объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-83-376

В.Г.Маханьков, О.К.Пашаев, С.А.Сергеенков

"ЦВЕТНЫЕ" СОЛИТОНЫ В УСТОЙЧИВОЙ СРЕДЕ

Направлено в журнал "Physics Letters A"

1983

Как известно, квазиклассическое описание слабо неидеального бозе-газа и возможность существования в нем явления сверхтекучести могут быть основаны на нелинейном уравнении Шредингера /НУШ/ отталкивающегося типа [1]. Точное интегрирование последнего как на классическом [2], так и на квантовом уровне [3] в случае одного измерения выявило наряду с боголюбовским спектром

$\epsilon(p) = |p|\sqrt{p^2+\kappa^2}$ наличие дырочной ветви [3], описываемой на классическом уровне солитоном [4,5].

В настоящее время исследование сверхтекучих свойств различных квантовых жидкостей указывает на тензорный характер параметра порядка, который во многом аналогичен скалярному [6]. Интегрируемым вариантом слабо неидеального бозе-газа с n внутренними /"цветовыми"/ степенями свободы в одном измерении может служить $U(n)$ НУШ отталкивающегося типа*.

Специфические свойства этого уравнения связаны с тем, что соответствующая линейная задача формулируется на алгебре Ли некомпактной группы $U(1,n)$. Неунитарность конечномерных представлений последней приводит к неустойчивости связанных состояний системы [8]. Однако благодаря нелинейной реализации некомпактной группы, факторизуемой по максимально компактной $U(1,n)/S(U(1)\otimes U(n))$ [9], метрика на касательном пространстве дефинитна, введением конденсата /из бесконечного числа частиц/ можно сделать ее положительно определенной и тем самым обеспечить унитарность.

В настоящей работе мы покажем, что в таком конденсате при наличии цветовых степеней свободы также возможно появление связанных состояний - солитонов, устойчивых относительно малых возмущений. Постановка нетривиальных граничных условий, накладываемых на потенциалы, значительно усложняет математический аппарат [13], поэтому мы кратко сформулируем лишь основные результаты МОЗР в этом случае. Более подробное исследование опубликовано отдельно [10].

1. Модель $U(n)$ НУШ описывается системой связанных нелинейных уравнений, матричная реализация которой имеет вид

$$iq_t(x,t) + q_{xx}(x,t) - 2((q^+q) - \rho)\, q(x,t) = 0, \qquad /1/$$

---

*Оно возникает также при описании многоцепочечных антиферромагнитных спиновых систем со слабой связью между цепочками в длинноволновом приближении [7].

где n - компонентный вектор-столбец $q^{(a)}(x,t)$, удовлетворяющий нетривиальным граничным условиям:

$$\begin{cases} q^{(a)}(x,t) \xrightarrow[x\to\pm\infty]{} q_\pm^{(a)}, \\ q_x^{(a)}(x,t) \xrightarrow[x\to\pm\infty]{} 0, \quad a = 1,2,\dots,n. \end{cases} \qquad /2/$$

В силу условий /2/ из уравнений /1/ следует, что для корректной постановки краевой задачи /1/-/2/ необходимо выполнение следующих ограничений на асимптотики решений $q_\pm^{(a)}$:

$$(q_+^+ q_+) = (q_-^+ q_-) = \rho, \qquad /3/$$

где

$$q^+ \equiv (q^*)^T, \quad (q^+ q) \equiv \sum_{a=1}^{n} |q^{(a)}|^2 .$$

Возможность детального исследования системы /1/ основана на существовании представления ее в виде уравнений совместности для вспомогательной линейной задачи:

$$\begin{cases} \phi_x = U\phi, & /4/ \\ \phi_t = V\phi, & /5/ \end{cases}$$

где

$$U = -i\lambda\Sigma + Q(x), \quad \Sigma = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -I_n \end{pmatrix}, \quad Q(x) = \begin{pmatrix} 0 & iq^+ \\ -iq & 0\cdot I_n \end{pmatrix},$$

$$V = \begin{pmatrix} 4i\lambda^2 + i((q^+q) - \rho), & -2i\lambda q^+ + q_x^+ \\ 2i\lambda q + q_x, & -i(q \otimes q^+) + i\rho I_n \end{pmatrix} .$$

