РУХАНИ ЖАҢҒЫРУ

20 АСТАНА

ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

Студенттер мен жас ғалымдардың
«ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ БІЛІМ - 2018»
XIII Халықаралық ғылыми конференциясы

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ

XIII Международная научная конференция
студентов и молодых ученых
«НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ - 2018»

The XIII International Scientific Conference
for Students and Young Scientists
«SCIENCE AND EDUCATION - 2018»

12th April 2018, Astana

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

Студенттер мен жас ғалымдардың «Ғылым және білім - 2018» атты XIII Халықаралық ғылыми конференциясының БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ XIII Международной научной конференции студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2018»

PROCEEDINGS of the XIII International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2018»

2018 жыл 12 сәуір

Астана

УДК 378

ББК 74.58
Ғ 96

Ғ 96
«Ғылым және білім – 2018» атты студенттер мен жас ғалымдардың XIII Халықаралық ғылыми конференциясы = XIII Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2018» = The XIII International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2018». – Астана: http://www.enu.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie/, 2018. – 7513 стр. (қазақша, орысша, ағылшынша).

ISBN 978-9965-31-997-6

Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докторанттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов и молодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

УДК 378

ББК 74.58

ISBN 978-9965-31-997-6

$$\kappa_{1,2} = \pm i\sqrt{\lambda^2+1}\,, \tag{19}$$

$$m_{1,2} = \frac{1}{2}\left(i \pm \sqrt{-1-8\left(2\lambda^4-3\lambda^2\right)}\right) \tag{20}$$

A және B мәндері (17), (18) теңдеуде көрсетілген φ_1, φ_2 функцияларынан тұрады.:

$$A = \frac{|\varphi_1|^2-|\varphi_2|^2}{|\varphi_1|^2+|\varphi_2|^2}\,, \qquad B = \frac{2\bar{\varphi}_1\varphi_2}{|\varphi_1|^2+|\varphi_2|^2} \tag{21}$$

Шредингер теңдеуіне дарбу түрлендіруін қолданып және (12) толқындық шешімін пайдалану арқылы келесі шешімді аламыз:

$$q^1 = -\frac{\bar{\alpha}}{\alpha}e^{it} + 2B - B_x\,. \tag{22}$$

Қорытынды. Бұл жұмыста Дарбу әдісін пайдаланып және Роги толқындық шешімін Шредингер теңдеуінің шешімі ретінде қарастырдық. Бұл толқындық шешім теңіздерде байқалатын алып толқындарды сипаттайды. Яғни, бұл сызықты емес Шредингер теңдеуінің дербес шешімімен сипатталатын солитондар болып табылады.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Абловиц М., Сигур Х. Солитоны и метод обратной задачи. - М.: Мир, 1987, С. 479
2. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. Теория солитонов: Метод обратной задачи. - М.: Наука,- 1980, С. 85-90
3. Song, W. Zhang, P. Wang, and Y. K. Xue Rogue Wave Solutions and Generalized Darboux Transformation for an Inhomogeneous Fifth-Order Nonlinear Schrödinger Equation // Journal of Function Spaces, 2017, P. 13.
4. Zhao L.Ch., Guo B. and Ling L. High-order Rogue Wave solutions for the Coupled Nonlinear Schrodinger Equations-II, arXiv:1505.04491v1 , 2014, P. 8-10.

УДК 532.5; 517.9

ЕКІ КОМПОНЕНТТІ (1+1)-ӨЛШЕМДІ СЫЗЫҚТЫ ЕМЕС ШРЕДИНГЕР ТЕҢДЕУІНЕ ДАРБУ ТҮРЛЕНДІРУІ

Оразбаева Гүлнұр Мұратқызы
Жалпы және теориялық физика кафедрасының студенті, Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ
Ғылыми жетекшісі – Г.Т. Бекова

Кіріспе. Сызықты емес Шредингер теңдеуі - сызықты емес толқындар теориясында, атап айтқанда, сызықты емес оптикада және плазмалық физикада маңызды роль атқаратын екінші ретті сызықты емес дербес дифференциалдық теңдеу. Біркомпонентті сызықты емес Шредингер теңдеудің түрі мынадай:

$$iq_t + 2|q|^2 q + q_{xx} = 0 \tag{1}$$

мұндағы q(x,t) – комплекс мәнді функция және $|q|^2 = qq^*$, «*» жұлдызша белгісі комплекс түйіндесті білдіреді.

