ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

ХАБАРШЫ

Физика сериясы

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ВЕСТНИК

Серия физическая

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

№1 (76)

Алматы «Қазақ университеті» 2021

ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276



ХАБАРШЬ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №1 (76) наурыз



04.05.2017 ж. Қазақстан Республикасының Ақпарат және коммуникация министрлігінде тіркелген

Куәлік № 14498-Ж

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады (наурыз, маусым, қыркүйек, желтоқсан)

ЖАУАПТЫ ХАТШЫ Иманбаева А.К., ф.-м.ғ.к. *(Қазақстан)* Телефон: +7(727) 377-33-46 E-mail: akmaral@physics.kz

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

Давлетов А.Е., ф.-м.ғ.д., профессор – ғылыми редактор (Қазақстан) Лаврищев О.А., ф.-м.ғ.к. – ғылыми редактордың орынбасары (Қазақстан) Әбишев М.Е., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан) Аскарова Ә.С., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан) Буртебаев Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан) Алдияров А.У., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан) Жаңабаев З.Ж., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан) Косов В.Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан) Буфенди Лайфа, профессор (Франция) Иващук В.Д., ф.-м.ғ.д., профессор (Ресей) Ишицука Эцуо, доктор (Жапония) Лунарска Элина, профессор (Польша) Сафарик П., доктор (Чехия) Тимошенко В.Ю., ф.-м.ғ.д., профессор (Ресей) Кеведо Эрнандо, профессор (Мексика)

ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ Дьячков В.В., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

Физика сериясы – физика саласындағы іргелі және қолданбалы зерттеулер бойынша бірегей ғылыми және шолу мақалаларды жариялайтын ғылыми басылым.











Academic

Resource

Index searchBib Directory of Research Journal Indexing



Ғылыми басылымдар бөлімінің басшысы *Гульмира Шаккозова* Телефон: +7 747 125 6790 E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Шығарушы редактор Гульмира Бекбердиева Ағила Хасан

Компьютерде беттеген Айгүл Алдашева

ИБ № 14354

Пішімі 60х84 ¹/₈. Көлемі 6,25 б.т. Тапсырыс № 2678. Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің «Қазақ университеті» баспа үйі. 050040, Алматы қаласы, әл-Фараби даңғылы, 71. «Қазақ университеті» баспа үйінің баспаханасында басылды.

© Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, 2021

1-бөлім

ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА. ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР БӨЛШЕКТЕР ФИЗИКАСЫ. АСТРОФИЗИКА

Section 1

THEORETICAL PHYSICS. NUCLEAR AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS. ASTROPHYSICS

Раздел 1

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА. ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ. АСТРОФИЗИКА МРНТИ 29.05.23; 29.05.29; 29.05.41

https://doi.org/10.26577/RCPh.2021.v76.i1.01



И. Сатышев³, О. Ормантаев¹ 🙂

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы ²Институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы ³Алматинский институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы *e-mail: kemelzhanova.sandugash@gmail.com

ПРИМЕНЕНИЕ ГЕОМЕТРОТЕРМОДИНАМИКИ К ДВУМЕРНЫМ СИСТЕМАМ: ИДЕАЛЬНОМУ БОЗЕ-ГАЗУ И СИСТЕМЕ С СИЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Методом геометротермодинамики в настоящей работе исследованы свойства равновесных многообразий следующих термодинамических систем: двумерного идеального Бозе-газа и системы Березинского-Костерлица-Таулеса. Получены результаты инвариантные относительно преобразований Лежандра, т.е. независимые от выбора термодинамического потенциала. Для рассматриваемых систем рассчитаны соответствующие метрики и скалярные кривизны, а также описаны их свойства. Изучение двумерных квантовых термодинамических систем в настоящее время является актуальным. Достаточно упомянуть, что к таким системам относятся, например, топологические изоляторы, графен, системы с квантовым эффектом Холла и т.д. Двумерные квантовые системы могут иметь статистическое распределение, отличное от распределений Ферми-Дирака и Бозе-Эйнштейна. Геометрические подходы в изучении этих термодинамических систем, безусловно, открывают новые перспективы.

В настоящей работе с помощью геометротермодинамики было проведено исследование термодинамических свойств идеального двумерного Бозе-газа и системы Березинского-Костерлица-Таулеса. Основной целью было воспроизведение конденсации Бозе-Эйнштейна для первой системы и поиск возможных новых фазовых переходов для второй. Для изучения вышеназванных термодинамических систем мы вычисляли последовательно ковариантные метрические тензоры соответствующих равновесных многообразий, их детерминанты, далее контравариантные метрические тензоры, символы Кристофеля, тензоры кривизны и соответствующие скалярные кривизны.

Используя термодинамический потенциал нами были получены (с помощью системы MatLab) соответствующие геометрические величины в широком диапазоне температуры и площади. Для каждой геометрической величины также были получены явные формулы, но ввиду громоздкости в настоящей работе мы их не приводим. Примеры вычесленных скалярных кривизн для некоторого диапазона параметров T и S показаны на рисунках. Из рисунков также видно, что несмотря на существенно различное поведение кривизн в зависимости от параметров T и S обе метрики приводят к одному общему результату относительно расположения сингулярностей для соответствующих кривизн.

Ключевые слова: геометротермодинамика, преобразования Лежандра, метрический тензор, скалярная кривизна, двумерный Бозе-газ, система Березинского-Костерлица-Таулеса.

D.M. Zazulin^{1,2}, S.E. Kemelzhanova^{1*}, I. Satyshev³, O. Ormantaev¹ ¹Al-Farabi Kazakh National University, Physics and Technology Department, Kazakhstan, Almaty ²Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty ³Imaty Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty ^{*}e-mail: kemelzhanova.sandugash@gmail.com

Application of geometrothermodynamics to the two-dimensional systems: ideal bose-gas and system with strong interaction

In the framework of the method of geometrothermodynamics we studied the properties of equilibrium manifolds of the following thermodynamic systems: a two-dimensional Bose gas, a Berezinsky-Kosterlitz-Thouless system. The results are invariant under the Legendre transformations, i.e. independent of the choice of thermodynamic potential. For the systems under consideration, the corresponding metrics and scalar curvatures are calculated, and their properties are also described. Research of two-dimensional quantum thermodynamic systems is becoming more urgent. It is

sufficiently to mention that such systems are related to, for example, topological insulators, graphene, systems with quantum Hall effect, etc. Two-dimensional quantum systems may have a statistical distribution different from distributions of Fermi-Dirac and Bose-Einstein. Geometric approaches in research of these thermodynamic systems certainly open the new perspective. In this paper, the thermodynamic properties of two-dimensional Bose-Gas and Berezinsky-Kosterlitz-Thouless system have been studied with the help of geometrothermodynamics. The main objective was to reproduce the Bose-Einstein condensation for the first system and find possible new phase transitions for the second.

In order to study the above mentioned thermodynamic systems, we have consequently calculated the covariant metric tensors of corresponding equilibrium manifolds and their determinants, then counter-variant metric tensors, Christoffel symbols, curvature tensors and corresponding scalar curvatures. Using the thermodynamic potential, we obtained (using the MatLab system) the corresponding geometric values in a wide range of temperature and area.

Explicit formulas were also obtained for each geometric quantity but due to their bulkiness we do not present them in this paper. Examples of calculated scalar curvatures for a certain range of parameters T and S are shown in the figures. The figures also show that despite the significantly different behavior of the curvatures depending on the parameters T and S, both metrics lead to the same General result regarding the location of singularities for the corresponding curvatures.

Key words: geometrothermodynamics, Legendre transformations, metric tensor, scalar curvature, two-dimensional Bose gas, Berezinsky-Kosterlitz-Thouless system.

Д.М. Зазулин^{1,2}, С.Е. Кемелжанова^{1*}, И. Сатышев³, О. Ормантаев¹ ¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ. ²Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ. ³Алматы ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ. *e-mail: kemelzhanova.sandugash@gmail.com

Геометротермодинамика әдісін идеалды бозе газ және күшті өзара әсерлесу жүйесіне қолдану

Бұл жұмыста Березин-Костерлиц-Таулес жүйесі бойынша және екі өлшемді идеалды Бозегаз термодинамикалық жүйесі бойынша тепе-теңдіктің көптүрлілік қасиеті геометротермодинамика әдісімен зерттелді. Термодинамикалық потенциалды есепке алмай Лежандр түрлендірулеріне қатысты инвариантты нәтижелер алынды. Қарастырып отырған жүйелер үшін сәйкес өлшемдер мен скалярлық қисықтық есептелінді және олардың қасиеттері сипатталынды. Екі өлшемді кванттық термодинамикалық жүйелерді зерттеу қазіргі кезде өзекті болып отыр. Мұндай жүйелерге мысалы, топологиялық оқшаулағыштар, графен, Холлдың кванттық эффектісі бар жүйелер және т.б. жүйелер жатады. Бозе-Эйнштейн және Ферми Дирак үлестірулерінен өзгеше екі өлшемді кванттық жүйеде статистикалық үлестірулер болуы мүмкін. Осы термодинамикалық жүйелерді геометротермодинамика әдісі арқылы зерттеу барысында жаңа нәтижелер алынды.

Зерттеу барысында біз геометротермодинамиканы қолдана отырып, екі өлшемді идеалды Бозе газының және Березин-Костерлиц-Таулес жүйесінің термодинамикалық қасиеттерін қарастырдық. Зерттеу барысындағы негізгі мақсатымыз – бірінші кезең үшін Бозе-Эйнштейн конденсациясын көбейту және екінші кезең үшін мүмкін болатын жаңа фазалық ауысуларды іздеу. Жоғарыда аталған термодинамикалық жүйелерді зерттеу үшін біз сәйкес тепе-теңдіктің көптүрлілігіне қатысты ковариантты метрикалық тензорды, детерминанттарын, Кристофел символын, қисықтық тензоры және сәйкес скалярлық қисықтықты есептедік.

Термодинамикалық потенциалды пайдаланып, температура мен ауданның кең аумағына сәйкес геометриялық шамаларды Matlab жүйесін қолдана отырып есептедік. Әрбір геометриялық шамалар үшін нақты формулалар алынды. *Т* және *S* параметрлерінің белгілі бір диапазонына есептелген скалярлық қисықтардың мысалдары суретте көрсетілді. Суреттен *T* және *S* параметрлеріне байланысты қисықтардың әртүрлі болуына қарамастан екі метрикаға сәйкес қисықтар үшін сингулярлардың орналасуына қатысты жалпы ортақ нәтиже беретінін көруге болады.

Түйін сөздер: геометротермодинамика, Лежандр түрлендірулері, метрикалық тензор, скалярлық қисық, екі өлшемді Бозе-газ, Березин-Костерлиц-Таулес жүйесі.

Введение

Взаимодействия в термодинамических системах в геометротермодинамике (ГТД), разработанной Э. Кеведо (и подробно описанной им и его соавторами, например, в работах [1-8]) определяются с помощью скалярной кривизны равновесного многообразия. Эта кривизна, в свою очередь инвариантна относительно преобразований Лежандра. В термодинамике физические свойства системы тоже не зависят от выбора термодинамических потенциалов, с помощью которых эта система описывается. Переход от одного набора термодинамических потенциалов к другому осуществляется при помощи преобразований Лежандра, и в этом смысле термодинамика инвариантна относительно преобразований Лежандра. В ГТД, например, как это было показано в [1], идеальный газ, частицы которого не взаимодействуют друг с другом, соответствует многообразию с нулевой кривизной. В случае взаимодействующих систем с нетривиальной структурой фазовых переходов, кривизна, как это показано в [2-5] воспроизводит поведение системы вблизи точек, где происходят фазовые переходы. Так, например, вблизи фазовых переходов в газах Ван-дер-Ваальса, Бозе -Эйнштейна и т.д., скалярная кривизна соответствующих равновесных многообразий стремится к бесконечности, т.е. становится сингулярной. Этот обстоятельство можно использовать для поисков неизвестных фазовых переходов в малоизученных термодинамических системах.

Изучение двумерных квантовых термодинамических систем в настоящее время является актуальным. Достаточно упомянуть, что к таким системам относятся, например, топологические изоляторы, графен, системы с квантовым эффектом Холла и т.д. Двумерные квантовые системы могут иметь статистическое распределение, отличное от распределений Ферми-Дирака и Бозе-Эйнштейна. Геометрические подходы в изучении этих термодинамических систем, безусловно, открывают новые перспективы.

В настоящей работе с помощью ГТД было проведено исследование термодинамических свойств идеального двумерного Бозе-газа и системы Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ). Основной целью было воспроизведение конденсации Бозе-Эйнштейна для первой системы и поиск возможных новых фазовых переходов для второй.

Методы иследования

Формализм метода ГТД

Для изучения вышеназванных термодинамических систем мы вычисляли последовательно ковариантные метрические тензоры соответствующих равновесных многообразий, их детерминанты, далее контравариантные метрические тензоры, символы Кристофеля, тензоры кривизны и соответствующие скалярные кривизны. В качестве формул для вычисления метрик и соответствующих метрических тензоров мы использовали [1]:

$$dl^{2} = E_{a} \frac{\partial \Phi}{\partial E^{a}} \delta_{ab} \frac{\partial^{2} \Phi}{\partial E^{b} \partial E^{c}} dE^{a} E^{c}, \qquad (1)$$

$$dl^{2} = E_{a} \frac{\partial \Phi}{\partial E^{a}} \eta_{ab} \frac{\partial^{2} \Phi}{\partial E^{b} \partial E^{c}} dE^{a} E^{c}, \qquad (2)$$

где l^2 – квадрат термодинамической длины, $\Phi \equiv \Phi(E^a)$ – термодинамический потенциал, который явно зависит от других термодинамических потенциалов – E^a (a = 1,...,n), n – количество термодинамических потенциалов, от которых зависит Φ , $\delta_{ab} = \text{diag}(1, 1, ..., 1)$ и $\eta_{ab} = \text{diag}(1, -1, ..., -1)$. Оба соотношения (1) и (2) инвариантны относительно преобразований Лежандра [1].

Выражение для тензора кривизны имеет обычный вид:

$$R_{abcd} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 g_{ad}}{\partial E^b \partial E^c} + \frac{\partial^2 g_{bc}}{\partial E^a \partial E^d} - \frac{\partial^2 g_{ac}}{\partial E^b \partial E^d} - \frac{\partial^2 g_{bd}}{\partial E^a \partial E^c} \right) + (3) + g_{np} \left(\Gamma_{bc}^n \Gamma_{ad}^p - \Gamma_{bd}^n \Gamma_{ac}^p \right)$$

где g^{nm} (g_{ad}) – метрический тензор, $\Gamma_{bc}^{n} = \frac{1}{2} g^{nm} \left(\frac{\partial g_{mb}}{\partial E^{c}} + \frac{\partial g_{mc}}{\partial E^{b}} - \frac{\partial g_{bc}}{\partial E^{m}} \right)$ – символы Кристофеля. Далее, скалярная кривизна вычисляется по формуле: $R = g^{ac} g^{bd} R_{abcd}$.

Поскольку в дальнейшем мы будем иметь дело с системами, зависящими только от двух термодинамических потенциалов, то выражение для скалярной кривизны упрощается до:

$$R = \frac{2P_{1212}}{\det(g)},$$
 (4)

где det(g) – детерминант двумерного метрического тензора.

Двумерный идеальный Бозе-газ

Рассмотрим сначала хорошо известную систему – двумерный, идеальный Бозе-газ частиц с массой *m*. В качестве термодинамического потенциала возьмем химический потенциал μ , зависящий от температуры *T* и площади *S* (двумерный объем) и с фиксированным числом частиц *N* (см., например, [9]):

$$\mu(T,S) = T \ln\left(1 - e^{-\frac{2\pi\hbar^2 N}{SmT}}\right).$$
 (5)

Примем, для упрощения формулы, константу $\frac{2\pi\hbar^2 N}{m}$ за единицу перепишем выражение (5) в виде:

$$\mu(T,S) = T \ln \left(1 - e^{-\frac{1}{ST}}\right).$$
 (6)

На рисунке 1 представлен график (6) для некоторого диапазона параметров *T* и *S*. Используя (1-4) и термодинамический потенциал (6) нами были получены (с помощью системы Matlab) соответствующие геометрические величины в широком диапазоне температуры и площади. Для

каждой геометрической величины также были получены явные форулы но ввиду громоздкости в настоящей работе мы их не приводим. Примеры вычесленных скалярных кривизн для некоторого диапазона параметров T и S показаны на рисунках 2a и 26 для метрик (1) и (2) соответственно.

Из вычислений и из рисунка 2а и (2б) видно, что кривизна стремится к плюс (минус) бесконечностям при стремлении к нулю температуры при конечном значении параметра площади, что как раз и соответствует Бозе конденсации для двумерного идеального Бозе- газа (см. например [10]). Также из этих вычислений и рисунка 2а и (2б) видно, что кривизна стремится к плюс (минус) бесконечностям при стремлении к бесконечности плотности при конечном значении температуры. При больших значениях параметров Т и S кривизны близки к нулю – это соответствует классическому идеальному газу.



Рисунок 1 – Химический потенциал (6) в зависимости от температуры и площади двумерного идеального Бозе-газа при низких температурах [9]



Рисунок 2 – Зависимость скалярной кривизны от температуры и площади: a) – метрика вычислялась по формуле (1), б) – метрика вычислялась по формуле (2).

Из рисунков 2а и 2б также видно, что несмотря на существенно различное поведение кривизн в зависимости от параметров Т и S обе метрики (1) и (2) приводят к одному общему результату относительно расположения сингулярностей для соответствующих кривизн.

Система БКТ

Далее мы применили ГТД для системы БКТ (см. например [11-15]). Это двумерная система Бозе – частиц с сильным взаимодействием (сильным в том смысле что вклад в термодинамику системы вносят топологические дефекты – точечные вихри) со сложной, до конца не изученой системой фазовых переходов [16-20].

Рассмотрим в качестве термодинамического потенциала свободную энергию [20]:

$$F(T,L) = \left(J\pi - 2k_BT\right)\ln\left(\frac{L}{a}\right),\tag{7}$$

где T – температура, L – размер системы, a – размер вихря, k_B – постоянная Больцмана, J – некоторая константа. Формула (7) имеет смысл при L > a, и вблизи перехода БКТ при T = T_c = $\frac{J\pi}{2k_B}$ когда появление свободного вихря становится энергетически выгодно. При меньших температурах в системе имеется связанная пара вихрь-антивихрь, а сам фазовый переход интерпретируется как процесс диссоциации этой пары.

Положим для упрощения последующих вычислений $J\pi = k_B = a = 1$. Тогда

$$F(T,L) = (1-2T)\ln(L).$$
 (8)

На рисунке 3 представлен график (8) для некоторого диапазона параметров T и L. Применяя к выражению (8) формулу для метрики (1) получим метрический тензор:

$$g(T,L) = \begin{bmatrix} 0 & \frac{2(T+T\ln(L)-0.5)}{L} \\ \frac{2(T+T\ln(L)-0.5)}{L} & -\frac{(2T-1)^2}{L^2} \end{bmatrix}.$$
 (9)

Далее детерминант этого тензора:

$$\det(g) = -\frac{4(T+T\ln(L)-0.5)^2}{L^2}.$$
 (10)

И скалярная кривизна (4):

$$R = \frac{L^2 \left(\frac{4(\ln(L)+1)}{L^2} - \frac{12}{L^2} + \frac{(\ln(L)+1)(\frac{8T-4}{L^2} - \frac{T+T\ln(L)-0.5}{L^2} + \frac{T}{L^2})}{4(T+T\ln(L)-0.5)}\right)}{4(T+T\ln(L)-0.5)^2}.$$
 (11)

Применяя же к выражению (6) формулу для метрики (2) получим:

$$g_{1}(T,L) = \begin{bmatrix} 0 & \frac{2(T\ln(L) - T + 0.5)}{L} \\ \frac{2(T\ln(L) - T + 0.5)}{L} & \frac{(2T-1)^{2}}{L^{2}} \end{bmatrix}.$$
 (12)

Детерминант этого тензора:

$$\det(g_1) = -\frac{4(T\ln(L) - T + 0.5)^2}{L^2}.$$
(13)

И скалярная кривизна:

$$R_{1} = \frac{L^{2} \left(\frac{4(\ln(L) - 1)}{L^{2}} + \frac{4}{L^{2}} - \frac{(\ln(L) - 1)(\frac{8T - 4}{L^{2}} - \frac{T - T\ln(L) - 0.5}{L^{2}} - \frac{T}{L^{2}})}{4(T + T\ln(L) - 0.5)} \right)}{4(T\ln(L) - T + 0.5)^{2}}.$$
 (14)

Примеры вычесленных скалярных кривизн для некоторого диапазона параметров Т и L

показаны на рисунках 4а и 4б для метрик (1) и (2) соответственно.



Рисунок 3 – Свободная энергия (8) в зависимости от температуры и размера системы [20].



Рисунок 4 – Зависимость скалярной кривизны от температуры и размера системы: а) – метрика вычислялась по формуле (1), б) – метрика вычислялась по формуле (2).

Из формул (11) и (14), а также из рисунков 4а и 4б видно, что скалярные кривизны для метрик (1) и (2) становятся сингулярными при $T_1(L) = \frac{1}{2(1+\ln(L))}$ и $T_2(L) = \frac{1}{2(1-\ln(L))}$ соответственно. При этих значениях параметров *T* и *L* ГТД предсказывает возможные фазовые переходы. Причем если использовать метрику (1) то фазовый переход расположен ниже перехода БКТ (в представленных единицах $T_c = \frac{1}{2}$), а если использовать (2) то выше. При больших значениях параметра *T* кривизны, а значит и интенсивность взаимодействия между частицами системы (как для метрики (1), так и для (2)) близки к нулю.

Заключение

Используя метод ГТД, в настоящей работе для равновесных многообразий двумерных квантовых систем, вычислены метрические тензоры и скалярные кривизны.

Рассмотрены идеальный двумерный Бозе-газ с конечным числом частиц и система БКТ. В качестве термодинамических потенциалов для этих термодинамических систем брались, соответственно, химический потенциал, зависящий от температуры и площади и Свободная энергия, зависящая от температуры и размера системы. В работе также приведены 3-мерные рисунки, на которых хорошо видно, при каких значениях термодинамических переменных скалярные кривизны стремятся к бесконечности или к нулю, что указывает на возможные фазовые переходы и на возможную компенсацию взаимодействий квантовыми эффектами соответственно.

Показано, что оба варианта метрик (1) и (2) для идеального двумерного Бозе-газа приводят к одному и тому же расположению линий, где скалярные кривизны становятся сингулярными. Это расположение линий согласуется с областью, в которой происходит фазовый переход – Бозе конденсация в двумерном Бозегазе. Также показано, что при больших значениях параметров температуры и площади кривизны близки к нулю и это соответствует классическому идеальному двумерному газу.

При рассмотрении системы БКТ методом ГТД были обнаружены возможные новые фазовые переходы (расчеты по метрикам (1) и (2) соответственно). Расчет по метрике (1) приводит к возможному фазовому переходу расположенному ниже перехода БКТ, а расчет по (2) приводит к возможному фазовому переходу расположенному выше. При больших значениях температуры кривизны, а значит и взаимодействия между частицами системы (как для метрики (1), так и для (2)) малы.

Литература

1 Quevedo H. Geometrothermodynamics //J. Math. Phys. - 2007. - Vol. 48. - P.013506.

3 Quevedo H., Sasha A., Zaldivar. A geometrothermodynamic approach to ideal quantum gases and Bose-Einstein condensates // J. General Relativity and Quantum Cosmology. arXiv:1512.08755v3. – 2015.

4 Quevedo H., Ramirez A. A geometric approach to the thermodynamics of the van der Waals system // arXiv:1205.3544. – 2012.

5 Bravetti, D., Momeni R., Myrzakulov R. and Quevedo H. Geometrothermodynamics of higher dimensional black holes // arXiv:1211.7134.-2013.

6 Quevedo H., Sánchez A., Vázquez A. Relativistic like structure of classical thermodynamics // Gen. Rel. Grav. – 2015. – Vol. 47. – Art. 36, 18 p.

7 Quevedo H., Nettel F., Cesar S. Lopez-Monsalvo, Bravetti A. Representation invariant Geometrothermodynamics: applications to ordinary thermodynamic systems // J.Geom.Phys. – 2014. – Vol.81. – P. 1-9.

8 Vazquez A., Quevedo H., Sanchez A. Thermodynamic systems as extremal hypersurfaces // J. Geom. Phys. – 2010. – Vol. 60. – P.1942-1949.

9 https://mipt.ru/education/chair/theoretical_physics/php. Горелкин В.Н. Лекции по статистической физике. - 2010.

10 Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P. Statistical Physics: Theory of the Condensed State. – Elsevier, 2013. – Vol. 9.

11 Berezinskii V.L. Destruction of long-range order in one-dimensional and two-dimensional systems having a continuous symmetry group. I. Classical systems // JETP – 1971. – Vol.32. –P.493-500.

12 Berezinskii V.L. Destruction of long-range order in one-dimensional and two-dimensional systems possessing a continuous symmetry group. II. Quantum systems // JETP. – 1972. – Vol.59. – P.907-920.

13 Kosterlitz J.M., Thouless D.J. Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems // J. Phys.: Solid State Physics. -1973. – Vol. 6. – P.1181.

² Quevedo H., Sanchez A., Taj S., Vazquez A. Phase transitions in Geometrothermodynamics // Gen. Rel. Grav. – Vol. 43. – 2011. – P. 1153-1165.

- 14 Kosterlitz J.M. The critical properties of the two-dimensional xy model // J. Phys.: Solid State Physics. 1974. Vol. 7. P.1046.
 - 15 Kosterlitz J.M. Kosterlitz-Thouless physics: a review of key issues // Rep. Prog. Phys. -2016. Vol.79. Art.No 026001.

16 Hebard A.F. and Paalanen M.A. Pair-breaking model for disorder in two-dimensional superconductors // Phys. Rev. B 30. – 1984. – P.4063.

17 Marković N., Christiansen C., Goldman A.M. Thickness-magnetic field phase diagram at the superconductor-insulator transition in 2d // Phys. Rev. Lett. 81. – 1998. – Vol.23. – P.5217.

18 Fisher M.P.A. Quantum phase transitions in disordered two-dimensional superconductors // Phys. Rev. Lett. -1990. – Vol.65. – P.923.

19 Hebard A.F. and Paalanen M.A. Magnetic-field-tuned superconductor-insulator transition in two-dimensional films // Phys. Rev. Lett. - 1990. - Vol.65. - P.927.

20 Ryzhov V.N., Tareyeva E.E., Fomin Yu.D., Tsiok E.N. Berezinskii-Kosterlitz-Thouless transition and two-dimensional melting // Phys. Usp. 60. – 2017. – P. 857.

References

- 1 H. Quevedo, Journal Math. Phys. 48, 013506 (2007).
- 2 H. Quevedo, A. Sanchez, S. Taj, A. Vazquez, Gen. Rel. Gravity 43, 1153 (2011).
- 3 H. Quevedo, A. Sasha, S. Zaldivar, J. General Relativity and Quantum Cosmology (2015).
- 4 H. Quevedo, A.A. Ramirez, arXiv:1205.3544 (2012).
- 5 D. Bravetti, R. Momeni, R. Myrzakulov and H. Quevedo, arXiv:1211.7134 (2013).
- 6 H. Quevedo, A. Sánchez, A. Vázquez, Gen. Rel. Grav. 47, 36 (2015).
- 7 H. Quevedo, F. Nettel, S. Cesar Lopez-Monsalvo, A. Bravetti, J.Geom.Phys. 81, 1-9 (2014).
- 8 A. Vazquez, H. Quevedo, A. Sanchez, J. Geom. Phys. 60, 1942-1949 (2010).
- 9 В.Н. Горелкин https://mipt.ru/education/chair/theoretical physics/php (2010).
- 10 E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevskii, Statistical Physics: Theory of the Condensed State, (Elsevier, 9, 2013).
- 11 V.L. Berezinskii, JETP 32, 493-500 (1971).
- 12 V.L. Berezinskii, JETP 34, 1144-1156 (1972).
- 13 J.M. Kosterlitz, D.J. Thouless J.Phys. 6, 1181 (1973).
- 14 J.M. Kosterlitz, J. of Phys. C: Solid State Physics 7, 1046. (1974).
- 15 J.M. Kosterlitz, Rep. Prog. Phys. 79, 026001 (2016).
- 16 A.F. Hebard and M.A. Paalanen, Phys. Rev. B 30, 4063 (1984).
- 17 N. Marković, C. Christiansen, A.M. Goldman, Phys. Rev. Lett. 81, 23, P.5217 (1998).
- 18 M.P.A. Fisher Phys. Rev. Lett. 65, 923 (1990).
- 19 A.F. Hebard and M.A. Paalanen, Phys. Rev. Lett. 65, 927 (1990).
- 20 V.N. Ryzhov, E.E. Tareyeva, Yu.D. Fomin, E.N. Tsiok Phys. Usp. 60, 857 (2017).

IRSTI 41.23.15

https://doi.org/10.26577/RCPh.2021.v76.i1.02

D.A. Alimbetova, A.K. Tileukulova*, T. Komesh, S. Sailanbek, A.T. Agishev

Xinjiang Astronomical Observatory, China, Urumqi, *e-mail: aisulu.tileukulova@gmail.com

DISTRIBUTION OF NH₃ IN THE STAR FORMING REGION

A multi-wavelength analysis of the large Galactic infrared bubble N 24 is has been presented in this paper in order to investigate the molecular and star formation environment around expanding H₁ regions. Using archival data from Herschel and ATLASGAL, the distribution and physical properties of the dust over the entire bubble are studied. To analyse the molecular environment in N 24, observations of NH₃ (1,1) and (2,2) were carried out using the Nanshan 26-m radio telescope. The mass-size distributions of the clumps and the presence of massive young protostars indicate that the shell of N 24 is a region of ongoing massive star formation. We have presented a multi-wavelength investigation towards the large Galactic IR bubble N 24 to analyse the physical properties of the dust and gas therein. The infrared structure and the distribution of the molecular emissions show that the two main regions of G 19.07-0.28 and G 18.88-0.49 in the N 24 shell are consistent with star formation triggered by the expanding bubble. As a result of the feedback from massive stars, some new bubbles have already formed in these two regions, which further affect the environs therein. The data obtained was processed using the Gildas software package. We found that ammonia NH_3 (1,1) and NH_3 (2,2) are present in the N24 bubble region in the early stages of star formation.

Key words: star formation, H₁ regions, N 24 bubble, molecular clouds, high-mass stars.

Д.А. Алимбетова, А.Қ. Тілеуқұлова*, Т. Комеш, С. Сайланбек, А.Т. Агишев Синьцзян астрономиялық обсерваториясы, Қытай, Үрімші қ. *e-mail: aisulu.tileukulova@gmail.com

Жұлдыз қалыптасу аумағындағы NH₃-тің үлестірілуі

Берілген мақалада Үлкен Галактикалық инфрақызыл N24 көпіршігін зерттей келе, кеңейіп жатқан Н., аумағындағы молекулалық және жұлдыз түзуші орталарды анықтаудың көп толқындық анализі келтірілген. Herschel мен ATLASGAL-дың тарихи деректерін қолдана отырып, тозаңның көпіршікте таралуы және физикалық қасиеттері зерттеледі. Біз Қытай Халық Респубикасындағы Үрімші қаласындағы 26-метрлік Наньшянь радиотелескобымен алынған мәліметтер арқылы N24 көпіршігіне талдау жасадық. Түйіндер массалық өлшем түрінде үлестірілуі N24 көпіршік қабыршағы жоғары массалы жұлдыз қалыптасу аумағы болып табылатындығының дәлелі екендігін көрсетеді. Біз мульти толқын ұзындықты зерттеуді үлкен инфрақызыл Галактикалық N24 көпіршіктегі шаң мен газ түйіршіктерінің физикалық қасиеттерін зерттеу үшін ұсындық. Инфрақызыл құрылым және молекулалық сәулеленудің үлестірілуі кеңейіп жатқан көпіршік N24 қабыршағындағы екі маңызды аймақта G 19.07-0.28 бен G 18.88-0.49 жұлдыз қалыптасуы орындалады. Алып жұлдыздардан кері байланыс нәтижесінде осы екі аумақта жаға көпіршіктер пайда болып, олар одан да үлкен әсерін тигізуде. Алынған мәліметтерді Gildas бағдарламасы арқылы өңдей отырып, жылдамдық, координатаны, жолақ ендігін анықтай алдық. NH₂(1,1) мен NH₁(2,2) аммиактың жұлдыздың қалыптасуының алғашқы кезеңдерінде N24 көпіршік аймағында болатындығын анықтадық. Алынған мәліметтерді Gildas бағдарламасы арқылы өңдей отырып, жылдамдық, координатаны, жолақ ендігін анықтай алдық. Түйіндер массалық өлшем түрінде үлестірілуі N24 көпіршік қабыршағы жоғары массалы жұлдыз қалыптасу аумағы болып табылатындығының дәлелі екендігін анықтадық.

Түйін сөздер: жұлдыздардың қалыптасуы, Н_и аймағы, N24 көпіршік, молекулалық бұлттар, жоғары массалы жұлдыздар.

Д.А. Алимбетова, А.Қ. Тілеуқұлова*, Т. Комеш, С. Сайланбек, А.Т. Агишев Синьцзяская астрономическая обсерватория, Китай, г. Урумчи,

е-mail: aisulu.tileukulova@gmail.com

Распределение NH₃ в области звездообразования

В этой статье представлен многоволновой анализ большого галактического инфракрасного пузыря N 24 с целью исследования молекулярной среды и среды звездообразования вокруг расширяющихся областей Н_и. Используя архивные данные Herschel и ATLASGAL, изучаются распределение и физические свойства пыли по всему пузырю. Для анализа молекулярного окружения в N 24 наблюдения NH, (1,1) и (2,2) проводились с помощью 26-метрового радиотелескопа Наньшань в городе Урумчи, Китай. Распределение масс-размеров сгустков и наличие массивных молодых протозвезд указывают на то, что оболочка N 24 является областью продолжающегося массивного звездообразования. Мы представили многоволновое исследование в направлении большого галактического ИК-пузыря N 24 для анализа физических свойств пыли и газа в нем. Инфракрасная структура и распределение молекулярных выбросов показывают, что две основные области G 19.07-0.28 и G 18.88-0.49 в оболочке N 24 соответствуют звездообразованию, запускаемому расширяющимся пузырем. В результате обратной связи от массивных звезд в этих двух областях уже образовались новые пузыри, которые еще больше влияют на их окрестности. Полученные данные обработали, используя программный пакет Gildas. Мы обнаружили, что аммиак NH, (1,1) и NH, (2,2) присутствует в области пузырьков N 24 на ранних стадиях звездообразования.

Ключевые слова: формирование звезд, области H_{II}, N 24 пузырь, молекулярные облака, массивные звезды.

Introduction

High-mass stars play an important role in the development of galaxies because they energize the interstellar medium and carry heavy elements, which in turn determine the cooling mechanism of the galaxy. However, the concept of the formation of high-mass stars is very important. Most people do not know that about the fact that the evolution of isolated small-mass stars is more contradictory than in the early stages of the formation of massive stars [1]. This happens when the study of the condition is poor, except in isolated cases. High-mass stars are formed in clusters [2], respectively, they are located at greater distance than molecular clouds, which form low-mass stars. At the same time, high-mass stars evolve gradually over a short period of time, in a dynamically complex environment, and in the first deep phases.

It is well known that high-mass stars are formed in giant molecular clouds [3]. Cold and high-mass clusters $\geq 500 \text{ M}_{\odot}$ are similar to the formation of lowmass stars in that they consist of massive stars or the molecular gas required for the initial states of cluster formation [4]. The development of young massive (protostar) stars in the core density in the beam of ultraviolet radiation is the basis for the formation of the ultra-compact H_µ region (UCH_µRs). Most of them are VLA-registered in the territory of the radio continuum [5], which describes its distribution and number. These areas have helped to determine the trajectories of the many stages of star formation in the galaxy. Often UCH_uRs) are likened to hot molecular nuclei [6], which was the origin of UCH_Rs). However, high-mass protostars have been called HMPOs or massive young stellar objects (MYSO). They are recently discovered [7]. Under certain conditions, these clouds, which are infrared dark clouds (IRDC), are reflected back into the light background, which provides radiation from polycyclic aromatic hydrocarbon molecules [8]. Simon and Peretto and Fuller presented a large catalog of IRDC. Previous studies have shown that IRDC is cold (<25 K), dense $(> 10^{15} \text{ cm}^{-3})$ and has a high column density [9] (~ 10^{23} - 10^{25} cm⁻³) [10]. Their size (~ 2 pc) and mass (~ 10^2 - 10^4 M_o) are similar to molecular clouds formed by classes. Here, cold temperatures and fragmented substructures suggest that they are protoclusters [11]. The kinetic distance is determined using 13 CO (1-0) and CS (2-1) radiation in the first and fourth galactic quadrants for IRDC models [12]. However, the research is aimed at studying the early stages of the formation of massive mass stars [7], usually one of these stages for HMPOs, MYSO, IRDC are tracers. To date, several hundred massive protons or young interstellar objects have been studied. However, objects in the early stages of the formation of these and high-mass stars require detailed study.

In a study conducted by ATLASGAL, objects corresponding to the formation of giant stars in dif-

ferent position in a galactic length of $\pm 60^{\circ}$ and a width of $\pm 1.5^{\circ}$ were recorded and compared [13]. Studies with other galactic flying instruments, such as GLIMPSE 3 to 8 µm and HiGAL 70 to 500 µm, have been performed in this area [14]. Studies of the submillimetric glory continuum play an important role in the identification of giant mass nodes, which require information on important parameters. Distance is especially important when identifying new sources. This requires determining other properties, such as mass and brightness. But in the field of giant mass formation, all this comes down to the study of molecular bands. This is because their dencity is approximately the critical density of NH₂. This molecule can accurately determine the properties of nodules in the structure of large-scale clouds without contamination. Therefore, the molecular gas in the core is dense ($\sim 10^5$ cm⁻³) and cold [7], so many molecules, such as CS and CO, are partially frozen in the dust particles. In contrast, the stability of ammonia residues in the early nuclei of the star is characterized by an abundance of decomposed gas [15].

NH₃ is known as a reliable test for temperature in interstellar clouds [16]. The energy levels of rotation are given by the total angular moment J and its projection on the molecular axis K. Radioactive displacements between K-levels are prohibited and low metastable energy levels of J=K are excited in the event of a collision. Their inversion displacement and intensity radio provides the gas circulation temperature [17], which is necessary to estimate the kinetic temperature of the rod. It is necessary to estimate the correct mass from the submillimeter data. In addition, inversion displacements are clearly broken down into very thin components and their ratio provides information on determining the size of the optical depth, column density and rotational temperature.

Observations

In accordance with the study of molecular emissions, the frequencies NH_3 (1,1) (23.694495 GHz) and NH_3 (2,2) (23.722633 GHz) proposed ere have been set to 23.708564 GHz. These observations were taken in March 2018 from a 26-meter radio telescope operated by the Xinjiang Astronomical Observatory of the Chinese Academy of Sciences. The beam width of this telescope (full width at half the maximum, FWHM) is about 2' (0.22 parsecs at a distance of 383 parsecs) and has a resolution of 23 GHz at a speed of 0.098 km/h. It is obtained from a digital filter of 8192 channels in the bandwidth mode of 64 MHz. The spectral current was periodically calibrated and a signal was transmitted from the noise diode every 6 seconds. Adjustment and control of the telescope should be at least 18 seconds. Double polarized channel superheterodyne with a frequency of 22-24.2 GHz was used as a receiving device with a system temperature of about 50 K at 23 GHz. The maps were assembled and used in on-the-fly (OTF) mode in good weather and at a height of 20° above the horizon, with a grid size of '6 by 6' and a pitch of 30".

Results

We processed the $NH_3(1,1)$ signal using CLASS and GREG software from the GILDAS package. The speed integration interval is 60-70 km/h to cover the entire width of the base NH3 (1,1). This study was performed at the N 24 bubble facility. The intensity of the strip under study can provide information about the column density of NH3 and the deviation from the kinetic temperature and thermal equilibrium in the cloud. By processing the received signal, we obtained the coordinate distribution of ammonia (Fig.1). WE also received information about the speed and wigth of the lane.



Figure 1 – Distribution of NH₃ ammonia by coordinates

Conclusion

We have been able to study the physical properties of dust and gas granules in a large infrared galactic N 24 bubble and explain the formation of stars using data from the Nanshan Radio Telescope. The research can be summarized as follows:

1) The mass distribution in dense nodes indicates that the giant stars are in the region of formation.

2) The formation of stars G 19.07-0.28 and G 18.88-0.49 is performed in two important regions of the bubble N 24, where the infrared structure and the distribution of molecular radiation are expanding.

3) We found that $NH_3(1,1)$ and $NH_3(2,2)$ ammonia are present in the N 24 bubble region in the early stages of star formation.

References

1 André P., Ward-Thompson D. & Barsony M. From Prestellar Cores to Protostars: the Initial Conditions of Star Formation //Protostars and Planets IV. – 2000. – P. 59.

2 Kroupa P., Weidner C., Pflamm-Altenburg J. et al. The Stellar and Sub-Stellar Initial Mass Function of Simple and Composite Populations //Planets, Stars and Stellar Systems. – 2011. Vol.5. – P.115.

3 Dame T. M., Hartmann D. & Thaddeus P. The Milky Way in Molecular Clouds: A New Complete CO Survey //The Astrophysical Journal. – 2001. Vol.547. – P. 792-813.

4 Beuther H., Churchwell E.B., McKee C. F. & Tan J. C. The Formation of Massive Stars //Protostars and Planets V. – 2007. – P. 165.

5 Wood D.O.S. & Churchwell E. The Morphologies and Physical Properties of Ultracompact H II Regions //Astrophysical Journal Supplement. – 1989. Vol.69. – P. 831.

6 Cesaroni R., Walmsley C.M. & Churchwell E. Hot ammonia toward ultracompact HII regions //Astronomy & Astrophysics. – 1992. Vol.256. – P.618-630 (1992).

7 Beuther H., Schilke P., Menten K.M. et al. High-Mass Protostellar Candidates. II. Density Structure from Dust Continuum and CS Emission //The Astrophysical Journal. – 2002. Vol.566. – P. 945-965 (2002).

8 Perault M., Omont A., Simon G. et al. First ISOCAM images of the Milky Way //Astronomy & Astrophysics. – 1996. Vol.315. – P. L165-L168.

9 Caswell J.L., Fuller G.A., Green J.A. et al. The 6-GHz methanol multibeam maser catalogue – I. Galactic Centre region, longitudes 345 to 6° //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2010. Vol.404. – P. 1029-1060.

10 Simon R., Jackson J.M., Rathborne J.M. & Chambers E.T. The early stages of star formation in Infrared Dark Clouds: characterizing the core dust properties //The Astrophysical Journal. – 2010. Vol.715. – P. 310-322.

11 Rathborne J.M., Jackson J.M., Chambers E.T. et al. The Detection of Protostellar Condensations in Infrared Dark Cloud Cores //The Astrophysical Journal. – 2005. Vol. 662. – P. 1082-1092.

12 Jackson J.M., Rathborne J.M., Shah R.Y. et al. The Boston University-Five College Radio Astronomy Observatory Galactic Ring Survey // The Astrophysical Journal Supplement Series. – 2006. Vol.163. – P. 145-159.

13 Schuller F., Menten K.M., Contreras Y. et al. ATLASGAL – The APEX telescope large area survey of the galaxy at 870 μ m //Astronomy & Astrophysics. – 2009. Vol.504. – P. 415.

14 Molinari S., Swinyard B., Bally J. et al. Hi-GAL: The Herschel Infrared Galactic Plane Survey // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 2010. Vol.122. – P. 314.

15 Tafalla M., Myers P.C., Caselli P., Walmsley C.M. & Comito C. Systematic Molecular Differentiation in Starless Cores // The Astrophysical Journal. – 2002. Vol.569. – P. 815-835.

16 Tafalla M., Myers P.C., Caselli P. & Walmsley C.M. Interstellar and circumstellar matter //Astronomy & Astrophysics. – 2004. Vol.416. – P. 191-212.

17 Ho P.T.P., Townes C.H. Interstellar ammonia // Annual Review of Astronomy and Astronomy. – 1983. Vol.21. – P. 239-270.

References

- 1 P. André, D. Ward-Thompson & M. Barsony, Protostars and Planets IV, 59 (2000).
- 2 P. Kroupa, C.Weidner, J. Pflamm-Altenburg et al., Planets, Stars and Stellar Systems, 5, 115 (2011).
- 3 T. M. Dame, D. Hartmann & P. Thaddeus, The Astrophysical Journal, 547, 792 (2001).
- 4 H. Beuther, E.B. Churchwell, C. F. McKee & J. C. Tan, Protostars and Planets V, 165 (2007).
- 5 D.O.S. Wood & E. Churchwell, Astrophysical Journal Supplement, 69, 831 (1989).
- 6 R. Cesaroni, C.M. Walmsley & E. Churchwell, Astronomy & Astrophysics, 256, 618 (1992).
- 7 H. Beuther, P. Schilke, K. M. Menten et al., The Astrophysical Journal, 566, 945 (2002).
- 8 M. Perault, A. Omont, G. Simon et al., Astronomy & Astrophysics, 315, L165 (1996).
- 9 J.L. Caswell, G.A. Fuller, J.A. Green et al., Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 404, 1029 (2010).
- 10 R. Simon, J. M. Jackson, J. M. Rathborne & E.T. Chambers, The Astrophysical Journal, 715, 310-322 (2010).
- 11 J.M. Rathborne, J.M. Jackson, E.T. Chambers et al., The Astrophysical Journal, 662, 1082 (2005).
- 12 J.M Jackson, J.M. Rathborne, R.Y. Shah et al., The Astrophysical Journal Supplement Series, 163, 145 (2006).
- 13 F. Schuller, K.M. Menten, Y. Contreras et al., Astronomy & Astrophysics, 504, 415 (2009).
- 14 S. Molinari, B. Swinyard, J. Bally et al., Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 122, 314 (2010).
- 15 M. Tafalla, P.C. Myers, P. Caselli, C.M. Walmsley & C. Comito., The Astrophysical Journal, 569, 815 (2002).
- 16 M. Tafalla, P.C. Myers, P. Caselli & C.M. Walmsley, Astronomy & Astrophysics, 416, 191 (2004).
- 17 P.T.P. Ho, C.H. Townes, Annual Review of Astronomy and Astronomy, 21, 239 (1983).

FTAMP 41.21.19

https://doi.org/10.26577/RCPh.2021.v76.i1.03



Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ. *e-mail: azhar_-_97kz@mail.ru

КҮННІҢ ЖАРҚ ЕТУ СИГНАЛДАРЫН РЕКУРРЕНТТІК ТАЛДАУ

Бұлжұмыстарекурренттік диаграмма әдісімен Күннің жарқ етуінің пайда болған кезеңдеріндегі рентгендік сәулелену сигналдары егжей-тегжейлі зерттелді. Зерттеу нысаны ретінде GOES-15 (Geostationary Operational Environmental Satellite) ғарыштық спутнигі алған $\lambda = 0.1 \div 0.8$ нм және $\lambda = 0.05 \div 0.4$ нм толқын ұзындығындағы рентген сәулесінің уақытша ағындары қолданылды. 2015–2020 жылдардағы Күн белсенділігінің оқиғаларын талдау кезінде 2015–2019 жылдар аралығында ең күшті Күннің жарқ етулері 2017 жылдың қыркүйек айында №2673 дақтар тобында болғандығы анықталды. Осы дақтар тобында 2017 жылдың 6 қыркүйегінде Х9,3 классындағы Күннің жарқ етуінің пайда болған себептері егжей-тегжейлі талданды. Сонымен қатар Күннің жарқ етудің әр оқиғасы үшін уақыттық, сонымен қатар рекурренттік диаграммалар тұрғызылды. Х, М және С классындағы Күннің жарқ ету оқиғаларының рекурренттік диаграммаларды талдау кезінде жұмсақ рентген сәулеленуі қатаң рентген сәулеленуіне қарағанда Күндегі процестер туралы көбірек ақпарат беретіні туралы толығымен анықталды. Қарастырып отырған Күннің жарқ ету кезіндегі жоғары энергиялы бейстационарлы біркелкі емес сигналдардың ерекшеліктерін, сонымен қатар олардың уақыт қатарындағы өзгерістерді (кезеңділікті) рекурренттік диаграмма әдісі арқылы анықтау тиімді екені көрсетілді.

Түйін сөздер: күн, дақтар тобы, жарқ ету, рентген сәулеленуі, бейсызық талдау, рекурренттік диаграмма.

A.S. Yerezhimbetova*, U. Abdigappar, N.Sh. Alimgazinova, N.U. Dauylbay Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty, *e-mail: azhar_-97kz@mail.ru

Recurrent analysis of solar flare signals

In this paper, the signals of the sun's X-ray radiation during solar flares are studied using the method of recurrent diagrams. The time fluxes of X-ray radiation at the wavelengths $\lambda = 0.1 \div 0.8$ nm and $\lambda = 0.05 \div 0.4$ nm, obtained by the GOES-15 (Geostationary Operational Environmental Satellite) space satellite, were used as the objects of the study. It was found that in the period from 2015 to 2019, the strongest solar flares occurred in September 2017 in the group of spots N°2673. The causes of the X9,3 class flare from 06.09.2017 that occurred in this group of spots are analyzed in detail. Time and recurrent diagrams are plotted for each solar flare event. Analysis of recurrent diagrams for X -, M -, and C-class solar flare events revealed that soft X-ray radiation provides more information about the processes occurring on the Sun than hard X-ray radiation. It is shown that the method of recurrent diagrams more clearly captures the features and detects changes (periodicity) in a non-stationary non-uniform time series that corresponds to time intervals of high-energy solar events.

Key words: Sun, group of spots, flare, X-ray radiation, nonlinear analysis, recurrent diagram.

А.С. Ережимбетова*, У. Абдигаппар, Н.Ш. Алимгазинова, Н.У. Дауылбай Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы, *e-mail: azhar_-_97kz@mail.ru

Рекуррентный анализ сигналов солнечных вспышек

В данной работе были исследованы сигналы рентгеновского излучения Солнца в периоды солнечных вспышек с применением метода теории динамического хаоса – рекуррентного анализа. В качестве объектов исследования были использованы временные потоки рентгеновского

излучения на длинах волн $\lambda = 0.1 \div 0.8$ нм и $\lambda = 0.05 \div 0.4$, полученные космическим спутником GOES-15 (Geostationary Operational Environmental Satellite). Анализ событий солнечной активности за 2015-2020 годы показал, что в период с 2015 по 2019 годы наиболее сильные солнечные вспышки произошли в сентябре 2017 года в группе пятен №2673. В работе подробно проанализированы причины возникновения вспышки класса X9,3 от 06.09.2017 г., возникшей в данной группе пятен. Для каждого события солнечной вспышки построены временные и рекуррентные диаграммы. Анализ рекуррентных диаграмм для событий солнечных вспышек X, M и C класса выявил, что мягкое рентгеновское излучение дает больше информации о происходящих процессах на Солнце, чем жесткое рентгеновское излучение. Показано, что метод рекуррентных диаграмм более четко улавливает особенности и обнаруживает изменения (периодичность) в нестационарном неравномерном временном ряде, который соответствует промежуткам времени высокоэнергетичных солнечных событий.

Ключевые слова: Солнце, группа пятен, вспышка, рентгеновское излучение, нелинейный анализ, рекуррентная диаграмма.

Кіріспе

Күн әр түрлі белсенділік түрлерін көрсетеді және оның сыртқы түрі үнемі өзгеріп отырады, мұны көптеген жердегі және ғарыштағы бақылаулар дәлелдейді. Ең танымал құбылыс – бұл осы кезеңдегі Күн бетіндегі Күн дақтарының санының азаюымен және өсуімен Күн белсенділігінің 11 жылдық циклі [1]. Дақтар әдетте әр Күн циклінде кезектесетін қарамақарсы магниттік полярлығы бар жұп түрінде болады. Күн дақтарының жанындағы магнит өрісінің сызықтары көбінесе бір-бірімен тоғысады, қиылысады және қайта құрылады. Бұл, Күн жарқ етуі деп аталатын, энергияның кенеттен жарылуына әкелуі мүмкін [2].

Күннің жарқ етуі ғарышқа көп мөлшерде сәулелену шығарады, кейде тәждік массаның атқылауымен және көбінесе жоғары энергиялы протондар мен электрондардың үлкен атқылауларымен бірге жүреді, сол себептен олар Күн желінің бөлшектерінің «қалыпты» энергия деңгейінен асып түседі. Осындай құбылыстар бүкіл Күн жүйесіне әсер етеді. Мысалы, Жердің астмосферасы мен магнитосфкрадағы көптеген құбылыстар: магниттік дауылдар, қысқа толқындардағы радиобайланыстың үзілуі, радионавигациялық құрылғылардың жұмысының бұзылуы және т.б. осыған байланысты болады. Жарқ ету кезінде пайда болатын процестердің барлық түрлерін және көп мөлшердегі энергияның жылдам шығарылуына экелетін механизмдерді түсіндіру заманауи астрофизиканың маңызды міндеттері болып табылады [1].

Қазіргі таңда ғылымның әр түрлі бағытындағы зерттеушілердің көбі Дж. Экман, О. Кампост және Д. Рюэлл құрастырылған визуалды әдіс- рекуренттік диаграмма әдісін [3] кең қолданады. Бұл қолданылуында мәліметтердің уақыттық қатарларына ерекше шарттарды талап етпейтін және процестің динамикалық бейнесін тұтастай көруге мүмкіндік беретін диссипативті динамикалық жүйенің іргелі қасиеттеріне негізделген жаңа құрал. Іс жүзінде барлық табиғат құбылыстары нақты көрінетін рекуррентті көрсеткішті иеленеді [4].

Сондықтан, жұмыстың негізгі мақсаты жарқ ету кезіндегі Күннің сәулелену сигналдарының динамикалық көрсеткішін бейсызық талдаудың визуалды әдісі – рекуренттік диаграммалар әдісі көмегімен зерттеу болып табылады.

Зерттеу нысаны мен әдісі

Рентген сәулелену

Жарқ ету белгілерін жүйелі түрде 30-шы жылдардың соңында зерттей басталды. Жарқ ету құбылыстың статикасы, динамикасы мен морфологиясына арналған көптеген зерттеулер жасалуда, әр оқиғаның физикалық жағдайлары, құрылымдық ерекшеліктері және басқа сипаттамалары қазіргі кезде әртүрлі әдістермен анықталып жатыр. Сонымен қатар, жарқ ету энергия көздері мәселесін шешу үшін және Күн жарқ етудің табиғатын анықтау үшін олардың сәулеленуінің барлық түрлерін жан-жақты зерттеу қажеттілігі әлі де басты назарда болып отыр [5].

Жарқ етудің энергия таратуымен қатар, рентгендік сәулелену кезінде оның таралуы ерекше қызығушылық тудырады. Шындығында, бұл энергия шығарудың бастапқы көзінің уақыттық әсерін көрсетеді. Осы бағыттағы алғашқы зерттеулер көрсеткендей, қатты рентгендік сәуледегі жарылу ұзақтығы белгілі бір кезеңдегі Күн белсенділігінің деңгейіне байланысты болып табылады [6]. Рентген сәулеленуі екі түріне бөлінеді: жұмсақ рентгендік сәулелену ең төменгі фотон энергиясына және сәулелену жиілігіне (ең үлкен толқын ұзындығымен) ие болады, ал қатаң рентгендік сәулелену ең үлкен фотон энергиясымен және сәулелену жиілігімен (ең аз толқын ұзындығына) сипатталады. Жұмсақ және қатаң рентгендік сәулелену арасындағы шартты шекара толқын ұзындықтары шкаласында шамамен 2 Å (≈ 6 кэВ) орналасқан. Жұмсақ рентгендік диапазон (1 $\div 8$ Å) қызығушылық тудырады, өйткені ол 60 секундтан ~ 10 сағатқа дейінгі ұзақтығы бар энергия шығарудың жылу фазасын сипаттайды, осылайша оптикалық жарқылдың барлық уақыт аралығын қамтиды [7].

1–8 Å диапазонындағы жарқ етудің рентгендік сәулеленуі осы диапазондардағы ағынның қуатын (10⁻⁸, 10⁻⁷ Вт/м² және т.б.) сипаттайтын және тиісті көрсеткішпен (А, В, С, М, Х) көрсетілген класстарға бөлінеді (1.1-кестеде көрсетілген).

1-кесте – Рентген жарқ етулерінің классификациясы [8]

N₂	Класс	Жарқ ету қуаты (Вт/м²)
1	Х	$10^{-4} - 10^{-3}$
2	М	$10^{-5} - 10^{-4}$
3	С	10-6 - 10-5
4	В	10-7 - 10-6
5	А	$10^{-8} - 10^{-7}$

Жұмыста Күннің жарқ ету кезеңдеріндегі рентгендік сәулеленуінің күнделікті мәліметтер қолданылды. Бір жыл ішінде В, С, М, Х класстардағы жарқ етудің пайда болу жиілігі және олардың Күн белсенділігі циклінде таралуы туралы ақпарат арнайы жарқ ету мониторингімен айналысатын арнайы көздерден алынды [6]. Күннің жарқ етулерінің оқиғалары және оған сәйкес рентгендік сәулелену деректері NOAA (Мұхиттық және Атмосфералық зерттеулердің ұлттық әкімшілігі) сайтынан алдынды [9]. Бұл деректер – рентгендік сәулелену уақыт қатарлары, олар 2 секунд дискретті уақытымен GOES-15 ғарыш аппаратымен тіркелген.

Рекуррентік талдау

Рекурренттік диаграммалар жүйелер дамуының сол және өзге де сипатына жауап беретін негізгі құрылым қатарын айқындайтын графикалық құрал болып табылады. Ең алғаш 1987 жылы Экманның және басқа да зерттеушілер жұмыстарында [3] x(t) күйінің m – өлшемді фазалық траекторияларын 1 (қара нүкте) кейбір i уақыт күйлерінің кейбір басқа j уақыт күйлеріне қайталануына сәйкес келетін екіөлшемді квадраттық $N \times N$ өлшемді екілік матрицаға бейнелеу әдісі ұсынылған. Диаграмма уақыт осьтері болып табылатын координатты осьтерді иеленеді. Рекуренттік диаграмма мына қатынаспен анықталады:

$$R_{i,j}^{m,\varepsilon_i} = \Theta\left(\varepsilon_i - \left\|x_i - x_j\right\|\right),$$

мұндағы $\{x_i\}_{=}|x_i, x_2, ...| \in \mathbb{R}^m$, i,j=1,2,...,N, N – бақыланатын x_i процестердің қарастырылатын күйлерінің саны, $\varepsilon_i - i$ моментіндегі x_i нүктелер аймағының өлшемі, $||x_i - x_j||$ – нүктелер арасындағы нормаланған арақашықтық, Θ – Хэвисайд функциясы.

Анықтама бойынша $R_{i,j} = l(i = 1...N)$ болғандықтан рекуренттік диаграмма координаттық осьтеріне $\pi/4$ бұрышымен тепе-тең келетін сызық – қара диагоналды сызықтарды құрайды. Ерікті таңдап алынған *i*, *j* рекуренттік нүкте *i* және *j* уақыттарында күйлер жайлы ешқандай пайдалы ақпаратты алып жүрмейді. Жүйенің қасиеттерін қайта қалпына келтіруге тек барлық рекуренттік нүктелер жиынтығы мүмкіндік береді.

Нақты уақыттық қатар үшін $x_i \equiv x_j$ тең болғанда және егер олар бір-біріне жақын орналасса, x_i күйі x_j күйіне рекурентті болғандықтан абсолютті рекуренттік күйлерді табу мүмкін болмайды. Жақындық критерийі ретінде ε_i шектік арақашықтық алынады. Бұл x_j векторын радиусы $\varepsilon_i m$ -өлшемді аумаққа түсетін рекурентті екенін білдіреді. Сондықтан x_j рекуренттік нүкте деп аталады.

Аумақты анықтаудың екі әдісі бар:

$$\begin{split} \varepsilon_{i} &= \varepsilon \forall i, \quad R_{i,j} = R_{j,i}, \\ \varepsilon_{i} &\neq \varepsilon, \quad R_{i,j} \neq R_{j,i}. \end{split}$$

Бірінші жағдайда аумақ x_i нүктесінің центрі болатын және бекітілген радиусы бар шар түрінде беріледі. Бұл әдіс $x_i x_j$ -ға жақын орналасқандықтан негізгі диагоналға қатысты рекуренттік бейнелердің симметриялығына кепіл береді. Керісінше, екінші жағдайда аумақ x_j күйлерінің қатаң түрде анықталған саны осы аумаққа түсуі арқылы анықталады. Яғни, әрбір $x_i(i=1,...N)$ үшін ε_i аумақтағы өзінің арақашықтығы таңдалынады. x_i аумағы x_j аумағымен сәйкес келмегендіктен $R_{i,j} \neq R_{j,i}$ тең болады. Рекуренттік диаграммада негізгі диагоналға қатысты асимметрия бақыланады, алайда, диаграмма массивтерінің барлық бағандары бірдей рекуренттілік тығыздығын иеленеді. *х*_i нүктесінің аумағын анықтауды таңдау зерттеушімен өз білгенінше таңдалынып алынады.

 \mathcal{E}_i шамасының шектік мәнін таңдау нақты мәліметтердегі шуылдық компоненттердің қатысымен анықталынады. Көп жағдайда аумақтың анықталған радиусын фазалық кеңістіктің максималды диаметрі мәнінен кем дегенде 10 %-ын таңдау ұсынылады.

Рекуренттік диаграмманың негізгі ерекшелігі қысқа және бейстационарлы қатар жағдайында да көпөлшемді фазалық траекторияларды визуализациялау мүмкіндігі болып табылады. Геометриялық құрылымының түріне байланысты таңдап алынған процестің уақыт бойынша эволюциясын қадағалауға, бақылауға болады. Экманның және басқа да ғалымдардың жұмыстарында [3, 10] құрылымның екі негізгі класы енгізілген. Ол топология және текстура. Топология графиктегі ірі ауқымды құрылымдарға, ал текстура – ұсақ ауқымды құрылымға сәйкес келеді. Құрылымның әрбір класы жайлы толық мағлұмат жұмыстарда [10, 11] келтірілген.

Зерттеу нәтижелері және оларды талдау

№2673 Күн дақтарының тобындағы X9.3 класындағы Күннің жарқ етуі

Жалпы зерттеуде 2015-2020 жылдар аралығында жарқ ету оқиғалары талданды. Ең жоғары класстағы жарқ етулері 2017 жылдың қыркүйек айында №2673 Күн дақтарының тобында болғанын анықталды. Күн жарқ етулерінің пайда болу себебін түсіну үшін осы топ толығырақ қарастырылды (1 кесте).

Осы кесте бойынша, 06.09.2017 ж. Х9.3 класындағы күшті Күн жарқ етуі Күн бетінің S10W30 координатты аймағын және 2 648,456 млн. км² – ге тең ауданын алып жатқан, 33 ірі және майда дақтардан тұратын күрделі дақтар тобында (1 сурет) болғандығын көрсетеді. Бұл кезеңдегі дақтар тобының магнитограммасы (1, ә сурет) оң және теріс полярлықтың болуын көрсетті, яғни бұл Күн дақтарының биполярлық тобы. Ол жетерліктей күрделі, сондықтан магнит өрісінің ешбір күш сызығы қарама-қарсы полярлықты дақтар арасынан өткізіле алмайды. Бұл жерде бір жартыкөлеңкеде қарамакарсы полярлы аймақты көреміз. Бұл магнит өрісі күштерінің жалпы сызықтарымен байланысқан әртүрлі дипольдердің қарамақарсы полярлығы бар, Күн дақтарының құрылымының түзілуінен пайда болатын – дельта дағы. Осылайша, дақтардың магнитудалар тобына бір дельта нүктесі бар бета-гаммамагниттік конфигурация жатады. Дельта дақтардың өте белсенді бола алатыны және де осы күнде де бақыланатын ең қарқынды Күн жарқ етуін тудыратыны жақсы белгілі (2 суpet) [17]. Zürich/Macintosh жүйесі бойынша дақтар тобы – DKC, бұл дақтар ұзындығы <10°, топтағы таралуы симметриялы емес >2,5°, жартыкөлеңкесі ықшамдылыққа ие.

2-кесте – 2017 жылдағы 04.09	- 10.09 аралығындағы	і №2673 Күн дақтарының	тобы туралы негізгі мәліметтер
-------------------------------------	----------------------	------------------------	--------------------------------

Күні	Жарқ ету класы	Дақтар саны	Өлшемі, МН*	Магнитудасы б-ша дақтар класы	Zürich/Macintosh жүйесі б-ша дақтар класы	Координат- тары
04.09.2017	M5.5	12	130	β-γ-δ	DSC	S10W02
05.09.2017	M4.2	28	680	β-γ-δ	DKC	S10W16
06.09.2017	X9.3	33	880	β-γ-δ	DKC	S10W30
07.09.2017	X1.3	24	960	β-γ-δ	EKC	S10W43
08.09.2017	M8.1	21	1000	β-γ-δ	EKC	S10W57
09.09.2017	M3.7	19	1060	β-γ-δ	DKC	S09W70
10.09.2017	X8.2	8	530	β-γ-δ	DKC	S09W83

* Күн дақтары топтарының ауданы «күн жарты шарының миллионнан бір бөлігінде» есептелінеді (МН), 1000 МН 3 миллиард 43 миллион 700 мың шаршы шақырымға сәйкес келеді.



 а) Көрінетін сәулелену, ажыратымдылығы
 1 бұрыштық секунд 6173 Å –дегі FeI жұту жолағындағы дақтар тобының суреті (қарқындылық диаграммасы)



ә) дақтар тобының магнитограммасы:
 сары-қызыл түстер теріс полярлықты,
 ал жасыл-көк түстер оң полярлықты көрсетеді

1-сурет – 6 қыркүйек 2017 жыл. Х9.3 класстағы жарқ ету кезіндегі № 2673 Күн дақтар тобының НМІ (Helioseismic and Magnetic Imager) құралы арқылы алынған бейнелері [12]

2-суретте көрсетілгендей, бұл күні №2673 Күн дақтары тобынан жеті үлкен Күн жарқ етуі тіркелді. Осында М2,5 М1,4 және М1,2 класстарының үш жарқ етулері төмен радиобөгеуілдерді және әлсіз геомагниттік дауылдарды тудыратынын көреміз (R1 деңгейі). Х2.2 класында жарқ ету кезінде қатты радиобөгеуілдер мен орташа геомагниттік дауыл пайда болады (R2 деңгейі), ал X9.33 жарқ етуі кезінде өте үлкен радиобөгеуілдер мен күшті геомагниттік дауылдар орын алады (R3 деңгейінің жоғарғы шекарасы).



*Радиобайланыстың өшу деңгейі – R-шкала: R1 – төменгі (М1 класы бойынша рентгендік шек және ағын(10⁻⁵ Вт/м²) бойынша; R2 – күшті (М5, (5×10⁻⁵ Вт/м²); R3 – үлкен (Х1 (10⁻⁴ Вт/м²); R4 -жоғарғы Х10 (10⁻³ Вт/м²); R5 – экстремалды Х20 (2 × 10⁻³ Вт/м²)

2-сурет – GOES рентгендік серіктігінің бақылауы бойынша 6 қыркүйек 2017 жылғы рентген сәулеленуінің 1-8 Å өткізу жолағында орташа қарқындылығының минуттық мәліметтері [13]

3-суретте 06.09.2017 ж. үшін Х9.3 класындағы берілген Күннің жарқ етуі үшін SDO/ HMI магнитограммасы ұсынылған. Бұл жерде Х класының жарқ етуі пайда болған аймағы, қарастырылып отырған №2673 дақтар тобы Жердің күндізгі жағында және Жерге қарайтын Күн дискісінің орталығына өте жақын орналасқандығын көреміз. Сондықтан да жарқ етуден радиобөгеуілдердің жоғарғы деңгейі (R3), сондай-ақ өз кезегінде тәж массасының айтарлықтай атқылауын тудыртатын, Жердегі қатты геомагниттік дауылдарға әкелетін күшті және ұзақты Күн сәулеленуі туындайды.

4- және 5-суреттерде әр түрлі уақыт кезеңдерінде Күн жарқ етуі көрсетілген.



а) магнитограмма



э) көрінетін диапазонда Күннің суреті



3-сурет – HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) бейнелері. 6 қыркүйек 2017 жылғы X9.3 класстағы жарқ ету кезіндегі Күн дақтар топтарының магнитограммада орналасуы [14-13]



 ә) Күн дискісінен (орталықтағы сұр диск) түсетін жарықты түсірмейтін спектрометриялық коронограф (LASCO) арқылы түсірілген SOHO суреті

a) HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) құрылғысымен алынған көрінетін диапазонда Күннің суреті

4-сурет – 6 қыркүйек 2017 жыл. Х9.3 класстағы жарқ етудің бастапқы кезеңі [13-15]



5-сурет – Спектрометриялық коронограф (LASCO) арқылы түсірілген SOHO суреті [16]. 6 қыркүйек 2017 жыл. Х9.3 класстағы жарқ ету процесінің уақыт бойынша дамуы

Рентген сәулелену сигналдарының рекурренттік диаграммалары

Күн сыртқы ортамен энергиямен, затпен және ақпаратпен алмасатын ашық динамикалық жүйенің жарқын үлгісі болып табылады. Мұндай динамикалық жүйе әр түрлі толқын ұзындықтарында тіркелетін сәулелену ағынын талдауы арқылы зерттелуі мүмкін болады. Күндегі көптеген процестер периодтылық немесе қалыпсыз цикл сияқты айқын рекуррентті мінез-құлыққа ие болып табылады. Бізді Күндегі бейстационарлық жоғары энергиялық процестер қызықтырады. Сондықтан бірінші ең жоғары деңгейдегі сигналдарды анықтап алдық – олар Х класстағы жарқ ету кезіндегі сигналдар болып табылады (2-кесте).

2	V 0017			100(70)	~	~ ~			
1-Кесте –	- Х кпасынлағы /01 /	жылы кыркулер	к айында	No/6/3 пакт	гар торында	паила бо	пған жапк	etvier	1 T121M1
5 Recie	1 Kiuobiii dui bi 2017	Multiple Kulture	к апрпіда	3422075 duit	ар тооында	панда оо	mun mupi	erystep	1151101

№	Жарқ ету класы	Күні	Басталу уақыты, UT	Максимум мәні уақыты, UT	Аяқталу уақыты, UT
1	X9,3	06.09.2017	11:53	12:02	12:10
2	X8,2	10.09.2017	15:35	16:06	16:31
3	X2,2	06.09.2017	08:57	09:10	09:17
4	X1,3	07.09.2017	14:20	14:36	14:55

Рентгендік сәулеленудің жұмсақ және қатаң түрлеріне уақыт бойынша нормаланған қарқындылығының өзгеру графиктері 6-суретте келтірілген. 7-суретте осы сигналдарға сәйкес рекурренттік диаграммалар көрсетілген.

Рекуррентік диаграммалар графиктік құрал болып табылғандықтан, онда жүйенің әр түрлі даму сипатына жауап беретін негізгі құрылымдарды анықтауға болады. Диаграммаларда құрылымдардың екі негізгі класын ажыратады: топология және текстурасы. Ірі масштабты құрылымдарға топология сәйкес келеді. Текстуралар класына шағын масштабтарда сипатталатын рекуррентті графиктердің геометриялық құрылымдарын жатқызады.

Рекурренттік талдау жоғарыдағы кестеде келтірілген оқиғалар үшін қолданылды. Рекуррентті диаграммаларды құру үшін диапазон мен қарастырылатын нүктелердің қамтылу аймағын таңдау керек болды. Диапазон тікелей p параметріне байланысты болады. Қамтылу аймағы ε шамасымен сипатталады. Біздің зерттеуде кеңістікті енгізудің өлшемділігі 2-ге тең, ал уақыт бойынша қадам 1-ге тең деп таңдалды. p және ε параметрлері рекурренттілік өлшем RR шамаларының сәйкестігін ескере отырып, 0,5 және 0,15 мәндері таңдалынды.

Іс жүзінде барлық рекурренттік диаграммаларда динамикалық жүйенің кенет өзгерістерін және бейстационарлықты сипаттайтын, нәтижесінде рекурренттік графиктің құрылымында айқын көрінетін ақ аймақтар пайда болды, контрастты топологиясы анық көрінген. Сондай-ақ біз рекурренттік диаграммаларда текстураны байқамадық, яғни бұл сигналдар күшті уақыттық флуктуацияларға ұшырамаған болып табылады.



6-сурет – 6 қыркүйек 2017 жыл. Х9.3 класстағы жарқ ету кезіндегі рентген сәулеленуі



7-сурет – 6 қыркүйек 2017 жыл. Х9.3 класстағы жарқ ету сигналдарының рекурренттік диаграммалар

Барлық X классты жарқ ету сигналдардың (жұмсақ және қатаң рентген сәулеленуі бойынша) рекурренттік диаграммаларда үлкен құрылымдарды қарастырдық. 8 суретте 10.09.2017 жылғы жарқ ету үшін (X8,2) көрсетілген диаграмма басқалардан (6, 10, 12 суреттер бейнеленген) айтарлықтай ерекшеленетінін көреміз. Айырмашылық мынада: 8 суретте диагональды осьте қосымша құрылымдар жоқ, ал 6, 10 және 12 суреттерде диаграмманың осьтері мен диагональдарына параллель және перпендикуляр сызықтармен түзілген құрылымдарды байқаймыз. Бірінші жағдайда, 10.09.2017 жылғы оқиға үшін тек бір диагональды сызықтың болуы – бұл процесс уақыт өте келе дамып, сигналдың траекториясы өзін қайталамайтынын көрсетеді. Сигналдардың стохастық компоненті және ішкі құрылымы жоқ, сигналдың әрбір келесі компоненті алдыңғы күйдің қандай болғанына байланысты.



8-сурет – 10 қыркүйек 2017 жыл. X8, 2 класстағы жарқ ету кезіндегі рентген сәулеленуі



9-сурет – 10 қыркүйек 2017 жыл. X8,2 класстағы жарқ ету сигналдарының рекурренттік диаграммалар

Жұмсақ және қатаң рентген сәулеленуіне арналған сигналдарды (9 сурет) салыстыра отырып, $\lambda = 0,1 \div 0,8$ нм толқын ұзындығында тіркелген жарқ ету ұзақтығы $\lambda = 0,05 \div 0,4$ нм толқын ұзындығымен салыстырғанда ұзағырақ болатынын көреміз. Тиісінше, біз рекурренттік диаграммаларда әртүрлі қалыңдықтағы негізгі диагоналды көреміз. Сигналды қарастыру уақыты мен сигналдағы нүктелер саны бірдей таңдалғандықтан, қатаң сәулелену жағдайында қоюлану жарқ ету аяқталғаннан кейін сигналдың құрамдас бөліктері есебінен пайда болды. Сигналды уақыттық қатарларын қарастырғанда, тыныш Күн жағдайында рентген сәулеленуінің фондық компонентінің шамалы ауытқуын байқауға болады. Рекурренттік диаграммаларда, бұл негізгі диагональ бойымен тік және көлденең сызықтардың шоғырларына қара аймақтар сәйкес келеді. Қара аймақтар жүйе біршама уақытқа қатып қалатындай жүйенің күйі аздап өзгеретін уақыт интервалдарына сәйкес келеді.

06.09.2017 ж. және 07.09.2017 ж. оқиғалары үшін сигналдар мен рекурренттік диаграммаларды қарастыра отырып, біз негізгі құрылымдарда кейбір ұқсастықтарды көреміз. Барлық рекурренттік диаграммаларда негізгі диагональға қатысты қосымша, симметриялы құрылымдар бар. Мұндай құрылымдардың пайда болуы қарастырылып отырған траектория әр түрлі уақыт бөліктерінде фазалық кеңістіктің сол бір аймағын қайта жүріп, өзін-өзі қайталағандағы жағдай туралы айтады. Уақыт диаграммаларын талдағаннан кейін, жарқ ету процесінің барлық жағдайларында сәулелену қарқындылығының төмендеуі және белгілі бір уақытта қарқындылықтың аздап жоғарылауы, содан кейін одан әрі төмендеуі болатыны анықталды.



10-сурет – 6 қыркүйек 2017 жыл. X2,2 класстағы жарқ ету кезіндегі рентген сәулеленуі



11-сурет – 6 қыркүйек 2017 жыл. X2,2 класстағы жарқ ету сигналдарының рекурренттік диаграммалар

Рекурренттік графиктердегі құрылымдардағы сызықтардың ұзындығы траектория аудандарының жергілікті жақындығының уақытша масштабына, ал уақыт аралығының көлбеуі, осы уақыт қатарларының күйлерінің реттілік бағытына сәйкес келеді және осы процестердің ішкі уақытын сипаттайды. 06.09.2017 ж. және 07.09.2017 ж. оқиғалары үшін деректердің өзгеруінде белгілі бір заңдылық болатын барлық жағдайларда, кішігірім құрылымдардағы диагональды сызықтардың тұрақты емес көрінісі – хаостық процесті сипаттайды.

 λ =0,1 ÷ 0,8 нм және λ =0,05 ÷ 0,4 нм толқын ұзындықтарындағы рекурренттік диаграммаларын салыстыра отырып, жарқ ету кезіндегі жұмсақ рентгендік сәулелену ұзақтығы қатаң сәулеленуге қарағанда ұзағырақ болатынын көреміз. Алайда, қатаң сәулеленуге арналған рекурренттік диаграммалар масштабты құрылымдармен қаныққан, бұл, ең алдымен, берілген толқын ұзындығындағы қарқындылықтың салыстырмалы өзгерісі жұмсақ рентген сәулелеріне қарағанда үлкен және жарқыл процесі толығымен қарастырылатындығына байланысты. Мұны уақыттық диаграммаларда байқауға болады, онда уақыт өте келе сәулелену қарқындылығының орташа квадраттық ауытқуға нормаланған өзгерісі көрсетілген (6, 9, 11-суреттер). Қара аймақтардың пайда болуы сонымен қатар жүйенің күйі аз өзгеретін уақыт аралықтарының болуын көрсетеді.

Сондай-ақ, зерттеу барысында біз X, M және C класстарындағы Күннің жарқ етуінің соңғы 5 жылдағы ең үлкен оқиғаларын таңдадық. Оларға сәйкес рекурренттік диаграммалар салынды (13, 14, 15-суреттер). Мұнда біз рекурренттік графиктерде әртүрлі ірі және шағын масштабтық құрылымдарды байқаймыз. Күннің жарқ етуі неғұрлым күрделі және жоғары болса, диаграмма ішкі күрделі құрылымдармен қаныққан болады.

М классының жарқ етуі үшін диаграммада қара аймақтардың болмауы қызықты факт, бұл жарқ етудің хаостық емес екенін, оның эволюциясы қарапайым және табиғи екенін көрсетуі мүмкін. С класының жарқ етуі жағдайында, біз, рекурренттік диаграммада сигналдың тұрақсыз құраушыларының бар екенін көреміз, бұл көлденең және тік сызықтардың шоғырлануымен көрінеді.



12-сурет – 7 қыркүйек 2017 жыл. X1,3 класстағы жарқ ету кезіндегі рентген сәулелену қарқындылығының өзгеруі



13-сурет – 7 қыркүйек 2017 жыл. X1,3 класстағы жарқ ету сигналдарының рекурренттік диаграммалар

Күннің жарқ етуінің рекурренттік диаграммаларын ұзақтығы бойынша талдау, диагональ сызықта бірінші құрылымның пайда болуы екі жағдайда да уақыт айырмашылығымен байқалатынын көрсетті. Қысқа сигнал болған жағдайда ішкі құрылым диагональды сызықтың ортасында орналасады, ал ұзақ сигнал болған жағдайда ол сызықтың бірінші үштен бірінде болады. Бұл процестің динамикасындағы өзгерістер Күннің жарқ етуі дамуының әртүрлі кезеңдерінде қысқа мерзімді және ұзаққа созылатын жарқ ету процестері үшін болатындығын көрсетеді. Ұзақ жарқ ету жағдайында процестің динамикасында тағы бір өзгеріс байқалады, бұл диагональды сызықта тағы бір құрылымның болуын көрсетеді. Жарқ етудің басталу процесінің соңғы кезеңі әр жағдайға ұқсас, бірақ ұзақ уақыт болған жағдайда, біз, ақ аймақтардың жарықтары бар қара аймақтарды байқаймыз. Бұл Күн жарқ етуінің соңғы сатысында процестің кейбір заңсыздықтарының бар екенін көрсетеді.



14-сурет – 6 қыркүйек 2017 жыл. Х классының ең үздік жарқ етуінің рекурренттік диаграммасы



15-сурет – 6 мамыр 2019 жыл. С классының ең үздік жарқ етуінің рекурренттік диаграммасы



16-сурет – 7 наурыз 2015 жыл. М классының ең үздік жарқ етуінің рекурренттік диаграммасы

Корытынды

Күннің жарқ ету сигналдарының уақыттық және рекурренттік диаграммаларына жүргізілген талдау жұмсақ рентген сәулеленуі қатаң рентген сәулеленуіне қарағанда Күндегі процестер туралы көбірек ақпарат беретіні анықталды. Күннің жарқ ету оқиғаларына арналған рекурренттік диаграммаларды талдау Күннің жарқ ету классы неғұрлым күрделі және жоғары болса, диаграмма ішкі күрделі құрылымдармен қанық болатындығы анықталды. Х класты сигналдар, негізінен, стохастық компонентке ие емес, олардың кейбіреулері үшін уақыт аралықтары анықталды, олардың барысында жүйенің күйі аздап өзгереді. М классының жарқ етуі үшін жарқ ету процесінің эволюциясы қарапайым және табиғи. С классының жарқ ету жағдайында, біз, Күннің жарқ етуінің соңғы сатысында процестің кейбір тұрақсыздығын бар екенін көреміз.

Осылайша, қарастырып отырған Күннің жарқ ету кезіндегі жоғары энергиялы бейстационарлы біркелкі емес сигналдардың ерекшеліктерін және солардың уақыт қатарындағы өзгерістерді (кезеңділікті) рекурренттік диаграмма әдісі арқылы анықтау тиімді екені көрсетілді.

Әдебиеттер

1 Marov M.Y., Kuznetsov V.D. Solar Flares and Impact on Earth. In: F. Allahdadi, J. Pelton (eds). Handbook of Cosmic Hazards and Planetary Defense. – Springer, Cham, 2014. – P.1-26.

2 Cliver E.W. Solar flare gamma-ray emission and energetic particles in space //AIP Conference Proceedings. – 1996. – Vol. 374. – P.45.

3 Eckmann J.P., Kamphorst S.O., Ruelle D. Recurrence Plots of Dynamical Systems //Europhysics Letters 5. – 1987. – P. 973-977.

4 Marwan N., Romano M.C., Thiel M., Kurths J. Recurrence Plots for the Analysis of Complex Systems //Physics Reports. - 2007. - Vol. 438(5-6). - P. 237-329.

5 Kasinsky V.V., Sotnikova R.T. Solar and Stellar Flares //I.A.U. Colloq. No 104. Poster Papers. Stanford, USA. – 1989. – P. 255-258.

6 Сотникова Р.Т. Солнце в рентгеновских лучах. – Иркутск: ИГУ, 2000, №1. – С. 96-101.

7 Сотников Р.Т., Москаленко А.В. Солнце в рентгеновских лучах // Труды VII симпоз. по солнечно-земной физике России и стран СНГ. Троицк. – 1999. – С. 156-161.

8 Мирзоева И.К. Микровспышки в рентгеновском диапазоне излучения Солнца: Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.03.03. – М., 2006 112 с. РГБ ОД, 61:06-1/820

9 https://www.noaa.gov - National Oceanic and Atmospheric Administration.

10 Алимгазинова Н.Ш., Наурзбаева А.Ж., Манапбаева А.Б., Икрамова С.Б., Кумаргазина М.Б., Кенжегараева А.Д., Адилжан К. Применение метода рекуррентных диаграмм к анализу сигналов рентгеновского излучения Солнца // Вестник. Серия физическая. – 2017 – №4 (63). – С. 30-36.

11 Алимгазинова Н.Ш., Наурзбаева А.Ж., Манапбаева А.Б., Тлеубаева И.С., Рекуррентный анализ всплесков радиоизлучения Солнца // Вестник. Серия физическая. – 2016. – №.3 (58). – С.112-119.

12 https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/ - GOES Space Environment Monitor Data describing the environment at geosynchronous orbit.

13 https://www.spaceweatherlive.com/ru/arhiv/2017/09/06/dayobs.html – Группы солнечных пятен. – 2017.

14 https://www.spaceweatherlive.com/ru/arhiv/2017/09/06/хгау.html – Солнечная активность. – 2017.

15 https://www.spaceweatherlive.com/en/news/view/301/20170906-major-x933-solar-flare.html – Major X9.33 solar flare. – 2017.

References

1 M.Y. Marov, V.D. Kuznetsov, Solar Flares and Impact on Earth. In: F. Allahdadi, J. Pelton (eds), (Handbook of Cosmic Hazards and Planetary Defense. Springer, Cham., 2014), 26 p.

2 EW Cliver, Solar flare gamma-ray emission and energetic particles in space, AIP Conference Proceedings, 374, 45 (1996).

3 J.P. Eckmann, S.O. Kamphorst, D. Ruelle, Europhysics Letters 5, 973-977 (1987).

4 N. Marwan, M.C. Romano, M. Thiel, J. Kurths, Physics Reports, 438(5-6), 237-329 (2007).

5 V.V. Kasinsky, R.T. Sotnikova, Solar and Stellar Flares. I.A.U. Colloq. No 104. Poster Papers. Stanford, USA, 255-258 (1989).

6 R.T. Sotnikova Solntse v rentgenovskikh luchakh, (Irkutsk: IGU, №1, 2000), 96-101. (in Russ).

7 R.T. Sotnikova, A.V. Moskalenko, Solntse v rentgenovskikh luchakh, Trudy VII simpoz. po solnechno-zemnoy fizike, (Rossii i stran SNG. Troitsk, 1999), 156-161 (in Russ).

8 I.K. Mirzoyeva, Mikrovspyshki v rentgenovskom diapazone izlucheniya Solntsa: Dis. ... kand. fiz.-mat. nauk : 01.03.03 Moskva, 2006 112 s. RGB OD, 61:06-1/820 (in Russ).

9 https://www.noaa.gov

10 N.SH. Alimgazinova, A.ZH. Naurzbayeva, A.B. Manapbayeva, S.B. Ikramova, M.B. Kumargazina, A.D. Kenzheġarayeva, K. Adilzhan, Rec.Contr.Phys., 4(63), 30-36 (2017) (in Russ).

11 N.SH. Alimgazinova, A.ZH. Naurzbayeva, A.B. Manapbayeva, I.S. Tleubayeva, Rec.Contr.Phys., 3 (48), 112-119 (2016) (in Russ).

12 https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/

13 https://www.spaceweatherlive.com/ru/arhiv/2017/09/06/dayobs.html

14 https://www.spaceweatherlive.com/ru/arhiv/2017/09/06/xray.html

15 https://www.spaceweatherlive.com/en/news/view/301/20170906-major-x933-solar-flare.html

2-бөлім ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫ

Section 2 PLASMA PHYSICS

Раздел 2 ФИЗИКА ПЛАЗМЫ МРНТИ 29.27.47

К.Н. Джумагулова ^(D), Т.С. Рамазанов ^(D), Р.У. Машеева* ^(D), М. Мырзалы ^(D), Е.О. Шаленов ^(D), Н. Атаканов, М.Н. Джумагулов ^(D)

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, Казахстан, г. Алматы *e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И СИЛЫ ТРЕНИЯ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В работе описывается алгоритм метода молекулярной (ланжевеновой) динамики, моделируемая система и основные параметры, характеризующие систему. Представленная математическая модель построена для магнитоактивной пылевой плазмы с учетом влияния силы трения, обусловленной наличием окружающей среды (буферной плазмы). Для решения уравнений движения пылевых частиц была использована модифицированная численная схема Верле, полученная авторами работы. Математическая модель построена для двумерной системы, частицы которой взаимодействуют с помощью потенциала Юкава. Проведен анализ автокорреляционных функций скоростей пылевых частиц и их Фурье-преобразований для разных значений параметров магнитного поля, связи и трения. Обнаружено, что увеличение трения вызывает уменьшение доминирующего пика при фиксированном значении параметра магнитного поля. Данный пик соответствует комбинированному эффекту магнитного поля и сильных корреляций в системе. Полное исчезновение пика, соответствующего циклотронным колебаниям, обнаружено, когда сила трения равна нулю. Показано, что при небольшом трении усиление магнитного поля приводит к монотонному увеличению высоты доминирующего пика, а при большом значении трения – к его уменьшению. Это может быть объяснено тем, что затухание ультразвуковых волн в среде увеличивается с увеличением частоты, однако более подробное описание этого эффекта может быть темой дальнейших исследований.

Ключевые слова: метод молекулярной динамики, алгоритм Верле, автокорреляционная функция скоростей, Фурье-преобразование, внешнее однородное магнитное поле, сила трения.

K.N. Dzhumagulova, T.S. Ramazanov, R.U. Masheyeva*, M. Myrzaly, Ye.O. Shalenov, N. Atakanov, M.N. Jumagulov

Al-Farabi Kazakh National University, Institute of Experimental and Theoretical Physics, Kazakhstan, Almaty, *e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

Effect of an external magnetic field and friction force on the dynamic properties of a system of charged particles

The paper describes the algorithm of the method of molecular (Langevin) dynamics, the modeled system and the main parameters characterizing the system. The presented mathematical model is built for a magnetically active dusty plasma taking into account the influence of the friction force due to the presence of the environment (buffer plasma). To solve the equation of motion of dust particles, a modified numerical Verlet scheme obtained by the authors of the work was used. The mathematical model is built for a two-dimensional system, the particles of which interact using the Yukawa potential. A detailed analysis of the autocorrelation functions of velocities and their Fourier transforms of dust particles for different values of the parameters of the magnetic field, coupling and friction is carried out. It was found that an increase in friction causes a decrease in the dominant peak at a fixed value of the magnetic field parameter. This peak corresponds to the combined effect of the magnetic field and strong correlations in the system; the complete disappearance of the peak corresponding to cyclotron oscillations was found when the friction force is not taking into account. It is shown that, with low friction, an increase in the magnetic field leads to a monotonic increase in the amplitude of the dominant peak and with a large value of friction, in contrast to its decrease, which is explained by us that the de-

cay of ultrasonic waves in the medium increases with increasing frequency, however, a more detailed description of this effect may be a topic for further research.

Key words: molecular dynamic method, Verlet algorithm velocity autocorrelation functions, external magnetic field, friction force.

> Қ.Н. Жұмағұлова, Т.С. Рамазанов, Р.У. Машеева*, М. Мырзалы, Е.О. Шаленов, Н. Атаканов, М.Н. Жұмағұлов

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Эксперименттік және теориялық физика институты, Қазақстан, Алматы қ. *e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

Сыртқы магнит өрісі мен үйкеліс күшінің зарядталған бөлшектер жүйесінің динамикалық қасиеттеріне әсері

Мақалада молекулалық (Ланжевен) динамика әдісінің алгоритмі, модельденетін жүйе және жүйені сипаттайтын негізгі параметрлер сипатталған. Ұсынылған математикалық модель қоршаған ортаның (буферлік плазма) болуына байланысты үйкеліс күшінің әсерін ескере отырып, магниттік белсенді тозаңды плазмаға арналған. Тозаңды бөлшектерінің қозғалыс теңдеулерін шешу үшін жұмыс авторлары алған Верле модификацияланған сандық схемасы қолданылды. Математикалық модель екі өлшемді жүйеге арналған, бөлшектер Юкава потенциалының көмегімен өзара әрекеттеседі. Тозаңды бөлшектердің автокорреляциялық функциясы және фурье түрлендірулерінің анализі магнит өрісінің, байланыс және үйкеліс параметрлерінің әр түрлі параметрлері үшін жасалған. Магнит өрісінің нақты бір мәнінде үйкелістің жоғарылауы доминантты пиктің төмендеуіне әкелетіні анықталды. Бұл пик магнит өрісімен тығыз байланыстың бірлескен әсеріне сәйкес келеді. Циклотрондық тербелістерге сәйкес келетін пиктің толық жоғалуы үйкеліс күшінің нөлдік мәніне сәйкес келеді. Үйкеліс аз болған уақытта магнит өрісінің күшеюі пиктің биіктігінің біркелкі өсуіне, ал үйкеліс күшінің өсуі оның төмендеуіне әкелетіндігі анықталды. Мұны ультрадыбыстық толқындардың әлсіреуі ортада жиіліктің жоғарылауымен жоғарылайтындығымен түсіндіруге болады, алайда бұл эффект туралы толық сипаттама әрі қарайғы зерттеу тақырыбы бола алады.

Түйін сөздер: молекула динамика әдісі, Верле алгоритмі, жылдамдықтардың автокорреляциялық функциясы, біртекті магнит өрісі, үйкеліс күші.

Введение

Сильно связанная плазма - это класс физических систем, где потенциальная энергия парного взаимодействия доминирует над средней кинетической энергией частиц [1]. Для описания свойств таких систем часто используется модель «однокомпонентной плазмы» (ОСР), которая учитывает динамику только одного типа заряженных частиц, погруженных в фоновую среду. При исследованиях таких систем основным моментом является выбор потенциала взаимодействия. Поляризационной формой потенциала взаимодействия является экранированный потенциал Дебая – Хьюкеля или как его часто называют потенциал Юкавы [2,3]. Данный потенциал широко используется в качестве потенциала взаимодействия частиц пыли микронного размера в пылевой плазме. Пылевая плазма [4-6] представляет собой примечательный вид много частичной сильно связанной (неидеальной) системы, которая часто встречается в астрофизических средах, а также может быть реализована в лабораторных условиях.

Пылинки, имеющие относительно большую поверхностную площадь, попадая в плазму, заряжаются потоками плазменных электронов и ионов до очень больших значений электрического заряда, в земных условиях заряд чаще всего отрицательный из-за большей подвижности электронов. Большой заряд обуславливает сильное электростатическое взаимодействие пылевых частиц между собой, что позволяет рассматривать пылевую плазму как жидкость Юкавы.

Во многих лабораторных условиях можно наблюдать плоские двумерные слои частиц пыли. В связи с этим большой интерес представляет исследование свойств двумерных систем Юкавы [7,8] на основе компьютерного моделирования.

В последние годы интерес к изучению влияния магнитного поля на свойства сильно связанной неидеальной пылевой плазмы значительно вырос. Теоретические и экспериментальные исследования выявили многие особенности изменения структурных и динамических свойств под действием внешнего магнитного поля. Было обнаружено, что увеличение магнитного поля увеличивает время локализации частиц [9,10]. В лабораторной пылевой плазме сильное магнитное поле приводит к разрушению упорядоченных структур [11,12], что происходит за счет влияния магнитного поля на важные параметры системы, например, на заряд пылевых частиц. Влияние магнитного поля на диффузию пылевых частиц было темой многих работ [13,14]. В работе [15] было показано, что в двумерных жидкостях Юкавы движение частиц становится сверхдиффузионным при сильном однородном перпендикулярном магнитном поле. Для нормальной диффузии можно использовать автокорреляционную функцию скоростей (АФС) для расчета коэффициента диффузии. Однако для двумерных систем соотношение Грина-Кубо может не сходиться из-за медленного затухания АФС. Кроме того, с помощью АФС можно выявить частоты колебаний пылевых частиц на основе Фурье преобразования АФС, что проделано в работе [16,17]. Результатом работы является обнаружение двух коллективных мод в намагниченной двумерной Юкава жидкости без учета силы трения. Первая мода соответствует циклотронной частоте, тогда как доминирующая вторая мода соответствует частоте, превышающей значение циклотронной частоты, что обусловлено комбинированным эффектом магнитного поля и взаимодействия в системе. Только доминирующая частота была обнаружена в работе [13], где автокорреляционная функция была получена на основе метода компьютерного моделирования ланжевеной динамики. Настоящая работа мотивирована недавними результатами, полученными при исследовании одновременного воздействия внешнего магнитного поля и силы трения [18] на локализацию пылевых частиц [19, 20]. Было показано, что, хотя магнитное поле и трение, действуя в одиночку, увеличивают время локализации, при одновременном учете их влияния их эффекты комбинируются нетривиальным образом и действуют друг против друга в некоторой области значений параметров. Целью данной статьи является изучение одновременного влияния силы магнитного поля и силы трения, обусловленной наличием окружающей среды, на АФС и на их Фурье преобразование в широком диапазоне изменения параметров. В работе используется недавно нами разработанная модифицированная схема Верле [19], которая учитывает как трение, так и силу Лоренца.

Особенностью схемы является независимость временного шага от напряженности магнитного поля.

Схема Верле для моделирования заряженных частиц с учетом внешнего магнитного поля и влияния окружающей среды

В работе было выполнено компьютерное моделирование магнитоактивной пылевой плазмы с учетом влияния силы трения, обусловленной наличием окружающей среды (буферной плазмы). В качестве метода компьютерного моделирования был использован метод молекулярной динамики, в котором динамика системы взаимодействующих частиц определяется интегрированием их уравнений движения. Для описания движения частиц применяется классическая механика. Классический метод молекулярной динамики при учете дополнительно силы трения и броуновской силы называется методом ланжевеновой динамики [21-231.

Для реализации метода ланжевеновой динамики все трехмерное пространство разбивается на равные ячейки объемом V (для простоты кубические) с N частицами в каждой. В двумерном случае рассматривается квадрат с площадью S. Одна из ячеек считается базовой, остальные - копии (реплики). Конфигурации частиц базовой ячейки повторяются во всех остальных ячейках. Длина ребра базовой ячейки $L^{3}=V$. На базовую ячейку и на реплики были наложены периодические граничные условия (ПГУ). Начальное распределение компонент координат и скоростей частиц берется случайным, компоненты скоростей можно брать любыми в процессе термализации они примут значения, распределенные по гауссовскому закону с заданной температурой. На первом этапе моделирования система должна перейти в равновесное состояние, что происходит достаточно быстро. Так как моделирование проводится для канонического ансамбля, используется термостат для поддержания постоянной температуры. После того, как в системе достигается равновесие, начинается сбор данных о скоростях и координатах частиц, эти данные необходимы для дальнейших вычислений.

Так как в настоящей работе исследуемой системой является пылевая плазма, в качестве потенциала межчастичного взаимодействия пылевых частиц берется экранированный потенциал Дебая-Хюккеля или как его часто называют потенциал Юкава. Это обусловлено тем, что пылевые частицы двигаются в плазме, состоящей из ионов, электронов и атомов, и так как в земных условиях пылевые частицы заряжаются до очень больших значений электрического заряда, то частицы сильно электростатический взаимодействуют друг с другом, но это взаимодействие экранируется окружающей фоновой плазмой, состоящей из ионов и электронов. Поэтому в пылевой плазме потенциалом взаимодействия является экранированный потенциал Дебая-Хюккеля:

$$\Phi(r) = \frac{Q^2}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\exp(-\frac{r}{\lambda_D})}{r},$$
 (1)

здесь Q – заряд частиц и $\lambda_{\rm D} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_{\rm B} T}{e^2 n}}$ – длина

Дебая, которая характеризует пространственный масштаб экранировки поля выбранной частицы в плазме, \mathcal{E}_0 – электрическая постоянная, \mathcal{C} – элементарный заряд электрона, k_B – постоянная Больцмана. Отношение между межчатичной потенциальной энергий и тепловой энергий выражается через безразмерный параметр связи:

$$\Gamma = \frac{Q^2}{4\pi\varepsilon_0 ak_B T},\tag{2}$$

где T – температура, $\kappa = a / \lambda_D$ – параметр экранировки, $a = (1 / \pi n)^{-1/2}$ –радиус Вигнера-Зейтца для двумерной системы (среднее расстояние между частицами), n – числовая плотность пылевых частиц.

Далее мы рассматриваем силу внешнего однородного магнитного поля, направленного вдоль оси z ($\vec{B} = B_z \vec{k}$) и определяемой следующим образом:

$$\vec{F}_{mag} = Q\dot{\vec{r}}_i \times \vec{B}.$$
 (3)

Так как пылевые частицы испытывают трение со стороны внешней буферной плазмы, учитывается сила трения, которая пропорциональна частоте колебаний и скорости частиц:

$$\vec{F}_{fr} = -mv \frac{d\vec{r}}{dt}.$$
(4)

А случайная «броуновская» сила, учитывающая случайные толчки со стороны окружающих плазменных частиц или другие стохастические процессы, например, случайные флуктуации заряда частиц, приводящие к росту их кинетической энергии, определяется как:

$$F_{br}(t) = A\xi(t).$$
⁽⁵⁾

где ξ (τ) – дельта-коррелированный гауссов белый шум, значение множителя A определяется флуктуационно-диссипативной теоремой.

Таким образом, основной идеей метода МД является решение уравнений движения Ньютона для системы многих тел. Данные уравнения без учета внешних дополнительных сил записываются как:

$$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{\upsilon}_i,$$
(6)

$$\frac{d\upsilon_i}{dt} = \frac{1}{m}\vec{F}_i,$$

где \vec{r}_i , \vec{U}_i – координата, скорость i – той частицы, и m – масса частиц, i = 1, ..., N, а \vec{F}_i – сила, действующая на частицу i со стороны остальных частиц.

И таким образом, полная сила, действующая на пылевую частицу в методе компьютерного моделирования ЛД с учетом влияния силы магнитного поля, представляется в виде:

$$m\vec{\vec{r}}_{i} = \sum_{i \neq j} \vec{F}_{ij}(t) + Q\vec{\vec{r}}_{i} \times \vec{B} - vm\vec{\vec{r}}_{i} + \vec{F}_{br}(t), (7)$$

Влияние силы магнитного поля выражается с помощью безразмерного параметра:

$$\beta = \frac{\omega_c}{\omega_p},\tag{8}$$

где $\omega_c = QB / m$ — циклотронная и $\omega_p = \sqrt{nQ^2 / 2\varepsilon ma}$ — двухмерная плазменная

частота, M – масса частицы. Влияние силы трения учитывается с помощью безразмерного параметра трения:

$$\theta = \frac{v}{\omega_d},\tag{9}$$

где *V* – коэффициент трения пылевых частиц, который определяет частоту их столкновений с нейтральными частицами окружающей плазмы.

Время берется в единицах, обратных ленгмюровской пылевой частоте, а скорость в единицах тепловой скорости частиц $v_{T_d} = (k_B T_d / m_d)^{-1/2}$. Таким образом, поведение системы определяется следующими безразмерными параметрами: $\Gamma, \kappa, \beta, \theta$. В нашем случае, задача решается для двумерного случае и рассматривается квадратная ячейка, число частиц в ячейке N = 1024. Уравнение движения решается с помощью модифицированной схемы, полученной авторами данной работы.

Автокорреляционные функции скоростей и колебания в системе

Полученные данные по микроскопическим характеристикам системы могут быть использованы для дальнейшего анализа физических свойств Юкава системы. Полученные данные мы использовали для расчета автокорреляционных функций скоростей пылевых частиц в широких диапазонах изменения различных параметров (параметр связи Γ , параметр магнитного поля β , параметр экранировки κ и параметр трения θ).

Автокорреляционная функция скоростей – одна из важных динамических характеристик системы, которая определяется как:

$$A_{\nu\nu}(t) = \left\langle \vec{\upsilon}(t)\vec{\upsilon}(0) \right\rangle, \tag{10}$$

тогда как ее нормированное значение $(\overline{A}_{nn}(0) = 1)$ выражается как:

$$\overline{A}_{\nu\nu}(t) = \frac{\left\langle \vec{\upsilon}(t)\vec{\upsilon}(0)\right\rangle}{\left\langle \vec{\upsilon}(0)\vec{\upsilon}(0)\right\rangle},\tag{11}$$

где скобки означают усреднение по ансамблю и по различным начальным моментам времени.

С помощью данных АФС можно вычислить спектральную функцию пылевых частиц на основе Фурье – преобразования автокорреляторов скоростей с помощью следующего уравнения:

$$A_{\nu\nu}(\omega) = \int_{0}^{\infty} A_{\nu\nu}(t) e^{i\omega t} dt, \qquad (12)$$

где $A_{\nu\nu}(t)$ – автокорреляционная функция скоростей. Данный интеграл вычислен при замене верхнего предела интеграла на t_{\max} , когда $A_{\nu\nu}(t) \cong 0$ при $t > t_{\max}$.

Результаты

Результаты вычисления автокорреляционных функций скоростей под действием одновременного действия, как силы внешнего магнитного поля, так и силы трения редставлены ниже. Рисунок 1а показывает результаты вычисления автокорреляционных функций для фиксированных значений параметров системы Г=80, κ =2, θ = 0.1 для разных значений параметра магнитного поля β . На рисунке 16 представлен аналогичный результат, в данном случае, значение коэффициента трения $\theta = 0.5$. Увеличение доминирующей частоты под действием влияния внешнего однородного магнитного поля, было показано в работе [13,16,24]. Приведенные результаты в работе дают дополнительную информацию о затухании колебаний в магнитоактивной плазме за счет силы трения.

Детальное исследование влияния силы трения на автокорреляционные функции скоростей представлены на рисунке 2 для Γ =80, κ =2 при коэффициенте магнитного поля β = 0.5 (а) и β = 1.5 (б) для разных значений коэффициента трения θ . В обоих случаях, с увеличением коэффициента трения амплитуда колебаний автокорреляционных функций скоростей уменьшается, но частота остается неизменной.


Рисунок 1 – Автокорреляционная функция скоростей для разных значений параметра магнитного поля при Γ = 80, κ = 2 для (а) θ = 0.1 и (б) θ = 0.5

В работе [23] было показано, что в пределе исчезающих корреляций в системе ($\Gamma \rightarrow 0$) частота, которая возникает в результате гибридной моды в магнитоактивной плазме, превращается в значение, соответствующее аппроксимации случайных фаз (подробности см. в [23]), а при высокой связи принимает значение:

$$\omega_{1}^{2} = \omega^{2} + 2\omega_{E}^{2} = \beta^{2}\omega_{p}^{2} + 2\omega_{E}^{2}, \qquad (13)$$

где ω_E – частота Эйнштейна, определяемая как частота колебаний пробной частицы в замороженной среде. При $\kappa = 2$ и $\Gamma = 120$, мы имеем $\omega_E \approx 0.338\omega_p$ (см. уравнение (3) в ссылке [25]), согласно фазовой диаграмме двумерной комплексной плазмы рассматриваемая система при $\kappa = 2$ и $\Gamma = 120$ находится в жидком состоянии. Здесь отметим лишь, что наши наблюдения верны для широкого диапазона значений параметров связи и экранировки.

На рисунке 3 показано Фурье преобразование $A_{vv}(\omega)$ автокорреляционных функций скоростей для $\beta = 0.5$ (а) и $\beta = 1.5$ (б). Как видно из рисунка, при $\theta > 0,01$ небольшой пик при $\omega/\omega_p = \beta$, соответствующий циклотронной частоте, исчезает. На рисунке 4 приведены $A_{vv}(\omega)$ для $\theta = 0.1(a)$, $\theta = 0.5(a)$, и для разных значений параметра магнитного поля. Можно отметить, что на рисунке 4(a) преобразование

Фурье автокорреляционных функций скоростей демонстрирует увеличение величины доминирующего пика с увеличением магнитного поля, тогда как на панели (б) можно увидеть противоположное поведение. Данные показывают, что увеличение трения, вызванное окружающей газовой средой сильно подавляет колебания с более высокой частотой, чем колебания с более низкой частотой. Это находится в согласии с известным фактом, что затухание ультразвуковых волн в вязких средах увеличивается с увеличением частоты. Известно, что затухание волн в жидкостях обусловлено вязкостью и броуновским движением, посредством обмена энергией между волновым движением и внутренним движением частиц (перемещение, вибрация и вращение).

На рисунке 5 (а,б) представлены результаты исследования фурье -преобразования АФС для фиксированных значений параметра связи $\Gamma = 100$, $\Gamma = 80$ при к = 2 и при разных значениях параметра магнитного поля. Из данного графика можно определить значение параметра трения $\theta_{\rm kp}$, при котором высота доминирующего пика остается неизменным при разных величинах магнитного поля. Таким образом, зависимость коэффициента трения $\theta_{\rm kp}$ от параметра связи, при котором значение амплитуды колебания остается неизменным, представлена на рисунке 6.



Рисунок 2 – Автокорреляционная функция скоростей для разных значений коэффициента трения при $\Gamma = 80$, $\kappa = 2$ для (а) $\beta = 0.5$ и $\beta = 1.5$ (б)



Рисунок 3 – Фурье преобразование $A_{vv}(\omega)$ автокорреляционных функций скоростей для $\beta = 0.5(a)$ и $\beta = 1.5(b)$ при разных значения коэффициента трения



Рисунок 4 – Фурье преобразование $A_{\nu\nu}(\omega)$ автокорреляционных функций скоростей для $\theta = 0.1(a), \theta = 0.5(a), и для разных значений параметра магнитного поля$



Рисунок 5 – Фурье преобразование $A_{\nu\nu}(\omega)$ для $\Gamma = 100(a)$, $\Gamma = 80(a)$, и для разных значений параметра магнитного поля



Рисунок 6 – Зависимость коэффициента трения $\theta_{\kappa p}$ от параметра связи

Заключение

Было исследовано одновременное влияние силы трения, вызванной газовой средой, а также однородного внешнего магнитного поля на автокорреляционную функцию скоростей и Фурье-преобразование с помощью метода компьютерного моделирования ланжевеновой динамики. Было обнаружено, что для фиксированного значения параметра магнитного поля увеличение трения вызывает уменьшение доминирующего пика, который соответствует комбинированному эффекту магнитного поля и сильных корреляций в сисистеме, и полное исчезновение пика, соответствующего циклотронным колебаниям, обнаруженный при $\theta = 0$. Было показано, что при небольшом трении усиление магнитного поля приводит к монотонному увеличению высоты доминирующего пика, а при большом значении трения в отличие к его падению. Мы объясняем эти наблюдения тем фактом, что затухание ультразвуковых волн в среде увеличивается с увеличением частоты, однако более подробное описание этого эффекта может быть темой дальнейших исследований.

Благодарности

Работа была выполнена в рамках Гранта AP09058005 Министерства Образования и Науки Республики Казахстан.

Литература

1 Rogers F.J. Activity expansion calculations for dense hydrogen //In Strongly Coupled Coulomb Systems / ed. G.J. Kalman, J.M. Rommel, K. Blagoev. – NY.: Plenum Press, 1999. – P. 15.

2 Nunomura S., Samsonov D., Zhdanov S., and Morfill G. Self-Diffusion in a Liquid Complex Plasma // Phys. Rev. Lett. - 2006. - Vol. 96. - Art. No 015003.

3 Shahzad A., He M.G. Structural order and disorder in strongly coupled Yukawa liquids //Physics of Plasmas. – 2016. – Vol. 23. – Art. No 093708

4 Tsytovich V.N. Dust plasma crystals, drops, and clouds //Phys. Usp. - 1997. - Vol. 40. - P.53-94.

5 Фортов В. Кристаллы в пылевой плазме // Наука и жизнь. – 2005. – № 7. – С.42-46.

6 Semyonov V.P., Timofeev A.V. Energy transfer between degrees of freedom of a dusty plasma system // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 774. – Art. No 012171.

7 Rabani E., Gezelter J.D. and Berne B.J. Calculating the hopping rate for self-diffusion on rough potential energy surfaces: Cage correlations // J. Chem. Phys. – 1997. – Vol. 107. – P.6867.

8 Dzhumagulova K.N., Masheyeva R.U., Ott T., Hartmann P., Ramazanov T.S., Bonitz M., and Donko Z. Cage correlation and diffusion in strongly coupled three-dimensional Yukawa systems in magnetic fields //Physical Review E. – 2016. – Vol. 93. – Art. No 063209.

9 Ott T., Bonitz M., Hartmann P. and Donko Z. Higher harmonics of the magnetoplasmon in strongly coupled Coulomb and Yukawa systems //Phys. Rev. E. – 2011. – Vol. 83. – Art. No 046403

10 Bonitz M., Donkó Z., Ott T., Kählert H. and Hartmann P. Nonlinear magnetoplasmons in strongly coupled Yukawa plasmas //Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 105. – Art. No 055002.

11 Bouchoule A. and Boufendi L. Particulate formation and dusty plasma behaviour in argon-silane RF discharge //Plasma sources Sci. Technol. – 1993. – Vol. 2. – P.204.

12 Feng Y., Goree J., Liu B., Intrator T.P. and Murillo M.S. Superdiffusion of two-dimensional Yukawa liquids due to a perpendicular magnetic field //Phys. Rev. E. – 2014. – Vol. 90. – Art. No 013105.

13 Rosenberg M., Kalman G.J., Hartmann P., and Donkó Z. Waves in a quasi-two-dimensional superparamagnetic dusty plasma liquid in a trap // Physical Review E. – 2016. – Vol. 94. – Art. No 033203.

14 Ott T. and Bonitz M. Diffusion in a Strongly Coupled Magnetized Plasm //Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 107. – Art. No 135003.

15 Ott T., Löwen H., and Bonitz M. Dynamics of two-dimensional one-component and binary Yukawa systems in a magnetic field //Phys. Rev. E. – 2014. – Vol. 89. – Art. No 013105.

16 Dzhumagulova K.N., Masheeva R.U., Ramazanov T.S. and Donkó Z. Effect of magnetic field on the velocity autocorrelation and the caging of particles in two-dimensional Yukawa liquids //Physical Review E. – 2014. – Vol. 89. Art. No 033104.

17 Dzhumagulova K.N., Masheyeva R.U., Ramazanov T.S., Xia G., Kalimoldayev M.N., and Donko Z. Simultaneous effect of an external magnetic field and gas-induced friction on the caging of particles in two-dimensional Yukawa systems // Contrib. Plasma Phys. – 2018. – Vol. 58. – P.217.

18 Джумагулова К.Н., Машеева Р.У., Рамазанов Т.С., Донко З., Калимолдаев М.Н. Математическая модель для исследования локализации заряженных частиц при наличии внешнего магнитного поля // Математическое моделирование. – 2018. – Т. 30, №3. – С. 135-146.

19 Dzhumagulova K.N., Ramazanov T.S. Sustainable numerical scheme for molecular dynamics simulation of the dusty plasmas in an external magnetic field //J. Phys.: Conf. Ser. – 2017. – Vol. 905. – Art. No 012022.

20 Kong W., Yang F., Liu S., Shi F. Study on two-dimensional equilibrium structure of magnetized complex plasmas based on a Langevin dynamics simulation //Physics of Plasmas. – 2016. – Vol. 23. – Art. No 103705

21 Beraudo A., De Pace A., Alberico W.M., Molinari A. Transport properties and Langevin dynamics of heavy quarks and quarkonia in the Quark Gluon Plasma // Nuclear Physics A. – 2009. Vol. 831 (1–2). – P. 59-90.

22 Hou L.-J., Shukla P.K., Piel A. and Mikovi Z.L. Wave spectra of two-dimensional Yukawa solids and liquids in the presence of a magnetic field //Phys. Plasmas. – 2009. – Vol. 16. – Art. No 073704.

23 Chun-Shang Wong, Goree J., and Haralson Z. Statistical physics principles tested using dusty plasma and aerosol experiments //IEEE Trans. Plasma Sci. – 2018. – Vol. 46. – P.763.

24 Charan H., Ganesh R. Strongly correlated classical plasmas under external forcing and dissipation – An example using Molecular Dynamics // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 759. – Art. No 012061

25 Dzhumagulova K.N., Masheeva R.U., Ramazanov T.S. and Donkó Z. Effect of magnetic field on the velocity autocorrelation and the caging of particles in two-dimensional Yukawa liquids //Physical Review E. – 2014. – Vol. 89. – Art. No 033104.

References

1 F.J. Rogers Activity expansion calculations for dense hydrogen // In Strongly Coupled Coulomb Systems / ed. G.J. Kalman, J.M. Rommel, K. Blagoev (NY.: Plenum Press, 1999), p. 15.

- 2 S. Nunomura, D. Samsonov, S. Zhdanov and G. Morfill, Phys. Rev. Lett. 96, 015003 (2006).
- 3 A. Shahzad, M.G. He, Physics of Plasmas 23, 093708 (2016).
- 4 V.N. Tsytovich, Phys. Usp. 40, 53-94 (1997).
- 5 V. Fortov, Nauka i zhizn 7, 42-46 (2005). (in Russ)
- 6 V.P. Semyonov, A.V. Timofeev, Journal of Physics: Conference Series 774, 012171 (2016).
- 7 E. Rabani, J.D. Gezelter and B.J. Berne, J. Chem. Phys. 107, 6867 (1997).

8 K.N. Dzhumagulova, R.U. Masheyeva, T. Ott, P. Hartmann, T.S. Ramazanov, M. Bonitz and Z. Donko, Physical Review E 93, 063209 (2016).

- 9 T. Ott, M. Bonitz, P. Hartmann and Z. Donko, Phys. Rev. E 83, 046403 (2011).
- 10 M. Bonitz, Z. Donkó, T. Ott, H. Kählert and P. Hartmann, Phys. Rev. Lett. 105, 055002 (2010).
- 11 A. Bouchoule, L. Boufendi. Plasma sources Sci. Technol. 2, 204 (1993).
- 12 Y. Feng, J. Goree, B. Liu, T.P. Intrator and M.S. Murillo, Phys. Rev. E 90, 013105 (2014).
- 13 M. Rosenberg, G.J. Kalman, P. Hartmann and Z. Donkó, Physical Review E 94, 033203 (2016).
- 14 T. Ott, M. Bonitz, Phys. Rev. Lett. 107, 135003 (2011).
- 15 T. Ott, H. Löwen and M. Bonitz, Phys. Rev. E 89, 013105 (2014).
- 16 K.N. Dzhumagulova, R.U. Masheeva, T.S. Ramazanov and Z. Donkó, Physical Review E 89, 033104 (2014).
- 17 K.N. Dzhumagulova, R.U. Masheyeva, T.S. Ramazanov, G. Xia, M.N. Kalimoldayev, and Z. Donko, Contrib. Plasma Phys. 58 217 (2018).

18 N. Dzhumagulova, R.U. Masheyeva, T.S. Ramazanov, G. Xia, M.N. Kalimoldayev and Z. Donko, Matematicheskoe modelirovanie 30 (3), 135-146 (2018) (in Russ)

- 19 K.N. Dzhumagulova, T.S. Ramazanov, J. Phys.: Conf. Ser. 905, 012022 (2017).
- 20 W. Kong, F. Yang, S. Liu, F. Shi, Physics of Plasmas 23, 103705 (2016).
- 21 A. Beraudo, A. De Pace, W.M. Alberico and A. Molinari, Nuclear Physics A 831, 59-90 (2009).
- 22 L.-J. Hou, P.K. Shukla, A. Piel and Z.L. Mikovi, Phys. Plasmas 16, 073704 (2009).
- 23 W. Chun-Shang, J. Goree and Z. Haralson, IEEE Trans. Plasma Sci., 46, 763 (2018).
- 24 H. Charan, R. Journal of Physics: Conference Series 759, 012061 (2016).
- 25 K.N. Dzhumagulova, R.U. Masheeva, T.S. Ramazanov and Z. Donkó, Physical Review E 89, 033104 (2014).

3-бөлім

КОНДЕНСИРЛЕНГЕН КҮЙ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ МАТЕРИАЛТАНУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ. НАНОҒЫЛЫМ

Section 3

CONDENSED MATTER PHYSICS AND MATERIALS SCIENCE PROBLEMS. NANOSCIENCE

Раздел 3

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ. НАНОНАУКА

IRSTI 29.19.11, 47.09.48

https://doi.org/10.26577/RCPh.2021.v76.i1.05

D.I. Shlimas^{1,2}, I.E. Kenzhina², A.L. Kozlovskiy^{1,2*}

¹L.N. Gumilyov Eurasian National University, Kazakhstan, Nur-Sultan ²The Institute of Nuclear Physics of Republic of Kazakhstan, Kazakhstan, Almaty *e-mail: kozlovskiy.a@inp.kz

STUDY OF MORPHOLOGICAL FEATURES OF LITHIUM-CONTAINING CERAMICS OBTAINED BY SOLID-PHASE SYNTHESIS

This work is devoted to the study of various morphological features of $\text{Li}_x \text{Ti}_{1-x} O_3$ ceramics obtained by solid-phase synthesis and subsequent thermal annealing. Interest in these ceramics is due to the great potential for their use as materials for breeders or blankets for tritium reproduction. The choice of synthesis technology is due to the wide possibilities of changing morphological features and elemental composition, due to mixing of various components in different stoichiometric ratios. During the research, it was found that for lithium-containing ceramics, thermal annealing at a temperature of 800°C leads to the following changes: for ceramics with a lithium content of X=0.1-0.2, a change in shape is observed from rhomboid and cubic to diamond-like and hexahedral, with a sharp increase in grain sizes, which is associated with sintering processes. An increase in lithium concentration in the ceramic structure of X=0.3 leads to the formation of large grains, the size of which varies from 300 nm to 500 nm.

Key words: lithium-containing ceramics, solid-phase synthesis, titanium dioxide, agglomerates, thermal annealing.

Д.И. Шлимас^{1,2}, И.Е. Кенжина², А.Л. Козловский^{1,2*} ¹Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қазақстан, Нұр-Сұлтан қ. ²Қазақстан Республикасының Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ. *e-mail: kozlovskiy.a@inp.kz

Қатты фазалық синтез арқылы алынған литий бар керамиканың морфологиялық ерекшеліктерін зерттеу

Бұл жұмыс қатты фазалық синтез және кейінгі термиялық күйдіру арқылы алынған Li_Ti, _O, керамикасының әртүрлі морфологиялық ерекшеліктерін зерттеуге арналған. Бұл керамикаға деген қызығушылық оларды бридерге арналған материалдар немесе тритийді көбейту үшін бланкеттер ретінде пайдаланудың үлкен әлеуетіне байланысты. Синтез технологиясын таңдау әртүрлі стехиометриялық қатынастардағы әртүрлі компоненттердің араласуына байланысты морфологиялық белгілер мен элементтер құрамының өзгеруінің кең мүмкіндіктеріне байланысты. Зерттеу барысында литий бар керамика үшін 800°С температурада термиялық күйдіру келесі өзгерістерге әкелетіні анықталды: литий Х = 0.1 – 0.2 бар керамика үшін форманың кубтан гауһар тәрізді және алтыбұрышқа дейін өзгеруі байқалады, бұл түйірлердің мөлшерінің күрт артуымен байланысты. Сонымен қатар, барлық концентрациялар үшін форманың сфералық немесе дендрид тәріздіден ромбоид немесе кубқа өзгеруі байқалады. Пішіннің мұндай өзгеруі тордағы атомдардың жылу тербелістерінің өзгеруі нәтижесінде пайда болатын фазалық айналдыру процестерінің басталуымен, сондай-ақ нүктелік ақаулар мен қызуға байланысты. Керамикалық құрылымдағы литий концентрациясының жоғарылауы Х = 0.3 үлкен дәндердің пайда болуына әкеледі, олардың мөлшері 300 нм-ден 500 нм-ге дейін.

Түйін сөздер: құрамында литий бар керамика, қатты фазалы синтез, титан диоксиді, агломераттар, термиялық күйдіру.

Д.И. Шлимас^{1,2}, И.Е. Кенжина², А.Л. Козловский^{1,2*}

¹Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Казахстан, г.Нур-Султан ²Институт ядерной физики МЭ РК, Казахстан, г. Алматы *e-mail: kozlovskiy.a@inp.kz

Исследование морфологических особенностей литийсодержащих керамик, полученных методом твердофазного синтеза

Данная работа посвящена исследованию различных морфологических особенностей Li Ті, О, керамик, полученных методом твердофазного синтеза и последующего термического отжига. Интерес к данным керамикам обусловлен большим потенциалом их применения в качестве материалов для бридеров или бланкетов для размножения трития. Выбор технологии синтеза обусловлен широкими возможностями изменения морфологических особенностей и элементным составом, за счет смешивания различных компонент в разных стехиометрических соотношениях. В ходе проведенных исследований, было установлено, что для литийсодержащих керамик термический отжиг при температуре 800°С приводит к следующим изменениям: для керамик с содержанием лития X=0.1-0.2 наблюдается изменение формы с ромбовидной и кубической на алмазоподобную и шестигранную, с резким увеличением размеров зерен, которое связано с процессами спекания. При этом для всех концентраций наблюдается изменение формы от сферической или дендридоподобной до ромбовидной или кубической. Такое изменение формы связано с инициированием процессов фазовых превращений, происходящих в результате изменения тепловых колебаний атомов в решетке, а также с отжигом точечных дефектов и нагревом. Увеличение концентрации лития в структуре керамик выже X=0.3 приводит к образованию больших зерен, размеры которых варьируют в пределах от 300 нм до 500 нм.

Ключевые слова: литийсодержащие керамики, твердофазный синтез, диоксид титана, агломераты, термический отжиг.

Introduction

The use of new types of materials for thermonuclear reactors requires special attention to assess their applicability, temperature drop resistance, high-dose radiation load, mechanical strength and resistance to degradation [1-5]. In case of thermonuclear reactors, one of the key points affecting the operability of the reactor is the accumulation and generation of tritium in the reactor system, as well as control over its transportation and retention [6-10]. At the same time, one of the most effective methods of controlling the rate of tritium accumulation is the use of lithium-containing ceramics, the use of which allows to significantly increase the efficiency of tritium generation, as well as significantly reduce the probability of emergency situations to a minimum and significantly increase the safety of thermonuclear reactors [11-13].

The use of lithium-containing ceramics as a basis for thermonuclear blankets (breeders) is the most promising material for these purposes, interest in them is due to such characteristics as a high release coefficient of tritium, good indicators of thermophysical and thermomechanical properties, the ability to withstand prolonged exposure to radiation, in particular neutron radiation, as well as high temperatures, with different temperature gradients [13-15]. At the same time, high thermal stability and chemical stability to external influences makes lithium-containing ceramics, such as Li_2O , $LiAIO_3$, Li_2TiO_3 , Li_2ZrO_3 , Li_4SiO_4 , the best candidates for materials for fusion reactors in terms of durability and radiation safety [16-20].

Based on the above, the aim of this work is to comprehensively study the effect of stoichiometry and sintering temperature on the geometry and shape of particles based on $\text{Li}_x\text{Ti}_{1-x}O_3$ ceramics obtained by solid-phase synthesis.

Experimental part

Solid-phase synthesis was chosen as a method for preparing lithium-containing ceramics with various variations of lithium and titanium. This method is the most effective method for producing ceramics with uniform size distribution and phase composition. The method is based on grinding the initial salts in specified stoichiometric ratios in a planetary mill or agate mortar to obtain a powder that is uniform in consistency. At the same time, the use of planetary mills, in contrast to agate mortars, makes it possible to carry out phase transformations and obtain solid substitution solutions, as well as to grind powders to nanoscale.

For the synthesis of lithium-containing ceramics $\text{Li}_x \text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$, TiO₂ and LiClO₄·3H₂O (99.99 % Sigma Aldrich) were used as initial salts in specified stoichiometric ratios. The content of component x varied from 0.1 to 0.5. After weighing, the initial mixture was mixed in an agate mortar, and after a planetary mill at a speed of 400 rpm for an hour. The choice of the grinding time and the number of revolutions is due to the prevention of thermal heating and sintering of the samples during grinding.

After mixing and grinding, the obtained samples were subjected to thermal annealing in an oxygencontaining atmosphere in the temperature range from 400 to 1000°C for 5 hours. The samples were cooled down together with a muffle furnace until reaching room temperature. The choice of isochronous annealing in such a wide temperature range is due to the possibility of initiation of phase transformation processes, as well as the formation of stable Li₂TiO₃ phases in various structural modifications.

The analysis of morphological features and the size and shape of particles was carried out using the method of scanning electron microscopy (JEOL JEM – 1400 Plus, JEOL, Japan).

Results and discussion

Figure 1 shows SEM images of the studied lithium-containing ceramics after grinding in a planetary mill with different lithium concentrations.

As can be seen from the presented data, an increase in the lithium content in the structure results into an increase in the grain size and their coarsening. For samples with X=0.1, the average grain size varies from 20 to 50 nm, and the formation of dendritelike agglomerates of irregular shape is observed. An increase in the concentration of lithium X=0.2-0.3 leads to an enlargement of the size up to 70-100 nm, and a rise in the number of dendritic structures. For samples with a concentration of X=0.4-0.5, the formation of diamond-shaped and spherical particles is observed, the size of which varies from 50 to 120 nm. At the same time, for these grains, the formation of small growths in the form of spherical particles, the size of which does not exceed 10-15 nm, is observed.



Figure 1 – SEM images of lithium-containing ceramics with different lithium content in the structure: a) X=0.1; b) X=0.2; c) X=0.3; d) X=0.4; e) X=0.5

Thus, it has been established that an increase in the concentration of lithium in ceramics upon grinding under specified conditions leads to structural transformations and a change in the morphology of ceramics grains, which, in turn, can be associated with phase transformations and changes in the structural parameters, as well as the density of ceramics. Figure 2 shows the results of changes in the morphology of ceramics during thermal annealing at a temperature of 400°C for 5 hours.

According to the data presented in Figure 2, the grain morphology at an annealing tempera-

ture of 400°C does not undergo changes, which indicates the absence of sintering processes at this temperature. Figure 3 shows SEM images of lithium-containing ceramics after annealing at 600°C.



Figure 2 – SEM images of lithium-containing ceramics with different lithium content in the structure after annealing at 400°C: a) X=0.1; b) X=0.2; c) X=0.3; d) X=0.4; e) X=0.5



Figure 3 – SEM images of lithium-containing ceramics with different lithium content in the structure after annealing at 600°C: a) X=0.1; b) X=0.2; c) X=0.3; d) X=0.4; e) X=0.5

In contrast to the samples annealed at a temperature of 400°C, for which no change in grain morphology was observed, for the samples annealed at a temperature of 600°C, changes are observed associated with both a change in shape and size. For all concentrations, a change in shape from spherical or dendrid-like to rhomboid or cubic is observed. This change in shape is associated with the initiation of phase transformation processes that occur as a result of changes in thermal vibrations of atoms in the lattice, as well as the annealing of point defects and heating. Also, a change in shape leads to crushing of the grains and a decrease in their size.

Figure 4 shows the data on changes in the grain morphology of lithium-containing ceramics as

a result of thermal annealing at a temperature of 800°C.

As can be seen from the presented data, for lithium-containing ceramics, thermal annealing at a temperature of 800°C leads to the following changes: for ceramics with a lithium content X=0.1-0.2, a change in shape is observed from rhomboid and cubic to diamond-like and hexagonal, with a sharp increase in grain size, which associated with sintering processes. An increase in the concentration of lithium in the structure of ceramics higher than X=0.3 leads to the formation of large grains, the size of which varies from 300 nm to 500 nm. In this case, grains are sintered into large dendrid-like structures.



Figure 4 – SEM images of lithium-containing ceramics with different lithium content in the structure after annealing at 800°C: a) X=0.1; b) X=0.2; c) X=0.3; d) X=0.4; e) X=0.5

Figure 5 shows SEM images of lithium-containing ceramics annealed at 1000°C.

A further increase in the annealing temperature to 1000°C leads to sintering of ceramics into large agglomerates and enlargement of grain sizes, which reach up to 1-5 μ m in transverse size.

Conclusion

Thus, during the experiments on synthesis, the effect of both the annealing temperature and the concentration of lithium in the structure of ceramics on the grain size and shape was established. Thermal annealing was carried out in an oxygen-containing atmosphere in the temperature range from 400 to 1000°C for 5 hours.

It was found that for all lithium concentrations at a temperature of 600°C, a change in shape from spherical or dendrid-like to diamond-shaped or cubic is observed. This change in shape is associated with the initiation of phase transformation processes that occur as a result of changes in thermal vibrations of atoms in the lattice, as well as the annealing of point defects and heating.



Figure 5 – SEM images of lithium-containing ceramics with different lithium content in the structure after annealing at 1000°C: a) X=0.1; b) X=0.2; c) X=0.3; d) X=0.4; e) X=0.5

It was found that for lithium-containing ceramics, thermal annealing at a temperature of 800° C leads to the following changes: for ceramics with a lithium content X=0.1-0.2, a change in shape is observed from rhomboid and cubic to diamond-like and hexagonal, with a sharp increase in the grain size, which is associated with the processes sintering. An increase in the concentration of lithium in the structure of ceramics higher than X=0.3 leads to the formation of large grains, the size of which varies from 300 nm to 500 nm.

Funding

This research was funded by the Science Committee of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan (No. AP08855734).

References

1 Hoshino T. et al. Development of advanced tritium breeding material with added lithium for ITER-TBM //Journal of nuclear materials. -2011. - Vol. 417. - No. 1-3. - P. 684-687.

2 Liu S. et al. Updated design of water-cooled breeder blanket for CFETR //Fusion Engineering and Design. – 2019. – Vol. 146. – P. 1716-1720.

3 Gwon H. et al. Tritium breeding capability of water cooled ceramic breeder blanket with different container designs //Fusion Engineering and Design. – 2019. – Vol. 146. – P. 1886-1890.

4 Kolb M. H. H., Rolli R., Knitter R. Tritium adsorption/release behaviour of advanced EU breeder pebbles //Journal of Nuclear Materials. – 2017. – Vol. 489. – P. 229-235.

5 Moscardini M. et al. Discrete Element Analysis of Heat Transfer in the Breeder Beds of the European Solid Breeder Blanket Concept //Fusion Science and Technology. -2019. -Vol. 75. -Ne. 4. -P. 283-298.

6 Leys O. et al. Microstructure analysis of melt-based lithium orthosilicate/metatitanate pebbles //Practical Metallography. – 2013. – Vol. 50. – N_{2} . 3. – P. 196-204.

7 Kashimura H. et al. Mass loss of Li2TiO3 pebbles and Li4SiO4 pebbles //Fusion Engineering and Design. – 2013. – Vol. 88. – №. 9-10. – P. 2202-2205.

 $8 \quad \mbox{Hanaor D. A. H. et al. Solution based synthesis of mixed-phase materials in the Li2TiO3-Li4SiO4 system // Journal of Nuclear Materials. - 2015. - Vol. 456. - P. 151-161.$

9 Zeng Y. et al. Fast fabrication of high quality Li2TiO3–Li4SiO4 biphasic ceramic pebbles by microwave sintering: In comparison with conventional sintering //Ceramics International. – 2019. – Vol. 45. – \mathbb{N} . 15. – P. 19022-19026.

10 Guo H. et al. Low-cost fabrication of Li2TiO3 tritium breeding ceramic pebbles via low-temperature solid-state precursor method //Ceramics International. – 2019. – Vol. 45. – №. 14. – Р. 17114-17119.

11 Zhou Q. et al. Release kinetics of tritium generation in neutron irradiated biphasic Li2TiO3–Li4SiO4 ceramic breeder // Journal of Nuclear Materials. – 2019. – Vol. 522. – P. 286-293.

12 Chen Z. P. et al. Preparation of High Sphericity Li2TiO3 Tritium Breeder by Polymer Assisted Sedimentation Method // Materials Science Forum. – Trans Tech Publications, 2019. – Vol. 944. – P. 692-698.

13 Chen R. et al. Development of an advanced core-shell ceramic pebble with Li4TiO4 pure phase core and Li2TiO3 nanostructured shell by a physical coating method //Journal of Nuclear Materials. – 2019. – Vol. 520. – P. 252-257.

14 Chen Z. P. et al. Preparation of High Sphericity Li2TiO3 Tritium Breeder by Polymer Assisted Sedimentation Method // Materials Science Forum. – Trans Tech Publications, 2019. – Vol. 944. – P. 692-698.

15 Kim J. I. et al. Effects of sintering conditions on the microstructure of Li2TiO3 tritium breeding materials //Fusion Engineering and Design. – 2020. – Vol. 156. – P. 111727.

16 Zhou Q. et al. Release kinetics of tritium generation in neutron irradiated biphasic Li2TiO3–Li4SiO4 ceramic breeder // Journal of Nuclear Materials. – 2019. – Vol. 522. – P. 286-293.

17 Tsuchiya K. et al. In-situ tritium recovery experiments of blanket in-pile mockup with Li2TiO3 pebble bed in Japan //Journal of nuclear science and technology. – 2001. – Vol. 38. – №. 11. – P. 996-1003.

18 Gu S. et al. The effects of irradiation and high temperature on chemical states in Li2TiO3 //International Journal of Hydrogen Energy. $-2019. - Vol. 44. - N_{\odot}. 60. - P. 32151-32157.$

19 Wang J. et al. Influence of O-related defects introduced by reduction on release behavior of hydrogen isotopes in Li2TiO3 //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2019. – Vol. 450. – P. 81-84.

20 Wang J. et al. Influence of O-related defects introduced by reduction on release behavior of hydrogen isotopes in Li2TiO3 //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. -2019. - Vol. 450. - P. 81-84.

References

1 T. Hoshino et al., Journal of nuclear materials, 417, 1-3, 684-687 (2011).

2 S. Liu et al., Fusion Engineering and Design, 146, 1716-1720 (2019).

3 H. Gwon et al., Fusion Engineering and Design, 146, 1886-1890 (2019).

4 M.H.H. Kolb, R. Rolli, and R. Knitter, Journal of Nuclear Materials, 489, 229-235 (2017).

5 M. Moscardini, et al. Fusion Science and Technology, 75, 4, 283-298 (2019).

6 O. Leys, et al, Practical Metallography, 50, 3, 196-204 (2013).

7 H. Kashimura, et al., Fusion Engineering and Design, 88, 9-10, 2202-2205 (2013).

8 D.A.H. Hanaor et al., Journal of Nuclear Materials, 456, 151-161 (2015).

9 Y. Zeng, et al., Ceramics International, 45, 15, 19022-19026 (2019).

10 H. Guo, et al., Ceramics International, 45, 14, 17114-17119 (2019).

11 Q. Zhou, et al., Journal of Nuclear Materials, 522, 286-293 (2019).

12 Z.P. Chen, et al., Trans Tech Publications, 944, 692-698 (2019).

13 R. Chen, et al., Journal of Nuclear Materials, 520, 252-257 (2019).

14 Z.P. Chen, et al., Trans Tech Publications, 944, 692-698 (2019).

15 J.I. Kim, et al., Fusion Engineering and Design, 156, 111727 (2020).

16 Q. Zhou, et al., Journal of Nuclear Materials, 522, 286-293 (2019).

17 K. Tsuchiya, et al., Journal of nuclear science and technology, 38, 11, 996-1003 (2001).

18 S. Gu, et al., International Journal of Hydrogen Energy, 44, 60, 32151-32157 (2019).

19 J. Wang, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 450, 81-84 (2019).

20 J. Wang, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 450, 81-84 (2019).

МРНТИ 29.19.22

https://doi.org/10.26577/RCPh.2021.v76.i1.06

В.М. Юров

Карагандинский университет имени Е.А. Букетова, Казахстан, г. Караганда, e-mail: exciton@list.ru

АНИЗОТРОПИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭНЕРГИИ КРЕМНИЯ

Предложена эмпирическая модель поверхностного слоя металла, состоящая из слоев R_0 , R(I), R(II), R_{∞} . Слой R_0 называется слоем де Бройля $R_0 = \lambda_{\Delta b} = \hbar/p$ и для металлов составляет от 0,01 нм до 0,1 нм. В этом слое начиняются квантовые размерные эффекты. Размерные эффекты в слое R(I) определяются всем коллективом атомов в системе (коллективные процессы). Такие «квазиклассические» размерные эффекты наблюдаются только в наноструктурах и для металлов составляют от 1 нм до 7 нм. Слой R(II) простирается примерно до размера $R(II) \approx 9R = R_{\infty}$ (< 100 нм), где начинается объемная фаза. В слое R(II) должно быть много размерных эффектов, связанных с оптикой, магнетизмом и другими физическими свойствами. Уравнение Русанова А.И., связывающее поверхностную энергию с размером частицы, справедливо только в слое R(I). Учет этого уравнения в нашей модели приводит к анизотропии кристаллической решетки металла. В работе Шебзуховой и Арефьевой методом электронно-статистического расчета анизотропии поверхностной энергии металлов определен метод оценки для работы выхода электронов из металла. В работе Бокарева анизотропия поверхностной энергии монокристаллов рассчитана из модели координационного плавления кристаллов. В предложенной нами эмпирической модели рассчитывается не только анизотропия, но и толщина поверхностного слоя для пористого кремния.

Ключевые слова: пористый кремний, поверхностный слой, атомный объем, наноструктура.

V.M. Yurov

E.A. Buketov Karaganda University, Kazakhstan, Karaganda, e-mail: exciton@list.ru

Anisotropy of silicon surface energy

An empirical model of a metal surface layer is proposed, consisting of layers R_0 , R(I), R(II), R_{∞} . The R_0 layer is called the de Broglie layer $R_0 = \lambda_{AB} = \hbar/p$ and for metals ranges from 0.01 nm to 0.1 nm. Quantum dimensional effects begin in this layer. The size effects in the R(I) layer are determined by the entire collective of atoms in the system (collective processes). Such "quasi-classical" size effects are observed only in nanostructures and for metals they range from 1 nm to 7 nm. The R(II) layer extends approximately to the size $R(II) \approx 9R = R_{\infty}$ (<100 nm), where the bulk phase begins. The R (II) layer should have many dimensional effects associated with optics, magnetism, and other physical properties. The Rusanov A.I. equation relating the surface energy to the particle size is valid only in the R(I) layer. Taking this equation into account in our model leads to anisotropy of the metal crystal lattice. In the work of Shebzukhova and Aref'eva, by the method of electronic-statistical calculation of the anisotropy of the surface energy of metals, a method was determined for the work function of electrons from a metal. In Bokarev's work, the anisotropy of the surface energy of single crystals was calculated from the model of coordination melting of crystals. In our proposed empirical model, not only the anisotropy is calculated, but also the thickness of the surface layer for porous silicon.

Key words: porous silicon, surface layer, atomic volume, nanostructure.

В.М. Юров

Е.А. Букетов атындағы Қарағанды университеті, Қазақстан, Қарағанды қ. e-mail: exciton@list.ru

Силимий бетінің энергиясының анизотропиясы

 R_0 , R(I), R(II), R_{∞} қабаттарынан тұратын металл беткі қабатының эмпирикалық моделі ұсынылған. R_0 қабаты де-Бройль қабаты деп аталады $R_0 = \lambda_{\Delta B} = \hbar/p$ және металдар үшін 0,01 нм-ден 0,1 нм-ге дейін. Кванттық өлшемдік эффекттер осы қабаттан басталады. R(I)қабатындағы көлемдік эффектілерді жүйедегі барлық атомдар жиынтығы анықтайды (ұжымдық процестер). Мұндай «квази-классикалық» көлемдік әсерлер тек наноқұрылымдарда

байқалады және металдар үшін олар 1 нм-ден 7 нм аралығында болады. *R*(II) қабаты шамамен $R(II) \approx 9R = R_{\odot}$ (<100 нм) мөлшеріне дейін созылады, мүнда негізгі фаза басталады. R(II) қабаты оптика, магнетизм және басқа физикалық қасиеттермен байланысты көптеген өлшемді эффекттерге ие болуы керек. Беттік энергияны бөлшектердің мөлшеріне қатысты А.И. Русановтың теңдеуі тек *R*(I) қабатында жарамды. Біздің модельде осы теңдеуді ескеру металл кристалды торының анизотропиясына әкеледі. Шебзухова мен Арефиеваның жұмыстарында металдардың беткі энергиясының анизотропиясын электронды-статистикалық есептеу әдісі арқылы металдардан электрондардың жұмыс функциясын бағалау әдісі анықталды. жұмысында монокристалдардың беткі энергиясының Бокаревтын анизотропиясы кристалдардың координациялық балқу үлгісінен есептелген. Біз ұсынған эмпирикалық модельде тек анизотропия ғана емес, сонымен қатар кеуекті кремнийге арналған беткі қабаттың қалыңдығы да есептеледі.

Түйін сөздер: кеуекті кремний, беткі қабат, атом көлемі, наноқұрылым.

Введение

Настоящая работа является продолжением работы [1], где описана предложенная нами модель поверхностного слоя атомарно-гладких металлов. Здесь эту модель мы используем для анализа анизотропии поверхностной энергии кремния σ_{Si} , как основного материала микро- и наноэлектроники. Gilman J. [2] (1960) первым определил значение σ_{Si} путем раскалывания монокристалла Si при температуре 78 К вдоль грани (111). Оно оказалось равным 1,240 Дж/м². После этого такие измерения не проводились. Спустя более 50 лет в работе [3] была проведена оценка поверхностной энергии твердого кремния при температуре плавления. Использовался метод «капли» между твердым кремнием и краевым углом, который образуется между кремнием и жидким металлом. Полученное значение о_{Si} при температуре 693 К оказалось равным 1,117 Дж/м² без учета анизотропии.

Анизотропия физических свойств кристаллов начала привлекать к себе внимание в связи с переходов в нанообласть, где ориентация и размер играют важную роль [4-6]. Meng et al. [7] сосредоточили внимание на влиянии кристаллографической анизотропии на 6H-SiC деформации скольжения и производительность наномеханической обработки. Cang et al. [8] наблюдали очевидную упругую анизотропию в стекле и обнаружили, что упругая анизотропия показывает сильную корреляцию с молекулярной ориентацией. Chen et al. [9] провели исследование резки SiO₂ и обнаружили, что кристаллографическая ориентация (100) имеет большой диапазон распространения повреждений. Zhao et al. [10] моделировали режимы трещинного разрушения стеклянного слоя и слоя кремния с помощью (100), (110) и (111) поверхности. Изменения качества кромки трещины в разных

направлениях резания и в разных слоях было исследовано. Было обнаружено, что анизотропия кремниевого слоя оказывает важное влияние на разрушение и качество кромок трещин двух слоев. Rickhey et al. [11] проанализировали изменение размера трещины в ориентациях Si (001), Si (110) и Si (111), которые хорошо согласуются с экспериментом и доказал рациональность упрощенной численной модели. Эти исследования анизотропии твердых и хрупких кристаллических материалов обеспечивают хорошие теоретические и экспериментальные ссылки для развитие трещин материала в процессе обработки. Кроме того, изменение ориентации кристаллов также оказывает значительное влияние на трение и эластичность между хрупкими материалами.

Guilian Wang et al. [12] особо тщательно исследовали монокристалл кремния. Результаты моделирования показывают, что поверхность Si (010) накапливает стружку легче, чем поверхности Si (011) и Si (111). Кристаллы Si (010) и Si (011) деформируется по всей стенке пор, а кристаллы Si (111) обладают локально большей деформацией на входных участках пор. Поры вызывают колебания тангенциальной и нормальной силы. Диапазон колебаний тангенциальной силы невелик, а диапазон колебаний нормальной силы – большой. Кристаллографические ориентации в основном влияют на положение тангенциальной силы. которая достигает максимального и минимального значений.

Анизотропии поверхностной энергии металлов посвящено значительное число работ, поскольку ее необходимо учитывать при решении практических задач, с которыми сталкиваются и техники, и технологи. Например, в микроэлектронной промышленности уже используются материалы с проектными нормами 16-14 нм, и осваиваются технологии с проектными нормами на уровне 10-7 нм. Однако такой переход в нанообласть требует перехода на работу с новыми материалами. При этом величины, упомянутых выше областей, определяют их размерную зависимость и на свойства материалов существенную зависимость оказывать поверхностная энергия кристалла и ее анизотропия.

В работах [13, 14] методом электронно-статистического расчета поверхностной энергии металлов определен метод оценки для работы выхода электронов из металла со структурами, имеющими гексагональную и ромбическую сингонию. Получена связь поверхностной энергии и работой выхода электрона. Эти расчеты проведены для кристаллов цинка, кадмия и ртути.

В работах [15, 16] рассмотрена связь анизотропии поверхностной энергии монокристаллов с кристаллической структурой. Основываясь на экспериментальных исследованиях и теоретических расчетах, показано, что модель координационного плавления кристаллов однозначно связывает физико-химические свойства поверхности монокристаллов с их кристаллической структурой.

Основная цель настоящей работы, это построение модели поверхностного слоя совершенных монокристаллов кремния и выяснение роли поверхностной энергии в физических процессах, протекающих в области наноразмеров.

Описание эмпирической модели

Нами в работах [1, 17] дано описание модели, которая состоит из 4-х слоев. Слой де Бройля $R_0=\lambda_{д5}=\hbar/p$ для металлов составляет от 0,01 нм до 0,1 нм. В этом слое начиняются квантовые размерные эффекты. К основным квантово размерным структурам относятся структуры с двумерным электронным газом – эпитаксиальные пленки, МДП-структуры, гетероструктуры и т.д.; структуры с одномерным газом – квантовые нити или проволоки; структуры с нульмерным газом – квантовые точки, ящики, кристаллиты [18].

Слой R(I) описывается первой зависимостью г >> R(I). В слое R(I) с атомами чистых металлов происходит реконструкция и релаксация, связанная с перестройкой поверхности [19]. Для золота постоянная решетки равна R(I) = 0.41 нм и поверхность перестраивается на расстоянии R(I)_{Au}=1.2/0.41≈3 трех атомных монослоев. Размерные эффекты в слое R(I) определяются всем коллективом атомов в системе (коллективные процессы). Такие «квазиклассические» размерные эффекты наблюдаются только в наночастицах и наноструктурах [20]. Экспериментально их можно наблюдать на очень чистых монокристаллах при скользящем падении рентгеновского излучения, когда угол падения равен или меньше критического угла полного внутреннего отражения [19]. Когда угол падения становится меньше критического, преломленная волна экспоненциально затухает в объеме на характерной глубине порядка нескольких нанометров (например, для кремния эта глубина 3,2 нм, а для золота 1,2 нм). В результате формируется, так называемая, исчезающая волна, которая распространяется параллельно поверхности. Поэтому дифракция таких волн дает информацию о структуре поверхностного слоя [19].

Слой R(II) простирается примерно до размера R(II)≈9R=R_∞, где начинается объемная фаза. С этого размера начинаются размерные свойства. Под наноматериалами принято понимать материалы, основные структурные элементы которых не превышают нанотехнологической границы ~ 100 нм, по крайней мере, в одном направлении [20]. Ряд исследователей высказывает мнение, что верхний предел (максимальный размер элементов) для наноструктур должен быть связан с неким критическим характерным параметром: длиной свободного пробега носителей в явлениях переноса, размерами доменов/доменных стенок, диаметром петли Франка-Рида для скольжения дислокаций и т.п. [21-23]. Значит в слое R(II) должно быть много размерных эффектов, связанных с оптикой, магнетизмом и другими физическими свойствами согласно уравнению (10).

Слой R(II) описывается второй зависимостью $R_0 < r < R(I)$. Нами в работе [17], показано, что с точностью до 3% выполняется соотношение:

$$\sigma = 10^{-3} \cdot T_{\rm m}, \qquad (1)$$

где T_m – температура плавления твердого тела (К). Соотношение выполняется для всех металлов и для других кристаллических соединений. При T=T_m из уравнения [17] получаем:

$$R(I)_{i} = 0.24 \cdot 10^{-9} \upsilon.$$
 (2)

Уравнение (2) показывает, что толщина поверхностного слоя R(I) определяется одним фундаментальным параметром – молярным (атомным) объемом элемента υ=M/ρ, M – молярная масса (г/моль), р– плотность (г/см³), который периодически изменяется в соответствие с таблицей Д.И. Менделеева.

Уравнение (11) эмпирически можно переписать в виде:

$$\sigma(hkl) = 10^{-3} \cdot T_{m} \cdot l(hkl), \qquad (3)$$

где l(hkl) для кристаллов с объемноцентрированной (ОЦК) и гранецентрированной (ГЦК) решетками.

Кристаллическая решётка кремния кубическая гранецентрированная (с параметром а = 0,54397 нм, молярная масса M = 28,086 г/моль, плотность ρ = 2,33 г/см³), которую можно рассчитать:

$$Fd3m, Z = 4; l_{100} =$$

= a; l_{110} - a / $\sqrt{2}$; l_{111} = 2a / $\sqrt{3}$. (4)

Значения р, М, Т_m для кремния возьмем из справочника. В таблице 1 представлены расчеты анизотропии поверхностной энергии по (3) в сопоставлении с расчетами анизотропии поверхностной энергии по нескольким теоретическим и экспериментальным моделям.

Таблица 1 – Анизотропия поверхностной энергии кремния, рассчитанная по (3) в сопоставлении с анизотропией поверхностной энергией, определенной в работах [2, 3]

Кремний	(hkl)	Структура	T _m , K	R(I), нм	_{σhkl} по (3) мДж/м ²	_{σhkl} по [2] мДж/м ²	_{σhkl} по [3] мДж/м ²
	100				1,688	-	
Si	110	Ed2m	1699	2,9	1,206	-	1 1 1 7
	111	rusiii	1000	(5)	1,929	1,240	1,117

Обсуждение результатов расчетов

Прежде всего отметим, что толщина поверхностного слоя кремния равна 2,9 нм и содержит 5 монослоев. На чистых монокристаллах кремния, при скользящем падении рентгеновского излучения, эта толщина оказалась равной 3,1 нм [19], что также близко к полученному нами. Число монослоев также находится на уровне числа монослоев у золота (3), где происходит перестройка поверхности. В направлении (110) толщина поверхностного слоя кремния равна 2,1 нм и содержит 4 монослоев, а направлении (111) – она равна 3,3 нм и содержит 8 монослоев.

Поверхностная энергия кремния изменяется от 1,240 Дж/м² при 78 К до 1,929 Дж/м² при 1688 К. Отсюда нетрудно вычислить температурный коэффициент $\sigma = \alpha$ Т, который равен $\alpha \approx 10^{-3}$ и полностью совпадает с уравнением (1).

Анизотропия поверхностной энергии приводит к тому, что температура плавления различных граней становится различной и при уменьшении размера частиц она изменяется по закону Гиббса-Толмена-Кенига-Баффа:

$$T(r) = T_0 \left(1 - \frac{2\delta}{r} \right), \tag{5}$$

где δ называется постоянной Толмена и определить ее экспериментально невозможно. Она порядка 1-2 атомных радиусов.

В работе [24] нами получено аналогичное уравнение:

$$T(\mathbf{r}) = T_0 \left(1 - \frac{\mathbf{R}(\mathbf{I})}{\mathbf{r}} \right), \tag{6}$$

где параметр R(I) определен выше и равен числу монослоев:

$$R(I) = \frac{2\sigma \upsilon}{RT},$$
(7)

где R – универсальная газовая постоянная (остальные параметры известны).

В таблице 2 показана анизотропия температуры плавления для поверхности Si.

Из таблицы 2 видно, что в плоскости (111) температура плавления почти в 2 раза меньше, чем в плоскости (110) и поэтому она плавится и кристаллизуется при более низкой температуре. Нами в работе [25] рассмотрена модель плавления наночастиц любых твердых тел. Температура плавления наночастиц определяется одним параметром, который связан с молярным объемом твердого тела.

Таблица 2 – Анизотропия температуры плавления для поверхности Si.

Кремний	(hkl)	Структура	T0, K	R(I), нм	Т(5 нм), К
Si	100		1688	2,9	709
	110 Ed3m	Ed3m		2,1	979
	111	1.03111		3,3	574

Размерная зависимость температуры плавления наночастиц вычислена для металлов, диэлектриков, полупроводников, полимеров и металлических стекол. Сравнение с экспериментом проведено для металлов. Полученные данные расчета неплохо согласуется с экспериментом. Если принять комнатную температуру за 300 К, полимеры будут существовать с размерами 50 нм и выше. Это также относится и к диэлектрикам. Наночастицы чистых металлов, полупроводников и металлических стекол стабильны при любых температурах и при размерах порядка 1 нм. Для наноэлектроники этот вопрос имеет существенное значение.

Обратимся теперь к анализу работ [4-12], где особо тщательно исследовали монокристалл кремния. Результаты моделирования показывают, что поверхность Si (010) накапливает при резании стружку легче, чем поверхности Si (011) и Si (111). Это значит, что наблюдается резкая анизотропия поверхностной энергии граней.

Авторами [26] предложен универсальный, общий показатель схватывания, охватывающий удар, трение, и резание металлов:

$$\ddot{I} = \frac{\sigma}{t_p}, \qquad (8)$$

где σ – поверхностная энергия грани, t_p – длительность релаксации напряжений в зоне резания.

Ясно, что грань Si (111) обладает большей энергией, чем остальные и служит своего рода энергией активации, для преодоления которой нужно затратить большую энергию.

Поскольку, поверхностная энергия пропорциональна R(I), что следует непосредственно из уравнения (7), то это значить, что следует ожидать и анизотропию пористого кремния. Степень пористости Р кремния Si определяется как:

$$\mathbf{P} = 1 - \rho_{\tilde{\mathbf{I}}\hat{\mathbf{E}}} / \rho_{\mathbf{S}\mathbf{i}}, \tag{9}$$

где р_{ПК} – плотность пористого кремния (ПК), р_{Si} – плотность монокристалла.

Если подставить уравнение (9) в уравнение (2), то получим:

$$R(I)_{ip} = R(I)_{Si} / (1-P).$$
 (10)

Типичное значение пористости Si имеет значение 40-70 %, а при сверхкритическом высушивании [27] достигает 95 %. Из уравнения (10) вытекает следующая таблица 3.

	(hkl)	P=40 %	P=50 %	P=60 %	P=70 %	P=80 %	P=90 %
R(I)100	100	4,83	5,00	7,25	9,67	14,5	29,0
R(I)110	110	3,50	4,20	5,25	7,00	10,5	21,0
R(I)111	111	5,50	6,60	8,25	11,0	16,5	33,0
σ100	100	2,813	3,376	4,220	5,627	8,44	16,88
σ110	110	2,010	2,412	3,015	4,020	6,03	12,06
σ111	111	3,215	3,858	4,823	6,430	9,65	19,29

Таблица 3 – Анизотропия пористого кремния

Таблица 3 демонстрирует существенную анизотропию пористого кремния.

Казахстанские ученые показали [28-30], что основным препятствием для применения пористого кремния в оптоэлектронике является нестабильность его люминесцентных свойств и деградация фотолюминесценции, как в процессе старения на воздухе, так и под действием термического воздействия, кроме того термические обработки поверхности пористого кремния существенно изменяют локализацию поверхностного состояния.

Заключение

Представленные формулы (1) – (4) позволили сделать расчеты анизотропии толщины поверхностного слоя и анизотропии поверхностной энергии кремния в направлении (100), (110) и (111). Анизотропия поверхностной энергии приводит к тому, что температура плавления различных граней становится различной. Результаты исследования показывают, что поверхность Si (010) накапливает при резании стружку легче, чем поверхности Si (011) и Si (111). Это значит, что наблюдается резкая анизотропия поверхностной энергии граней. Ясно, что грань Si (111) обладает большей энергией, чем остальные и служит своего рода энергией активации, для преодоления которой нужно затратить большую энергию.

Поскольку, поверхностная энергия пропорциональна R(I), то это значить, что следует ожидать и анизотропию пористого кремния. Таблица 3 демонстрирует существенную анизотропию пористого кремния.

Благодарность

Работа выполнена по программе Министерства образования и науки Республики Казахстан. Гранты №0118РК000063 и №Ф.0781.

Литература

1 Юров В.М. Толщина поверхностного слоя пористого кремния //Вестник КазНУ, серия физическая, 2020, №1(72). – С. 60-66.

2 Gilman J. Direct Measurements of the surface energies of crystals //J. Appl. Phys. -1960. - Vol. 31, № 2. - P. 2208-2216.

3 Дохов М.П. Определение межфазных характеристик по смачиваемости кремния некоторыми жидкими металлами //Фундаментальные исследования. – 2016. – №8. – С. 29-33.

4 Kim K.S., Hwang J.W., Lee K.A. Effect of building direction on the mechanical anisotropy of biocompatible Co-Cr-Mo alloy manufactured by selective laser melting process //J. Alloys Compd. – 2020. – VoL.834. – Art.No 155055.

5 Lin B.C., Chen W., Yang Y., Wu F., Li Z. Anisotropy of microstructure and tensile properties of Ti-48Al-2Cr-2Nb fabricated by electron beam melting //J. Alloys Compd. – 2020. – Vol.830. – Art. No 154684.

6 Grassi E.N.D., Chagnon G., de Oliveira H.M.R., Favier D. Anisotropy and clausius-clapeyron relation for forward and reverse stress-induced martensitic transformations in polycrystalline NiTi thin walled tubes //Mech. Mater. – 2020. – Vol.146. – Art. No 103392.

7 Meng B., Yuan D., Xu S. Atomic-Scale characterization of slip deformation and nanometric machinability of singlecrystal 6H-SiC //Nanoscale Res. Lett. – 2019. – Vol. 14. – P. 309-314.

8 Cang Y., Wang Z., Bishop C., Yu L., Ediger M.D., Fytas G. Extreme elasticity anisotropy in molecular glasses //Adv. Funct. Mater. - 2020. - Vol.30. - Art. No 2001481.

9 Chen J., Li M., Wang F., Lu L., Qin J., Shang Q., Miao X., Niu L., Liu H., Zhou, G. et al. Effects of anisotropy on single-crystal SiO₂ in nano-metric cutting //Adv. Mech. Eng. –2020. – Vol.12. – 1687814019895163.

10 Zhao C., Cai Y., Ding Y., Yang L., Wang Z., Wang Y. Investigation on the crack fracture mode and edge quality in laser dicing of glass-anisotropic silicon double-layer wafer //J. Mater. Process. Technol. – 2020. – Vol. 275. – Art. No 116356.

11 Rickhey F., Marimuthu K.P., Lee K., Lee H. Indentation cracking of monocrystalline silicon considering fracture anisotropy //Theor. Appl. Fract. Mech. – 2019. – Vol.100. – P.128-138.

12 Guilian Wang, Zhijian Feng, Yahui Hu, Jie Liu and Qingchun Zheng. Effects of Anisotropy on Single Crystal Silicon in Polishing Non-Continuous Surface //Micromachines. – 2020. – Vol. 742, No. 11. – P.2-16.

13 Шебзухова И.Г., Арефьева Л.П. Анизотропия поверхностной энергии и работы выхода электрона IIB металлов //Журнал технической физики. – 2019. – Том 89, вып. 2. – С. 306-309.

14 Шебзухова И.Г., Арефьева Л.П. Оценка поляризационной и дисперсионной поправок к поверхностной энергии граней металлических кристаллов //Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2020. – Вып. 12. – С. 319-325.

15 Бокарев В.П., Красников Г.Я. Анизотропия физико-химических свойств монокристаллических поверхностей //Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника. – 2016, №4(164). – С. 25-30.

16 Бочкарев В.П. Развитие физико-химических принципов оценки влияния поверхностной энергии на свойства материалов и процессы для технологии микроэлектроники. – Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук, Москва. – 2020. – 299 с.

17 Юров В.М., Гученко С.А., Лауринас В.Ч. Толщина поверхностного слоя, поверхностная энергия и атомный объем элемента. //Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2018. – Вып. 10. – С. 691-699.

18 Арутюнов К.Ю. Квантовые размерные эффекты в металлических наноструктурах //ДАН ВШ РАН. – 2015. – №3(28). – С.7-16.

19 Оура К., Лифшиц В.Г., Саранин А.А., Зотов А.В., Катаяма М. Введение в физику поверхности. – М.: Наука, 2006. – 490 с.

20 Уваров Н.Ф., Болдырев В.В. Размерные эффекты в химии гетерогенных систем //Успехи химии. – 2001. – Т.70(4). – С. 307-329.

21 Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. – М.: Физматлит, 2005. – 412 с.

22 Андриевский Р.А., Рагуля А.В. Наноструктурные материалы. – М.: Издательский центр «Академия», 2005. – 192 с.

23 Суздалев И.П. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. – М.: КомКнига, 2006. – 592 с.

24 Юров В.М. Толщина поверхностного слоя атомарно-гладких кристаллов //Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2019. – Вып. 11. – С. 389-397.

25 Юров В.М., Маханов К.М. Оценка температуры плавления наноструктур твердых тел //Нано- и микросистемная техника. – 2020. – Т. 22, №7. – С. 347-351.

26 Ставровский М.Е., Албагачиев А.Ю., Сидоров М.И. Моделирование адгезии при контактном взаимодействии металлов //Современные материалы, техника и технологии. – 2016, № 7. – С. 168-173.

27 Lehmann V., Ronnebeck S. The Physics of Macropore Formation in Low-Doped p-Type Silicon //Journal of The Electrochemical Society. – 1999. – Vol.146, № 8. – P. 2968-2975.

28 Жанабаев З.Ж., Асанов Г.С., Ибраимов М.К., Сагидолда Е. Генератор хаотических сигналов на наноразмерной пленке из пористого кремния //Инновационный патент КZ 23594, 15.12.2010. Опубликован 15.12.2015, бюл. №12. – 4 с.

29 Тыныштыкбаев К.Б., Рябикин Ю.А., Токмолдин С.Ж., Айтмукан Т., Ракыметов Б.А., Верменичев Р.Б. Особенности морфологии пористого кремния, полученного при длительном анодном травлении в электролите с внутренним источником тока. //Вестник Алматинского института энергетики и связи. – 2010. – №1(8). – С. 36-40.

30 Мурзалинов Д.О. Плазменно-ассистируемое и ионно-лучевое формирование светоизлучающих структур на основе слоев нитрида кремния на кремнии. – Диссертация на соискание степени доктора философии (PhD), Астана, 2018. – 93 с.

References

1 V.M. Yurov, Rec. Contr. Phys., 1(72), 60-66 (2020) (in Russ).

2 J. Gilman, J. Appl. Phys., 31 (2), 2208-2216 (1960).

3 M.P. Dokhov, Fundamental research, 8, 29-33 (2016) (in Russ).

4 K.S. Kim, J.W. Hwang, K.A. Lee, J. Alloys Compd., 834, 155055 (2020).

5 B.C. Lin, W. Chen, Y. Yang, F. Wu, Z. Li, J. Alloys Compd., 830, 154684 (2020).

6 E.N.D. Grassi, G. Chagnon, H.M.R. de Oliveira, D. Favier, Mech. Mater., 146, 103392 (2020).

7 B. Meng, D. Yuan, S. Xu, Nanoscale Res. Lett., 14, 309-314 (2019).

8 Y. Cang, Z. Wang, C. Bishop, L. Yu, M.D. Ediger, G. Fytas, Adv. Funct. Mater., 30, 2001481 (2020).

9 J. Chen, M. Li, F. Wang, L. Lu, J. Qin, Q. Shang, X. Miao, L. Niu, H. Liu, G. Zhou, Adv. Mech. Eng. 12, 1687814019895163 (2020).

10 C. Zhao, Y. Cai, Y. Ding, L. Yang, Z. Wang, Y. Wang, J. Mater. Process. Technol., 275, 116356 (2020).

11 F. Rickhey, K.P. Marimuthu, K. Lee, H. Lee, Theor. Appl. Fract. Mech., 100, 128-138 (2019).

12 Guilian Wang, Zhijian Feng, Yahui Hu, Jie Liu and Qingchun Zheng, Micromachines, 742 (11), 2-16 (2020).

13 I.G. Shebzukhova, L.P. Arefieva, Journal of technical physics, 89 (2), (2019) (in Russ).

14 I.G. Shebzukhova, L.P. Arefieva, Physicochemical aspects of studying clusters, nanostructures and nanomaterials, 12, 319-325 (2020).

15 V.P. Bokarev, G.Ya. Krasnikov, Electronic technology. Series 3. Microelectronics, 4 (164), 25-30 (2016) (in Russ).

16 V.P. Bochkarev, Dissertation for the degree of Doctor of Technical Sciences, Moscow, 2020, 299 p. (in Russ).

17 V.M. Yurov, S.A. Guchenko, V.Ch. Laurinas, Physicochemical aspects of studying clusters, nanostructures and nanomaterials, 10, 691-699 (2018). (in Russ).

18 K.Yu. Arutyunov, Dokl. VSh RAN, 3(28), 7-16 (in Russ).

19 K. Oura, V.G. Lifshits, A.A. Saranin, A.V. Zotov, M. Katayama, Introduction to Surface Physics, (Moscow, Science, 2006), 490 p. (in Russ).

20 N.F. Uvarov, V.V. Boldyrev, Uspekhi khimii, 70(4), 307-329 (2001) (in Russ).

21 A.I. Gusev, Nanomaterials, nanostructures, nanotechnology, (Moscow, Fizmatlit, 2005), 412 p. (in Russ).

22 R.A. Andrievsky, A.V. Ragulya, Nanostructured materials, (Moscow, Publishing Center "Academy", 2005), 192 p. (in Russ).

23 I.P. Suzdalev, Nanotechnology: physical chemistry of nanoclusters, nanostructures and nanomaterials, (Moscow, KomKniga, 2006), 592 p. (in Russ).

24 V.M. Yurov, Physicochemical aspects of the study of clusters, nanostructures and nanomaterials, 11, 389-397 (2019). (in Russ).

25 V.M. Yurov, K.M. Makhanov, Nano- and microsystem technology, 22 (7), 347-351 (2020). (in Russ).

26 M.E. Stavrovsky, A.Yu. Albagachiev, M.I. Sidorov, Modern materials, equipment and technologies, 7, 168-173 (2016). (in Russ).

27 V. Lehmann, S. Ronnebeck, Journal of The Electrochemical Society, 146 (8), 2968-2975 (1999).

28 Z.Zh. Zhanabaev, G.S. Asanov, M.K. Ibraimov, E. Sagidolda, Innovative patent KZ 23594, 15.12.2010. Published on December 15, 2015, bul. No. 12. – 4 p. (in Russ).

29 K.B. Tynyshtykbaev, Yu.A. Ryabikin, S.Zh. Tokmoldin, T. Aitmukan, B.A. Rakymetov, R.B. Vermenichev, Bulletin of the Almaty Institute of Energy and Communications, 1(8), 36-40 (2010). (in Russ).

30 D.O. Murzalinov, Dissertation for the degree of Doctor of Philosophy (PhD), Astana, 2018. – 93 p. (in Russ).

FTAMP 58.09.39, 58.09.43

https://doi.org/10.26577/RCPh.2021.v76.i1.07



¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ. ²Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қазақстан, Нұр-Сұлтан қ. ³Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ. ⁴Латвия Университеті, Латвия, Рига қ. ⁵Satbayev University, Қазақстан, Алматы қ. *e-mail: zzha@mail.ru

ТЕРМОЯДРОЛЫҚ РЕАКТОРЛАР БЛАНКЕТТЕРІНІҢ МАТЕРИАЛДАРЫНАН ГАЗ БӨЛУДІ ЗЕРТТЕУ БОЙЫНША ӘДІСТЕМЕЛІК ЭКСПЕРИМЕНТТЕР

Жұмыс термоядролық реакторлар бланкеттерінің тритийгенерациялайтын материалдарымен сәулелендіру эксперименттерін жүргізу әдістемесін пысықтаумен байланысты проблемаға арналған. Эксперименттер BBP-К реакторында (Алматы, Қазақстан) орналасқан литий керамикасынан тритийді бөлуді зерттеу үшін әзірленген қондырғыда жүргізілді. Реакторлық эксперименттерде литий керамикасының үлгілері орналастырылған арнайы сәулелендіретін ампулалық құрылғы жасалды. Сәулелендіру құрылғысының жалпы ұзындығы шамамен 5 м құрайтындығына байланысты және сәулелендіру кезінде үлгілер қысымды бақылау техникалық мүмкін емес құрылғының төменгі бөлігінде орнатылады, реактордан тыс әдістемелік эксперименттер жүргізілді, оның барысында зерттелетін үлгілер аймағынан қондырғыға газдардың ағынын масс-спектрометр саласында тіркелетін парциалды қысымдармен байланыстыратын калибрлеу коэффициенттері анықталды. Нейтрондық-физикалық, термофизикалық және вакуумдық есептеулердің нәтижелері ампуланың дамыған конструкциясымен сәулеленді 773-1473 К температурада жүргізуге болатындығын және әзірленген қондырғы 10⁻¹¹ моль/с-тан жоғары зерттелген үлгілерде тритий мен гелийдің жұмыс істеу деңгейінде жүйеде газ ағынын тіркей алатындығын көрсетті.

Түйін сөздер: бланкет, термоядролық реактор, литий керамикасы, тритий, гелий.

Zh.A. Zaurbekova^{1*}, S.K. Askerbekov^{1,2}, A.A. Shaimerdenov^{1,3}, A.M. Akhanov³, G. Kizane⁴, Y.V. Chikhray¹, A.U. Tolenova^{1,5} ¹Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty ²L.N. Gumilyov Eurasian National University, Kazakhstan, Almaty ³Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty ⁴University of Latvia, Latvia, Riga ⁵Satbayev University, Kazakhstan, Almaty *e-mail: zzha@mail.ru

Methodical experiments on the study of gas release from materials of thermonuclear reactor blankets

The work is devoted to the problem related to the development of methods for conducting irradiation experiments with tritium-generating materials of fusion reactor blanks. The experiments were carried out on a facility designed to study the release of tritium from lithium ceramics, which is located at the WWR-K reactor (Almaty, Kazakhstan). A special irradiation ampoule device was developed, in which samples of lithium ceramics are placed in reactor experiments. Due to the fact that the total length of the irradiation device is about 5 m and during irradiation, samples are installed in the lower part of the device, where pressure control is technically not possible, out-of-pile methodological experiments were conducted, during which calibration coefficients were determined that link gas flows from the area of investigated samples to the installation with partial pressures recorded in the mass spectrometer area. The results of neutron-physical, thermophysical and vacuum calculations showed that with the developed ampoule design, irradiation can be carried out at temperatures of 773-1473 K and that the developed installation can register the gas flow in the system at the operating level of tritium and helium in the studied samples above 10⁻¹¹ mol/s.

Key words: blanket, fusion reactor, lithium ceramics, tritium, helium.

Ж.А. Заурбекова^{1*}, С.К. Аскербеков^{1,2}, А.А. Шаймерденов^{1,3}, А.М. Аханов³, Е.В. Чихрай¹, Г. Кизане⁴, А.У. Тлленова^{1,5}

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы ²Евразийский национальный университет Л.Н. Гумилева, Казахстан, г. Нур-Султан ³Институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы ⁴Латвийский Университет, Латвия, г. Рига ⁵Satbayev University, Казахстан, г. Алматы *e-mail: zzha@mail.ru

Методические эксперименты по изучению газовыделения из материалов бланкетов термоядерных реакторов

Работа посвящена проблеме, связанной с отработкой методики проведения облучательных экспериментов с тритийгенерирующими материалами бланкетов термоядерных реакторов. Эксперименты были проведены на установке, разработанной для исследования выделения трития из литиевой керамики, которая располагается на реакторе BBP-K (Алматы, Казахстан). Было разработано специальное облучательное ампульное устройство, в которое размещаются образцы литиевой керамики в реакторных экспериментах. В связи с тем, что общая длина облучательного устройства составляет около 5 м и во время облучения образцы устанавливаются в нижней части устройства, где контроль давления технически невозможен, были проведены внереакторные методические эксперименты, в ходе которых были определены коэффициенты калибровки, которые связывают потоки газов из области исследуемых образцов в установку с парциальными давлениями, регистрируемыми в области масс-спектрометра. Результаты проведенных нейтронно-физических, теплофизических и вакуумных расчетов показали, что с разработанной конструкцией ампулы облучение можно будет проводить при температурах 773-1473 К и что разработанная установка может зарегистрировать поток газа в системе при уровне наработки трития и гелия в исследуемых образцах выше 10⁻¹¹ моль/с.

Ключевые слова: бланкет, термоядерный реактор, литиевая керамика, тритий, гелий.

Кіріспе

Ядролық және термоядролық реакторлардың конструкциялық материалдарының сәулелендіру жағдайындағы және сутегі изотоптарымен өзара әрекеттесуі кезіндегі мінез-құлқын зерделеу, сондай-ақ осы факторлардың термоядролық реакторларда функционалдық ретінде пайдалану жоспарланып отырған материалдармен өзара әрекеттесуінің негізгі заңдылықтарын белгілеу бүгінгі таңда ғылыми қоғамдастық алдында тұрған маңызды және өзекті міндеттер болып табылады. Бұл материалдардың негізгі функциясы – термоядролық отынның құрамдас бөліктерінің бірі болып табылатын тритийді шығару мүмкіндігі [1-15].

2018 жылы ВВР-К реакторында ядролық және термоядролық реакторлар материалдарынан газ шығару процестерін зерттеуге мүмкіндік беретін қазіргі заманғы қондырғыны әзірлеу және құру басталды [16, 17]. Орнатудың схемасы және эксперименттік сәулелендіру құрылғысының оңтайлы конструкциясы жасалды. Сәулелендіру құрылғысының нейтрондықфизикалық және жылу-физикалық есептері, сондай-ақ вакуумдық жолдың әртүрлі геометрияларына арналған қондырғының вакуумдық есептері жүргізілді. Газ бөлуді тіркеу үшін Stanford Research System компаниясының квадрупольді масс-спектрометрі қолданылады.

Сәулелендіру құрылғысының жалпы ұзындығы шамамен 5 м болғандықтан және сәулелендіру кезінде үлгілер қысымды бақылау техникалық мүмкін емес құрылғының төменгі бөлігінде орнатылады, реактордан тыс әдістемелік эксперименттер жүргізілді. Эксперименттердің мәні зерттелген үлгілер аймағында газ ағындарын масс-спектрометр аймағында тіркелген ішінара қысымдармен байланыстыратын калибрлеу коэффициенттерін анықтау болды. Жүргізілген әдістемелік эксперименттер қондырғыны пайдалануға беру алдындағы маңызды кезең болып табылады және алынған нәтижелер реакторлық эксперименттер кезінде газ бөлуді дұрыс түсіндіру үшін қажет.

Материал және әдістер.

Ампуланың конструкциясын әзірлеу Вакуумдық есептеулер

Вакуумдық есептеулердің мақсаты жүйенің әртүрлі геометриялары мен тритийдің газ бөлу ағындарына арналған сәулелендіру құрылғысы мен вакуумдық жүйенің ұзындығы бойынша қысымдардың ауқымы мен таралуын бағалау (10⁻¹¹-10⁻⁸ моль/с). Құрылғының таңдалған есептік геометриясы ұзындығы 4 м, диаметрі 15 мм немесе 17,5 мм немесе 20 мм ампулалық құрылғыдан (АҚ), ұзындығы 4 метр және ішкі диаметрі 10 мм тот баспайтын болаттан жасалған шығу құбырынан және шығу құбырын (диаметрі 10 мм) ТМС кіріс фланецімен (100 мм) сызықтық түрде жұптастыратын ұзындығы 0,5 м жалғастырушы келте құбырдан тұратын жүйені ұсынды.

Есептеулер үшін 3 өлшемді ось-симметриялы модель қолданылды, оның бойымен барлық элементтер бір осьте орналасқан, ұзындығы 8,5 м, бұл есептеулердің дәлдігіне және алынған нәтижелердің жалпылығына әсер етпейді.

Есептеу міндеті құрылғының ішкі бетінің температурасының, газдың кіріс ағынының және вакуумдық сорғының сору жылдамдығының берілген мәндері үшін құрылғының жұмыс процесінде бүкіл жүйенің ұзындығы бойымен сутегі (немесе басқа газ) концентрациясы мен қысымының таралуын есептеу болды.

Есептеу міндеті жүйенің жалпы бетін соңғы элементтерге бөлуге және қажетті G, P және n интегралдарын есептеуге дейін азаяды. Біздің жағдайда осы мақсатта Comsol Multiphysics инженерлік мәселелерді шешу жүйесі қолданылды [18].

Есептеу 0-1800 секунд (30 минут) уақыт аралығы үшін жүргізіледі. Алынған есептеу нәтижелерінің неғұрлым айқын болуы үшін модельде газдың кіріс ағыны импульстік сипатта болады және 500 секундтан 1000 секундқа дейін беріледі. Сорғыдан әр түрлі қашықтықта вакуумдық жүйеде сутегі қысымының өзгеруінің сипаттамалық тәуелділігі 1-суретте көрсетілген.



1-сурет – Ағынның импульсі 10-9 моль/с болған кезде сорғыдан әртүрлі қашықтықта қысымның өзгеру динамикасы

Алынған тәуелділіктер эксперименттің физикалық көрінісіне сәйкес келетіні байқалады:

 Қондырғыға газ ағынын беру саласындағы ең көп қысым.

– Құбырлар арқылы қысымның сызықтық төмендеуі байқалады, ал қысымның түсу жылдамдығы кіші диаметрлі құбырда жоғары.

Қысымды бөлудің алынған мәндері, жалпы алғанда, жүйеде тритий мен гелий ағынын тіркеудің физикалық қабілеті зерттелетін үлгілердегі тритий мен гелийдің өндіріс деңгейлері үшін 10⁻¹¹ моль/с жоғары болатындығын көрсетеді. Нейтрондық-физикалық және жылуфизикалық есептеулер

Нейтрондық-физикалық есептеулер МСNР (Monte Carlo N-particle) компьютерлік бағдарламасын қолдану арқылы жүргізілді, онда нейтрондар мен басқа бөлшектердің қозғалыс траекториясын модельдеу үшін Монте-Карло әдісі қолданылады, яғни бұл кездейсоқ процестерді зерттеудің сандық әдісі [19, 20]. Есептеулерде нейтрондардың ENDF / B-VII заттармен өзара әрекеттесуіне арналған қималар кітапханасы пайдаланылды [21].

Тот баспайтын болаттан жасалған сәулелендіргіш капсулаға арналған ТЯР бридер-

лерінің әртүрлі материалдары бар қыздыру және температуралық өрістердің таралу динамикасының жылуфизикалық есептері жүргізілді: литий керамикасы [22]. Есептеулер кезінде керамикада жылу шығыны 82,3 Вт/см³ және болатта 4 Вт/см³ құрайды деп қабылданды. Капсулаларды қыздыруды үлгілерсіз бөлек есептеді. Есептеу нәтижелері 2-суретте көрсетілген.



 а) құрғақ арнада орналасқан керамикамен ампула температурасының өзгеруіне уақытша тәуелділік;



 б) суы бар арнада орналасқан керамикамен ампуланың температурасының өзгеруіне уақытша тәуелділік



 в) құрғақ арнадағы квази-тепе-тең күйдегі ампула бойынша температураның таралуы



2-сурет – Сәулелендіру кезінде литий керамикасы бар ампула бойынша температуралық өрістерді есептеу нәтижелері

Ампуланың ең жоғары температурасы 573 К (құрғақ арна үшін) және 373 К (суы бар арна үшін) аспайды – бұл тұтастай алғанда ТЯР материалдарымен реакторлық эксперименттерде зерттеудің төменгі температурасын анықтайды.

Керамиканың жеткілікті жоғары температурасы (барлық есептеулер үшін) ондағы энергия шығарудың үлкен мәндеріне және салыстырмалы түрде төмен жылу өткізгіштікке байланысты.

Эксперименттік сәулелендіру құрылғысын жасау

Алдын ала вакуумдық, нейтрондық-физикалық және термофизикалық есептеулер, ампулалық құрылғының материалдық құрамын бағалау негізінде BBP-К зерттеу реакторының таңдалған эксперименттік арнасының барлық құрылымдық ерекшеліктерін ескере отырып, 3-суретте көрсетілген сәулелендіру құрылғысының схемасы дайындалды.





Зерттелетін үлгілер жүктеу капсуласының (ЖК) ішіне, ал ол өз кезегінде сорылатын эксперименттік ұяшыққа орналастырылады. Қажетті температуралық режимді қамтамасыз ету үшін ампулалық құрылғы (АҚ) термопаралық жылытқышпен жабдықталған. Үлгі аймағындағы температураны өлшеу үшін ұсынылған схемаға сәйкес ХА типті термопаралар орнатылды.

АҚ және ЖК бөлшектері 12Х18Н10Т тот баспайтын болаттан, ал эксперименталды арна (ЭА) САВ-1 алюминий қорытпасынан жасалған.

Әдістемелік эксперименттер

Әдістемелік эксперименттерді жүргізудің мақсаты зерттелетін үлгілер аймағынан қондырғыға газ ағындарын масс-спектрометр аймағында тіркелген ішінара қысымдармен байланыстыратын калибрлеу коэффициенттерін анықтау болды. Осы калибрлеуден кейін газ қоспасы компоненттерінің абсолютті концентрациясын немесе абсолютті ішінара қысымын есептеуге болады.

Әдістемелік эксперимент схемасын іске асыру үшін қондырғының схемасына газ беру жүйесі қосылды, ол 4-суретте қызыл пунктирмен көрсетілген. Сондай-ақ, реакторлық эксперименттерді жүргізу үшін ұсынылған геометрия мен АҚ-ның материалдық құрамына толық сәйкес келетін, бірақ АҚ арқылы газ ағынын ұйымдастыру мүмкіндігі үшін тесік қосып, ампуланың түбінде ДУ6 стандартты кіріс фланеці жасалды.



AD – ампулалық құрылғы; ТМР – турбомолекулярлық сорғы; МS – масс-спектрометр; газ беру жүйесі (МР – механикалық сорғы; РСV – пьезокерамикалық натекатель; GB – газы бар баллон; V – көлем;
 Р – қысым датчигі).

4-сурет – Әдістемелік эксперименттер жүргізуге арналған қондырғының принциптік схемасы Газ беру жүйесінің жұмыс принципі келесідей: пьезокерамикалық натекатель (PCV) екі жағынан механикалық сорғылармен (MP1-2) шамамен 10⁻² торр қысымға дейін сорылады, содан кейін PCV арқылы газы бар баллоннан (GB) зерттелетін газдың тұрақты ағыны ұйымдастырылады.

Әдістемелік эксперименттерді жүргізу схемасы келесідей болды:

– Зерттелетін үлгілер орналасатын аймақтағы сорғымен айдалатын ампулаға (реакторлық эксперимент кезінде) газ беріледі;

 Одан әрі масс-спектрометр қондырғыдағы газдың тепе-теңдік қысымын тіркейді;

 Осыдан кейін жеткізу камерасы сорғыдан бөлініп, осы камерадағы газ қысымының жоғарылауы тіркеледі;

– Масс-спектрометрдегі өлшенген қысымның белгілі мәндеріне және беру камерасындағы газ жиынтығының белгілі жылдамдығына сәйкес калибрлеу коэффициенттері анықталады.

Осылайша, эксперименттік ұяшық арқылы зерттелетін газ ағынының мәнін және массспектрометрдің көрсеткіштерін біле отырып, зерттелетін барлық газдар үшін калибрлеу коэффициенттері анықталады.

Бірінші кезеңде қондырғының жұмыс көлемін анықтау бойынша эксперимент жүргізілді.

Процедура келесідей болды:

 – бүкіл жүйе 10⁻⁶ торр қысымына дейін сорылды;

 - әрі қарай, қондырғыдағы барлық клапандар жабылды: осылайша, жұмыс камерасы (қондырғының өлшеу жолы) клапандарды әртүрлі көлемдерге бөлді;

– белгілі көлемде (V_1) белгілі P_1 газ қысымы пайда болды, содан кейін бұл көлем клапанмен кесілген қондырғы камерасының көрші көлеміне бөлінді: газдың жалпы қысымы P_2 мәндеріне дейін төмендеді;

– осылайша, камераның жалпы көлемі дәйекті бөліну арқылы ұлғайтылды және қондырғының камералық көлемінің мәні (9) формула бойынша анықталды:

_

$$V_x = \frac{V_1(P_1 - P_2)}{P_2},$$
 (1)

мұндағы V_1 – камераның көлемі; $P_1 - V_1$ камерасындағы бастапқы қысым; $P_2 - V_1$ көлемін V_x ашқаннан кейін $V_1 + V_x$ камерасындағы қысым

Екінші кезең әдістемелік тәжірибелердің өздері болды.

Нәтижелер және талдау

Барлығы калибрлеу бойынша бірнеше эксперименттер жүргізілді, олардың нәтижелері бірбіріне сәйкес келді. Ұсынылған экспериментте қондырғыға гелийдің, дейтерийдің және сутектің әр түрлі түсу режимдеріне арналған қондырғы камерасындағы газдар спектрлерінің өзгеруінің тәуелділігі туралы мәліметтер келтірілген. Сондай-ақ, сорғы клапанмен жабылған кезде беру камерасындағы қысымның өзгеруіне байланысты.

Біз 5-суретте көрсетілген дейтерий газымен қондырғыны калибрлеу бойынша эксперимент кезеңінің стандартты режимін суреттейміз (эксперименттің уақыт аралығы 11000 с-тан 12500 с-қа дейін таңдалды).

Ыңғайлы болу үшін кесте бірнеше аймаққа бөлінеді. А аймағында эксперимент кезеңі ұсынылған, онда тұрақты газ ағынымен дейтерийді беру кезінде қондырғыдағы газ құрамын өлшеу жүргізіледі. Суреттен камерадағы гелийдің қысымы үнемі болатындығын көруге болады.

В аймағы – бұл эксперимент кезеңі, онда коректендіру камерасы сорғыдан ажыратылады және сәйкесінше орнату камерасында дейтерий қысымының төмендеуі байқалады, ал беру камерасында дейтерий қысымының жоғарылауы байқалады. Камерадағы дейтерий қысымының өсуі сызықтық болады деп күтілуде: осы сызықтық тәуелділіктің нәтижелері бойынша жүйеге кіретін дейтерий ағыны одан әрі бағаланады.

С аймағы – газ беру камерасы айдауға ашылады және жиналған газ одан айдалады, тиісінше қондырғы камерасындағы дейтерий ағынының А аймағындағы қысымға тең стационарлық мәнге дейін өсуі байқалады.

D аймағы – натекатель арқылы қондырғы камерасына жаңа ағын орнатылады (бұл жағдайда ағын А-С аудандарындағы ағынға қарағанда үлкен), бұл жүйеде дейтерий қысымының кейбір жаңа стационарлық мәнге дейін өсуіне әкеледі.

Е аймағы – жоғарыда сипатталған В аймағына ұқсас эксперимент кезеңі, онда газ беру камерасы сорғыдан ажыратылады.

Осылайша, қондырғы камерасына берілетін әртүрлі газдар үшін эксперименттер жүргізіледі, ол арқылы камераға газ ағындарының стационарлық мәндері және масс-спектрометрмен тіркелген оларға сәйкес келетін стационарлық парциалды қысым анықталады.

Калибрлеу коэффициенттері (моль/(Па·с)) мынадай формула бойынша есептеледі:

$$K = \frac{\frac{d\nu}{dt}}{P_{MS}},$$
 (2)

мұндағы $\frac{d\nu}{dt}$

– қондырғыдағы газ ағыны; Р_{мs} – массспектрометрде (Па) тіркелетін қысым.

Жүйеге газ ағынының мәндері келесі формула бойынша бағаланады

$$\frac{dv}{dt} = \frac{V}{RT} \left(\frac{dP}{dt}\right),\tag{3}$$

Алынған калибрлеу коэффициенттері 1-кестеде келтірілген, олар қондырғы камерасындағы ағындардың әртүрлі деңгейлері үшін жақсы сәйкес келді.



5-сурет – Қондырғы камерасындағы дейтерий ағынын калибрлеу бойынша эксперимент кезеңі

1-кесте – Әр түрлі газдар үшін калибрлеу коэффициенттері (қондырғыға ағындардың деңгейі ~ (10⁻⁸-10⁻¹⁰ моль/с)

Изотоп	H ₂	D ₂	Не
Калибрлеу коэффициенті, моль/(Па·с)	8,05.10-6	1,03.10-5	2,94.10-5

Дейтерий мен сутектің калибрлеу коэффициенттерінің мәндері жақын болды, ал гелий бойынша калибрлеу коэффициенті бірнеше есе жоғары болды (гелий бойынша RGA-100 массспектрометрінің төмен сезімталдығы оның жоғары иондану әлеуетімен байланысты).

Корытынды

Осылайша, атқарылған жұмыстардың нәтижесінде мыналар алынды:

 – ЯР және ТЯР материалдарынан газ бөлуді тіркеу бойынша қондырғы әзірленді және құрылды; ВВР-К реакторының қолда бар эксперименттік мүмкіндіктерін, реакторішілік эксперименттер жүргізу тәжірибесін және ядролық және термоядролық энергетиканы дамыту трендтерін ескере отырып, эксперименттік сәулелендіру құрылғысының конструкциясы әзірленді;

 нейтрондық-физикалық және термофизикалық есептеулер жүргізілді және олардың көмегімен тот баспайтын болаттан жасалған сәулелендіру ампулалары үшін қыздыру және температуралық өрістердің таралу динамикасының уақытша тәуелділіктері алынды, олар ампуланың дамыған конструкциясымен сәулеленуді 773-1473 К температурада жүргізуге болатындығын көрсетті;

вакуумдық трактінің әртүрлі геометриялары үшін және ТЯР материалдарының әртүрлі газ бөлу ағындары үшін қондырғы камерасындағы қысымның таралуының вакуумдық есептері жүргізілді. Әзірленген қондырғы тритий мен гелий ағынын жүйеде тритий мен гелийдің жұмыс деңгейі 10-11 моль/с-тан жоғары зерттелген үлгілерде тіркей алатындығын көрсетті;

 ТЯР материалдарын сынау үшін әзірленген реакторлық ампулалық құрылғы дайындалды, оның көмегімен газ бөлуді зерттеу бойынша эдістемелік эксперименттер жүргізілді;

- реактордан тыс әдістемелік эксперименттер жургізілді, оның барысында зерттелетін үлгілер аймағынан қондырғыға газдардың ағынын масс-спектрометр саласында тіркелетін парциалды қысымдармен байланыстыратын калибрлеу коэффициенттері анықталды. Эксперименттердің репродуктивтілігі жоғары, сондықтан каблибровканың белгілі бір коэффициенттері сенімді деп қорытынды жасауға болады.

Алғыс

Жұмыс ҚР Білім және ғылым министрлігінің қолдауымен № АР08856623 грант аясында орындалды.

Әдебиеттер

Тажибаева И.Л. Процессы переноса водорода в конструкционных материалах в поле ионизирующего излучения: 1 (автореферат дис. доктора физико-математических наук: 01.04.07.). – Алматы, 1997. – 47 с.: ил.

2 Кульсартов Т.В. Методика и аппаратурное обеспечение проведения длительных реакторных экспериментов по исследованию выделения трития из материалов твердотельных бланкетов ТЯР (автореф.дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.01: защищена 24.04.10: утв. 04.05.10).- Алматы, 2010.- 119 с.

3 Tazhibayeva I.L., et al. Reactor studies of hydrogen isotopes interaction with lithium CPS using dynamic sorption technique // Fusion Engineering and Design.- 2019.- Vol. 146.- Part A.- P. 402-405.

4 Kulsartov T., et al. Investigation of hydrogen isotopes interaction with lithium CPS under reactor irradiation // Fusion Engineering and Design. - 2017.-Vol. 124. - P. 324-327.

5 Kulsartov T., et al. Study of tritium and helium generation and release from lead-lithium eutectics Li15. 7Pb under neutron irradiation // Fusion Engineering and Design. – 2019. – Vol. 146.– P. 1317-1320. 6 Tritium: Fuel of Fusion Reactors. Ed. Tanabe T. – Spinger, 2017.

7 Zmitko M., et al. Development and qualification of functional materials for the European HCPB TBM // Fusion Engineering and Design. - 2018. - Vol. 136. - P. 1376-1385.

8 Guangming Zhou, Francisco Hernández, Lorenzo V. Boccaccini, Hongli Chen and Minyou Ye. Preliminary structural analysis of the new HCPB blanket for EU DEMO reactor // International Journal of Hydrogen Energy. - 2016. - Vol. 41. - Iss. 17. - P. 7053-7058.

9 Guangming Zhou, Francisco Hernández, Lorenzo V. Boccaccini, Hongli Chen and Minyou Ye. Preliminary steady state and transient thermal analysis of the new HCPB blanket for EU DEMO reactor // International Journal of Hydrogen Energy. - 2016. - Vol. 41. - Iss. 17. - P. 7047-7052.

10 Qiang Qi, Jing Wang, Maoqiao Xiang, Yingchun Zhang, Shouxi Gu and Guang-Nan Luo. Mechanism of vacuum-annealing defects and its effect on release behavior of hydrogen isotopes in Li2TiO3 // International Journal of Hydrogen Energy. - 2018. -Vol. 43. - Iss. 27. - P. 12295-12301.

11 Zhai, Youwen, et al. Characterization of tritium breeding ceramic pebbles prepared by melt spraying // Journal of the European Ceramic Society.-2020. - Vol. 40. - Iss. 4. - P. 1602-1612.

12 Gu, Shouxi, et al. Mechanical strength stability of tritium breeding materials under high temperature deuterium conditions // Ceramics International. - 2020.- Vol. 46.- Iss. 1. - P. 1195-1202.

13 Zhou, Qilai, et al. Release kinetics of tritium generation in neutron irradiated biphasic Li2TiO3-Li4SiO4 ceramic breeder // Journal of Nuclear Materials.-2019. - Vol. 522. - P. 286-293.

14 Rubel, Marek. Fusion Neutrons: Tritium Breeding and Impact on Wall Materials and Components of Diagnostic Systems // Journal of Fusion Energy. - 2019.- Vol. 38.- Iss. 3-4. - P. 315-329.

15 Gu, Shouxi, et al. The effects of irradiation and high temperature on chemical states in Li2TiO3 // International Journal of Hydrogen Energy. - 2019.- Vol. 44.- Iss. 60. - P. 32151-32157.

16 Шаймерденов А.А. и др. Экспериментальная база реактора ВВР-К для исследования выхода трития из материалов при их облучении / Шаймерденов А.А., Гизатулин Ш.Х., Накипов Д.А., Кенжин Е.А., Чихрай Е.В., Заурбекова Ж.А., Толенова А.У., Нестеров Е.А., Кизанэ Г. // Вестник НЯЦ РК.- 2020.- Вып. 1.- С. 104-111.

17 Shaimerdenov, A. et al. The WWR-K reactor experimental base for studies of the tritium release from materials under irradiation // Fusion Science and Technology.- 2020.- Vol. 76.- Iss. 3.- P. 304-313.

18 COMSOL Multiphysics® www.comsol.com. COMSOL AB, Stockholm, Sweden.

19 MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. - Los Alamos National Laboratory, LA-UR-03-1987, 2008.

20 X-5 Monte Carlo Team, MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 - Volume II: User's Guide, Los Alamos National Laboratory report LA-CP-03-0245 (April 2003, revised 2/1/2008).

 Chadwick M.B. ENDF/B-VII.1: Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data /M. Herman, P. Obložinský, M.E. Dunn, Y. Danon, A.C. // Nucl. Data Sheets.– 2011.– Vol. 112.– P. 2887.
 Чихрай Е.В., Аскербеков С.К., Шаймерденов А.А., Гизатулин Ш.Х., Аханов А.М., Кенжин Е.А., Кабулбек Е.Б.

22 Чихрай Е.В., Аскероеков С.К., Шаимерденов А.А., Гизатулин Ш.А., Аханов А.М., Кенжин Е.А., Кабулоек Е.Б. Теплофизические расчеты реакторной ампулы для исследования газовыделения из литийсодержащих материалов при проведении экспериментов на реакторе ВВР-К // Вестник НЯЦ РК.– Вып.1 (77).– 2019.– С. 52-59.

References

- 1 I.L. Tazhibaeva, Abstract of the thesis. Doctor of Physical and Mathematical Sciences, (Almaty, 1997) 47 p. (In Russ).
- 2 T.V. Kulsartov, Abstract of the thesis. Candidate of Physical and Mathematical Sciences. (Almaty, 2010) 25 p. (In Russ).
- 3 I.L. Tazhibayeva, et al., Fusion Engineering and Design 146, A, 402-405 (2019).
- 4 T. Kulsartov, et al., Fusion Engineering and Design 124, 324-327 (2017).
- 5 T. Kulsartov, et al., Fusion Engineering and Design 146, 1317-1320 (2019).
- 6 T. Tanabe, (Ed.). Tritium: Fuel of Fusion Reactors (2017). https://doi.org:10.1007/978-4-431-56460-7.
- 7 M. Zmitko, et al., Fusion Engineering and Design 136, 1376-1385 (2018).

8 Guangming Zhou, Francisco Hernández, Lorenzo V. Boccaccini, Hongli Chen and Minyou Ye, International Journal of Hydrogen Energy 41, 17, 7053-7058 (2016).

9 Guangming Zhou, Francisco Hernández, Lorenzo V. Boccaccini, Hongli Chen and Minyou Ye, International Journal of Hydrogen Energy 41, 17, 7047-7052 (2016).

10 Qiang Qi, Jing Wang, Maoqiao Xiang, Yingchun Zhang, Shouxi Gu and Guang-Nan Luo, International Journal of Hydrogen Energy 43, 27, 12295-12301 (2018)..

11 Youwen Zhai, et al., Journal of the European Ceramic Society 40, 4, 1602-1612 (2020).

- 12 Shouxi Gu, et al., Ceramics International 46, 1, 1195-1202 (2020).
- 13 Qilai Zhou, et al., Journal of Nuclear Materials 522, 286-293 (2019).
- 14 Marek Rubel, Journal of Fusion Energy 38, 3-4, 315-329 (2019).
- 15 Shouxi Gu, et al., International Journal of Hydrogen Energy 44, 60, 32151-32157 (2019).
- 16 A.A. Shaimerdenov, Sh.Kh. Gizatulin, D.A. Nakipov, Ye.A. Kenzhin, Ye.V. Chikhray, Zh.A. Zaurbekova, A.U. Tolenova, E.A. Nesterov and G. Kizane, Bulletin of the NNC RK 1, 104-111 (2020). (In Russ).
 - 17 Shaimerdenov, A. et al., Fusion Science and Technology 76, 3, 304-313 (2020).

18 COMSOL Multiphysics® www.comsol.com. COMSOL AB, Stockholm, Sweden.

19 MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. – Los Alamos National Laboratory, LA-UR-03-1987, 2008.

20 X-5 Monte Carlo Team, MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 – Volume II: User's Guide, Los Alamos National Laboratory report LA-CP-03-0245 (April 2003, revised 2/1 / 2008).

21 M.B. Chadwick, M. Herman, P. Obložinský, M.E. Dunn and Y. Danon, Nucl. Data Sheets 112, 2887 (2011).

22 Ye.V. Chikhray, S.K. Askerbekov, A.A. Shaimerdenov, Sh.Kh. Gizatulin, A.M. Akhanov, Ye.A. Kenzhin and E.B. Kabulbek, Bulletin of the NNC RK 1, 77, 52-59 (2019). (In Russ).

FTAMP 29.19.31, 29.03.30

https://doi.org/10.26577/RCPh.2021.v76.i1.08

К.П. Аймағанбетов^{1*}, С.Қ. Шегебай¹, А.У. Алдияров¹, С.Р. Жантуаров¹, Н.С. Токмолдин^{1,2}

¹Satbayev University, Физика-техникалық институты, Қазақстан, Алматы қ. ²Потсдам университеті, Германия, Потсдам қ. *e-mail: kazybek012@gmail.com

АРНАЙЫ ЖАСАЛҒАН ТӨМЕН ТЕМПЕРАТУРАЛЫ МИКРОКРИОГЕНДІК ӨЛШЕУ ҰЯШЫҒЫН ҚОЛДАНА ОТЫРЫП ИМПЕДАНС СПЕКТРОСКОПИЯ ӘДІСІ АРҚЫЛЫ КҮН ЭЛЕМЕНТТЕРІН ЭЛЕКТРОФИЗИКАЛЫҚ ЗЕРТТЕУ

Мақалада гетероөткелді кремнийлі және перовскитті Күн батареяларының екі типіне арналған зерттеулер ұсынылған. Зерттеулер импеданстық спектроскопия әдісімен 100 Гц-тен 5 МГц-ке дейінгі жиілікте 128-ден 299 К-ге дейінгі температура диапазонында жүргізілді. Бұл температура диапазонында өлшеулер арнайы жасалған микрокриогендік ұяшықтың көмегімен жүргізілді. Бұл жұмыста микрокриогендік ұяшықтың негізгі құрылымы толық сипатталған. Арнайы ұяшық 16 К-дан бөлме температурасына дейінгі аралықта жұмыс істей алады және универсалды үш электрлік контактісімен жабдықталған, бұл жалпақ қабыршақты үлгілерді және көлемдік үлгілердің электрофизикалық қасиеттерін зерттеуге мүмкіндік береді. Жүргізілген зерттеулер барысында қараңғы ортада активті және реактивті кедергілері, сондай-ақ жоғарыда көрсетілген әр түрлі температурадағы Найквист қисықтары туралы мәліметтер алынды. Алынған нәтижелерде температуралық фактор Күн батареяларының электрофизикалық сипаттамаларын өлшеуге тікелей әсерін көрсетеді және олардың зерттеулері қазіргі кезде өзекті болып табылады.

Осылайша, әр түрлі төмен температуралы зерттеулерді жүргізуге мүмкіндік беретін және өзіндік ерекше құрастыруы мен жобаланған өлшеу құрылғысын қолдана отырып, жаңартылмалы энергияда перспективалы үлгілердің электрофизикалық қасиеттері зерттелді.

Түйін сөздер: фотовольтаика, жартылай өткізгіштер, Күн батареялары, импеданс спектроскопиясы, төмен температуралы өлшеу, Найквист қисықтары.

> K.P. Aimaganbetov^{1*}, S.K. Shegebay¹, A.U. Aldiyarov¹, S.R. Zhantuarov¹, N.S. Tokmoldin^{1,2} ¹Satbayev University, Institute of Physics and Technology, Kazakhstan, Almaty ²Potsdam university, Germany, Potsdam *e-mail: kazybek012@gmail.com

Research of electrophysical properties of solar elements by impedance spectroscopy method using a specially designed low temperature microcryogenic measuring cell

The paper presents studies of two types of solar cells: silicon heterojunction and perovskite. The investigations were carried out by the method of impedance spectroscopy in the frequency range from 100 Hz to 5 MHz at a rather wide temperature range from 128 to 299 K. Measurements at this temperature range were carried out using a specially designed microcryogenic cell. The basic structure of a microcryogenic cell is also described in detail in this work. The cell is capable of operating in the range from 16 K to room temperature and is equipped with three contacts, which makes it possible to study the electrophysical properties of both flat and bulk samples. In the course of the studies carried out, data were obtained on the dark active and reactive resistances, as well as Nyquist curves at the above different temperature of the ambient samples, on the measurements of the electrophysical characteristics of solar cells, the studies of which are relevant today. Thus, the electrophysical properties of samples promising in renewable energy have been studied using a specialized method for studying semiconductor devices (impedance spectroscopy) and a measuring device of its own assembly and design, which makes it possible to supplement research by varying and creating low temperatures surrounding the samples.

Key words: photovoltaics, semiconductors, solar cells, impedance spectroscopy, low temperature measurements, Nyquist curves.

К.П. Аймаганбетов^{1*}, С.К. Шегебай¹, А.У. Алдияров¹, С.Р. Жантуаров¹, Н.С. Токмолдин^{1,2}

¹Satbayev University, Физико-технический институт, Казахстан, г. Алматы ²Потсдамский университет, Германия, г. Потсдам *e-mail: kazybek012@gmail.com

Исследование электрофизических свойств солнечных элементов методом импеданс-спектроскопии с применением специально сконструированной низкотемпературной микрокриогенной измерительной ячейки

В работе приведены исследования двух типов солнечных элементов: кремниевого гетеропереходного и перовскитного. Исследования были проведены методом импеданс спектроскопии в частотномдиапазоне от 100 Гцдо 5 МГцпридостаточно обширном температурном диапазоне от 128 до 299 К. Измерения при данном диапазоне температур проводились с применением специально разработанной микрокриогенной ячейки. Принципиальное устройство микрокриогенной ячейки также подробно описано в рассматриваемой работе. Ячейка способна работать в диапазоне от 16 К до комнатной температуры, оснащена тремя контактами, что обеспечивает возможность исследовать электрофизические свойства как плоских, так и объёмных образцов. В ходе проведённых исследований были получены данные по темновым активным и реактивным сопротивлениям, а также кривые Найквиста при вышеуказанных различных температурах. Полученные результаты демонстрируют наглядное влияние факторов внешней среды, таких как температура окружающей образцы среды, на измерения электрофизических характеристик солнечных элементов, исследования которых актуальны на сегодняшний день. Таким образом, изучены электрофизические свойства перспективных в возобновляемой энергетике образцов, с применением специализированного метода исследования полупроводниковых устройств (импеданс-спектроскопия) и измерительного устройства собственной сборки и конструкции, позволяющего дополнять исследования варьированием и созданием низких температур, окружающей образцы среды.

Ключевые слова: фотовольтаика, полупроводники, солнечные элементы, импедансспектроскопия, низкотемпературные измерения, кривые Найквиста.

Кіріспе

Атмосфералық қоршаған орта параметрлері зерттелетін үлгілердің электрофизикалық өлшеу сапасына әсер ететіні белгілі [1]. Бұл тұрғыда төмен температурада жүргізілетін жартылай өткізгіш материалдардың қасиеттерін өлшеу кезінде байқалады. Мұндай жағдайларда негізгі проблемалар атмосфералық булардың немесе газдардың үлгіге конденсациясы болып табылады және сигналдың бұрмалануына және жоғалуына әкелуі мүмкін.

Зерттеу үлгісінің температурасын және оның айналасындағы атмосфераны тұрақтандыру – төмен температуралық өлшеулерді жүргізу бағытының маңызды шарты болып табылады. Мұндай өлшеулерді жүргізу үшін әдетте криостаттар (немесе жабық циклді салқындату жүйелері) қолданылады [2-6]. Сонымен қатар, өлшеудің белгілі бір түрін жүргізу, әдетте, үлгілердің белгілі бір түріне, мөлшеріне және формасына бейімделген жеке криостаттың немесе ерекше өлшеу ұяшығының болуын талап етеді [7-15]. Сонымен қатар, материалдардың қасиеттерін жан-жақты зерттеудегі техникалық маңызды міндеттердің бірі – бір ғана өлшеу құралын қолдана отырып, бір-бірін толықтыратын және ақпараттар беретін бірнеше түрлі өлшеулер жүргізу мүмкіндіктерін іздеу. Бұл Күн батареясының интерфейстерінде болып жатқан құбылыстарды терең түсінуге мүмкіндік береді. Осы мақсатта бірнеше Күн батареясының электрофизикалық қасиеттерін түсіну мақсатында бірнеше ғылыми жұмыстар жүргізілген [16-22].

Импеданс спектроскопиясы, заряд тасымалдаушылардың өтпелі реакциясын анықтаудың бірден бір танымал әдістері ретінде белгілі [23-25].

Бұл мақалада материалдардың электрлік касиеттерін зерттеуге арналған импеданс-спектроскопия әдісімен төмен температуралы өлшеу ұяшығын қолдану арқылы гетерөткелді кремнилі және органогаллоидты перовскиттік Күн элементтерінің импеданс сипаттамаларының өлшеу нәтижелері келтірілген.

1. Өлшеу қондырғысын әзірлеу

Ұсынылған өлшеу ұяшығы cryomech model ST15 Cryostat микрокриогендік машинасы негізінде жасалған. Өлшеу ұяшығының негізгі бөліктері – төсеніш, төменгі электр контактісі және жоғарғы электр контактілері болып табылады.

Салқындату процесін жақсарту және тазалықты қамтамасыз ету үшін төсеніште үлгінің айналасында разрядталған орта құру мақсатында өлшеу ұяшығымен жабдықталған, төмен температуралы өлшеу қондырғысының жалпы көрінісі 1-суретте көрсетілген. Төсеніш (9) астында орналасқан микрокриогендік машинаның жоғарғы фланеціне бекітілген. Төсеніш жоғары жылу өткізгіштікті қамтамасыз ету үшін мыстан жасалған және келесі өлшемдерге ие: диаметрі – 45 мм, биіктігі – 7 мм. Микрокриогендік машинаға төсенішті орнату үшін биіктігі 2 мм және диаметрі 25 мм болатын проекция жасалды. Металл бұрандалардың көмегімен төсеніш микрокриогендік машинаның салкындату бетіне бекітіледі. Төсеніштің төменгі бөлігінде жылу сенсорын орнатуға арналған ойық жасалады. Төсеніштің геометриялық өлшемдері Гиффорд-Мак-Магон циклі бойынша жұмыс

істейтін микрокриогендік фланецтің жоғарғы бөлігінің өлшемдеріне сәйкес келеді. Түрлі температуралық режимдерде өлшеу жүргізу ушін жүйе термореттегішпен жабдықталған. Төменгі электр контактісін орналастыру үшін ені мен тереңдігі 3 мм, төсеніштің диаметрі бойымен ойық кесілген. Контактілерге арналған корпус төсеніштің ойығына (саңылауларына) орналастырылған текстолиттік материалдан жасалған. Корпустың ұзындығы-45 мм, көлденең қимасы-3 мм² құрайды. Корпус бұрандалармен төсенішке бекітіледі. Алтын жалатылған контактілері корпустың арнайы ойығында орнатылған. Зерттелетін үлгілердің орналасуына ыңғайлы болу үшін төсеніштің беті тегіс болуы керек. Төменгі электр контактісі жоғары өткізгіш алтын жалатылған материалдан жасалған және өлшенетін үлгінің бетіне зақым келтірместен сапалы байланыс жасау үшін икемділік пен серпімділікке ие. Корпустың осі бойымен коаксиалды өлшеу кабелін өткізуге арналған тесік жасалды.



1 – микрокриогендік машинаның корпусы; 2 – ұяшық қақпағы; 3 – электрлік контактілері; 4 – контакті ұстағыштар; 5 – қарау терезесі; 6 – коаксиалды кабель; 7 – зерттелетін үлгі; 8 – слюда изоляторы; 9 – төсеніш; 10 – төменгі контакт ұстағышы.

1-сурет – Төмен температуралы өлшеу ұяшығының сызбасы

Жоғарғы өлшеу контактісі негізгі екі тіректен тұрады: жылжымалы және тұрақты. Өлшеу тірегінің биіктігі-25 мм және жылжымалы көлденеңінен 35 мм дюралюминий материалынан жасалған. Жоғарғы контактілер жүйесінің қозғалмайтын тіреуі микрокриогенді қондырғының бортына бекітіледі. Үлгіге конмикрокриогендік тактіні басу машинаның бүйіріне бекітілген жылжымалы тірек пен тік бекітілген тірек арасында бекітілген спираль серіппесі арқылы қамтамасыз етіледі, ал жылжымалы тірек азимут бағытында бұрыла алады. Серіппенің күші өлшенген үлгінің бетіне зақым келтірмеу үшін таңдалады. Тіректердің бөлігін қосу арнайы мойынтіректің екі көмегімен жүзеге асырылады (D=4 мм). Алтын жалатылған электр контактісі жылжымалы тіректің ұшына бекітілген. Алтын жалатылған электр контактісін жылжымалы бөлікке бекіту оқшаулағыш эпоксидті желімді қолдану арқылы жүзеге асырылды. Металл контактісі коаксиалды кабельмен байланысады.

Әрі қарай, төсенішке бекітілген үлгі (7) диаметрі 80 мм, биіктігі 60 мм және қарау терезесінің диаметрі (5) 30 мм болатын дюралюминий қақпағымен (2) жабылады. Қақпақ корпусқа болттар арқылы қосылады (1), бұл үлгіні қоршаған ортадан оқшаулауға мүмкіндік береді. Өлшеу жүйесі бекітілген микрокриогендік машинаның бортында криогенератордың корпусымен жылу байланысы жоқ және 10⁻⁴ torr зерттеулер жүргізуге қысымда мүмкіндік береді. Микрокриогенді машинаның корпусы мен ұяшық қақпағының арасында, сондай-ақ микрокриогенді машинаның корпусы мен қарау терезесінің арасын қосу үшін резеңке сақиналы төсемдер қолданылды. (4) және (10) контактілі ұстағыштары үлгіден сигнал алуға мүмкіндік береді. Қажетті температура тұрақталғаннан кейін үлгідегі сигналдар, 50 Ом сипаттық кедергісі бар коаксиалды кабельге (6) жалғанған алтын жалатылған контактілерден (3) алынады.

Төсеніштің температурасын өлшеу және реттеу үшін Silicon diode, Scientific Instruments, Inc. Model Si-400, типті температура сенсоры орнатылды, ол Scientific Instruments, Inc. компаниясының 9600-1 модельдік температура реттегішімен басқарылады. Зерттелетін үлгінің нақты температурасы сыртқы жылу ағынының жылу балансына, үлгінің жылу өткізгіштігіне және электр оқшаулағыш материалға байланысты белгіленеді. Үлгінің температурасын дәл өлшеу үшін, үлгіге өлшеу қателігі 0,5К болатын LakeShore E-типті термопара қосымшасы орнатылады.

2. Күн элементтерінің сипаттамаларын зерттеу үшін төмен температуралы микрокриогендік ұяшықты қолдану

Әрі қарай, әзірленген өлшеу ұяшығының көмегімен жартылай өткізгіш үлгілерді импеданс спектроскопиясымен өлшеу жүргізілді. Зерттелетін үлгілер ретінде төсеніштің қарамақарсы жағында контактілері бар стандартты кремнийлі Күн батареясы және контактілері бір бетінде орналасқан ПЭТ төсенішіндегі перовскитті Күн батареясы таңдалды.

Температураға байланысты кремний үлгісінің күрделі кедергісінің өзгеруі зерттелді. Ол үшін 50 мВ амплитудасы бар айнымалы ығысу кернеуі үлгіге әр түрлі жиілікте беріледі. Қараңғы активті және реактивті кедергілерінің мәндері 2-суретте, әр түрлі температурадағы Nyquist қисықтары 3-суретте көрсетілген. Алынған мәліметтерден көріп отырғанымыздай, үлгінің күрделі кедергісі 299 К (бөлме температурасы) кезінде ~ 3 кОм-ға, ал 128 К-де 25 кОм-ға дейін артады.

Сонымен қатар, ITO/SnO₂/CH₃NH₃PbI₃/ Spiro-Me-TAD/Au құрылымды перовскиттік Күн элементі зерттелді. Үлгінің температурасына байланысты перовскиттік Күн элементінің қараңғы күрделі кедергісі зерттелді. Температура диапазоны бөлме температурасынан (298 К) 127 К дейін өзгерді. Перовскиттік үлгіге 100-ден 5 МГц-ке дейінгі жиілік диапазонында амплитудасы 50 мВ болатын айнымалы ығысу кернеуі берілді. Қараңғы сипаттамаларды өлшеу нәтижелері Найквист қисықтары 4-суретте көрсетілген.

Алынған мәліметтерде үлгінің кедергісі температураның төмендеуімен бірге өседі ~ 298 К-де 25 кОм-нан 127 К-де 120 кОм-га дейін. Алынған спектрлер күрделі кедергілердің жоғары өлшенетін шамаларына байланысты төмен температурадағы мәндердің айтарлықтай кең таралуын көрсетеді.



2-сурет – Кремний Күн элементінің қараңғы кедергісінің нәтижелері: а) активті б) реактивті



3-сурет – Әр түрлі температурадағы Найквист қисықтары


4-сурет – 127-298 К температура диапазонындағы перовскит элементінің Найквист қисықтары

Қорытынды

Бұл жұмыста төмен температуралы қондырғыға арналған өлшеуіш ұяшықты жасаудың нұсқасы ұсынылған. Бұл үлгінің екі жағына қосылған электр контактілері бар жалпақ жұқа қабатты үлгілерді төмен температурада өлшеуге мүмкіндік береді. Төмен температуралы өлшеу ұяшығының негізгі элементтері – бұл арнайы пішінді мыс төсеніші және бір төменгі және екі жоғарғы контактілерден тұратын электрлік үш контактілі өлшеу жүйесі. Осы криогендік ұяшықтың көмегімен 120-дан 300 К-ге дейінгі температураның кең диапазонында кремний мен органогаллоидты перовскиттерге негізделген Күн элементтерінің күрделі кедергісінің жиілікке тәуелділігінің спектрлері өлшенеді.

Әдебиеттер

1 Flickett, F. Electrical properties of materials and their measurement at low temperatures. – U.S. Department of Commerce: National Bureau of Standards, 1982 – 70 p.

2 Fleming R. M., Seager, C. H., Lang, D. V., Campbell, J. M. Injection deep level transient spectroscopy: An improved method for measuring capture rates of hot carriers in semiconductors //Journal of Applied Physics. -2015. -Vol. 118. $-N_{\odot}$. 1. -P. 015703.

3 Кондрик А.И., Ковтун Г.П. Физические основы метода нестационарной спектроскопии глубоких уровней, Препринт ХФТИ 97-7. - Харьков:ННЦ ХФТИ, 1997. – 34 с.

4 Берман Л.С., Лебедев А.А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. – Л.: Наука, 1981. – 176 с.

5 Lang D.V. Deep level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors // J. Appl. Phys. – 1974. – Vol. 45. – P. 3023-3032.

6 Аймаганбетов К.П., Жолдыбаев К.С., Жантуаров С.Р., Рахимбаев Б.С., Токмолдин Н.С. Реализация метода нестационарной спектроскопии глубоких уровней в условиях лабораторного эксперимента для студентов вузов //Recent Contributions to Physics (Rec. Contr. Phys.). – 2018. – V. 60. – Р. 148-156.

7 Ekin J. W., Zimmerman G. O. Experimental Techniques for Low-Temperature Measurements: Cryostat Design, Material Properties, and Superconductor Critical-Current Testing //Physics Today. – 2007. – Vol. 60. – P. 67.

8 Flynn T. M. Cryogenic Fluids //Cryogenic Engineering, New York, Marcel Dekker Inc. - 1997. - P. 158-180.

9 Parma V. Cryostat Design// CERN Yellow Report CERN-2014-005 – 2014. – P 353-399.

10 Arka Das, P. Das, S.Banerjee, A. Reza, K.D. Bannerjee, A Study for Developing a Cryostat for Circuit Testing at Low Temperatures // Excerpt from the Proceedings of the 2015 COMSOL Conference in Pune – Pune, 2015 – 5 p.

11 Moliá J., Ibarra A., Marüineda J., Zamarro J.M., Hernández A., Dielectric properties measurenient systeni at cryogenic temperatures and microwave frequencies. – Madrid: Ciemat 735, 1994 – 23 p.

12 Singh M., Chaujar R., Rakshit R. K. Cryogenic measurement set-up for characterization of superconducting nano structures for single-photon detection applications //Current Science. – 2018. – Vol. 115. – №. 6. – P. 1085-1090.

13 Novak P., Pechousek, J., Malina, O., Navarik, J., Machala, L. Liquid nitrogen cryostat for the low-temperature Mössbauer spectra measurements //AIP Conference Proceedings. – 2014. – Vol. 1622. – №. 1. – P. 67-71.

14 Hemin V. Thakkar. Design and development of ss-304 cryostat for low temperature electrical transport measurements// Journal of Sci-Tech Research – 2010. – Vol. 1 – Issue 2 – P. 30-32.

15 Singh Y. Design of a Sample Holder for Low Temperature Electrical Conductivity Measurements //International Journal of Modern Physics: Conference Series. – World Scientific Publishing Company – 2013. – Vol. 22. – P. 741-744.

16 Luongo G., Giubileo F., Genovese L., Iemmo L., Martucciello N., di Bartolomeo, A. I-V and C-V Characterization of a High Responsivity Graphene/Silicon Photodiode with Embedded MOS Capacitor. //Nanomaterials. – 2017. – Vol. 7. – №. 7. – P. 158.

17 Alialy S., Tecimer, H., Uslu, H., Altindal, S. A comparative Study on Electrical Characteristics of Au/N-Si Schottky Diodes, with and without Bi-Doped PVA Interfacial Layer in Dark and under Illumination at Room Temperature. Nanomed. //J Nanomed Nanotechol. – 2013. – Vol. 4. – № 3. – P. 1000167.

18 Daliento S., Lancellotti L. 3D Analysis of the performance degradation caused by series resistance in concentrator solar cells. //Solar Energy. -2010. - Vol. 84. - No. 1. - P. 44-50.

19 Bellone S., Licciardo G.D., Daliento S., Mele L. Experimental measurements of majority and minority carrier lifetime profile in Si epilayers by the use of an improved OCVD method. //IEEE electron device letters. – 2005. – Vol. 26. – №. 7. – P. 501-503.

20 Daliento S., Tari O., Lancellotti L. Closed Form Analytical Expression for the Conductive and Dissipative Parameters of the MOS-C equivalent Circuit. //IEEE transactions on electron devices. – 2011. – Vol. 58. – №. 10. – P. 3643-3646.

21 Ershov M., Liu H.C., Li L., Buchanan M., Wasilewski Z.R., Jonscher A.K. Negative capacitance eect in semiconductor devices //IEEE Transactions on Electron devices. – 1998. – Vol. 45. – №. 10. – P. 2196-2206.

22 Bisquert J., Bertoluzzi L., Mora-Serao I., Garcia-Belmonte G. Theory of Impedance and Capacitance Spectroscopy of Solar Cells with Dielectric Relaxation, Drift Diffusion Transport, and Recombination //The Journal of Physical Chemistry C. $-2014. - Vol. 118. - N_{\odot}. 33. - P. 18983-18991.$

23 Yadav P., Pandey K., Bhatt V., Kumar M., Kim, J. Critical aspects of impedance spectroscopy in silicon solar cell characterization: A review. //Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2017. – Vol. 76. – P. 1562-1578.

24 Brana A.F.; Fornies E.; Lopez N.; Garcia B.J. High Efficiency Si Solar Cells Characterization Using Impedance Spectroscopy Analysis //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2015. – Vol. 647. – №. 1. – P. 012069.

25 Kumar R.A., Suresh M.S., Nagaraju J. Measurement of AC parameters of gallium arsenide (GaAs/Ge) solar cell by impedance spectroscopy //IEEE Transactions on Electron Devices. – 2001. – Vol. 48. – № 9. – P. 2177-2179.

References

1 F. Flickett, Electrical properties of materials and their measurement at low temperatures, (U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1982), 70 p.

2 R.M. Fleming, C.H. Seager, D.V. Lang, and J.M. Campbell, Journal of Applied Physics 118, 015703 (2015).

3 A.I. Kondrik, G.P. Kovtun, Fizichecskie osnovi metoda nestacionarnoi spectroscopii glubokih urovnei, (Khar'kov:NNTS KHFTI, 1997), 34 p. (in Russ).

4 L.S. Berman, A.A. Lebedev, Yemkostnaya spektroskopiya glubokikh tsentrov v poluprovodnikakh, (L.: Nauka, 1981), 176 p. (in Russ).

5 D.V. Lang, J. Appl. Phys. 45, 3023-3032 (1974).

6 K.P. Aimaganbetov, K.S. Zholdybayev, S.R. Zhantuarov, B.S. Rakhimbayev, and N.S. Tokmoldin, Rec. Contr. Phys. 60, 148-156 (2018). (in Russ).

7 J. Ekin, Experimental techniques for low-temperature measurements: cryostat design, material properties and superconductor critical-current testing, (Oxford U. Press, New York, 2006), 673 p.

8 T.M Flynn, Cryogenic Fluids" in Cryogenic Engineering, (Marcel Dekker Inc., New York, 1997.), p. 158-180.

9 V. Parma, CERN Yellow Report CERN-2014-005, 353-399 (2014).

10 A. Das et al., Excerpt from the Proceedings of the 2015 COMSOL Conference in Pune (Pune, 2015), 5p.

11 J. Moliá, A. Ibarra, J. Marüineda, J.M. Zamarro and A. Hernández, Dielectric properties measurenient systeni at cryogenic temperatures and microwave frequencies, (Ciemat 735, Madrid, 1994), 23 p.

12 M. Singh, R. Chaujar, and R.K. Rakshit, Current Science, 115, 1085-1090, (2018).

13 P. Novak, J. Pechousek, O. Malina, J. Navarik, and L. Machala, AIP Conference Proceedings 1622, 67-71, (2014).

14 H.V. Thakkar, Journal of Sci-Tech Research 1, 30-32 (2010)

15 Y. Singh, International Journal of Modern Physics, Conference Series, World Scientific Publishing Company 22, 741-744 (2013).

16 G. Luongo, F. Giubileo, L. Genovese, L. Iemmo., N. Martucciello and A.di Bartolomeo, Nanomaterials 7, 158 (2017).

17 S. Alialy H. Tecimer, H.Uslu and S. Altindal, Nanomed. Nanotechnol., 4, 3 (2013).

18 S. Daliento and L.Lancellotti, Sol. Energy 84, 44–50 (2010).

19 S. Bellone, G.D. Licciardo, S. Daliento and L. Mele, IEEE Electron Devices Lett. 26, 501–503 (2005).

20 S. Daliento, O. Tari and L. Lancellotti, IEEE Trans. Electron Devices 58, 3643–3646 (2010).

21 M. Ershov, H.C. Liu, L. Li, M. Buchanan, Z.R. Wasilewski and A.K. Jonscher, IEEE Trans. Electron Devices 45, 2196–2206 (1998).

22 J. Bisquert, L. Bertoluzzi, I. Mora-Serao and G.Garcia-Belmonte, J. Phys. Chem. 118, 18983–18991, (2014).

- 23 P. Yadav, K. Pandey, V. Bhatt, M. Kumar and J. Kim Renew. Sustain. Energy Rev. 76, 1562–1578, (2017).
- 24 A.F., E. Fornies, N. Lopez and B.J. Garcia, J. Phys. 647, 012069 (2015).
- 25 R Anil-Kumar, M.S. Suresh and J. Nagaraju, IEEE Trans. Electron Devices 48, 2177 (2001).

МАЗМҰНЫ – CONTENTS – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім Теориялық физика. Ядро және элементар бөлшектер физикасы. Астрофизика	Section 1 Theoretical Physics. Nuclear and Elementary Particle Physics. Astrophysics	Раздел 1 Теоретическая физика. Физика ядра и элементарных частиц. Астрофизика
Зазулин Д.М., Кемелжанова С.Е., Сатыши Применение геометротермодинамики к ди с сильным взаимодействием	ев И., Ормантаев О. зумерным системам: идеальному Бозе-га	зу и системе
Alimbetova D.A., Tileukulova A.K., Komesh T., Sailanbek S., Agishev A.T. Distribution of NH ₃ in the star forming region		
Ережимбетова А.С., Әбдіғаппар Ұ., Алим Күннің жарқ ету сигналдарын рекуррентт	газинова Н. Ш., Дауылбай Н.Ү. ік талдау	

2-бөлім Плазма физикасы Section 2 Plasma Physics Раздел 2 Физика плазмы

3-бөлім	Section 3	Раздел 3
Конденсирленген күй физикасы	Condensed Matter Physics and	Физика конденсированного
және материалтану	Materials Science Problems.	состояния и проблемы
проблемалары. Наноғылым	Nanoscience	материаловедения. Нанонаука
Shlimas D.I., Kenzhina I.E., Kozlovskiy A.L. Study of morphological features of lithium-c	ontaining ceramics obtained by solid-phas	e synthesis
Юров В.М. Анизотропия поверхностной энергии крем	иния	
Заурбекова Ж.А., Әскербеков С.К., Шайме	рденов А.А., Аханов А.М., Чихрай Е.В.,	Кизане Г., Төленова А.У.
Термоядролық реакторлар бланкеттерінің	материалдарынан газ бөлуді зерттеу бо	йынша әдістемелік эксперименттер 59
Аймаганбетов Қ.П., Шегебай С.Қ., Алдияр	ров А.У., Жантуаров С.Р., Токмолдин Н.	С.
Арнайы жасалған төмен температуралы м	икрокриогендік өлшеу ұяшығын қолдан	на отырып импеданс
спектроскопия әдісі арқылы күн элементте	ерін электрофизикалық зерттеу	