2. Рассмотрим задачу рассеяния для вспомогательной системы /4/. Введем матричные решения Йоста $\phi_\pm(x,\lambda)$, определяемые своими асимптотиками при $x \to \pm\infty$:

$$\begin{cases} \phi_+(x,\lambda) \xrightarrow[x\to+\infty]{} X_+(x,\lambda), \\ \phi_-(x,\lambda) \xrightarrow[x\to-\infty]{} X_-(x,\lambda), \end{cases} \qquad /6/$$

где

$$X_\pm(x,\lambda) = \chi_\pm(\lambda)e^{i\Lambda x}, \quad \Lambda = \mathrm{diag}(-\zeta,\zeta,\lambda,\dots,\lambda),$$

$$\chi_\pm(\lambda) = \begin{pmatrix} \lambda+\zeta, & a(\lambda) \\ q_\pm, & G_\pm \end{pmatrix}, \quad G_\pm = \begin{pmatrix} q_\pm^{(1)}, & -q_\pm^{+(2)}, & -q_\pm^{+(3)}/q_\pm^{+(1)} & \dots & -q_\pm^{+(n)}/q_\pm^{+(1)} \\ q_\pm^{(2)} & q_\pm^{+(1)} & 0 & \dots & 0 \\ & & & & \\ q_\pm^{(n)} & 0 & 0 & \dots & 1 \end{pmatrix},$$

$$a(\lambda) = (\lambda-\zeta, 0,\dots,0), \quad \zeta^2 = \lambda^2 - \rho, \quad \det X_\pm = 2\zeta\rho e^{i\lambda(n-1)x} . \qquad /7/$$

Из условия существования системы двух фундаментальных решений ϕ_+ и ϕ_- следует, что они линейно зависимы:

$$\phi_-(x,\lambda) = \phi_+(x,\lambda)S(\lambda). \qquad /8/$$

В силу /7/ $\det\phi_- = \det\phi_+$, то есть

$$\det S(\lambda) = 1. \qquad /9/$$

Для выяснения свойств симметрии S-матрицы выявим имеющуюся инволюцию в решениях Йоста. Рассмотрим для этого эрмитово-сопряженное к /4/ уравнение:

$$\phi^+(-i\Sigma\overleftarrow{\partial} + Q) = \lambda\phi^+,$$

где в силу эрмитовости линейной задачи

$$\lambda^* = \lambda, \quad Q^+ = Q.$$

Раскрывая производную

$$\frac{\partial}{\partial x}(\Sigma\phi^+(x,\lambda)\Sigma\phi(x,\lambda))$$

для подходящим образом нормированных решений Йоста, получим

$$\bar\phi(x,\lambda)\phi(x,\lambda) = I, \qquad /10/$$

где

$$\bar\phi = \Sigma\phi^+\Sigma.$$

Из определения S-матрицы /8/ и уравнения /10/ вытекают соотношения "псевдоунитарности":

$$\bar{S}S = I, \quad \bar{S} = \Sigma S^{+}\Sigma , \qquad /11/$$

и связь элементов S-матрицы с решениями Йоста:

$$S_{ik} = \bar{\phi}_{+i}\, \phi_{-k}, \quad i, k = 1,2,\dots, n+1. \qquad /12/$$

Аналитические свойства решений Йоста выводятся из интегрального уравнения

$$\phi_{+}(x, \lambda) = X_{+}(x, \lambda) - \int_{x}^{\infty} dy X_{+}(x, \lambda)\, X_{+}^{-1}(y, \lambda)\,(Q(y) - Q_{+}(y))\,\phi_{+}(y,\lambda), \qquad /13/$$