Шредингер теңдеуінің сызықты еместік қасиеті әлсіз орнықты жүйелерде баяу өзгеретін толқындар теориясының дамуында ерекше рөл атқарады және плазма физикасы мен сызықты емес оптикада жиі кездеседі. Сызықты емес Шредингер теңдеуі солитондар теориясының негізгі теңдеулері болып саналатын Кортевег де-Фриз және sin-Гордон теңдеулері сияқты белгілі қасиеттерге ие, сонымен қатар оның жүгірме толқын түріндегі шешімдері солитондар болып табылады [1]. Ең алғаш біркомпонентті сызықты емес Шредингер теңдеуінің Ландау-Лифшиц теңдеуіне эквиваленттігін М.Лакшманан дәлелдеген болатын [2]. Осы уақытқа дейін (1+1)-өлшемді, (2+1)-өлшемді сызықты емес Шредингер теңдеулері зерттелген. Бұл теңдеулерге Дарбу түрлендіруі әдісі, бисызықты Хирота әдісі арқылы солитондық шешімдері алынған.

Қазіргі уақытта екі компонентті сызықты емес Шредингер теңдеуі зерттелуде. Сондықтан біз осы жұмыста екі компонентті (1+1)-өлшемді сызықты емес Шредингер теңдеуін қарастырамыз. Екі компонентті (1+1)-өлшемді сызықты емес Шредингер теңдеуіне Дарбу түрлендіруін құру және бұл жұмыстың негізгі мақсаты болып табылады.

Екі компонентті сызықты емес Шредингер теңдеуінің Лакс жұбы. Екі компонентті (1+1) өлшемді сызықты емес Шредингер теңдеуінің түрін төмендегідей түрде қарастырайық:

$$\begin{aligned} &iq_{1t} + q_{1xx} + 2\left(|q_1|^2 + |q_2|^2\right)q_1 = 0, \\ &iq_{2t} + q_{2xx} + 2\left(|q_2|^2 + |q_1|^2\right)q_2 = 0. \end{aligned} \tag{2}$$

мұндағы q_1, q_2 - комплексті функциялар, x, t -ға тәуелді.

Екі компонентті сызықты емес теңдеу әлсіз орнықты жүйелерде баяу өзгеретін жоғары дәрежелі толқындар жүйесінде ерекше маңызы зор. Плазмалық физикада және де сызықтық емес оптикада кездеседі.

Сызықты емес теңдеулердің әрқайсысы үшін Лакс жұбы деп аталатын сызықты теңдеулер жүйесі болады. Екі компонентті сызықты емес Шредингер теңдеуі үшін Лакс жұбы келесідей түрде беріледі:

$$\begin{aligned} &\Psi_x = A\Psi, \\ &\Psi_t = (2\lambda A + B)\Psi, \end{aligned} \tag{3}$$

мұндағы A және B матрицалары

$$A = i\lambda\delta + A_0, \quad B = B_0.$$

Ал Ψ тәуелсіз функция, ол $\Psi(x, y, t; \lambda) = (\Psi_1, \Psi_{2,} \Psi_3)^T$, λ – спектральды параметр. σ_3, A_0, B_0 матрицалары:

$$\sigma_3 = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad A_0 = \begin{pmatrix} 0 & q_1 & q_2 \\ -q_1^* & 0 & 0 \\ -q_2^* & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad B_0 = i\begin{pmatrix} |q_1|^2 + |q_2|^2 & -q_{1x} & -q_{2x} \\ q_{1x}^* & -|q_1|^2 & -q_1^* q_2 \\ q_{2x}^* & -q_2^* q_1 & -|q_2|^2 \end{pmatrix}.$$

(3) жүйе теңдеулері үшін сәйкестік шарты келесідей:

$$A_t - B_x + [A, B] = 0. \tag{4}$$

Екі компонентті сызықты емес Шредингер теңдеуіне Дарбу түрлендіру. Екі компонентті сызықты емес Шредингер теңдеуі (1) үшін бірінші ретті Дарбу түрлендіруі жасайық, ол үшін жаңа $\Psi^{[1]}$ меншікті фунциясын енгізейік. Ол бұрынғы Ψ меншікті функциямен мынадай байланыста болсын [1, 2]:

$$\Psi^{[1]} = T\Psi = (\lambda I - M)\Psi, \tag{5}$$

мұндағы T – (3×3) өлшемді Дарбу матрицасы, I –бірлік матрица, ал M –компоненттері белгісіз матрица

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \qquad M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix}. \tag{6}$$

Енді жаңа $\Psi^{[1]}$ меншікті функциясы үшін Лакс жұбы жазайық,

$$\begin{aligned} &\Psi_x^{[1]} = A^{[1]}\Psi^{[1]} \\ &\Psi_t^{[1]} = (2\lambda A^{[1]} + B^{[1]})\Psi^{[1]} \end{aligned} \tag{7}$$

