

```

Python 3.8.2 Shell
File Edit Shell Debug Options Window Help
Python 3.8.2 (tags/v3.8.2:7b3ab59, Feb 25 2020, 22:45:29) [MSC v.1916 32 bit (Intel)] on win32
Type "help", "copyright", "credits" or "license()" for more information.
>>>
===== RESTART: C:\Users\Admin\Desktop\main.py =====
Vvedii first coeff:
5
Vvedii second coeff:
-2
Vvedii third coeff:
3
Vvedii fourth coeff:
8
[15, 34, -16]
>>> |

```

Как было отмечено, программа выдала нам итоговые коэффициенты: [15, 34, -16], сравним коэффициенты с ответом, полученным выше: $15x^2+34xy-16y^2$. Как мы видим они абсолютно идентичны. Из этого следует заключить итог, что код абсолютно правильный и применим в соответствующих областях.

References

5. Python Crash Course, Eric Matthes.
 6. Invent Your Own Computer Games with Python, Al Sweigart.
 7. Математика на Python. Часть I. Элементы линейной алгебры и аналитической геометрии, [И. А. Александрова](#), [А. С. Балджы](#), [М. Б. Хрипунова](#).
- С.Т. Завало. Элементарная алгебра. Изд-во "Про свещение", М., 1964 г.

УДК 517.951

ЖАЛПЫЛАНҒАН (3 + 1)- ӨЛШЕМДІ ЛАНДАУ-ЛИФШИЦ ТЕНДЕУІНІҢ ТОПОЛОГИЯЛЫҚ ШЕШІМДЕРІ

Ахмет Әсем Ербосынқызы
asem.akhmet@mail.ru

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Нұр-Сұлтан, Қазақстан
 Ғылыми жетекші – Г.Н. Нугманова

1. Кіріспе

Нақты магниттердегі сызықтық емес процестерді теориялық сипаттауда 3 өлшемді сызықтық емес модельдер маңызды рөл атқарады. Атап айтқанда, соңғы жылдары (3+1) - өлшемді Ландау-Лифшиц тендеуі (ЛЛТ) белсенді түрде зерттелді[1]:

$$\vec{S}_t = \vec{S} \times (\vec{S}_{xx} + \vec{S}_{yy} + \vec{S}_{zz}), \quad (1)$$

Мұндағы $\vec{S} = (S_1, S_2, S_3)$ спндік векторының ұзындығы $\vec{S}^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 1$.

Бұл жұмыстың мақсаты скалярлық потенциалы бар (3+1) – өлшемді ЛЛТ–нің дәл топологиялық солитондық шешімдерін табу болып табылады. Көптеген жұмыстарда (2+1) -

және (1+1) - өлшемді ЛЛТ-лері өзара үйлесімді потенциалмен бірге қарастырылып зерттелген [2-5].

2. (3+1)-өлшемді Ландау-Лифшиц теңдеуінің бисызықты формасы және шешімдері

Жұмыстың зерттеу объектісі \vec{s} спин векторының компоненттерімен берілген келесі (3+1)-өлшемді ЛЛТ:

$$iS_t^+ = S^+ S_{3xx} - S_{xx}^+ S_3 + S^+ S_{3yy} - S_{yy}^+ S_3 + S^+ S_{3zz} - S_{zz}^+ S_3 - uS^+, \quad (2)$$

$$iS_t^- = S_{xx}^- S_3 - S^- S_{3xx} + S_{yy}^- S_3 - S^- S_{3yy} + S_{zz}^- S_3 - S^- S_{3zz} + uS^-, \quad (3)$$

$$2iS_{3t} = S_{xx}^+ S^- - S^+ S_{xx}^- + S_{yy}^+ S^- - S^+ S_{yy}^- + S_{zz}^+ S^- - S^+ S_{zz}^- + uS_3, \quad (4)$$

S матрицасы келесідей формаға ие:

$$S = \sum_{j=1}^3 S_j(x, y, z, t) \sigma_j, \quad \text{және мұндағы } \sigma_j \text{ - Паули матрицалары.}$$

