СФ ФИАН), профессор кафедры физики СГАУ. Область научных интересов – нелинейная оптика, физика лазеров и нелинейная динамика неравновесных газовых сред.

E-mail: molevich@fian.smr.ru.

Nonna Evgenyevna Molevich, Dr. Sci. (Physics), professor. Head of the Theoretical Sector of the P.N. Lebedev Physical Institute of the RAS (Samara Branch) and professor of Physics department in SSAU. Research interests are currently focused on the nonlinear optics, physics of lasers and nonlinear dynamics of nonequilibrium media.

Сугак Семён Сергеевич, аспирант СГАУ, инженер НОЦ физики неравновесных открытых систем. Область научных интересов: газодинамика, физика плазмы.

E-mail: samasss@mail.ru.

Semen Sergeevich Sugak post-graduate student in SSAU, engineer in the Scientific and Educational Center of the Physics of Nonequilibrium Open Systems. Research interests are the aerodynamics and physics of plasma.

*Поступила в редакцию 28 августа 2015 г.
Окончательный вариант – 22 сентября 2015 г.*