мұндағы $A^{[1]}$, $B^{[1]}$ матрицалары сәйкесінше A, B матрицаларына ұқсас, тек ондағы q_1, q_1, q_1^* және q_2^* функцияларымен $q_1^{[1]}$, $q_2^{[1]}$, $q_1^{*[1]}$ және $q_2^{*[1]}$ функцияларымен алмастырылған. T матрицасы келесі теңдікті қанағаттандырады:

$$T_x + TA = A^{[1]}T, \tag{8}$$

$$T_t + TB^{[1]} = B^{[1]}T. \tag{9}$$

Ары қарай енді T матрицасын (8)-теңдеуге койып, λ^i спектралды параметрінің коэффициенттері ($i = 0, 1, 2$) бойынша жинасақ, онда

$$\begin{aligned} &\lambda^0 : M_x = A^{[1]}M - MA, \\ &\lambda^1 : A_0^{[1]} = A_0 + i[M, \sigma_3], \\ &\lambda^2 : -i\sigma_3 I = -iI\sigma_3. \end{aligned} \tag{10}$$

Ал енді T матрицасын келесі (9)-теңдеуге койып, қайтадан λ^i спектралды параметрінің коэффициенттері ($i = 0, 1$) бойынша жинайық:

$$\begin{aligned} &\lambda^0 : B_0^{[1]} = B_0 + 2M_y \\ &\lambda^1 : M_t = B_0^{[1]}M - MB_0 \end{aligned} \tag{11}$$

q_1, q_1, q_1^* және q_2^*функциясының сәйкесінше $q_1^{[1]}$ $q_2^{[1]}$ $q_1^{*[1]}$ және $q_2^{*[1]}$ байланысын анықтау үшін (10) теңдеуге матрица элементтерін қойғаннан кейін келесі қатынасты аламыз:

$$q_1^{[1]} = q_1 - 2im_{12}$$
$$q_2^{[1]} = q_2 - 2im_{13}$$
$$q_1^* - 2im_{21} = q*_1^{[1]} \quad (12)$$
$$q_2^* - 2im_{31} = q*_2^{[1]}$$

Бұл теңдеуден көріп тұрғанымыздай, $m_{21} = -m_{12}^*$, ал $m_{31} = -m_{13}^*$. Дарбу түрлендіруін жасадық, енді $q_1^{[1]}, q_2^{[1]}$ анықтау үшін (12)-дегі m_{12}, m_{13} элементтерін анықтаймыз, онда белгісіз M матрицасын

$$M = H\Lambda H^{-1} \quad (13)$$

деп есептейік, бұл жердегі Λ және H матрицалары

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{pmatrix} \qquad H = \begin{pmatrix} \Psi_1 & -\Psi_2^* & -\Psi_3^* \\ \Psi_2 & \Psi_1^* & 0 \\ \Psi_3 & 0 & \Psi_1^* \end{pmatrix} \quad (14)$$

екенін ескерсек, H матрицасына кері матрица анықтайық

$$H^{-1} = \begin{pmatrix} \Psi_1 & -\Psi_2^* & -\Psi_3^* \\ \Psi_2 & \Psi_1^* & 0 \\ \Psi_3 & 0 & \Psi_1^* \end{pmatrix}^{-1} = \frac{1}{\Delta}\begin{pmatrix} \Psi_1^*\Psi_1^* & \Psi_2^*\Psi_1^* & \Psi_3^*\Psi_1^* \\ -\Psi_2\Psi_1^* & |\Psi_1|^2 + |\Psi_3|^2 & -\Psi_3^*\Psi_2 \\ -\Psi_3\Psi_1^* & -\Psi_2^*\Psi_3 & |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 \end{pmatrix}, \quad (15)$$

мұндағы анықтауыш $\Delta = (|\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + |\Psi_3|^2)\Psi_1^* = \Delta_1 \cdot \Psi_1^*$ (16)

Егер $\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_1^*$ деп алсақ, онда M матрицалық элементтері мынадай түрге келеді:

$$M = \frac{1}{\Delta_1}\begin{pmatrix} (\lambda_1|\Psi_1|^2\Psi_1^* + \lambda_1^*(|\Psi_2|^2 + |\Psi_3|^2) & (\lambda_1 - \lambda_1^*)\Psi_1^*\Psi_2^* & (\lambda_1 - \lambda_1^*)\Psi_1\Psi_3^* \\ (\lambda_1 - \lambda_1^*)\Psi_1^*\Psi_2 & \lambda_1|\Psi_2|^2\Psi_1^* + \lambda_1^*(|\Psi_1|^2 + \lambda_1^*|\Psi_3|^2) & (\lambda_1 - \lambda_1^*)\Psi_3^*\Psi_2 \\ (\lambda_1 - \lambda_1^*)\Psi_1^*\Psi_3 & (\lambda_1 - \lambda_1^*)\Psi_2^*\Psi_3 & \lambda_1|\Psi_3|^2 + \lambda_1^*(|\Psi_1|^2 + \lambda_1^*|\Psi_3|^2) \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Сонымен, $q_1^{[1]}$ және $q_2^{[1]}$ шешіміне қажетті белгісіз M матрицасының элементтерін анықтадық, яғни m_{12}, m_{13} элементтерінің түрі мынадай

$$m_{12} = \frac{1}{\Delta_1}(\lambda_1 - \lambda_1^*)\Psi_1^*\Psi_2^*,$$
$$m_{13} = \frac{1}{\Delta_1}(\lambda_1 - \lambda_1^*)\Psi_1\Psi_3^*. \quad (18)$$

Біз бұл жұмыста екі компонентті (1+1)-өлшемді сызықты емес Шредингер теңдеуіне Дарбу түрлендіру құрастырдық. Осы анықталған Дарбу түрлендіруді пайдаланып, біз бір солитондық, екі солитондық және қиратушы толқынды сияқты шешімдерін алуымызға болады.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Yesmahanova, K.R., Shaikhova, G.N., Bekova, G.T., Myrzakulova, Z.R. Determinant reprentation of darboux transformation for the (2+1)-dimensional schrodinger-maxwell-bloch equation // Intelligent Systems and Computing, V.441, 2016, P. 183-198.
2. Bekova G.T., Shaikhova G.N., Yesmahanova K.R., Myrzakulova Z.R. Lax representation and soliton solutions for the (2+1)-dimensional two-component complex modified Korteweg-de Vries equations // Journal of Physics: Conference Series,V.804(1), 2017, P. 012004,

УДК 521.11.2

ЖҰЛДЫЗДАРДЫҢ ХАОСТЫҚ ҚОЗҒАЛЫСЫН МИЯМОТО – НАГАИ ПОТЕНЦИАЛЫ ҮШІН СИПАТТАУ

Рахметұллаева Айман Мыңболкызы

Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ Физика-техникалық факультеті,

«Жалпы және теориялық физика» кафедра, Астана, Қазақстан

Ғылыми жетекші – Д. И. Кенжалиев

Кіріспе. Қазіргі таңда Ғаламның нақты потенциалы белгілі болмағандықтан оған кез – келген бір модельді ұсынып, жұлдыздардың хаостық қозғалысын қарастыруымызға болады. [1]. Миямото – Нагаи потенциалында біз Ғаламның дискісінің кинематикасын және динамикасын және қозғалысын қарастырамыз. Динамикалық жүйелер теориясының тамаша жетістігі – хаостық динамиканың ашылуы болды. Динамикалық хаос туралы көзқарастың пайда болуы механикамен байланысты. Хаос – тәртіпсіздік, ретсіздік мағынасын береді. Хаосты қозғалыс дегеніміз бастапқы күйлерге тәуелді болмайтын күйлерден құралатын қозғалыс. Яғни бұл күйлер алдын – ала, бастапқы күйлерге тәуелді болмайтын күйлер болып табылады. Динамикалық хаос туралы ғылымның дамуын математикада (өз бетімен даму кезіндегі) абстрактілі зерттеулердің ролі жоғары болды. Бұл мақаладағы біздің алға қойылған мақсатымыз: Ғаламның потенциалын Миямото – Нагаи моделі аясында сипаттап, **Maple** бағдарламасы арқылы графигін алу. (Барлық ұсынылатын потенциалдар Ньютонның екінші заңынының негізінде алынған). Миямото – Нагаи потенциалының [1] жалпы түрі:

$$\Phi = \frac{GM}{\sqrt{R^2 + \left[a + (b^2 + z^2)^{1/2}\right]^2}}, \tag{1}$$

мұндағы $G-$гравитациялық тұрақты, M – жүйенің жалпы массасы, $a,b-$тұрақты шамалар, $R,z-$потенциалдың координаттары (айнымалылар). Жұлдыздардың хаостық қозғалысын Миямото – Нагаи потенциалына ұйытқулар енгізу арқылы зерттейміз:

$$\Phi = \frac{GM}{\sqrt{R^2 + \left[a + (b^2 + z^2)^{1/2}\right]^2}} + (\alpha R^2 + \beta z^2) \tag{2}$$

Φ потенциалымыз стационарлы, (1 – теңдеу бойынша), өйткені уақытқа байланысты өзгермейді және цилиндрлік жүйеде қарастырылады. Миямото және Нагаи жапон елінің атақты астроном – ғалымдары. Бұл потенциалдың ерекшелігі: Ғаламның диск тәрізді құрылымы ескеріліп, жұлдыз қозғалысын үш өлшемді кеңістікте цилиндрлік жүйеде қарастырады:[2]