

ИНФОРМАТИКА И УПРАВЛЕНИЕ В ТЕХНИЧЕСКИХ И СОЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

УДК 537.86

Л.Г. Бляхман, В.П. Морозов, В.В. Тютин

ДИНАМИКА СОЛИТОНОВ ДАВЫДОВА-СКОТТА ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННО-СКОРОСТНОМ СМЕЩЕНИИ КОМПОНЕНТ

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

Цель работы: Исследована динамика двухкомпонентных (векторных) солитонов Давыдова-Скотта (ДС) при пространственно-скоростном рассогласовании высокочастотных (ВЧ) и низкочастотных (НЧ) компонент. Рассмотрение проведено в рамках Захаровского типа системы двух связанных уравнений для ВЧ и НЧ поля. В этой системе ВЧ поле описывается линейным уравнением Шредингера с переменным во времени и пространстве потенциалом, вызванным НЧ компонентой. НЧ компонента в этой системе описывается уравнением Буссинеска/Кортевега-де-Вриза со слагаемым квадратичного (стрикционного) воздействия ВЧ поля.

Результат: Аналитически с применением метода интегральных моментов волнового поля найдена частота пространственно-скоростных колебаний ВЧ и НЧ компонент солитона ДС. Аналитические результаты подтверждаются численным счетом.

Научный подход: Исследование проведено как численно, так и аналитически.

Новизна: Результаты исследования новые и могут иметь приложение для исследования и описания взаимодействия нелинейных НЧ и ВЧ импульсов.

Ключевые слова: линейное уравнение Шредингера, уравнение Буссинеска, уравнение Кортевега-де-Вриза, солитон, дисперсия, нелинейность, численное моделирование.

Интерес к солитонам (устойчивым нелинейным локализованным волнам) обусловлен их способностью распространяться на значительные расстояния с сохранением своей формы. Солитонные решения возникают во многих моделях при описании распространения волн в нелинейных средах с дисперсией: при распространении поверхностных волн на глубокой и мелкой воде, внутренних волн в стратифицированной жидкости, электромагнитных, ленгмюровских и ионно-звуковых волн в плазме, оптических импульсов и пучков в волоконных линиях связи [1-8].

Динамика интенсивных высокочастотных (ВЧ) волн, например поверхностных волн на глубокой воде, электромагнитных и ленгмюровских волн в плазме, описывается вторым приближением теории дисперсии нелинейных волн, базовым уравнением которого является нелинейное уравнение Шредингера [9, 10]. ВЧ солитон огибающей в этом уравнении существует в результате баланса эффектов линейной дисперсии второго порядка и кубичной нелинейности.

Динамика интенсивных низкочастотных (НЧ) волн, например внутренних волн в стратифицированной жидкости, поверхностных волн на мелкой воде и ионно-звуковых волн в плазме, описывается двунаправленным уравнением Буссинеска (Бк) или (как частный случай) однонаправленным уравнением Кортевега-де-Вриза (КдВ). Солитонное решение в этих уравнениях возникает в результате баланса собственной нелинейности и дисперсии высокого порядка НЧ волн.