которое эквивалентно дифференциальному уравнению /4/ с граничными условиями /2/. Предполагая достаточно быстрое стремление потенциала $Q(x)$ к своим асимптотикам $Q_{\pm}$, можно получить необходимые оценки и показать, что решения Йоста $\phi_{+2}(x, \lambda)$ и $\phi_{-1}(x, \lambda)$ аналитичны на верхнем листе $(\mathrm{Im}\,\zeta > 0)$ во всей плоскости λ и имеют там асимптотики:

$$\phi_{+2}(x, \lambda) \longrightarrow X_{+2}(x, \lambda)\,(1 + O(1/|\lambda|)),$$

$$\phi_{-1}(x, \lambda) \longrightarrow X_{-1}(x, \lambda)\,(1 + O(1/|\lambda|)).$$

Решения $\phi_{+1}(x, \lambda)$ и $\phi_{-2}(x, \lambda)$ аналитичны во всей плоскости на нижнем листе $(\mathrm{Im}\,\zeta < 0)$ и имеют подобные асимптотики.

Решения $\phi_{\pm k}(x, \lambda)$, $k = 3,4,\dots, n+1$, не имеют областей аналитического продолжения, за исключением вещественной оси в плоскости λ. Таким образом, в силу /12/ коэффициент $S_{11}(\lambda, \zeta)$ аналитичен на верхнем листе $(\mathrm{Im}\,\zeta > 0)$ во всей плоскости λ.

В точках дискретного спектра, который предполагается простым и целиком лежащим внутри щели $(-\sqrt{\rho}, \sqrt{\rho})$, по определению, имеем

$$\phi_{-1}(x, \lambda_n) = c_{21}\,\phi_{+2}(x, \lambda_n), \quad S_{11}(\lambda_n) = 0, \quad S_{j1}(\lambda_n) = 0,$$
$$j = 3,4,\dots, n+1; \quad c_{21} = S_{21}(\lambda_n, \zeta_n). \qquad /14/$$

Найдем эволюцию этих данных рассеяния во времени. Для этого воспользуемся техникой, основанной на применении канонических уравнений движения для элементов S-матрицы в виде

$$\partial_t S_{ij}(\lambda, t) = \{H, S_{ij}(\lambda, t)\}.$$

Используя результаты работы /11/, нетрудно получить следующее выражение для эволюции S-матрицы:

$$iS_t(\lambda, t) = [\Gamma(\lambda), S(\lambda, t)], \qquad /15/$$

где

$$\Gamma(\lambda) = \mathrm{diag}((\lambda + \zeta)^2, (\lambda - \zeta)^2, 0,\dots,0),$$

или в компонентах:

$$\partial_t S_{ij}(\lambda, t) = 0, \quad i,j = 3,4,\dots, n+1,$$

$$\partial_t S_{kk}(\lambda, t) = 0, \quad k = 1,2,\dots, n+1,$$

$$\partial_t S_{12}(\lambda, t) = -4i\lambda\zeta S_{12}(\lambda, t), \quad \partial_t S_{1i}(\lambda, t) = -i(\lambda + \zeta)^2 S_{1i}(\lambda, t),$$

$$\partial_t S_{2i}(\lambda, t) = -i(\lambda - \zeta)^2 S_{2i}(\lambda, t), \quad \partial_t S_{km}(\lambda, t) = -\partial_t S_{mk}(\lambda, t),$$

$$k,m = 1,2,\dots, n+1.$$

3. Рассмотрим задачу о восстановлении потенциала $Q(x)$ по известным данным рассеяния. Пусть для решений Йоста $\phi_{+}(x, \lambda)$ существует треугольное представление:

$$\phi_{+}(x, \lambda) = X_{+}(x, \lambda) - \int_{x}^{\infty} dy K(x, y) X_{+}(y, \lambda). \qquad /16/$$

Подстановка этого представления в линейную задачу /4/ дает систему дифференциальных уравнений для ядра $K(x, y)$:

$$\Sigma K_x(x, y) + K_y(x, y)\Sigma = iQ(x) K(x, y) - iK(x, y) Q_{+}, \qquad /17/$$

с граничными условиями

$$\begin{cases} [K(x, x), \Sigma] = iV_{+}(x), \\ K(x, y) \xrightarrow[y \to \infty]{} 0, \end{cases} \qquad /18/$$