Стереографиялық қайта құруды қолданып

$$S^+ = \frac{2\omega}{1+|\omega|^2}, \quad S^- = \frac{2\omega^*}{1+|\omega|^2}, \quad S_3 = \frac{1-|\omega|^2}{1+|\omega|^2}, \quad (5)$$

(2)–(4) теңдеулер жүйесі үшін $\omega(x, y, z, t)$ түрлендірулерін қолданып, мына түрде қарастырамыз:

$$i\omega_t + \omega_{xx} + \omega_{yy} + \omega_{zz} - \frac{2\omega^*}{1+|\omega|^2} (\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2) + u\omega = 0, \quad (6)$$

Мұндағы * -күрделі конъюгацияны білдіреді. Содан кейін (2)–(4) теңдеулер үшін билинеарлы форманы тұрғызамыз, $\omega = \frac{g}{f}$ трансформацияны ескере отырып келесідей форманы аламыз:

$$(iD_t - D_x^2 - D_y^2 - D_z^2)(f^* \cdot g) = 0, \quad (7)$$

$$(iD_t + D_x^2 + D_y^2 + D_z^2)(f \cdot g^*) = 0, \quad (8)$$

$$(iD_t - D_x^2 - D_y^2 - D_z^2)(f^* \cdot f - g^* \cdot g) = 0, \quad (9)$$

$$u = \frac{2}{fg(f^*f + g^*g)} \left\{ \left[D_x(f^*f + g^*g) \right] \cdot [D_x(f \cdot g)] + [D_y(f^*f + g^*g)] \cdot [D_y(f \cdot g)] + \left[D_z(f^*f + g^*g) \right] \cdot [D_z(f \cdot g)] \right\} \quad (10)$$

Бұдан әрі $f(x, y, z, t), g(x, y, z, t)$ күрделі функциялар болады, Хирота операторымен анықталады [6]

$$D_x^l D_t^n f(x, t) \cdot g(x, t) = (\partial_x - \partial_{x'}) (\partial_t - \partial_{t'})^n f(x, t) \cdot g(x', t') \Big|_{x=x', t=t'} \quad (11)$$

3. Нақты топологиялық шешімдер

Магниттелудің біртекті емес күйін суреттейтін, яғни магниттелу өрісінің кез келген ақырлы деформацияларында негізгі күйге алып келмейтін шешімдері арнайы топологиялық деп аталады. Сәйкес шешімдер топологиялық шешімдер деп аталады. Тәжірибеде, сипатталған магниттердегі сызықты емес козулар спиндік жүйелердің дәл топологиялық шешімдері бойынша болады және бұл процестер ғалымдар арасында үлкен қызығушылыққа ие. Бұл типті салу үшін (2) - (4) ЖЛЛТ –н жазамыз және (6) тендеуін тендеулер жүйесі ретінде өрнектейміз:

$$i\omega_t + \omega_{xx} + \omega_{yy} + \omega_{zz} + u\omega = 0, \quad (12)$$

$$\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2 = 0 \quad (13)$$

(12)-(13)-тендеулері үшін бисызықты форма келесі түрде жазылады:

$$(iD_t + D_x^2 + D_y^2 + D_z^2)(f \cdot g) - 2fg(D_x^2 + D_y^2 + D_z^2)(\ln f \cdot 1) - 2u = 0, \quad (14)$$

$$[D_x(g \cdot f)]^2 + [D_y(g \cdot f)]^2 + [D_z(g \cdot f)]^2 = 0 \quad (15)$$

(14)-(15) тендеулер арқылы берілген бисызықты формаларды пайдаланып (12)-(13) тендеулер үшін нақты топологиялық шешімдерін құрастырамыз. $f = 1$ жағдайында (14)-(15) бисызықты формалар тендеулерін ескеріп ЖЛЛТ g мәні үшін келесідей түрде жазылады:

$$ig_t + g_{xx} + g_{yy} + g_{zz} + 4ug = 0, \quad (16)$$

$$g_x^2 + g_y^2 + g_z^2 = 0 \quad (17)$$

(16)-(17)-тендеулері Шредингердің (3+1) – өлшемді сызықты тендеуі, сондай-ақ (17)-шешуге қажетті қосымша шарт.