В ряде случаев распространение ВЧ волн происходит в присутствии интенсивных НЧ волн. В этом случае взаимодействие ВЧ волн с интенсивными НЧ волнами исследуется в рамках Захаровского типа системы, состоящей из линейного уравнения Шредингера и уравнения Бк/КдВ. ВЧ поле в этой системе описывается линейным уравнением Шредингера с переменным во времени и пространстве потенциалом, обусловленным НЧ волной [11-13]. Для электромагнитных и ленгмюровских волн в плазме роль потенциала играет изменение концентрации плазмы, вызванное присутствием ионно-звуковой волны; для поверхностных волн роль потенциала играет течение, создаваемое внутренней волной на поверхности стратифицированной жидкости. Интенсивная НЧ компонента в этой системе описывается двунаправленным уравнением Бк [14, 15] или однонаправленным уравнением КдВ [16], учитывающим нелинейность и дисперсию НЧ волн и квадратичное (керровское) слагаемое воздействия ВЧ поля на НЧ волну. Данная система исследована довольно подробно в следующих случаях: 1) при соотношении коэффициентов нелинейности и дисперсии НЧ волн (β и γ , соответственно), равном $\beta/\gamma = 1$, найдено двухкомпонентное солитонное решение Давыдова - Скотта (ДС) [17], проведено исследование взаимодействия подобных солитонов; 2) при $\beta/\gamma \neq 1$ найдены асимптотические двухкомпонентные солитонные решения в приближении достаточно малой амплитуды ВЧ поля по сравнению с НЧ полем [13]; 3) в пренебрежении стрикционного воздействия ВЧ на НЧ волны, когда НЧ поле, описываемое уравнением Бк/КдВ, представляет собой солитон «разряжения», найдены локализованные стационарные состояния линейного ВЧ поля [16].

В данной работе в рамках системы Захаровского типа, состоящей из линейного уравнения Шредингера и уравнения Бк/КдВ, исследуются колебания ВЧ и НЧ компонент солитонов ДС при их пространственно-скоростном рассогласовании. Показан периодический характер изменения параметров ВЧ и НЧ компонент. Найдена частота подобных колебаний.

Модельная система уравнений Шредингера и Буссинеска

Рассмотрим динамику медленной огибающей $U(x, t)$ комплексного ВЧ поля $U(x, t)\exp(ik_0x - i\omega_0t)$ и НЧ поля $n(x, t)$, представляющего для ВЧ компоненты эффективный потенциал (коэффициент преломления). Если ВЧ и НЧ волны представляют поверхностные и внутренние волны в океане, соответствующая система Захаровского типа представляет собой систему линейного уравнения Шредингера для поверхностных волн и уравнение Бк для внутренних волн, связанных стрикционным квадратичным слагаемым [18, 19]:

$$2i\left(\frac{\partial U}{\partial t} + V_{HF}\frac{\partial U}{\partial x}\right) - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + 2nU = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} - V_{LF}^2 \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + 6\beta \frac{\partial^2 (n^2)}{\partial x^2} - \gamma \frac{\partial^4 n}{\partial x^4} = \varepsilon \frac{\partial^2 (|U|^2)}{\partial x^2}, \quad (1b)$$

где $V_{HF} = (\partial\omega_{HF}/\partial k)_{k_0}$ - групповая скорость ВЧ волн; $V_{LF} = \omega_{LF}/k_{LF}$ - фазовая скорость НЧ волн; β - коэффициент нелинейности НЧ волн; γ - коэффициент дисперсии высокого порядка НЧ волн; ε - коэффициент стрикционного воздействия ВЧ поля на НЧ волны. В очевидном случае при отсутствии ВЧ компоненты ($U = 0$) система (1) сводится к уравнению Бк, имеющему однопараметрическое (Δ - свободный параметр) решение в виде солитона

$$n = -\frac{\gamma}{\beta\Delta^2} \operatorname{sech}^2\left(\frac{x - Vt}{\Delta}\right), \quad V^2 = V_{LF}^2 + \frac{\gamma}{\Delta^2}. \quad (2)$$

При $Un \neq 0$ солитонные решения системы (1) анализировались в следующих случаях:

1) при $\gamma/\beta = 1$ найдено точное двухкомпонентное (векторное) решение солитона ДС с двумя свободными параметрами λ, A [17]:

$$U = A \operatorname{sech} \left[\sqrt{\lambda} (x - Vt) \right] \exp \left[-\frac{i}{2} (\lambda - V_{\text{HF}}^2 - V^2) t + i(V_{\text{HF}} - V)x \right],$$

$$n = -\lambda \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\lambda} (x - Vt) \right] < 0, \quad V^2 = V_{\text{LF}}^2 + 4\gamma\lambda - \varepsilon A^2 / \lambda; \quad (3)$$