где

$$V_{+}(x) \equiv Q_{+} - Q(x), \quad Q_{\pm} = \lim_{x \to \pm\infty} Q(x).$$

Для решений $q(x)$ имеем выражение через элементы ядра K:

$$q^{(a)}(x) = q_+^{(a)} + 2iK^*_{1,a+1}(x,x), \quad a = 1,2,\dots,n. \qquad /19/$$

При этом

$$K^*_{1\alpha}(x,x) = K_{\alpha 1}(x,x), \quad \alpha = 2,3,\dots,n+1.$$

Приступим к получению основных уравнений обратной задачи - интегральных уравнений Марченко. Для этого рассмотрим первый столбец соотношений /8/:

$$\phi_{-1} = S_{11}\phi_{+1} + S_{21}\phi_{+2} + \sum_{j=3}^{n+1} S_{j1}\phi_{+j}. \qquad /20/$$

Перепишем его в виде

$$\frac{1}{S_{11}}\phi_{-1} - X_{+1} = \phi_{+1} - X_{+1} + r_{21}\phi_{+2} + \sum_{j=3}^{n+1} r_{j1}\phi_{+j},$$

где

$$r_{\alpha 1} \equiv \frac{S_{\alpha 1}}{S_{11}}, \quad \alpha = 2,3,\dots,n+1.$$

и проинтегрируем по большому кругу в комплексной плоскости λ на верхнем листе римановой поверхности ($\mathrm{Im}\,\zeta > 0$):

$$\int_c \frac{d\lambda}{2\pi\zeta} e^{i\zeta y}\left(\frac{1}{S_{11}(\lambda)}\phi_{-1}(x,\lambda) - X_{+1}(x,\lambda)\right) =$$

$$= \int_c \frac{d\lambda}{2\pi\zeta} e^{i\zeta y}\Big(\phi_{+1}(x,\lambda) - X_{+1}(x,\lambda) + r_{21}(\lambda)\phi_{+2}(x,\lambda) +$$

$$+ \sum_{j=3}^{n+1} r_{j1}(\lambda)\phi_{+j}(x,\lambda)\Big).$$

Левую часть этого соотношения можно найти по теореме о вычетах в точках λ_n, так как подынтегральная функция является мероморфной во всей плоскости λ на верхнем листе /при $y > x$ /. Имеем в результате

$$\sum_n \frac{\phi_{-1}(x,\lambda_n) e^{-\nu_n y}}{\nu_n S'_{11}(\lambda_n, i\nu_n)} = \sum_n \frac{c_{21}\phi_{+2}(x,\lambda_n) e^{-\nu_n y}}{\nu_n S'_{11}(\lambda_n, i\nu_n)} \equiv$$

$$\equiv \sum_n \mu_n \phi_{+2}(x,\lambda_n) e^{-\nu_n y},$$

где

$$\zeta = \sqrt{\lambda^2 - \rho} = i\sqrt{\rho - \lambda^2} \equiv i\nu, \quad S_{11}(\lambda_n) = 0.$$

Предполагая, что для подынтегральных выражений существуют предельные переходы к вещественной оси, правую часть /которая представляет собой вклад непрерывного спектра/ можно представить в следующем виде:

$$\int \frac{d\lambda}{2\pi\xi} e^{i\xi y}\Big(\phi_{+1} - X_{+1} + r_{21}\phi_{+2} + \sum_{j=3}^{n+1} r_{j1}\phi_{+j}\Big) =$$

$$= K(x,y)\begin{pmatrix} 0 \\ q_+ \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} F_1^{(1)}(x+y) + iF_2^{(1)\prime}(x+y) \\ q_+ F_2^{(1)}(x+y) \end{pmatrix} + \sum_{j=3}^{n+1} F_j^{(1)}(x,y)\begin{pmatrix} 0 \\ G_{j-1} \end{pmatrix} -$$

$$- \int_x^\infty ds\, K(x,s)\begin{pmatrix} F_1^{(1)}(s+y) + iF_2^{(1)\prime}(s+y) \\ q_+ F_2^{(1)}(s+y) \end{pmatrix} -$$

$$- \sum_{j=3}^{n+1} \int_x^\infty ds\, K(x,s)\, F_j^{(1)}(s,y) \begin{matrix} 0 \\ G_{j-1} \end{matrix},$$