(15) - формулаға сәйкес (x, y, t) декарттық координаталарынан (η, ξ, ϕ) тороидальды координаталарына көшеміз.

$$x = \frac{a}{q} sh \eta \cos \phi, \quad y = \frac{a}{q} sh \eta \sin \phi, \quad z = \frac{a}{q} \sin \xi.$$

тороидальды координаталар терминдары арқылы жазсақ (16)-(17)-тендеулері

келесі түрде болады:

$$ig_t + \frac{(ch\eta - \cos\xi)^3}{a^2 sh\eta} \left[\frac{\partial}{\partial\xi} \left(\frac{sh\eta}{ch\eta - \cos\xi} \frac{\partial g}{\partial\xi} \right) + \frac{\partial}{\partial\eta} \left(\frac{sh\eta}{ch\eta - \cos\xi} \frac{\partial g}{\partial\eta} \right) + \left(\frac{1}{sh\eta(ch\eta - \cos\xi)} \frac{\partial^2 g}{\partial\phi^2} \right) \right] = 0, \quad (18)$$

$$\left(\frac{\partial g}{\partial\xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial\eta} \right)^2 + \frac{1}{sh^2\eta} \left(\frac{\partial g}{\partial\phi} \right)^2 = 0. \quad (19)$$

$$g = g_0 + \sum_{j=1}^N v_j(\eta) e^{i(m_j\xi + k_j\phi + l_j t)}$$

, мұндағы $N = 1, 2, 3, \dots$ және m_j, k_j, l_j - бүтін сандар, g_0 - қандай да бір комплексті тұрақты.

Осылайша, ЛЛТ (1) – нің сәйкес шешімдері төмендегідей өрнектеледі

$$S_1 = \frac{2 \sum_{i=0}^N b_i g_i \cos[(m_i \xi + k_i \phi + l_i t) + \psi_i]}{\Delta}, \quad (20)$$

$$S_2 = \frac{2 \sum_{i=0}^N b_i g_i \sin[(m_i \xi + k_i \phi + l_i t) + \psi_i]}{\Delta}, \quad (21)$$

$$S_3 = 1 - \frac{2}{\Delta}, \quad (22)$$

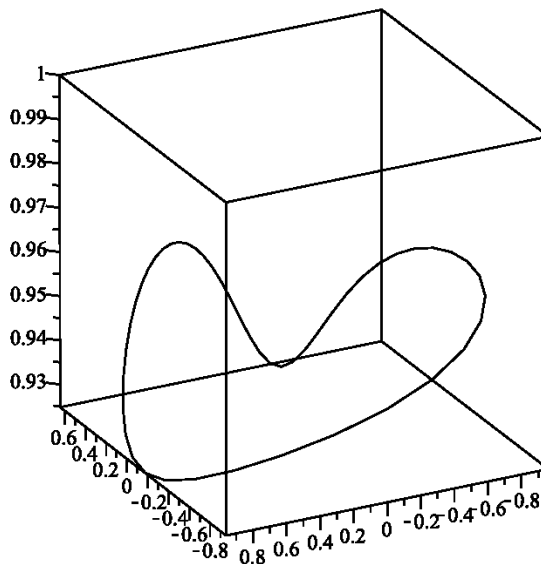
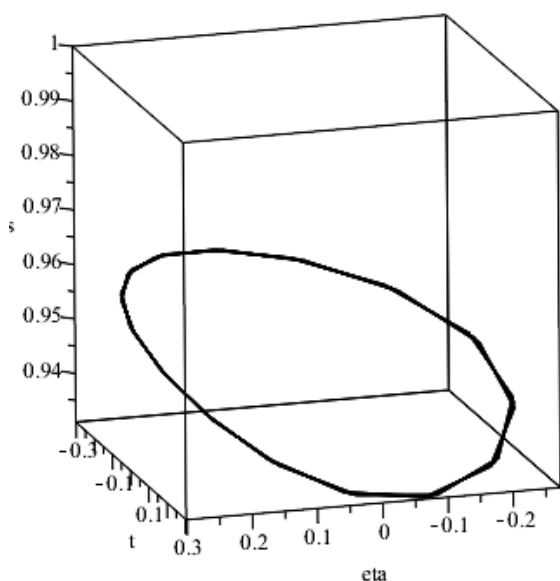
мұндағы

$$\begin{aligned} \Delta = & \sum_{i,j=1}^N b_i b_j g_i g_j \cos[(m_i - m_j) \xi + (k_i - k_j) \phi + (l_i - l_j) t + (\psi_i - \psi_j)] + \\ & + 2c \sum_{i,j=1}^N b_i g_i \cos[(m_i \xi + k_i \phi + l_i t + \psi_i + \alpha) + c^2 + 1] \end{aligned} \quad (23)$$