2) при $\gamma/\beta \neq 1$ в приближении достаточно слабого ВЧ поля $|U| \ll n$ найдены асимптотические решения многогорбых солитонов [13];

3) при $\varepsilon = 0$, когда НЧ компонента описывается уравнением Бк, а ВЧ поле описывается линейным уравнением Шредингера с переменным во времени и пространстве потенциалом, обусловленным присутствием НЧ поля. При НЧ волне в виде волны «разряжения» ($n < 0$) найдены стационарные локализованные состояния линейного ВЧ поля как решение стационарного линейного уравнения Шредингера с неоднородным потенциалом [16].

Колебания солитонов в системе уравнений Шредингера и Буссинеска

Система (1) при нулевых условиях на бесконечности $(n, U)|_{x \rightarrow \pm\infty} \rightarrow 0$ имеет следующие соотношения для интегральных моментов волнового поля:

$$\frac{dN}{dt} \equiv \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} |U|^2 dx = 0, \quad \frac{d^2}{dt^2} \int_{-\infty}^{+\infty} n dx = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} K |U|^2 dx = - \int_{-\infty}^{+\infty} n \frac{\partial (|U|^2)}{\partial x} dx, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} x |U|^2 d\xi = - \int_{-\infty}^{+\infty} (V_{\text{HF}} + K) |U|^2 dx, \quad (6)$$

где $U \equiv |U| \exp(i\phi)$, $K \equiv \partial\phi/\partial x$ - волновое число. В адиабатическом приближении решение системы (4)-(6) представим в виде солитоноподобных (sech-like) импульсов с пространственно-скоростным смещением ВЧ компоненты относительно НЧ компоненты при их фиксированных амплитудах и протяженностях:

$$U = A \operatorname{sech} \left[\sqrt{\lambda} (x - Vt - \bar{x}(t)) \right] \exp \left[-\frac{i}{2} (\lambda - V_{\text{HF}}^2 - V^2) t + i(V_{\text{HF}} - V)x + ik(t)x \right],$$

$$n = -\lambda \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\lambda} (x - Vt) \right], \quad (7)$$

где $\bar{x}(t) = N^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} x |U|^2 dx$ - центр «масс» ВЧ компоненты; $k(t) \equiv K + V$,

$V^2 \equiv V_{\text{LF}}^2 + 4\lambda - \varepsilon A^2 / \lambda$. В начальный момент времени соотношение (7) отвечает солитону (3) со смещением ВЧ компоненты. Соотношение (7) содержит два свободных параметра: центр «масс» $\bar{x}(t)$ и волновое число $k(t)$. Подставляя (7) в (5) и (6), обозначая $\eta = x - Vt$ и считая малой вариацию центра «масс» пакета $|\dot{\eta}| \ll 1/\sqrt{\lambda}$, получим

$$\frac{d^2 \bar{\eta}}{dt^2} + \frac{8}{15} \lambda^2 \bar{\eta} = 0. \quad (8)$$

Из (8) следует, что ВЧ компонента осциллирует около невозмущенной НЧ компоненты с частотой

$$\omega = 2\lambda \sqrt{2/15}. \quad (9)$$

Модельная система уравнений Шредингера и Кортевега-де Вриза

Для ряда сред величины дисперсии и нелинейности НЧ волн и коэффициента стрикционного воздействия ВЧ волн на НЧ компоненту в уравнении Бк достаточно малы. В соответствии с предположением о распространении однонаправленной волны уравнение Бк может быть сведено к уравнению КдВ типа. В этом случае наиболее эффективное взаимодействие интенсивных ВЧ и НЧ волн возникает при групповом синхронизме ВЧ и НЧ волн, когда групповая скорость ВЧ волн $V_{HF} = (\partial\omega_{HF} / \partial k)_{k_0}$ совпадает с фазовой скоростью НЧ волн $V_{LF} = \omega_{LF} / k_{LF}$, распространяющейся в том же направлении: $V_{HF} = V_{LF} \equiv V_{SIN}$. Подобная ситуация возникает, в частности, при взаимодействии поверхностных и внутренних волн в стратифицированном океане [16]. Оценим длины поверхностных и внутренних волн (Λ_{HF} и Λ_{LF} соответственно) при групповом синхронизме. При величине частоты Брента-Вяйсяля $\omega_{BV} \sim 0.01$ Гц и длине внутренней волны порядка $\Lambda_{LF} \sim 100$ м имеем для скорости линейных внутренних волн $V_{LF} \sim 15$ см/с [18]. Характерное значение частоты поверхностных волн на глубокой воде при глубине в несколько сотен метров [19] составляет порядка $\omega_{HF} \sim 1$ Гц, что на два порядка больше частоты внутренних волн ω_{BV} и позволяет провести разделение описания взаимодействия поверхностных и внутренних волн на ВЧ и НЧ волны соответственно. В классическом дисперсионном соотношении поверхностных волн на глубокой воде $\omega_{HF} = \sqrt{gk}$ (g - ускорение свободного падения) групповой синхронизм при выбранных параметрах осуществляется при длине поверхностных волн порядка $\Lambda_{HF} \sim 2$ м, что на два порядка меньше длины волны внутренних волн. В этом случае система (1), при выполнении условия группового синхронизма в системе отсчета, движущейся с групповой скоростью V_{SIN} , $\xi = x - V_{SIN}t, t' = t$, в пренебрежении второй производной по времени, что возможно при достаточно малых величинах нелинейности и дисперсии внутренних волн, примет вид [16]

$$2i \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} + 2nU = 0, \quad (10a)$$

$$2V_{SIN} \frac{\partial n}{\partial t} - 6\beta \frac{\partial(n^2)}{\partial \xi} + \gamma \frac{\partial^3 n}{\partial \xi^3} = -\varepsilon \frac{\partial(|U|^2)}{\partial \xi}. \quad (10b)$$

При $\gamma/\beta = 1$ система (10) имеет двухкомпонентное (векторное) солитонное решение ДС с двумя свободными параметрами λ, A [17]:

$$U = A \operatorname{sech}[\sqrt{\lambda}(\xi - Vt)] \exp(-i\lambda t - iV\xi), \quad n = -\lambda \operatorname{sech}^2[\sqrt{\lambda}(x - Vt)] < 0, \quad (11)$$

где $V = (4\gamma\lambda - \varepsilon A^2 / \lambda) / (2V_{SIN})$. Скорость движения солитона (11) в лабораторной системе отсчета при достаточно малых величинах дисперсии и нелинейности НЧ волн и коэффициента стрикционной силы воздействия ВЧ волн на НЧ компоненту по сравнению с квадратом скорости НЧ волн близка к скорости солитона (3): $V \approx V_{LF} + 2\gamma\lambda / V_{LF} - \varepsilon A^2 / (2V_{LF}\lambda)$.

Колебания солитонов в системе уравнений Шредингера и Кортевега-де Вриза

Система (10) при нулевых граничных условиях на бесконечности $(n, U)|_{\xi \rightarrow \pm\infty} \rightarrow 0$ имеет следующие соотношения для динамики интегральных моментов волнового поля:

$$\frac{dN}{dt} \equiv \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} |U|^2 d\xi = 0, \quad \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} n d\xi = 0, \quad (12)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} (\varepsilon K |U|^2 - V_{\text{SIN}} n^2) d\xi = 0, \quad (13)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} k |U|^2 d\xi = - \int_{-\infty}^{+\infty} n \frac{\partial |U|^2}{\partial \xi} d\xi, \quad (14)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} \xi |U|^2 d\xi = - \int_{-\infty}^{+\infty} K |U|^2 d\xi. \quad (15)$$

Решение системы (12)-(15) представим в виде солитона ДС (11) с пространственно-скоростным смещением ВЧ компоненты относительно НЧ компоненты и изменением амплитуд и протяженностей ВЧ и НЧ компонент:

$$U = a(t) A \operatorname{sech} \left[\frac{\sqrt{\lambda} (\xi - Vt - \bar{\xi}(t))}{\Delta(t)} \right] \exp[-i\lambda t - iV\xi + ik(t)\xi], \quad n = -b(t) \lambda \operatorname{sech}^2 \left[\frac{\sqrt{\lambda} (\xi - Vt)}{\Delta(t)} \right], \quad (16)$$

где $\bar{\xi} = N^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \xi |U|^2 d\xi$ - центр «масс» ВЧ компоненты; $k(t) = K + V$, $a^2(t)\Delta(t) \equiv \text{const}$,

$b(t)\Delta(t) \equiv \text{const}$; $a(0) = b(0) = \Delta(0) = 1$. Соотношение (16) удовлетворяет интегральным соотношениям (12)-(15) и содержит три свободных параметра: координату центра «масс» $\bar{\xi}(t)$, протяженность $\Delta(t)$ и волновое число $k(t)$. Подставляя (16) в (13), получим первый интеграл

$$a^2 = b = \frac{1}{\Delta} = 1 + \frac{3\varepsilon V_{\text{SIN}} A^2}{2\lambda^2} (k - k_0), \quad (17)$$

где $k_0 = k(0)$. Далее, подставляя (16) в (14) и (15), обозначая $\rho = \xi - Vt$ и считая малым смещение центра «масс» $|\bar{\rho}| \ll \Delta / \sqrt{\lambda}$, получим уравнение

$$d^2 \bar{\rho} / dt^2 + (8/15) \lambda^2 \bar{\rho} = 0, \quad (18)$$

совпадающее с (8) для возмущенного солитона системы уравнений Шредингера и Бк. Частота колебаний ВЧ и НЧ компонент волнового поля из (16) составляет

$$\omega = 2\lambda \sqrt{2/15}, \quad (19)$$

которая совпадает с частотой колебаний (9), полученной для возмущенного солитона системы уравнений Шредингера и Бк. При начальном импульсе (16) с $k_0 \neq 0$ и $\bar{\rho}(0) = 0$ (скоростное смещение ВЧ компоненты) изменение параметров солитона во времени описывается соотношениями:

$$\bar{\rho} = -\frac{k_0}{\omega} \sin(\omega t), \quad a^2 = b = \frac{1}{\Delta} = 1 - \frac{3\varepsilon V_{\text{SIN}} A^2 k_0}{\lambda^2} \sin^2 \left(\frac{\omega}{2} t \right). \quad (20)$$

При начальном импульсе (16) с $k_0 = 0$ и $\bar{\rho}(0) \neq 0$ (пространственное смещение ВЧ компоненты) изменение параметров солитона во времени описывается соотношениями:

$$\bar{\rho} = \bar{\rho}(0) \cos(\omega t), \quad a^2 = b = \frac{1}{\Delta} = 1 + \frac{3\varepsilon V_{\text{SIN}} A^2 \omega}{2\lambda^2} \bar{\rho}(0) \sin(\omega t). \quad (21)$$

Численные результаты

Рассмотрим начальную задачу динамики пакета

$$U(\xi, 0) = \operatorname{sech} \xi \cdot \exp[-i(3/20)\xi + ik_0 \xi], \quad n(\xi, 0) = -\operatorname{sech}^2 \xi \quad (22)$$

в рамках системы уравнений (10) при $V_{\text{SIN}} = 1$, $\beta = \gamma = \varepsilon = 1/10$. При $k_0 = 0$ импульс (22) совпадает с солитоном (11) с $\lambda = 1$ в начальный момент времени. При $k_0 \neq 0$ импульс (22) опи-

сывает скоростное рассогласование компонент солитона (11). На рис. 1 приведены результаты численного счета динамики пространственно-временных распределений $|U(\xi, t)|$ и $n(\xi, t)$ при $k_0 = 1/3$ (скоростное рассогласование компонент). Начальное скоростное рассогласование компонент солитона приводит к периодическому колебанию параметров солитона с постоянным периодом $T \approx 8,6$, близким к величине $2\pi/\omega$, полученной из аналитического рассмотрения (соотношение (19)).

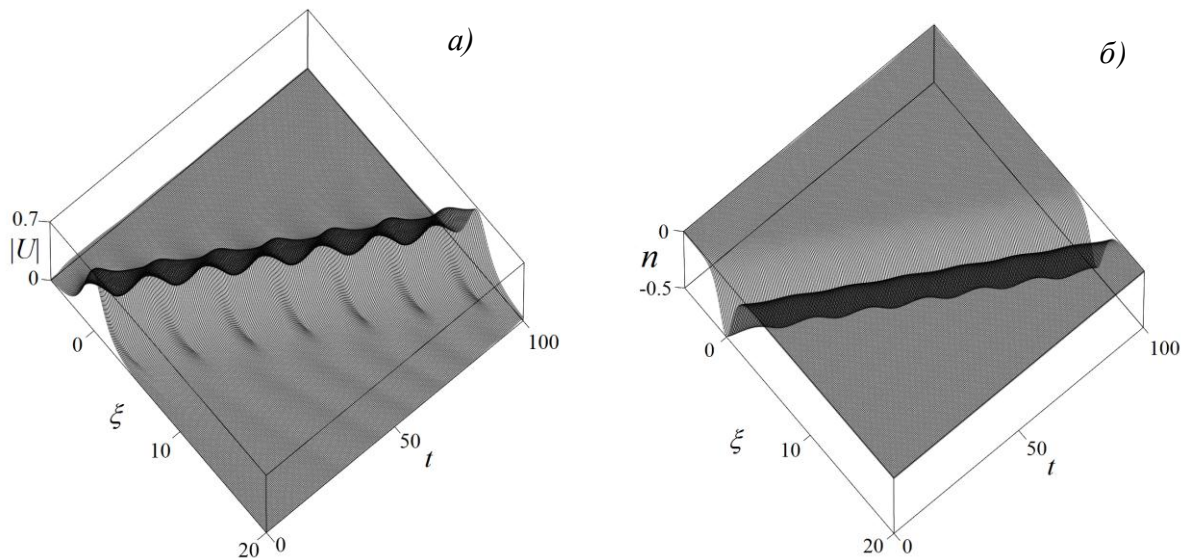


Рис. Пространственно-временные распределения $|U(\xi, t)|$ (а) и $n(\xi, t)$ (б) численного счета системы (10) при начальных условиях (22) с $k_0 = 1/3$ (скоростное рассогласование)

Аналогичные результаты наблюдаются и при пространственном рассогласовании компонент солитона в начальный момент времени. Т.е. ВЧ компонента солитона ДС осциллирует около центра масс НЧ компоненты с постоянной частотой, близко описываемой формулой (19) в аналитическом описании.

Заключение

В данной работе исследованы колебания высокочастотной компоненты векторного солитона Давыдова – Скотта (ДС), обусловленные их начальным пространственно-скоростным рассогласованием. Рассмотрение проведено в рамках Захаровского типа системы двух связанных уравнений для ВЧ и НЧ полей. В этой системе ВЧ поле описывается линейным уравнением Шредингера с переменным во времени и пространстве потенциалом, обусловленным присутствием НЧ компоненты. Последняя в этой системе описывается или уравнением Буссинеска, или Кортевега – де-Вриза с квадратичным (стрикционным) воздействием ВЧ поля. Показано, что при малом различии в пространственном положении ВЧ и НЧ компонент или при малом различии их скоростей компоненты колеблются друг относительно друга с постоянной частотой, т.е. имеет место динамическое равновесие этих компонент векторного солитона ДС. Аналитически с использованием метода моментов найдена частота пространственно-скоростных колебаний ВЧ компоненты векторного солитона ДС около НЧ компоненты. Аналитические результаты подтверждаются численным счетом.

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ № 15-02-01919 а).

Библиографический список

1. **Infeld, E.** Nonlinear Waves, Solitons, and Chaos / E. Infeld, G. Rowlands. – Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
2. **Agrawal, G. P.** Nonlinear Fiber Optic / G. P. Agrawal. – San Diego: Academic Press, 2001.
3. **Yang, J.** Solitons in Field Theory and Nonlinear Analysis / J. Yang. – New York: Springer, 2001.
4. **Kivshar, Y. S.** Optical Solitons: From Fibers to Photonic / Y. S. Crystals Kivshar, G. P. Agrawal. – San Diego: Academic, 2003.
5. **Dickey, L. A.** Soliton Equations and Hamiltonian Systems / L. A. Dickey. – New York: World Scientific, 2005.
6. **Malomed, B. A.** Soliton Management in Periodic Systems / B. A. Malomed. – New York: Springer, 2006.
7. **Dauxois, T.** Physics of Solitons / T. Dauxois, M. Peyrard. – Cambridge: Cambridge University Press, 2006.
8. **Zakharov, V. E.** Sov. Phys. JETP / V. E. Zakharov, A. B. Shabat. 1972. V 34. № 62.
9. **Hasegawa, A.** Appl. Phys. Lett / A. Hasegawa, F. Tappert. 1973. V 23. № 142.
10. **Kartashov, Y. V.** Spontaneous Symmetry Breaking, Self-Trapping, and Josephson Oscillations / Y. V. Kartashov [et al.]; edited by B. A. Malomed. – Berlin and Heidelberg: Springer, 2013.
11. **Malomed, B.A.** J. Opt. Soc. Am. 2014. B 31. P. 2460.
12. **Ostrovskaya, E.A.** Phys Lett / E.A. Ostrovskaya [et al.]. 2001. A 282. № 157.
13. **Janssen, P.** The Interaction of Ocean Waves and Wind / P. Janssen. – Cambridge: Cambridge University Press, 2009.
14. **Brunetti, M.** Phys. Lett / M. Brunetti [et al.]. 2014. A 378. № 1025.
15. **A.S. Davydov, A.S.** Solitons in Molecular Systems / A.S. Davydov. – Dordrecht: Reidel, 1987.

*Дата поступления
в редакцию 10.05.2016*

L.G. Blyahman, V.P. Morozov, V.V. Tyutin

**DYNAMICS OF THE DAVYDOV-SCOTT SOLITONS AT SPACE-SPEED
DISPLACEMENT OF THE SOLITON'S COMPONENT**

National Research University Higher School of Economics (Nizhny Novgorod)

Purpose: The dynamics of the two-component (vector) Davydov-Scott (DS) solitons with a space-speed displacement of high-frequency (HF) and low-frequency (LF) component. Investigation was conducted in the framework of Zaharov type system of two coupled equations for HF and LF field. In this system, the HF field is described by the linear Schrodinger equation with variable in time and space potential, caused by LF component. LF component in this system is described by Boussinesq or Korteweg-de Vries equation with a quadratic (striction) action to HF fields.

Approach: The investigation was considered as analytically as numerically.

Findings: Analytically, using the method of wave field integrals found frequency of spatially-speed oscillation HF components of the vector soliton DS. The analytical results are confirmed by a numerical simulations.

Key words: linear schrodinger equation, boussinesq equation, Korteweg-de Vries equation, soliton, dispersion, nonlinearity, numerical simulation.