где G_k - есть k-й столбец матрицы $G_\pm$,

$$F_1^{(1)}(z) = \frac{1}{2\pi}\int^\infty d\xi\, r_1(\xi) e^{i\xi z},$$

$$F_2^{(1)}(z) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^\infty d\xi\, r_2(\xi) e^{i\xi z},$$

$$F_j^{(1)}(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{d\lambda}{\xi} r_{j1}(\lambda,\xi)\, e^{i\xi y} e^{i\lambda x}, \quad j = 3,4,\dots,n+1,$$

$$r_1(\xi) = \frac{1}{2}[r_{21}(\lambda,\xi) + r_{21}(-\lambda,\xi)],$$

$$r_2(\xi) = \frac{1}{2\lambda}[r_{21}(\lambda,\xi) - r_{21}(-\lambda,\xi)], \quad \xi = \mathrm{Re}\,\zeta.$$

Окончательно уравнения Марченко примут вид

$$K(x,y)\begin{pmatrix} 0 \\ q_+ \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} F_1(x+y) + iF_2'(x+y) \\ q_+ F_2(x+y) \end{pmatrix} + \sum_{j=3}^{n+1} F_j^{(1)}(x,y) \begin{pmatrix} 0 \\ G_{j-1} \end{pmatrix} -$$

$$- \int_x^\infty ds K(x,s) \left[\begin{pmatrix} F_1(s+y) + iF_2'(s+y) \\ q_+ F_2(s+y) \end{pmatrix} + \sum_{j=3}^{n+1} F_j^{(1)}(s,y) \begin{pmatrix} 0 \\ G_{j-1} \end{pmatrix} \right] = 0, \qquad /21/$$

где

$$F_1^{(2)}(z) = -\sum_m \mu_m \lambda_m e^{-\nu_m z},$$

$$F_2^{(2)}(z) = -\sum_m \mu_m e^{-\nu_m z},$$

$$F_{1,2}(z) = F_{1,2}^{(1)}(z) + F_{1,2}^{(2)}(z).$$

Уравнения Марченко разрешаются в явном виде для случая безотражательных потенциалов, то есть при $r_{j1} \equiv 0$, $j = 2,3,\dots,n+1$. Будем искать решение уравнений в этом случае в виде

$$K(x,y) = \sum_{m=1}^{N} K_m(x) \overset{+}{X}_{+2}(y, \lambda_m). \qquad /22/$$

Система /21/ с ядром /22/ вырождается в систему $2N$ /где N - число собственных значений λ_n / алгебраических уравнений, приводящих к N-солитонным решениям. В частности, для "односолитонного" ядра $K(x,y)$ $(N=1)$ имеем

$$K(x,y) = \frac{\nu_1 e^{\nu_1(x-y)}}{\rho\left(1 + \frac{\nu_1}{\mu_1} e^{2\nu_1 x}\right)} \begin{pmatrix} \rho, & q_+^+(\lambda_1 - i\nu_1) \\ q_+(\lambda_1 + i\nu_1), & q_+ \otimes q_+^+ \end{pmatrix}. \qquad /23/$$

В силу /19/ это ядро приводит к следующему односолитонному решению задачи /1/, /2/:

$$q^{(a)}(x,t) = q^{(a)} \frac{(\lambda_1 + i\nu_1)^2 \rho^{-1} + e^{2\nu_1(x - x_0 - 2\lambda_1 t)}}{1 + e^{2\nu_1(x - x_0 - 2\lambda_1 t)}}, \qquad /24/$$

где

$$e^{2\nu_1 x_0} \equiv \frac{\mu_1(0)}{\nu_1}, \quad \mu_1(t) = \mu_1(0)\, e^{4\lambda_1 \nu_1 t}.$$