Алынған (21)-(22) шешімдер ЛЛТ (1) – нің сәйкес шешімдері нақты топологиялық шешімдер деп аталады.

Сонымен, Хиротаның (2) бисызықты формасына сүйене отырып, (1) теңдеудегі (3+1)-өлшемді ЛЛ теңдеуінің нақты шешімдерін алдық және Maple бағдарламалық пакетін қолдана отырып, олардың компьютерлік кескінін тұрғыздық.

1 және 2 суреттерде $\psi = \alpha$ мәндерін өзгерте отырып, x және y өстері бойынша (23) онашаланған шешімнің графигі көрсетілген.



1- сурет. \vec{S} спин векторының қозғалысы.
Тұрақты параметрлер:

$$a = \sqrt{3}, b = c\sqrt{3}, m = k = l = 1, \psi = \alpha = 0.$$

2- сурет. \vec{S} спин векторының қозғалысы
Тұрақты параметрлер:

$$a = \sqrt{3}, b = c\sqrt{3}, m = k = l = 1, \psi = \alpha = \frac{\pi}{2}.$$

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Kosevich A., Ivanov B., and Kovalev A. Nonlinear Magnetization Waves: Dynamical and Topological Solitons (in Russian) // Kiev: Naukova Dumka., 1983.
2. Ishimori Y. Multi-Vortex Solutions of a Two-Dimensional Nonlinear Wave Equation// Prog. Theor. Phys . T. 72, 1984, C. 33-7.
3. Myrzakulov R., Vijayalakshmi S., Nugmanova G., and Lakshmanan M. A (2+1)-Dimensional Integrable Spin Model: Geometrical and Gauge Equivalent Counterpart, Solitons and Localized Coherent Structures // Phys. Lett. A, T. 233: 391-6, 1997.
4. Nugmanova G., Sagidullayeva Zh., and Myrzakulov R. Hirota's Method for a Spin Model with Self-Consistent Potential.. // J. of Phys. Conf. Series, T. 804: 012035., 2017.
5. Yersultanova Z., Zhassybayeva M., Yesmakhanova K., Nugmanova G., and Myrzakulov R. Darboux Transformation and Exact Solutions of the Integrable Heisenberg Ferromagnetic Equation with Self-Consistent Potentials // Int. J. of Geom. Meth. in Mod. Phys., T. 13: 1550134, 2016.
6. Hirota R. Exact Solution of the Korteweg-de Vries Equation for Multiple Collisions of Solitons // Phys. Rev. Lett. T. 27: 1192, 1971.

УДК 519.71

АДАПТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ СЛЕЖЕНИЕМ ЗА ВЫХОДОМ ДЛЯ КЛАССА НЕЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМ ВЫСОКОГО ПОРЯДКА С ВРЕМЕННОЙ ЗАДЕРЖКОЙ

Ахметкалиева Альмира Сериккановна
almira_vko@mail.ru

ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, механико-математический факультет. Докторант 2 курса специальности математическое и компьютерное моделирование, г. Нур-Султан, Казахстан
Научный руководитель – К. Алимхан

Проблемы стабилизации управления и отслеживания выхода нелинейных систем являются актуальными для теоретических исследований в области управления [1-3]. В последние десятилетия было успешно разработано множество подходов к управлению глобально-асимптотической стабилизацией нелинейных систем. Одним из самых популярных методов является так называемый подход «обратноступенчатый». С 1990-х годов с помощью обратноступенчатого метода был получен ряд результатов исследований, разработанных для контроллеров нелинейных систем, по каждому аспекту строгого управления с обратной связью.