Проверим асимптотики решения /24/. При $x \to +\infty$

$$q^{(a)}(x,t) \to q_+^{(a)}, \quad a = 1,2,\dots,n.$$

При $x \to -\infty$

$$q^{(a)}(x,t) \to q_+^{(a)}(\lambda_1 + i\nu_1)^2 \rho^{-1} = \frac{\lambda_1 + i\nu_1}{\lambda_1 - i\nu_1} q_+^{(a)} = e^{i\alpha} q_+^{(a)} \equiv q_-^{(a)}.$$

Таким образом, условие

$$\sum_{a=1}^{n} |q_+^{(a)}|^2 = \sum_{a=1}^{n} |q_-^{(a)}|^2,$$

обеспечивающее совпадение спектров асимптотических операторов $U_\pm$, а также корректность поставленной задачи /1-2/, выполнено.

4. Используя рассуждения из работы /12/ по исследованию устойчивости односолитонного решения /24/ относительно малых возмущений слабым непрерывным фоном, можно показать, что в предположении $|r_{j1}(\lambda,\xi)| \ll 1$, $j = 2,3,\dots,n+1$, малая поправка к чисто солитонному решению при $|t| \to \infty$ имеет оценку

$$|\delta K(x,t)| \le \frac{c}{t},$$

то есть слабовозмущенное односолитонное решение асимптотически стремится к чисто солитонному как t^{-1}.

Заметим, что в отличие от случая $U(n)$ с притяжением здесь заметное влияние на устойчивость солитона оказывает присутствие "среды" постоянной плотности ρ, которая катализирует процесс освобождения возмущенного солитона от непрерывного фона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н. Изв. АН СССР, серия физ., 1947, т.11, № 1, с.77.
2. Захаров В.Е., Шабат А.Б. ЖЭТФ, 1973, т.64, с.1627.
3. Lieb E. Phys.Rev., 1963, v.130, p.1616.
4. Ishikawa M., Takayama H. J.Phys.Soc.Jpn., 1980, v.49, No 4.
5. Кулиш П.П., Манаков С.В., Фаддеев Л.Д. ТМФ, 1976, т.28, с.38.
6. Quantum Fluids and Solids (Eds.Trickey S.B., Adams E.D., Duffy J.W.). Plenum Press, N.Y.-London, 1977.
7. Kundu A., Makhankov V.G., Pashaev O.K. JINR, E17-82-677, Dubna, 1982.
8. Dodd R.K. et al. Solitons and Nonlinear Wave Equations. Academic Press, 1982.
9. Makhankov V.G., Pashaev O.K. Phys.Lett., 1983, v.95A, p.95.
10. Makhankov V.G., Pashaev O.K., Sergeenkov S.A. JINR, E2-82-506, Dubna, 1982.
11. Pashaev O.K., Sergeenkov S.A. JINR, E17-82-602, Dubna, 1982.
12. Маханьков В.Г., Пашаев О.К., Сергеенков С.А. ОИЯИ, Р2-83-186, Дубна, 1983.
13. Манаков С.В. ЖЭТФ, 1973, т.65, с.505.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июня 1983 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Маханьков В.Г., Пашаев О.К., Сергеенков С.А. P2-83-376

"Цветные" солитоны в устойчивой среде

Методом обратной задачи проинтегрировано U(n) НУШ отталкивающегося типа. Унитарность бесконечномерных представлений для линейной задачи обеспечивается в результате постановки нетривиальных граничных условий, накладываемых на потенциалы. Явно найдено односолитонное решение и показана его устойчивость относительно малых возмущений непрерывным спектром.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Makhankov V.G., Pashaev O.K., Sergeenkov S.A. P2-83-376

"Coloured" Solitons in Stable Medium

The repulsive nonlinear Schrödinger equation is integrated by the inverse scattering method. The unitarity of the infinite-dimensional representations for the linear problem is provided due to nonvanishing boundary conditions on fields. A single-soliton solution is found in the explicit form and its stability under small perturbations of continuous spectrum is shown as well.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов