

ISSN 1563-0315
Индекс 75877; 25877

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТИ

ХАБАРШЫ

Физика сериясы

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ВЕСТНИК

Серия физическая

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

№1 (64)

Алматы
«Қазақ университеті»
2018



ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ № 1 (64)



25.11.1999 ж. Қазақстан Республикасының Мәдениет, ақпарат және қоғамдық көлісім министрлігінде тіркелген

Күзелік №956-Ж.

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады

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)

Әбішев М.Е., ф.м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Аскарова Э.С., ф.м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Буртебаев Н., ф.м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Дробышев А.С., 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 біртумағылыми және шолу макаларды жариялайтын ғылыми басылым.



Ғылыми басылымдар болімінің басшысы

Гульмира Шаккозова

Телефон: +77017242911

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Компьютерде беттеген

Айғұл Алдашева

Жазылу мен таратуды үйлестіруші

Керімжұл Айдана

Телефон: +7(727)377-34-11

E-mail: Aidana.Kerimkul@kaznu.kz

ИБ № 11916

Басуга 20.03.2018 жылы кол қойылды.

Пішімі 60x84 1/8. Көлемі 9,5 б.т. Офсетті қағаз.

Сандық басылыш. Тапсырыс № 2451. Тарапалмы 500 дана.

Бағасы көлісімді.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің

«Қазақ университеті» баспа үйі.

050040, Алматы қаласы, әл-Фараби даңғылы, 71.

«Қазақ университеті» баспа үйінің баспаханасында басылды.

1-бөлім

**КОНДЕНСИРЛЕНГЕН КҮЙ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ
МАТЕРИАЛТАНУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ**

Раздел 1

**ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ
И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ**

Section 1

**CONDENSED MATTER PHYSICS AND
MATERIALS SCIENCE PROBLEMS**

МРНТИ 44.37.29

**Антощенко В.С., Мигунова А.А., Францев Ю.В., Лаврищев О.А.,
Немкаева Р.Р., Иминова Н.А.**

Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа,
Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, e-mail: solartechnology@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛЕНОК ОКСИДОВ МЕДИ МЕТОДОМ ХОЛЛОВСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Изучены электрические характеристики пленок оксидов меди, полученных оригинальным методом «*in situ CVD*». Пленки синтезировали за различное время при температуре 400°C в воздушно-аргоновой смеси с использованием порошкового металлического источника с зернистостью 100, 200 или 300 меш, активированного моноклоридом меди. Толщина слоя порошка составляла 0,9 мм. Подложками служили покровные боросиликатные стекла размером 25x25 мм² толщиной 0,17 мм. Измерения выполняли методом Ван-дер-Пау на установке «Ecopia Hall Effect Measurement System (HMS-3000)». Толщину пленок определяли гравиметрическим методом. Изучалось влияние фракционного состава порошкового источника и времени синтеза на электрические характеристики пленок оксидов меди. Для интерпретации полученных результатов образцы пленок изучались методами оптической микропhotографии и рамановской спектроскопии. Холловские измерения показали, что все образцы обладали р-типов проводимости с $(N_A - N_D) = (1-9) \times 10^{15}$. Для порошков 100 и 200 меш с ростом времени синтеза концентрация дырок сначала быстро падала, а при времени синтеза более 5 минут наблюдалось ее медленное понижение. Для порошка 300 меш концентрация дырок оставалась практически постоянной при всех временах синтеза. Исследование зависимостей подвижности от времени синтеза показало их колоколообразный характер. Максимальная величина подвижности дырок равная 47 см²В⁻¹с⁻¹ была получена для пленок Cu₂O, синтезированных за время 30 мин. из порошков 100 меш. Удельное сопротивление пленок слабо зависело от времени синтеза и менялось в диапазоне от 100 до 260 Ом·см в зависимости от зернистости порошка источника. Предложено объяснение полученных результатов изменением фазового состава пленок оксидов меди.

Ключевые слова: Оксид меди, Эффект Холла, Фазовый состав, CVD.

Antoschenko V.S., Migunova A.A., Frantsev Yu.V., Lavrishchev O.A.,
Nemkayeva R.R., Iminova N.A.

National open-type nanotechnology laboratory,
Al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, e-mail: solartechnology@mail.ru

Study of electrical characteristics of copper oxide films by Hall measurements

The electrical characteristics of copper oxide films obtained by the original «*in situ CVD*» method are studied. The films were synthesized at different times at a temperature of 400 °C in an air-argon mixture using a powdered metal source with a size of 100, 200 or 300 mesh activated by copper monochloride. The thickness of the powder layer was 0.9 mm. Substrates were borosilicate glasses measuring 25x25 mm² with a thickness of 0.17 mm. The measurements were performed by the Van der Pau method using the Ecopia Hall Effect Measurement System (HMS-3000). The thickness of the films was determined by the gravimetric method. The influence of the fractional composition of the powder source and the synthesis time on the electrical characteristics of copper oxide films was studied. To interpret the obtained results, the film samples were studied by optical microphotography and Raman spectroscopy. Hall mea-

surements showed that all samples had a p-type conductivity with $(N_A - N_D) = (1-9) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. For 100 and 200 mesh powders, the concentration of holes initially decreased rapidly with increasing synthesis time, and at a synthesis time of more than 5 minutes, its slow decrease was observed. For 300 mesh powder, the hole concentration remained practically constant at all synthesis times. The study of the mobility dependences on the time of synthesis showed their bell-shaped character. The maximum value of hole mobility equal to $47 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ was obtained for Cu_2O films synthesized during a time of 30 min. with 100 mesh powders. The resistivity of the films was weakly dependent on the synthesis time and varied in the range from 100 to 260 Ohm cm, depending on the grain size of the source powder. An explanation of the results obtained by changing the phase composition of copper oxide films is proposed.

Key words: Copper oxide, Hall effect, Phase composition, CVD.

Антощенко В.С., Мигунова А.А., Францев Ю.В., Лаврищев О.А.,
Немкаева Р.Р., Иминова Н.А.

Ашық үлгідегі ұлттық науқо-технологиялық зертханасы,
әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., е-mail: solartechnology@mail.ru

Мыс оксиді үлдірінің электрлік сипаттамаларын холл өлшемдері әдісімен зерттеу

Тұпнұсқа «in situ CVD» әдісімен алынған мыс оксиді қабаттарының электрлік сипаттамалары зерттелді. Фильмдер әртүрлі уақытта ауа-аргон қоспасында 400°C температурасында синтезделіп, мыс монохоридімен белсендірілген 100, 200 немесе 300 меш мөлшеріндегі ұнтақты металдың көзі пайдаланылды. Ұнтақ қабатының қалындығы 0,9 мм. Субстрат қалындығы 0,17 мм болатын $25 \times 25 \text{ mm}^2$ өлшемдегі боросиликат шыны тәрізді шыны болды. Өлшеуді Ecopia Hall Effect Measurement System (HMS-3000) көмегімен Van der Pau әдісі орынады. Пленкалардың қалындығы гравиметриялық әдіспен анықталды. Ұнтақ көзінің фракциялық құрамы мен мыс оксидінің пленкаларының электрлік қасиеттеріне синтездеу уақытының әсері зерттелді. Алынған нәтижелерді түсіндіру үшін пленканың үлгілері оптикалық микрофотография және Раман спектроскопия арқылы зерттелген. Залды өлшеу барлық үлгілерде $(\text{Na}-\text{Nd}) = (1-9) \times 10^{15} \text{ бар}$ п-типті өткізгіштігі бар екенін көрсетті. 100 және 200 меш ұнтақтар үшін, тесіктердің концентрациясы синтез уақытын жоғарылап, жылдамдықпен азаяды және 5 минуттан астам синтездеу кезінде оның баяу төмөндеуі байқалды. 300 меш ұнтақ үшін тесік концентрациясы барлық синтездеу уақыттарында іс жүзінде тұрақты болып қалды. Үтқырылған тәуелділіктерін синтездеу уақытында зерттеу олардың қонырау пішінді сипаттың көрсетті. 30 минут ішінде синтезделген Cu_2O пленкалары үшін максималды тесік мобильділігі $47 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ болды. 100 меш ұнтақтары бар. Пленкалардың кедергісі синтездеу уақытына нашар тәуелді болды және көздің ұнтағының астық мөлшеріне байланысты 100-ден 260 Ом·см дейінгі диапазонда өзгерді. Мыс тотығы пленкаларының фазалық құрамын өзгерту арқылы алынған нәтижелерді түсіндіру үсінілди.

Түйін сөздер: мыс оксиді, холл эффектісі, фазалық құрамы, CVD.

Введение

В последние годы появилось большое число публикаций, посвященных использованию пленок оксидов меди для создания ряда полупроводниковых приборов: солнечных элементов [1-4], выпрямительных диодов [5], различных сенсоров [6, 7]. Большое значение при разработке этих приборов имеет получение пленочного материала с заданными электрофизическими характеристиками. Одним из эффективных инструментов диагностики полупроводниковых слоев является метод эффекта Холла. В ряде работ этот метод был использован в технологических исследованиях по оптимизации электрических характеристик пленок Cu_2O и CuO . В [8] техникой реактивного плазменного распыления

были получены пленки Cu_2O при комнатной температуре. При различных сочетаниях мощности источника и концентрации кислорода были получены пленки с оптической шириной запрещенной зоны 2,0–2,6 эВ, р-типа проводимости с удельным сопротивлением от 10^2 до $10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и низкой подвижностью носителей заряда. Отжиг образцов показал, что при повышении температуры от 25 до 250°C подвижность дырок возрастала от 1 до $10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. В работе [9] реактивное магнетронное распыление на постоянном токе было использовано для выращивания пленок Cu_2O при температурах 600 К и 1070 К. Было показано, что повышение температуры роста увеличивало размер зерен в пленке и подвижность дырок. Так размер кристаллитов составил 230 нм и 890 нм, а подвижность дырок – $40 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и

62 см²/Vс для 600К и 1070К, при концентрации 2,3E15 см⁻³ и 7E14 см⁻³, соответственно. Авторы [10] изучали влияние отжига пленок меди, осажденных на стеклянные подложки. Пленки, отожженные при 100°C, показали смешанную фазу Cu-Cu₂O, тогда как отжиг между 200 и 300°C показал одну кубическую фазу Cu₂O. Одну моноклинную CuO-фазу получали из пленок, отожженных между 350 и 450°C. Положительный знак коэффициента Холла подтвердил проводимость р-типа в пленках с Cu₂O-фазой. Однако относительно низкая кристалличность этих пленок ограничивала характеристики р-типа. Пленки с Cu и CuO-фазами показывают проводимость n-типа. В работе [11] методом эффекта Холла были исследованы электрические характеристики пленок CuO толщиной 250 нм, выращенных магнетронным распылением, и пленок Cu₂O, полученных последующим вакуумным отжигом пленок CuO при 623 и 700К. Вакуумный отжиг CuO продемонстрировал улучшение электрических и оптических свойств для пленок Cu₂O. Авторы показали, что вакуумный отжиг при 700 К (приводящий к образованию Cu₂O) повышает холловскую подвижность с 0,26 до 51 см² (V·s)⁻¹ и уменьшает концентрацию дырок от 7,4E19 до 1,5E15 см⁻³.

Авторы [12] получали пленки оксидов меди воздействием кислородной плазмы на пленки толщиной 80 – 5 нм, предварительно осажденные на стеклянные подложки импульсным магнетронным распылением мишени Cu (чистота 99,99%). Окисление проводили с участием микроволновой плазмы (2,45 ГГц и 600 Вт) в потоке кислорода при температуре 300 °C. Пленки Cu подвергали воздействию кислородной плазмы в течение 10, 20 и 30 минут. Пленка Cu₂O (10 минут облученная плазмой пленка) демонстрировала удельное сопротивление и подвижность ~66 Ом·см и ~0,5 см²В⁻¹ с⁻¹, соответственно, с концентрацией носителей р-типа ~2×10¹⁷ см⁻³. Авторы предположили, что электропроводность р-типа обусловлена наличием междуузельного кислорода и отрицательно заряженных вакансий меди. Как только время экспозиции увеличивалось до 20 мин, пленки содержали как фазы Cu₂O, так и CuO, причем Cu₂O являлась доминирующей фазой. Удельное сопротивление при этом возрастало до 170 Ом·см, при одновременном уменьшении подвижности и концентрации носителей до 0,3 см²V⁻¹s⁻¹ и 1,2×10¹⁷ см⁻³, соответственно. Для 30-минутной выдержки доминирующей фазой был CuO, а удельное сопротивление и концен-

трация носителей уменьшились до ~130 Ом·см. и 3,8 × 10¹⁶ см⁻³, соответственно.

В [13] поликристаллические пленки Cu₂O были получены на SiO₂ подложках импульсным лазерным осаждением при комнатной температуре и постотжиге в смеси газов N₂+O₂. Авторы обнаружили, что при соотношении [O₂]/([O₂]+[N₂])=0,002% осаждались высокочистые пленки Cu₂O. Увеличение температуры отжига улучшало качество пленок Cu₂O. Максимальная холловская подвижность 26 см²/(V·s) была получена при 700°C. Подвижность эффекта поля была мала и составила 10⁻² см²/(V·s), что указывало на высокую концентрацию дырочных ловушек. Рентгеновский анализ обнаружил мертвый слой с низкой плотностью на границе раздела Cu₂O-SiO₂, что было связано с диффузией Cu в подложку.

В работе [14] для получения пленок Cu₂O были использован Trimethylvinylsilyl hexafluoroacetylacetato Copper(I), Cu(I) (hfac) (TMVS) как прекурсор меди и вода в качестве окислителя. Процесс, названный atmospheric atomic layer deposition (AALD), позволил осаждать пленки Cu₂O на боросиликатном стекле при температуре 150–350°C и на полимерных подложках PEN (DuPont) в интервале от 150 до 200°C. Лучшие пленки показали подвижность носителей тока 5 см²/(V·s).

И, наконец, максимальная величина подвижности была получена в работе [15], где сообщается о высокой подвижности в Cu₂O при эпитаксиальном росте на решеточно согласованных подложках. Авторы выращивали эпитаксиальные пленки (110) Cu₂O на подложках (110) MgO для создания тонкопленочных транзисторов с высокой подвижностью р-канала (TFT). Эпитаксиальные пленки (110) Cu₂O толщиной 650 нм продемонстрировали высокие холловские подвижности ~90 см²(V·s)⁻¹, сравнимые с пленками из высококачественных монокристаллов. Приведенный краткий обзор показывает, что при всем многообразии методов синтеза получение пленок оксидов меди с высокими электрическими характеристиками является достаточно сложной задачей. В настоящей работе представлены результаты исследования электрических характеристик пленок оксидов меди, полученных оригинальным методом «*in situ CVD*».

Методика эксперимента

Измерения электрических свойств пленок оксидов меди были выполнены на установке

«Ecpia Hall Effect Measurement System (HMS-3000)»

Образцы для измерения электрических характеристик пленок размером около 10x10 мм вырезались из стеклянных подложек «Slide-Glass» размером 24x24x0,17мм с предварительно синтезированными слоями оксидов меди различной толщины. По углам квадратов наносили точечные контакты из углеродной пасты, на которых фиксировались измерительные зонды держателя образца. На рисунке 1 показана серия образцов пленок, синтезированных с использованием порошка 100 меш при 400°C за различное время с нанесенными омическими контактами (конфигурация Ван-дер-Пау). Держатель с образцом устанавливался в штатное гнездо и при заданном токе через образец проводились измерения при двух направлениях магнитного поля. Синтез пленок проводили оригинальным методом, описанном в [16] при температуре 400°C в воздушно-аргоновой атмосфере за время от 2 до 40 минут с использованием активированного порошкового источника с фракционным составом от 100 до 300 меш. Порошок 200Е отличается от остальных тенденцией к конгломерации вследствие тонколистовой структуры отдельных частиц. Все реагенты, использованные в экспериментах, имели чистоту не хуже «ХЧ».

Результаты и обсуждение

На рисунке 2 показаны зависимости толщины пленок, от времени их синтеза. Толщина пленок определялась гравиметрически [16]. В интервале времени синтеза 2-30 минут для пленок 100, 200 и 300 меш наблюдается практически линейный рост толщины. Небольшое различие в наклонах кривых в этом интервале свидетельствует о различной скорости осаждения пленок для разных порошков. Для пленок 200 меш Е линейность скорости роста сохраняется до времени синтеза 20 минут, после чего скорость роста падает. Незначительное падение скорости роста также характерно для синтеза из порошка 200 меш при времени синтеза более 30 минут. Скорость роста снижается в направлении: – 200Е, 200, 300 и 100 меш. Анализ влияния фракционного состава порошкового источника на толщину пленок не является целью данного исследования, однако отметим, что эти особенности могут быть объяснены кинетикой процесса синтеза и различной концентрацией активного компонента порошкового источника для порошков различных фракций. В частности снижение скорости роста

пленок при высоких временах синтеза связано с истощением активного вещества источника.



время синтеза (слева – направо): 2, 5, 10, 20, 30, и 40 минут

Рисунок 1 – Образцы пленок оксида меди на стеклянных подложках, полученные при 400°C с использованием порошка 100 меш

На рисунках 4, 5 и 9 представлены результаты измерений холловских параметров в пленках оксидов меди, полученных при 400°C за время от 2 до 40 минут для порошков различных фракций.

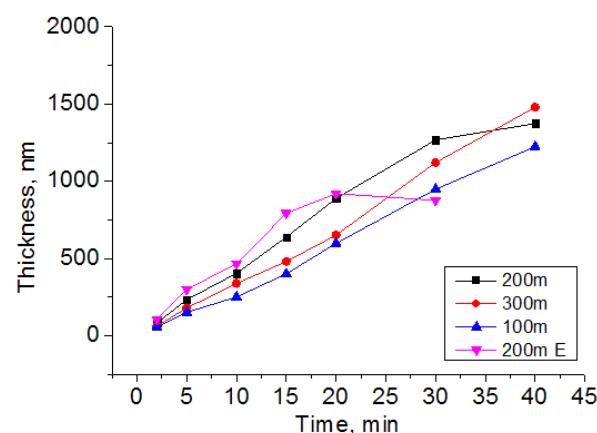


Рисунок 2 – Зависимость толщины пленок оксидов меди от времени синтеза

Рисунок 3 показывает изменение холловской концентрации пленок оксидов меди от продолжительности процесса роста для различных фракций порошкового источника. Характерной особенностью всех кривых является спад концентрации N_A-N_D по мере роста времени синтеза, особенно сильный при малых временах синтеза. Наибольшую концентрацию имеют пленки, полученные за время 2 мин. С ростом времени синтеза концентрация сначала быстро падает, а при времени синтеза более 5 минут наблюдается ее медленное понижение. Наиболее характерно это проявляется для пленок, полученных с порошками 100 меш. При времени синтеза 2 минуты эти пленки показали наивысшую концентрацию равную $9 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При высоких временах синтеза концентрации носителей тока для всех серий эксперимента оказались близки друг к другу.

Наименьшей концентрацией носителей заряда (N_A-N_D) обладают пленки, полученные при использовании порошков 300 меш. Для пленки, синтезированной с применением порошка 300 меш при времени синтеза 2 минуты измерение электрических параметров оказалось невозможным из-за высокого сопротивления образца.

На рисунке 4 показано изменение холловской подвижности в оксидах меди от времени синтеза пленок для разных фракций порошкового источника. Увеличение подвижности наблюдается для всех кривых при временах 2-30 минут, за исключением кривой 200 меш Е, для которой при времени более 10 минут наблюдается резкий спад, переходящий в пологий участок при времени синтеза более 20 минут. Для пленок 100, 200 и 300 меш спад подвижности в той или иной степени наблюдается после 30 минут синтеза.

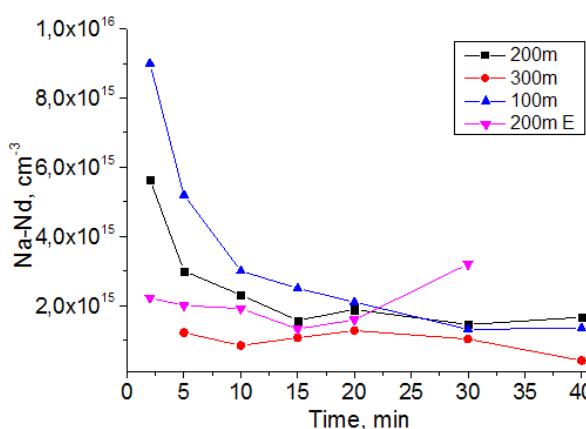


Рисунок 3 – Зависимость холловской концентрации для пленок оксидов меди от времени синтеза

При этом для пленок 200 меш этот спад минимальен. Из рисунка 4 видно, что наибольшей подвижностью носителей тока равной $47 \text{ см}^2/\text{Вс}$ обладают пленки, синтезированные с использованием порошкового источника фракции 100 меш за время 30 минут. Максимальная подвижность для пленок Cu_2O , известная на сегодняшний день равна $90 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ [15] и достигнута при эпитаксиальном росте на решеточно согласованных монокристаллических подложках (110) MgO .

Для выяснения причин снижения подвижности с ростом времени синтеза на отдельных пленках были получены микрофотографии и спектры комбинационного рассеяния пленок оксидов меди, синтезированных с использова-

нием порошка 200 меш Е в течение 20 и 2 минут. Полученные результаты приведены на рисунках 6-8.

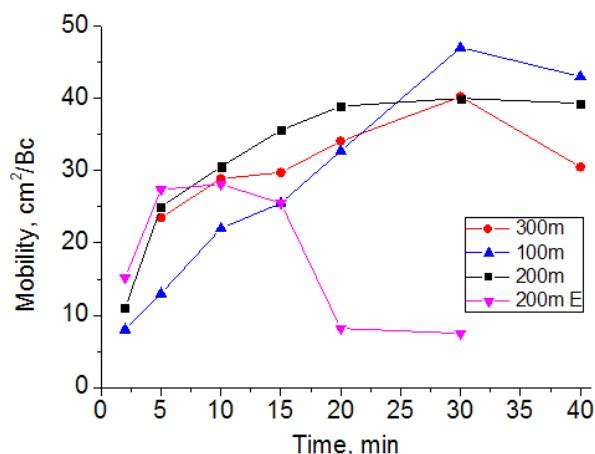
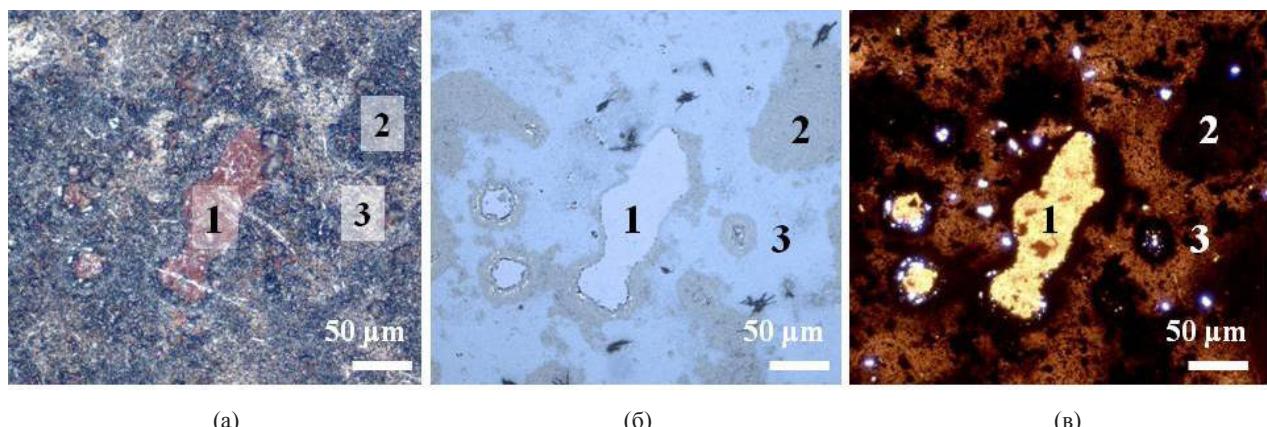


Рисунок 4 – Зависимость подвижности в пленках оксидов меди от времени синтеза

Рисунок 5 демонстрирует участок пленки оксида меди синтезированной с использованием порошка 200 меш Е в течение 20 мин. На микрофотографии наблюдаются три характерных области, имеющие различный фазовый состав, что подтверждается рамановскими спектрами, полученными с этих областей (рисунок 6). Присутствие на всех спектрах пика 297 см^{-1} , относящегося к фазе CuO , свидетельствует о частичном доокислении первоначально сформированной пленки Cu_2O на всей поверхности. Состав области 2 соответствует чистой фазе CuO , что подтверждается также наличием характерного пика 343 см^{-1} , тогда как области 1 и 3 имеют смешанный состав с большой долей Cu_2O . Присутствие в пленке фазы CuO приводит к уменьшению подвижности носителей заряда до $7 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, что хорошо согласуется с литературными данными. Исследование пленки оксида меди, синтезированной из того же порошка в течение 2 минут показало присутствие в спектре мощных рефлексов фазы Cu_2O (147 и 213 см^{-1}) и характеризуются хорошей морфологией поверхности (рисунок 7). Подвижность дырок в этой пленке составила $15 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, что вдвое больше, чем для 20-ти минутной пленки. Таким образом, основной причиной снижения подвижности следует считать формирование фазы CuO в процессе синтеза. Общий рост подвижности со временем синтеза обусловлен ростом кристаллитов и их упорядочением.



**Рисунок 5 – Оптические микрофотографии пленки оксида меди (200 меш Е, 20 мин.)
вид сверху, б) вид снизу, в) на просвет**

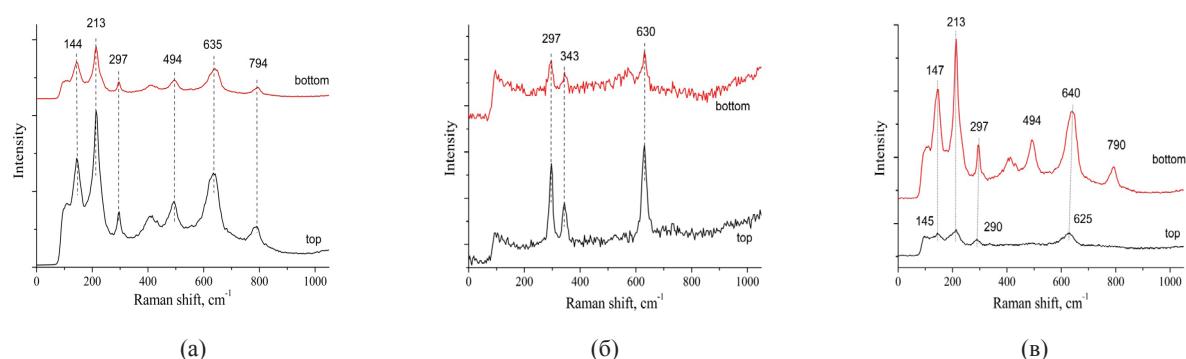
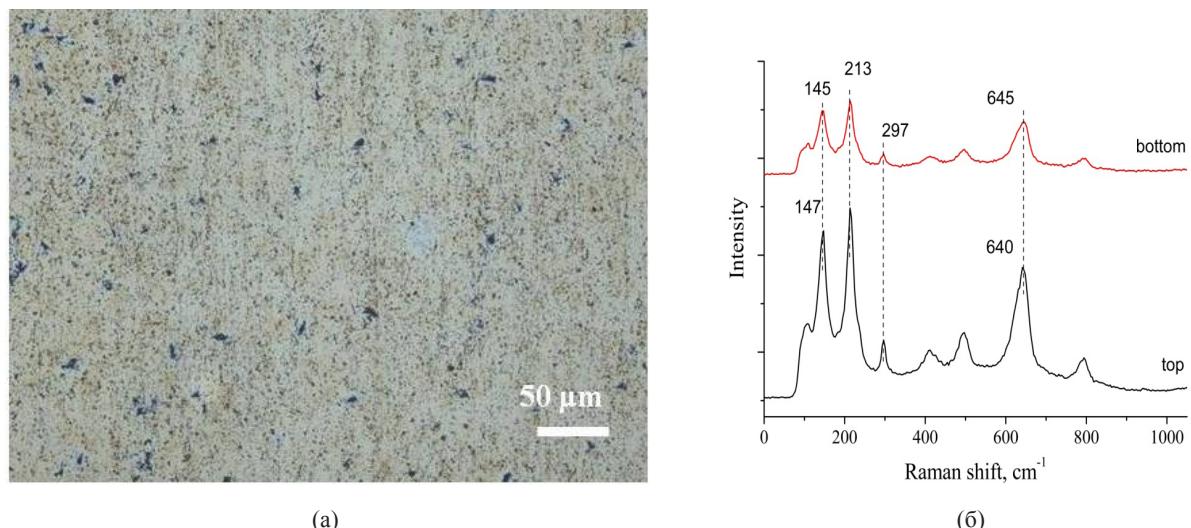


Рисунок 6 – Рамановские спектры областей 1 (а), 2 (б), 3 (в) (см. рис.1)



**Рисунок 7 – Оптическая микрофотография (а) и рамановский спектр (б) пленки Cu_2O
(200 меш Е, 2 мин.)**

Зависимости удельного сопротивления пленок оксидов меди от времени синтеза представлены на рисунке 8. Видно, что кривые для образцов, полученных при синтезе из порошков 100 и 200 меш, практически совпадают и имеют удельное сопротивление на уровне 100 Ом·см во всем интервале времени синтеза.

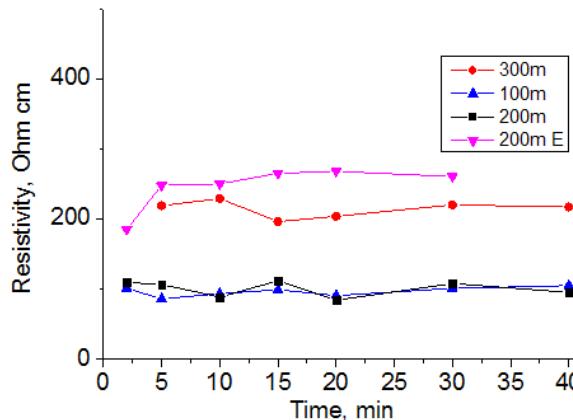


Рисунок 8 – Зависимость удельного сопротивления пленок оксидов меди от времени синтеза

Более высоким удельным сопротивлением около 200 Ом·см обладают образцы 200 меш Е, и еще более высоким – на уровне 260 Ом·см – образцы, синтезированные из порошков 300 меш. Удельное сопротивление порошков 200 меш Е и 300 меш также слабо зависит от времени синтеза. Различие в удельном сопротивлении пленок оксидов меди для порошков разных фракций, возможно, обусловлено их примесным составом.

В таблице приведены концентрации йода и железа в порошках различных фракций, полу-

ченные на рентгенофлуоресцентном микроанализаторе «Фокус М2».

Таблица – Примесный состав медных порошков различной зернистости (масс.%)

Элемент	Зернистость порошка, меш			
	100	200	200Е	300
Йод	0	0,002	0,020	0,028
Железо	0,062	0,079	0,079	0,107

Видно, что концентрация йода и железа возрастает в ряду 100, 200, 200Е и 300 меш, что согласуется с ростом удельного сопротивления пленок оксидов меди.

Важно также отметить, что удельное сопротивление пленок почти не зависит от их фазового состава.

Заключение

Выполненные исследования показали возможность использования предложенного авторами метода синтеза пленок оксидов меди из активированного порошкового источника планарной геометрии для формирования пленок приборного качества.

Синтезированы пленки Cu₂O с высокой подвижностью носителей заряда (47 см²В⁻¹·с).

Дано объяснение полученным экспериментальным зависимостям.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан (грант 3225/ГФ4).

Литература

- Fujimoto K., Oku T., Akiyama T., Suzuki A. Fabrication and characterization of copper oxide-zinc oxide solar cells prepared by electrodeposition // J. of Physics: Conference series. – 2013. 0– Vol. 433. – 012024.
- Hsu Ch-H., Chen L-Ch., Lin Yi-F. Preparation and optoelectronic characterization of ZnO/CuO-Cu₂O complex inverse heterostructure with GaP buffer for solar cell application // Materials. – 2013. – Vol.6. – P. 4479-4488.
- Arith F., Anis S.A.M., Said M.M., Idris C.M.I. Low cost electrodeposition of cuprous oxide p-n homo-junction solar cell // Advanced Material Res. – 2014. – Vol. 827. – P. 38-43.
- Lee Y.S., Heo J., Winkler M.T., Siah S.Ch., Kim S.B., Gordon R.G., Buonassisi T. Nitrogen-doped cuprous oxide as a p-type hole-transporting layer in thin-film solar cells // J. of Mater. Chem. A. – 2013. – Vol.1. – P.15416-15422.
- Yil-Hwan You, Seung-Muk Bae, Young-Hwan Kim, Jinha Hwang Deposition optimization and property Characterization of copper-oxidethin films prepared by reactive sputtering // J. of Microelectronics & Packag. Soc. – 2013. – Vol.20, N1. – P. 27-31.
- Sachdeva A., Annu A., Sharma N.R. Cu₂O-TiO₂ Nanocomposite: A novel material for humidity sensing // Int. J. of Engin. Sci. and Technology. – 2014. – Vol.3(5). – P.403-410.
- Steinhauer S., Brunet E., Maier T., et.al. Gas sensing properties of novel CuO nanowire devices // IMCS 2012- The 14th Int. Meeting on Chemical Sensors. – 2012. – P.713-716.

Li F.M., Waddingham R., Milne W.I., Flewitt A.J. et.al. Low temperature(<100°C) deposited P-type cuprous oxide thin films: Importance of controlled oxygen and deposition energy // Thin Solid Films. – 2011. – Vol. 520. – P.1278-1284.

Lee Y S., Winkler M.T., Siah S.Ch., Brandt R., Buonassisi T. Hall mobility of cuprous oxide thin films deposited by reactive direct-current magnetron sputtering // Applied Physics Letters. – 2011. – Vol. 98. – P.192115(1-3).

Figueiredo V., Elangovan E., Goncalves G., Barquinha P., Pereira L., Franco N., Alves E., Martins R., Fortunato E. Effect of post-annealing on the properties of copper oxide thin films obtained from the oxidation of evaporated metallic copper // Applied Surface science. – 2008. – Vol. 254. – P.3949–3954.

Murali D.S., Kumar Sh., Choudhary R.J., Wadikar A.D., Jain M.K., Subrahmanyam A. Synthesis of Cu₂O from CuO thin films: Optical and electrical properties // AIP Advances. – 2015. – Vol. 5. – P.047143/5.

Rajani K.V., Danielsa S., McGlynnb E., Gandhiramanc R.P., Groarkd R. and McNallye P.J. Low temperature growth technique for nanocrystalline cuprous oxide thin films using microwave plasma oxidation of copper // Materials Letters. – 2012. – Vol.71. – P.160-163.

Fan-Yong Ran, Hidenori Hiramatsu, Hideo Hosono, and Toshio Kamiya Detection of dead layers and defects in polycrystalline Cu₂O thin-film transistors by x-ray reflectivity and photoresponse spectroscopy analyses // Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena. – 2015. – Vol. 33. – P.051211.

Muñoz-Rojas, Jordan M., Yeoh C., Marin A. T., Kursumovic A. et.al. Growth of $\square 5 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ mobility, p-type Copper(I) oxide (Cu₂O) films by fast atmospheric atomic layer deposition (AALD) at 225°C and below // AIP Advances. – 2012. – Vol.2. – P.042179/7.

Matsuzaki K., Nomura K., Yanagi H., Kamiya T., Hirano M., Hosono H. Effects of post-annealing on (110) Cu₂O epitaxial films and origin of low mobility in Cu₂O thin-film transistor // Phys. Status Solidi A. – 2009. – Vol.206. – P.2192.

Отчет о научно-исследовательской работе: «Разработка новой экономичной технологии получения покрытий из оксида меди различного функционального назначения» 3225/ГФ4 (Промежуточный) № госрегистрации: 0115PK00862.

References

- K. Fujimoto, T. Oku, T. Akiyama, and A. Suzuki, J. of Physics: Conference series, 433, 012024, (2013).
Ch-H. Hsu, L-Ch. Chen, and Yi-F. Lin, Materials, 6, 4479-4488, (2013).
F. Arith, S.A.M. Anis, M.M. Said, and C.M.I. Idris, Advanced Material Res., 827, 38-43, (2014).
Y.S. Lee, J. Heo, M.T. Winkler, S.Ch. Siah, S.B. Kim, R.G. Gordob, and T. Buonassisi, J. of Mater. Chem. A, 1, 15416-15422, (2013).
Yil-Hwan You, Seung-Muk Bae, Young-Hwan Kim, and Jinha Hwang, J. of Microelectronics & Packag. Soc., 20, 1, 27-31, (2013).
A. Sachdeva, A. Annu, and N.R. Sharma, Int. J. of Engin. Sci. and Technology, 3(5), 403-410, (2014).
S. Steinhauer, E. Brunet, T. Maier, et.al. IMCS 2012- The 14th Int. Meeting on Chemical Sensors, 713-716, (2012).
F.M. Li, R. Waddingham, W.I. Milne, A.J. Flewitt et.al. Thin Solid Films, 520, 1278-1284, (2011)
Y.S. Lee, M.T. Winkler, S.Ch. Siah, R. Brandt, and T.Buonassisi, Applied Physics Letters, 98, 192115(1-3), (2011).
V. Figueiredo, E. Elangovan, G. Goncalves, P. Barquinha, L. Pereira, N. Franco, E. Alves, R. Martins, and E.Fortunato, Applied Surface science, 254, 3949–3954, (2008).
D.S. Murali, Sh. Kumar, R.J. Choudhary, A.D. Wadikar, M.K. Jain, and A. Subrahmanyam, AIP Advances, 5, 047143/5, (2015).
K.V. Rajani, S. Danielsa, E. McGlynnb, R.P. Gandhiramanc, R. Groarkd and P.J. McNallye, Materials Letters, 71, 160-163, (2012).
Fan-Yong Ran, Hidenori Hiramatsu, Hideo Hosono, and Toshio Kamiya, Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena, 33, 051211, (2015).
Muñoz-Rojas, M. Jordan, C. Yeoh, A.T. Marin, A. Kursumovic et.al. AIP Advances 2, 042179/7, (2012).
K. Matsuzaki, K. Nomura, H. Yanagi, T. Kamiya, M. Hirano, and H. Hosono, Phys. Status Solidi A, 206, 2192, (2009).
Report on research work: "Development of a new economical technology for the production of coatings from copper oxide for various functional purposes" 3225 / GF4 (Intermediate) No. of state registration: 0115PK00862.

МРНТИ 44.37.29

Антощенко В.С.* , Францев Ю.В., Лаврищев О.А., Антощенко Е.В.

Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,
Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: solartechology@mail.ru

КОМБИНИРОВАННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

Предложена новая конструкция комбинированного преобразователя солнечной энергии, обеспечивающая повышение эффективности и надежности устройства, а также снижение его веса и стоимости. Это достигается за счет заполнения рабочей камеры жидкостью, инертной по отношению к контактирующим с ней конструкционным элементам, что позволяет защитить открытую поверхность солнечных элементов от атмосферы и исключить их деградацию в процессе работы. Кроме того, в отличие от обычных методов защиты солнечных элементов фотопреобразователей, например, методом ламинации пленкой «EVA», которая деградирует в процессе эксплуатации, ухудшая электрические характеристики фотопреобразователя и не может быть заменена на новую, использование жидкого теплоносителя позволяет заменить его при снижении прозрачности. Совокупность оптических свойств используемой жидкости позволяет повысить электрическую эффективность устройства за счет высокой прозрачности в видимой области спектра и снижения потерь на отражение света от тыльной поверхности фронтальной пластины. Применение теплоносителя с высоким поглощением в инфракрасной области спектра позволяет эффективно накапливать тепловую энергию с последующим ее отводом в теплообменник. Испытание коррозионной стойкости деталей преобразователя, включая солнечные элементы, проводилось в течение 2-х лет и не выявило ухудшения эксплуатационных характеристик устройства.

Был изготовлен опытный образец комбинированного преобразователя солнечной энергии с никовой электрической мощностью при стандартных условиях 25 Вт и тепловой – 80 Вт.

Ключевые слова: комбинированный преобразователь, солнечное излучение, тепловая энергия, электрическая энергия, солнечный элемент, теплоноситель.

Antoshchenko V.S., Francev Yu.V., Lavrischev O.A., Antoshchenko E.V.

Institute of Experimental and Theoretical Physics,
Al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, *e-mail: solartechology@mail.ru

Combined solar energy converter

A new design of a combined solar energy converter is proposed, which provides for increasing the efficiency and reliability of the device, as well as reducing its weight and cost. This is achieved by filling the working chamber with a liquid that is inert to the structural elements in contact with it, thus protecting the exposed surface of the solar cells from the atmosphere and preventing their degradation during operation. In addition, unlike conventional methods for protecting solar cells in photoconverters, for example, by lamination with EVA film, which degrades during operation, degrading the electrical characteristics of the photoconverter and can not be replaced by a new one, the use of a heat transfer fluid allows replacing it with reduced transparency. The combination of the optical properties of the liquid used makes it possible to increase the electrical efficiency of the device due to high transparency in the visible region of the spectrum and to reduce losses by light reflection from the back surface of the front plate. The use of a coolant with a high absorption in the infrared region of the spectrum makes it possible

to efficiently store thermal energy and then transfer it to a heat exchanger. The corrosion resistance test of the transducer parts, including solar cells, was carried out for 2 years and did not reveal a deterioration in the device performance.

A prototype of a combined solar energy converter was produced a peak electrical power of 25W and thermal power of 80 W under standard conditions.

Key words: Combined converter, solar radiation, thermal energy, electric energy, solar cell, coolant.

Антощенко В.С., Францев Ю.В., Лаврищев О.А., Антощенко Е.В.

Эксперименттік және теориялық физика ғылыми-зерттеу институты,
әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: solartechnology@mail.ru

Аralас құн энергиясы түрлендіргіштер

Жаңа құн энергиясын аралас түрлендіргіші жобалау, құрылғының жоғары тиімділігі мен сенімділігін қамтамасыз ету, сондай-ақ оның салмағы мен құнын төмендету. Бұл атмосфераға түсken құн ұяшықтың ұшыраған бетін қорғау үшін және жұмыс істеу кезінде олардың нашарлауын болдырмау мүмкіндік беретін құрылымдық элементтерімен байланыста қатысты инертті гидравликалық сұйықтық, бар камераны толтыру арқылы қол жеткізіледі. Сонымен қатар, дәстүрлі құн ұяшық, қорғау әдістерін айырмашылығы құн батареяларын, мысалы, фильм электр сипаттамалары photoconverter нұқсан, жұмыс кезінде тозған және жаңасымен ауыстыруға болмайды «EVA», ламинація арқылы, жылу беру сұйықтықтың пайдалану ашықтығын азауына оны ауыстыруға мүмкіндік береді. пайдаланылатын сұйықтық оптикалық қасиеттерін жиынтығы байланысты спектрін көрінетін аймақта жоғары ашықтығын құрылғының электр тиімділігін арттыру және алдыңғы нөмірдің артқы бетінен жарық көрініс шығындарды азайтуға болады. Спектрін инфрақызыл аймақта жоғары сіңіру бар салқыннату қолдану тиімді жылу алмасырғыш оның кейіннен қайтарып алушмен жылу энергиясын жинақталады. Құн батареяларын, соның ішінде коррозияға тәзімділігі түрлендіргіштен, бөлшектерді сынау, 2 жыл бойы жүргізілді және құрылғының сипаттамалары нашарлауы қөрсету жоқ.

80 ватт – прототипі аралас құн энергиясы түрлендіргіш 25 Вт және жылу стандарттық жағдайлар кезінде шыны электр құатымен дайындалған.

Түйін сөздер: біріктірілген конвертер, құн радиациясы, жылу энергиясы, электр энергиясы, құн ұяшық, салқыннату сұйықтары.

Введение

На сегодняшний день известны три типа устройств, предназначенных для прямого преобразования солнечной энергии. Это тепловые коллекторы, фотоэлектрические модули и комбинированные системы для одновременного получения тепла и электричества [1-17]. Последние обладают наибольшей эффективностью преобразования, которая может приближаться к 80%. Комбинированные системы подразделяются по типу теплоносителя (воздушный или жидкостный) и по конструкции теплоотводящего устройства. В простейшем случае комбинированная установка состоит из стандартной фотоэлектрической батареи и расположенного снизу теплового коллектора. Из-за плохого теплового контакта в таких устройствах эффективность преобразования невысока, однако она выше, чем суммарная энергия, получаемая отдельно расположенных преобразователей того же размера, вследствие двукратного снижения площади комбинированной системы. В более совершенных

системах дополнительное повышение эффективности преобразования достигается за счет минимизации теплового сопротивления между охлаждающей средой и солнечными элементами, в результате чего последние смогут работать при более низкой температуре, и, следовательно, с большей эффективностью. Тепловое сопротивление фотоэлектрического модуля определяется наличием ламинирующего слоя или других конструктивных элементов, защищающих солнечные элементы от воздействия внешней среды и ухудшающих теплоотвод.

Например, в [18] был предложен комбинированный преобразователь солнечной энергии, состоящий из фотоэлектрического модуля и прилегающего к нему снизу теплового коллектора, состоящего из медной пластины с припаянной к ней медной трубкой круглого сечения, свободные концы которой подсоединяют к системе циркуляции теплоносителя. Медная пластина прижата к тыльной стороне фотоэлектрического модуля, покрытой защитным слоем герметика. Для снижения тепловых потерь из-за рассеяния

тепла, коллектор с тыльной стороны закрыт теплоизолирующей пластиной.

В [19] предложен комбинированный преобразователь солнечной энергии, состоящий из фотоэлектрического модуля и примыкающего к нему снизу теплового коллектора, в нижней и верхней частях которого расположены горизонтальные патрубки для ввода и вывода теплоносителя, гидравлически соединенные вертикальными отрезками медных трубок прямоугольного сечения, равномерно распределенными по тыльной поверхности модуля. Для снижения потерь тепла на тыльной стороне коллектора смонтирована теплоизолирующая пластина.

Недостатками данных и подобных устройств являются их высокая стоимость и большой вес из-за использования медных коллекторов, а также сложность конструкции и трудоемкость сборки. Другим их недостатком является высокое тепловое сопротивление между фотоэлектрическим модулем и коллектором, обусловленное наличием диэлектрических элементов модуля, увеличивающих разницу температур между охлаждающей жидкостью и солнечными элементами модуля.

Наиболее близким по технической сущности является устройство [20], состоящее из герметичной рабочей камеры прямоугольной формы, образованной фронтальной прозрачной пластиной и тыльной пластиной, соединенных по периметру герметизирующей прокладкой, внутри которой с зазором к фронтальной пластине расположен фотопреобразователь на основе негерметизированных кремниевых солнечных элементов, закрепленный на тыльной пластине. По двум противоположным сторонам в тыльной пластине выполнены равномерно расположенные

сквозные отверстия, связывающие рабочую камеру с каналами для ввода и вывода жидкого теплоносителя, расположенным снизу и образованными тыльной пластиной, вертикальными стенками гидрофобной теплоизолирующей пластины, дополнительной герметизирующей прокладкой и дополнительной пластиной, установленной снизу и примыкающей к дополнительной прокладке и теплоизолирующей пластине.

Недостатками данного устройства являются повышенный вес и недостаточная надежность, обусловленные наличием в устройстве большого числа герметизирующих элементов, и высокая стоимость вследствие большого числа сборочных операций.

Задачами разработки являются: снижение веса устройства, повышение его надежности и снижение стоимости.

Конструкция комбинированной солнечной батареи

Комбинированная солнечная батарея (рисунки 1, 2) состоит из теплоизолирующей пластины 1, фотоэлектрического преобразователя 2, герметизирующей прокладки 3 и фронтальной прозрачной пластины 4. Преобразователь 2 присоединен к основанию 1 на локальных участках, образуя с ним зазор. Основание 1 связано с пластиной 4 с помощью прокладки 3, образуя герметичный рабочий объем, заполненный жидким теплоносителем. Узлы ввода теплоносителя в рабочий объем и вывода из него выполнены в основании 1 и состоят из каналов 5 и отверстий 6, соединяющих каналы 5 с рабочим объемом. Штуцеры 7 и 8 служат для подключения к системе циркуляции теплоносителя.

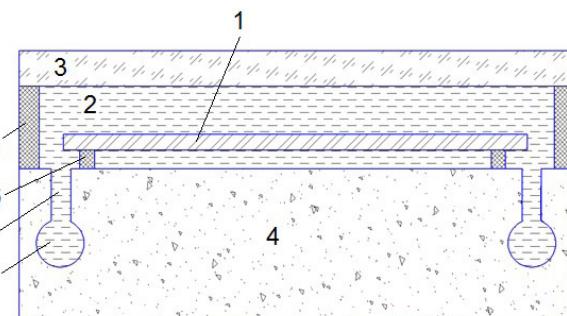
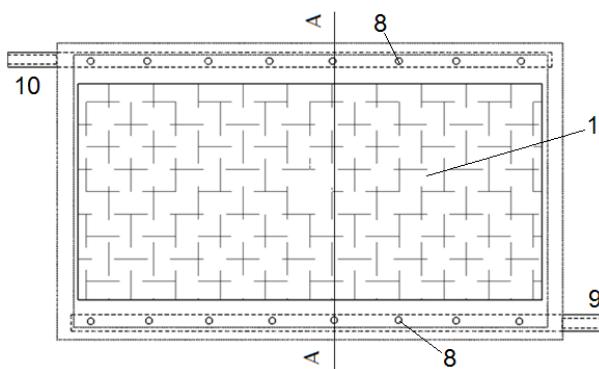


Рисунок 1 – Комбинированный преобразователь солнечной энергии (вид сверху и в разрезе)

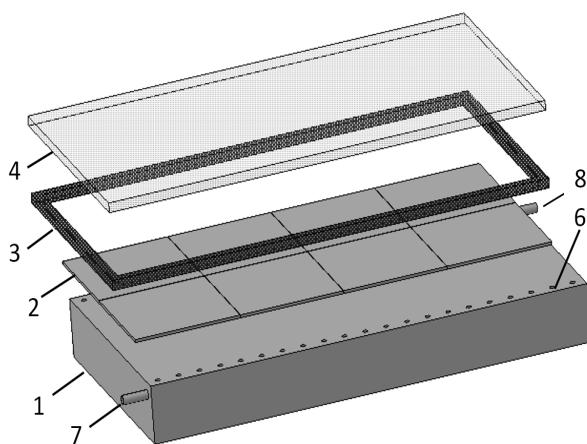


Рисунок 2 – Отдельные детали в порядке монтажа комбинированного преобразователя солнечной энергии

Проведенные патентный и литературный анализ показали, что во всех известных конструкциях фотопреобразователей не предусмотрено расположение входного и выходного каналов для ввода и вывода теплоносителя с дополнительными отверстиями под фотоэлектрическим элементом, и создание в области дополнительных отверстий зазоров между фотоэлектрическим элементом и тыльным электродом, а также между фотоэлектрическим элементом и боковыми стенками фотоприемной камеры.

Преимуществом предлагаемого преобразователя по сравнению с [21] является то, что заполнение рабочей камеры жидкостью, инертной по отношению к контактирующим с ней конструкционным элементам, позволяет защитить открытую поверхность солнечных элементов от атмосферы и исключить их деградацию в процессе работы. Кроме того, в отличие от обычных методов защиты солнечных элементов фотопреобразователей методом термо-вакуумного ламирования, например пленкой «EVA», которая деградирует в процессе эксплуатации, ухудшая электрические характеристики фотопреобразователя и не может быть заменена на новую, использование жидкого теплоносителя для защиты фотопреобразователя позволяет легко заменить его при снижении прозрачности. Совокупность оптических свойств используемой жидкости позволяет повысить электрическую эффективность устройства за счет высокой прозрачности в видимой области спектра и снижения потерь на отражение света от тыльной поверхности фронтальной пластины благодаря промежуточному значению ее коэффициента преломле-

ния. Применение теплоносителя с высоким поглощением в инфракрасной области спектра за фундаментальным краем поглощения материала солнечных элементов позволяет эффективно накапливать тепловую энергию с последующим ее отводом в теплообменник.

Выбор расстояния между фронтальной и тыльной пластинами 1,5 – 2,5 мм, преимущественно 2 мм, обусловлен компромиссом между стремлением уменьшить вес устройства (массы теплоносителя, заполняющего рабочую камеру) и увеличить поглощение солнечного излучения теплоносителем.

Наличие зазоров между фотопреобразователем и фронтальной и тыльной пластинами, помимо герметизирующего эффекта, позволяет улучшить охлаждение солнечных элементов прокачиваемой жидкостью, а более высокая величина зазора с фронтальной пластиной позволяет улучшить прокачку жидкости (увеличить скорость течения) у поверхности солнечных элементов, где расположен р-п-переход, температура которого определяет электрическую эффективность работы фотопреобразователя. При этом скорость прокачки теплоносителя у тыльной стороны фотопреобразователя будет ниже вследствие гидродинамического торможения в более узком зазоре.

Изготовление тыльной пластины из гидрофобного теплоизолирующего материала, а также выполнение каналов для ввода и вывода жидкого теплоносителя и отверстий, соединяющих каналы с рабочей камерой непосредственно в теплоизолирующую пластину, стенками каналов и отверстий служит сам теплоизолирующий материал тыльной пластины, что позволяет существенно упростить конструкцию преобразователя и снизить его вес. Расположение соединительных отверстий вдоль длинных сторон тыльной пластины позволяет снизить перепад давлений в верхней и нижней частях камеры и, таким образом, снизить затраты энергии на прокачку жидкости, а выполнение проходного сечения каждого из каналов больше проходного сечения каждого из отверстий позволяет достичь равномерного протекания теплоносителя внутри рабочей камеры, повысить однородность температуры солнечных элементов фотоэлектрического модуля и, таким образом, дополнительно поднять его эффективность.

Предлагаемый комбинированный преобразователь солнечной энергии работает следующим образом. Солнечное излучение, прошедшее через фронтальную прозрачную пластину 4 по-

глощается заполняющим рабочую камеру теплоносителем (на рис. не показан), и установленным в рабочей камере фотопреобразователем 2. Часть излучения с энергией больше ширины запрещенной зоны полупроводника, из которого изготовлены солнечные элементы, преобразуется в электрическую энергию. При подключении нагрузки в ней выделяется электрическая мощность. Не преобразованная в электричество часть энергии выделяется в виде тепла, передается жидкому теплоносителю, циркулирующему в рабочей камере, поступая с выхода теплообменника (не показан): холодный теплоноситель подается через патрубок 7 в канал 5 и через дополнительные отверстия 6 в рабочую камеру, где протекая в зазорах вдоль лицевой и тыльной сторон фотопреобразователя 2, нагревается и через дополнительные отверстия 6 и канал 5, расположенные с противоположной стороны рабочей камеры, через патрубок 8 попадает на вход теплообменника. Теплообменник, помещенный в теплоизолированную емкость с водой, нагревает ее, накапливая тепловую энергию.

Изготовление и тестирование опытного образца комбинированного преобразователя солнечной энергии

Был изготовлен опытный образец комбинированного преобразователя солнечной энергии размером 270x530x35мм³ (Рисунок 3). В качестве фронтальной пластины использовалось стекло толщиной 2 мм. Тыльная пластина с вы-

полненными в ней каналами и соединительными отверстиями была изготовлена из теплоизолирующего материала (пенопласт плотностью 100 кг/м³ толщиной 3 см). Восемь монокристаллических кремниевых солнечных элементов размером 125x125 мм² и толщиной 150 мкм, размещенных в 2 ряда по 4 элемента, были соединены в последовательную электрическую цепь и закреплены на теплоизолирующей пластине нейтральным силиконовым герметиком, нанесенным в местах электрических перемычек так, чтобы между тыльной пластиной и солнечными элементами образовался зазор толщиной 0,5 мм. Токосъемные шины были выведены на тыльную сторону теплоизолирующей пластины. Фронтальное стекло устанавливалось над теплоизолирующей пластиной с зазором 2 мм, который по периметру заполнялся на глубину 5мм силиконовым герметиком, образуя после полимеризации герметичную прокладку.

В отверстия каналов герметично монтировались штуцера для соединения с теплообменником. Теплообменник соединялся с преобразователем с помощью силиконовых шлангов и помещался в теплоизолированную емкость с водой. В качестве теплоносителя использовался пропиленгликоль, который полностью удовлетворяет требованиям по оптическим (Рисунок 4) и технологическим характеристикам. Испытание коррозионной стойкости деталей преобразователя, включая солнечные элементы, проводилось в течение 2-х лет и не показало ухудшения эксплуатационных характеристик.

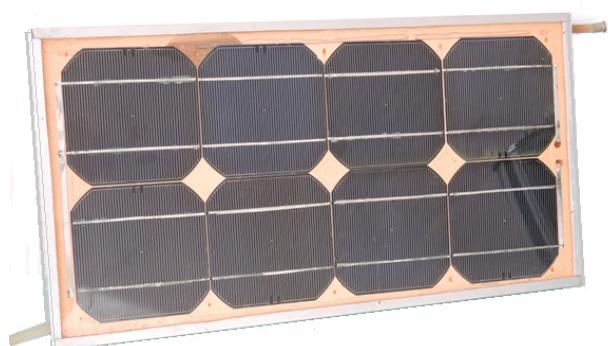


Рисунок 3 – Фотография опытного образца комбинированного преобразователя солнечной энергии с пиковой электрической мощностью 25 Вт и тепловой мощностью 80 Вт

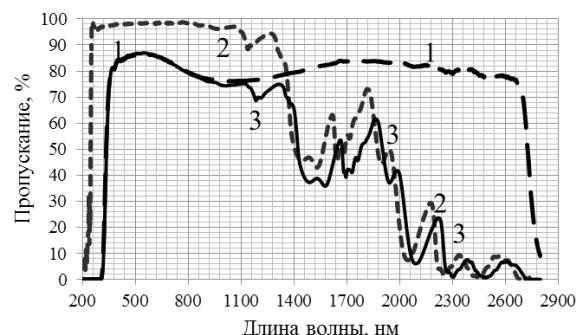


Рисунок 4 – Зависимость оптического пропускания пропиленгликоля, выбранного в качестве теплоносителя (1-пропиленгликоль толщиной 0,02 мм между 2-мя стеклами толщиной 2 мм каждое; 2-пропиленгликоль толщиной 1 мм; 3-пропиленгликоль толщиной 1мм между 2-мя стеклами толщиной 2 мм каждое)

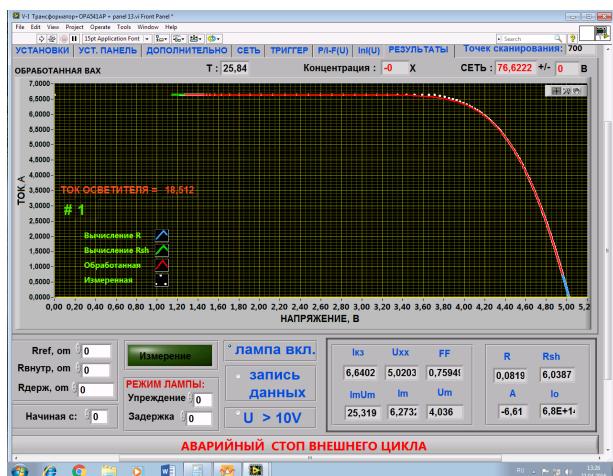


Рисунок 5 – Скриншот измерения вольтамперных характеристик для опытного образца комбинированного преобразователя солнечной энергии с пиковой электрической мощностью 25 Вт и тепловой мощностью 80 Вт, $T_{\text{вых}} = T_{\text{вых}} = 43^{\circ}\text{C}$, 27-04-2016 13:20

Пиковая электрическая мощность опытного образца преобразователя при стандартных условиях составила 25 Вт (Рисунок 5), а тепловая – 80 Вт. Таким образом, за 8 часов работы может быть получено 200 Вт·ч электрической энергии и более 640 Вт·ч тепловой энергии. Этой электрической энергии достаточно для освещения светодиодными лампами небольшого коттеджа и использования мультимедийных устройств в течение порядка 4 часов. Полученной тепловой энергии будет достаточно для нагрева 20 литров воды от 20 до 50°C и ее использования в вечернее время для бытовых нужд.

Работа выполнена по гранту 3077/ГФ4 Министерства образования и науки Республики Казахстан «Создание автономного каскадного солнечного генератора тепловой и электрической энергии мощностью 1 кВт»

Литература

- Florschuetz L.W. Extension of the Hottel-Whillier model to the analysis of combined photovoltaic/thermal flat-plate collectors // Solar Energy. – 1979. – Vol.22, no.4. – P.361–366.
- Chow T.T. A review on photovoltaic/thermal hybrid solar technology // Applied Energy. – 2010. – Vol.87, no.2. – P.365–379.
- Cox C.H. III and Raghuraman P. Design considerations for flat-plate photovoltaic/thermal collectors // Solar Energy. – 1985. – Vol.35, no.3. – P.227–241.
- Lalovirc B., Kiss Z. and Weakliem H. A hybrid amorphous silicon photovoltaic and thermal solar collector // Solar Cells. – 1986. – Vol.19, no.2. – P.131–138.
- Garg H.P. and Adhikari R.S. Conventional hybrid photovoltaic/thermal (PV/T) air heating collectors: steady-state simulation // Renewable Energy. – 1997. – Vol. 11, no. 3. – P.363–385.
- Garg H.P. and Adhikari R.S. Performance analysis of a hybrid photovoltaic/thermal (PV/T) collector with integrated CPC troughs // International Journal of Energy Research. – 1999. – vol. 23, no.15. – P.1295–1304.
- Sopian K., Yigit K.S., Liu H.T., Kakać S., Veziroglu T.N. Performance analysis of photovoltaic thermal air heaters. // Energy Conversion and Management. – 1996. – Vol.37, no.11. – P.1657–1670.
- Sopian K., Liu H.T., Kakac S., Veziroglu T.N. Performance of a double pass photovoltaic thermal solar collector suitable for solar drying systems // Energy Conversion and Management. – 2000. – Vol.41, no.4. – P.353–365.
- Prakash J. Transient analysis of a photovoltaic-thermal solar collector for co-generation of electricity and hot air/water // Energy Conversion and Management – 1994. – Vol.35, no.11. – P.967–972.
- Bergene T., Løvvik O.M. Model calculations on a flat-plate solar heat collector with integrated solar cells // Solar Energy. – 1995. – Vol.55, no.6. – P.453–462.
- D.W. de Vries Design of a photovoltaic/thermal combi-panel (Ph.D. thesis), Eindhoven Technical University, Eindhoven, The Netherlands, 1998.
- Fujisawa T., Tani T. Annual exergy evaluation on photovoltaic-thermal hybrid collector. // Solar Energy Materials and Solar Cells. – 1997. – Vol.47, no.1–4 – P.135–148.
- Norton B., Edmonds J.E.J. Aqueous propylene-glycol concentrations for the freeze protection of thermosiphon solar energy water heaters // Solar Energy. – 1991. – Vol.47, no.5. – P.375–382.
- Rockendorf G., Sillmann R., Podlowski L., Litzenburger B. PV-hybrid and thermoelectric collectors // Solar Energy. – 1999. – Vol.67, no.4–6. – P.227–237.
- Davis M.W., Fanney A.H., Dougherty B.P. Prediction of building integrated photovoltaic cell temperatures // Journal of Solar Energy Engineering. – 2001. – Vol.123, no.3. – P.200–210.
- Moshfegh B., Sandberg M. Flow and heat transfer in the air gap behind photovoltaic panels // Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 1998. – Vol.2, no.3. – P.287–301.
- Chow T.T., Tiwari G.N., Menezo C. Hybrid Solar: A Review on Photovoltaic and Thermal Power Integration // International Journal of Photoenergy. – Vol. 2012. – 307287. – 17 p.

Антощенко В.С., Антощенко Е.В., Лаврищев О.А., Францев Ю.В., Нестеренков А.Г. Расчет комбинированной теплофотоэлектрической системы с концентрированными потоками солнечной радиации // Энергетика и топливные ресурсы Казахстана. – 2010. – №2. – С.27-31.

Katic I. Measurement Report – Test of PV/T-module »PVtwin» // A Report of IEA SHC – Task 35 PV/Thermal Solar Systems Report DC4-1 December, 2006, http://archive.iea-shc.org/publications/downloads/DC4-1_Measurement_Report_Test_of_PVT_module_PVtwin_inkl_forside.pdf

Amna A. Alzaabi, Nadine K. Badawiye, Hind O. Hantoush, A. K. Hamid Electrical/thermal performance of hybrid PV/T system in Sharjah, UAE // International Journal of Smart Grid and Clean Energy. – 2014. – Vol.3, no.4. – P. 385-389.

Антощенко В.С., Лаврищев О.А., Францев Ю.В., Антощенко Е.В. Фотопреобразователь концентрированного излучения // Инновационный патент РК № 27952, бюл. №12, 25.12.2013.

References

- L.W. Florschuetz, Solar Energy, 22 (4), 361–366, (1979). DOI: 10.1016/0038-092X(79)90190-7
T.T. Chow, Applied Energy, 87 (2), 365–379, (2010). DOI: 10.1016/j.apenergy.2009.06.037
C.H. Cox III and P. Raghuraman, Solar Energy, 35 (3), 227–241, (1985). DOI: 10.1016/0038-092X(85)90102-1
B. Lalovirc, Z. Kiss and H. Weakliem, Solar Cells, 19 (2), 131–138, (1986). DOI: 10.1016/0379-6787(86)90038-4
H.P. Garg and R.S. Adhikari, Renewable Energy, 11 (3), 363–385, (1997). DOI: 10.1016/S0960-1481(97)00007-4
H.P. Garg and R.S. Adhikari, International Journal of Energy Research, 23 (15), 1295–1304, (1999).
K. Sopian, K.S. Yigit, H.T. Liu, S. Kakac and T.N. Veziroglu, Energy Conversion and Management, 37 (11), 1657–1670, (1996). DOI: 10.1016/0196-8904(96)00010-6.
K. Sopian, H.T. Liu, S. Kakac, and T.N. Veziroglu, Energy Conversion and Management, 41 (4), 353–365, (2000). DOI: 10.1016/S0196-8904(99)00115-6.
J. Prakash, Energy Conversion and Management, 35 (11), 967–972, (1994). DOI: 10.1016/0196-8904(94)90027-2.
T. Bergene and O.M. Lovvik, Solar Energy, 55 (6), 453–462, (1995). DOI: 10.1016/0038-092X(95)00072-Y.
D.W. de Vries, Ph.D. thesis, Eindhoven Technical University, Eindhoven, The Netherlands, 1998.
T. Fujisawa and T. Tani, Solar Energy Materials and Solar Cells, 47, (1–4), 135–148, (1997). DOI: 10.1016/S0927-0248(97)00034-2.
B. Norton and J.E.J. Edmonds, Solar Energy, 47 (5), 375–382, (1991). DOI: 10.1016/0038-092X(91)90031-Q.
G. Rockendorf, R. Sillmann, L. Podlowski and B. Litzenburger, Solar Energy, 67, (4–6), 227–237, (1999).
M.W. Davis, A.H. Fanney, and B.P. Dougherty, Journal of Solar Energy Engineering, 123, (3), 200–210, (2001). DOI: 10.1115/1.1385825
B. Moshfegh and M. Sandberg, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2 (3), 287–301, (1998). DOI: 10.1016/S1364-0321(98)00005-7
T.T. Chow, G.N. Tiwari and C. Menezo, International Journal of Photoenergy, 2012, 307287, 17 p., doi:10.1155/2012/307287
DOI: 10.1155/2012/307287
V.S. Antoschenko, Ye.V. Antoschenko, O.A. Lavrishchev, Yu.V. Francev, and A.G. Nesterenkov, Energetika i toplivnyye resursy Kazakhstana, 2, 27-31, (2010). (in Russ).
I. Katic, A Report of IEA-SHC – Task 35 PV/Thermal Solar Systems, Report DC4-1, December, 2006, http://archive.iea-shc.org/publications/downloads/DC4-1_Measurement_Report_Test_of_PVT_module_PVtwin_inkl_forside.pdf
A.A. Alzaabi, N.K. Badawiye, H.O. Hantoush and A.K. Hamid, International Journal of Smart Grid and Clean Energy, 4(3), 385-389, (2014). DOI: 10.12720/sgce.3.4.385-389
V.S. Antoschenko, O.A. Lavrishchev, Yu.V. Francev and E.V. Antoschenko,. Innovatsionnyy patent RK, #27952, bul. #12, 25.12.2013. (in Russ).

**Аймағанбетов К.П., Чучвага Н.А., Жантуаров С.Р.,
Шонғалова А.К.* , Тоқмоддин Н.С.**

ЖШС «Физика техникалық институты», Сәтбаев Университеті,
Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: a.k_012@mail.ru

**ГЕТЕРОӨТКЕЛДІ КРЕМНИЙЛІ КҮН ЭЛЕМЕНТТЕРІНІҢ
БАҒА ФАКТОРЛАРЫ МЕН ОПЕРАЦИОНДЫҚ
ШЫҒЫС СИПАТТАМАСЫНЫҢ ӨТЕЛУ МЕРЗІМІНЕ БАЙЛАНЫСТЫ
ӘСЕРІН ЗЕРТТЕУ**

Бұл мақалада қазіргі уақыттағы шығыс сипаттамалары рекордтық көрсеткішке ие кремний негізіндегі, қүшейткішсіз құн элементтері – HIT құрылымды фотоэлементінің модельдеу нәтижелері көрсетілді. Фотоэлектрлі түрлендіргіштер үшін қолданылатын кремнийлі төсөніштерге, нарықтық экономикалық түрғыдан сараптамалар жүргізілді. Сараптама нәтижесінде таңдал алынған марканың n – типті өткізгіштікке ие кремнийлі пластиналардың қалындығына байланысты құн элементінің жұмыс істеу тиімділігі мен сапа құнының арасындағы өзара корреляциясы зерттеліп, құн элементтерін сандық үлгілеуге арналған Afors-het бағдарламасында оңтайландыру жүргізілді. Сонымен қатар, болашақта пайдаланылатын кремний пластинасының әр түрлі диапазондық қалындығы бойынша жүргізілген сараптамалауда, құн элементтерінің өтелу мерзімі анықталынды. Құн элементінің өтелу мерзімі фотоэлектрлі түрлендіргіштердің құрайтын материалдардың нарықтағы сапа құнымен, оның операционды шығыс сипаттамаларының өзара байланыстылығымен анықталатындығы көрсетілді.

Тұйін сөздер: HIT, фотоэлектрлі түрлендіргіш (ФЭТ), Afors-het.

Aimaganbetov K.P., Chuchvaga N.A., Zhantuarov S.R.,
Shongalova A.K.* , Tokmoldin N.S.
«Institute of Physics and Technology» LLP, Satbayev University,
Kazakhstan, Almaty, *e-mail: a.k_012@mail.ru

**Study of the influence of pricing factors and output characteristics
of heterojunction silicon solar cells on their operating payback period**

This paper presents the results of computer simulation of a solar cell featuring the HIT structure, currently demonstrating record power conversion efficiencies for concentrator-free silicon-based cells. Further, the market analysis for silicon wafers used for solar cell manufacturing is performed. Based on this analysis, the efficiency correlation and the quality of the solar cell were studied depending on the thickness of the n-type single-crystal silicon wafer. The optimization was carried out on the Afors-het program, designed for numerical modeling of solar cells. On the basis of the analysis, the recouping of solar cells for silicon substrates of various thickness was calculated for their subsequent operation. It is shown that the solar cell payback is determined by the correlation between pricing parameters of materials used in photovoltaic converter, as well as its output operating characteristics.

Key words: HIT, photovoltaic converter, Afors-het.

Аймаганбетов К.П., Чучвага Н.А., Жантуаров С.Р.,

*Шонгалова А.К., Токмолдин Н.С.

ТОО «Физико-технический институт», Satbayev University,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: a.k_012@mail.ru

Исследование влияния ценовых факторов и выходных характеристик гетеропереходных кремниевых солнечных элементов на их операционную окупаемость

В данной работе представлены результаты моделирования солнечного элемента со структурой НІТ, в настоящее время демонстрирующей рекордные показатели КПД для безконцентраторных элементов на основе кремния. Произведен анализ рынка сбыта кремниевых подложек, используемых для производства фотоэлектрических преобразователей. В результате анализа были изучены корреляция эффективности и качество солнечного элемента в зависимости от толщины пластины монокристаллического кремния n-типа проводимости. Произведена оптимизация на программе Afors-het, предназначеннной для численного моделирования солнечных элементов. На основании проведенного анализа была рассчитана окупаемость солнечных элементов для кремниевых подложек различной толщины при их последующей эксплуатации. Показано, что окупаемость солнечных элементов определяется корреляцией между ценовыми параметрами материалов, из которых состоит фотоэлектрический преобразователь, а также его выходными операционными характеристиками.

Ключевые слова: НІТ, фотоэлектрический преобразователь (ФЭП), Afors-het.

Kіріспе

Электр энергиясын үнемдеудің жаңа бағыттарының бірі «жанартылмалы энергия көздері» болып табылады. Айта кетелік, елімізде күн энергиясын қолдануға үлкен көңіл бөлінуде және электр энергиясын дамытудағы перспективті жобалардың бірі – жанартылмалы энергия көздері болып саналады. Күн инсоляциясының деңгейі Қазақстан Республикасының барлық аумағында өте жоғары болғандықтан, күн энергиясын пайдалану өте тиімді болып табылады [1-2]. Қазақстан Республикасы Еуразиялық Экономикалық Қеңестің мүшесі ретінде және күн ресурстарымен кремний шикізаттарына бай болып саналатын мемлекеттердің қатырына жатады. Күн станциялары экологиялық таза, дыбыссыз жұмыс істейді және ол қоршаған ортага мұлдем зиянсыз. Фотоэлектрлі модульдердің негізгі артықшылықтары, қызмет көрсетудің қарапайымдылығы болып табылады. Елімізде күн элементтерін өндіру – бұл тек қана серпінді, экологиялық таза жоба ғана емес, сонымен қатар елдіміздегі негізгі шараларды көздеген өндірістік желі болып табылады. Қазақстанда күн панельдерін шығаратын өз зауыты пайда болатыны туралы 2010 жылы, EXPO-2017 көрмесін өткізетін елді таңдаған Парижде нәтижелерін жариялаудан көп бұрын белгілі болды [3]. Ел басы Нұрсұлтан Назарбаевтың белгілеген «Болашақтың энергиясына» бағдары елімізде қалпына келтірілетін энергия көздері бағытында іске асрылатын жобаларға назарды бірден

аударды. Бұғінгі күні ұлттық экономиқаның құрылымын түбектелі өзгертуі тиіс көптеген бастамалар әзірленіп, іске асырылуда. 2012 жылғы желтоқсан айында ғана ашылған, бірақ «күн» өнімін сатумен белсенді түрде айналысып жатқан «Astana Solar» ЖШС фотоэлектрлі модульдердің зауыты жаңа қазақстандық келешекке өзінің үлесін қосып келеді [4].

Диффузиялық технологиялық әдіспен алынатын дәстүрлі кристалдық күн элементтерінің артықшылықтары: аса тиімді түрде күн энергиясын электр энергиясына түрлендіреді. Сонымен бірге, кемшілігін айттар болсақ, ПӘК-і үлкен көрсеткішті болатын, өте таза кристаллды кремнийді алу үшін, 1000°C дейінгі жоғарғы температурада қыздыру тиімсіз болып саналады. Күн элементтерін, бұл әдіспен жасап шығару құны, жоғары болып есептеледі. Аморфты кремний күн энергетикасы үшін альтернативті дәстүрлі технология болып саналады, алайда лабораториялық күн элементтерінің ПӘК-і 13,4%-ды ғана көрсетеді [5-10]. Аморфты және кристаллды кремнийдің тыбым салу аймағына байланысты өзіндік оптоэлектрлі қасиетімен ерекшеленеді. Қеңаймақты аморфты кремнийдің оптикалық жарықты жұту коэффициенті ($E_g = 1,9$ эВ салыстырганда $E_g = 1,12$ эВ) көрінетін спектр аймағында өте жоғары. Екі материалды пайдалану арқылы 200-250°C температурада кремнийдің қамтамасыз ететін, ПӘК-і 20%-дан жоғары, жұмыс тиімділігі жақсартылған НІТ (heterojunction technology) атауымен белгілі, гетероөткелді күн элементін

алуга болады [11-18]. Жұқа пластиналарды пайдаланған жағдайда, жұмыс тиімділігін сақтай отырып өзіндік құнын азайту мақсатында қолдану жайлы қызығушылықтар туындарды. Оларға дәлел келтіретін болсақ, Sanyo компаниясында, қалындығы 98 мкм және ауданы 100,3 см² болатын кремнийлі пластиналарды қолдану арқылы 22,8% ПЭК-і көрсеткішті көрсететін күн элементі жасалынды. Экономикалық бағасына сүйенетін болсақ, кремнийлі пластиналардың құны, күн элементінің 30-60%-ға жуық өзіндік құнын құрайды [19].

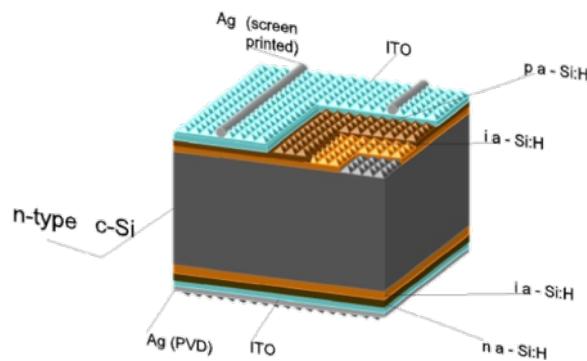
Зерттеу бөлімі

Кремнийлі пластиналардың қалындығына байланысты күн элементінің жұмыс тиімділігі мен сапа құнының арасындағы өзара корреляциясын зерттейтін болсақ, алынған нәтижелер, электр энериясына сай, гетероөткелді кремнийлі күн элементін жасау кезіндегі жақсартылған үйлесімді параметрлерді көрсетеді. Осы мақаланың негізгі мақсаты – өзара корреляцияны зерттеу болып табылады. Гетероөткелді күн элементін жасау барысында, сапасы және бағасы тиімді монокристалды кремнийлі пластиналарды қажет етеді. Соған байланысты, гетероөткелді кремнийлі күн элементін жасауда қолданылатын нарықтық материалдар жайлы мәліметтерге шолулар жүргізілді. Нарықтық материалдарды зерттеу нәтижесінде, ауданы 191,04 см² болатын Pluto New Technology Co.,Ltd. Guangdong, China маркалы [20], өткізгіштікі n/p типті, монокристалды кремний пластинасы жайлы пайдалы ақпараттар мен баға ұсынымдары таңдап алынды.

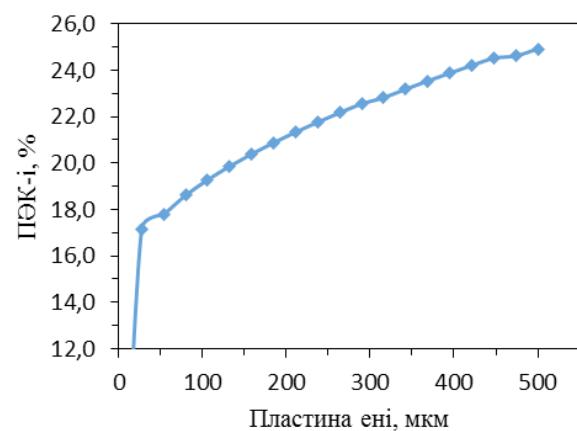
Күн элементінің электрлі физикалық сипаттамаларын зерттеуге арналған арнайы Afors-het бағдарламасының көмегімен, фотоэлектрлі түрлендіргіштің (ФЭТ) моделі жасалынды (1-сурет).

Зерттеулер жүргізу барысында жасалынған ФЭТ-тің моделіне «қалындығы және сапасы» туралы сипаттамасына анализдер жүргізу үшін, монокристалды кремний пластинасының физикалық сипаттамаларын пайдалана отырып, арнайы бағдарламаның көмегімен, пластинаның әр-түрлі диапазондық тиімді қалындығы бойынша ФЭТ-тің ПЭК-і анықталды (2-сурет).

Жоғарыда көрсетілген, жұмыс тиімділігі жоғары болып саналатын кремний пластиналарын қолдану арқылы күн элементінің моделін жасайтын болсақ, күн энергиясынан алынатын физикалық параметрлерді келесі түрде қарастыруға болады.



1-сурет – «НІТ» – гетероөткелді кремнилі күн элементінің құрылымдық сұлбасы



2-сурет – Пластинасының диапазондық тиімді қалындығы бойынша модельденген ФЭТ-тің ПЭК-і графигі

Бір шаршы метр жерге стандартты жүйе бойынша 1000 Вт/м² күн энергиясы түседі. Біздің пластинасының ауданы 0,019104 м², және бұл пластинаға 19,104 Вт*саг күн энергиясы келіп түседі. Диапазондық қалындығы әр түрлі кремний пластинасын қолдана отырып, арнайы бағдарламаның көмегімен модельдеу кезінде ФЭТ-тің ПЭК-і анықталынды. ФЭТ-тің қуаты, пластинаға түсетін күн энергиясының қуатымен модельденген күн элементінің ПЭК-ін көбейту арқылы алынады. Қазақстан Республикасының барлық аймагында күн инсоляциясы жоғары болғандықтан, модельденген ФЭТ-тің орташа жұмыс істеу уақыты, тәулігіне 7 сағат деп алынды. Өндірілетін энергияның көлемін есептеу үшін келесі формуласын (1) көмегімен анықтауға болады:

$$E_{\theta\theta} = \frac{E_{\text{инс}} \times P_{\text{КЭ}}}{P_{\text{инс}} * k}, \quad (1)$$

мұндағы, $E_{инс}$ – орташа айлық инсоляциясы, $P_{кэ}$ – күн элементінің қуаты, $P_{инс}$ – 1 шаршы метр жерге түсетін қуат инсоляциясы, k – шығын коэффициенті (1,2-1,4).

Зерттеулер барысында негізгі қойылатын талаптардың бірі, жасалынған жұмыстың өтелу мерзімі болып табылады. Өтелу мерзімі келесі формуламен анықталынады:

$$E_{\Theta\Theta} = \frac{E_{инс} \times P_{кэ}}{P_{инс} * k}, \quad (2)$$

мұндағы, $A_{ПК}$ – пластина құны, B_{YK} – бір жылда үнемделген қаржы.

Бір жылда үнемделінетін қаржыны анықтау үшін келесі формуланы пайдаланамыз:

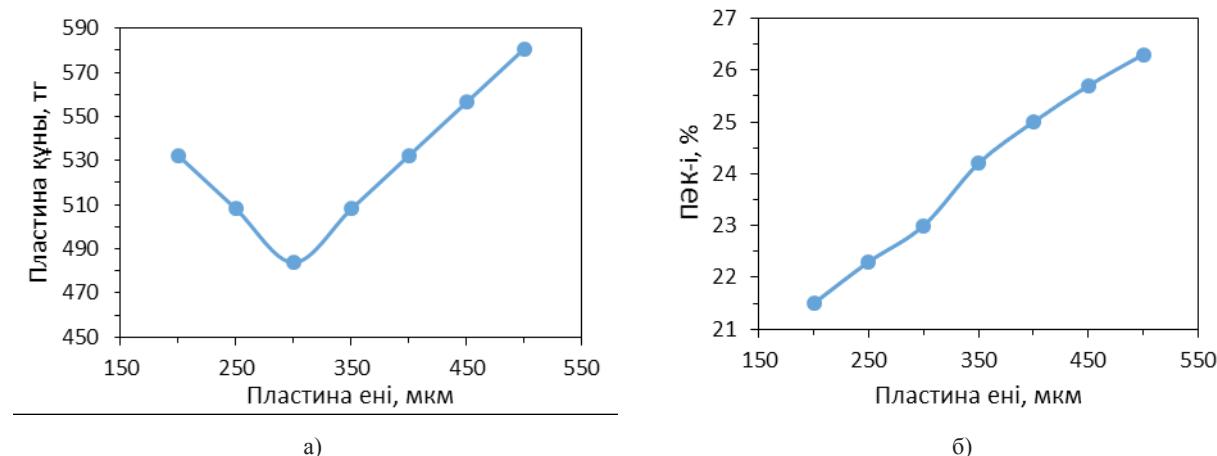
$$B_{YK} = C_{ЭЭК} * P_{\Theta\Theta} \quad (3)$$

мұндағы, $C_{ЭЭК}$ – электр энергиясының құны, $P_{\Theta\Theta}$ – бір жылда өндірілетін қуат. Алынған нәтижелер төмендегі 1-кестеде көрсетілген.

Алынған нәтижелерге сүйене отырып, қажетті монокристалды кремний пластинасының өзіндік сапа құнына байланысты ПЭК-і мен оның қалындығының арасындағы ерекшелікті салыстырамыз (3-сурет). Бұл әдіс, «қалындығы және сапасы» жайлы сипаттамасын тиімді жақсартуға мүмкіндік береді.

1-кесте – Модельденген ФЭТ-тің қалындығы бойынша физикалық сипаттамалары

Ені, мкм	200	250	300	350	400	450	500
Пластина аумағы, см ²	191,04						
Пластина бағасы, тг	532,26	508,06	483,87	508,06	532,26	556,45	580,65
Қуаты, Вт	4,11	4,26	4,40	4,62	4,77	4,91	5,02
Модульдегі элементтің құнының үлесі, %	30%						
Электр энергиясының құны: кВт*ч, тг	17						
Бір жылда сағат саны, сағ.	2190	2190	2190	2190	2190	2190	2190
Бір жылда өндірілетін қуат, кВт*ч	8,99	9,32	9,62	10,12	10,45	10,75	11,00
Бір жылда үнемделген қаржы саны, тг	152,91	158,60	163,58	172,11	177,80	182,78	187,05
Өтелу мерзімі, жыл	3,53	3,25	3,00	2,99	3,04	3,09	3,15



3-сурет – Кремний пластинасының өзіндік құнына байланысты:
а) ПЭК-і және б) оның қалындығы бойынша графигі

Көрсетілген графиктер мен кестелердің қарайтын болсақ, нарықтағы қажетті пластиналардың қалындығына байланысты өзіндік құнымен жұмыс тиімділігі жақсартылған баға ұсынымын көруге болады. Осылан орай, көрсетілген кестедегі алынған нәтижелерге талдау жасайтын болсақ, қалындығы 300 және 350 мкм болатын кремний пластиналарының өзіндік құны мен ПӘК-і өте тиімді болып отыр және басқа кремнийлі пластиналардың физикалық сипаттамаларымен салыстырғанда, бірнеше есе арзан және жұмыс тиімділігі өте жоғары болып отыр. Жоғарыда айтылғандай, негізгі қойылған мақсатқа қол жеткізу үшін, қажетті пластиналарының өзіндік құнымен оның жұмыс тиімділігінң арасындағы корреляцияны анықтау болатын. Қойылған талаптарға сай, қалындығы 300 және 350 мкм болатын кремний пластиналарының жұмыстың өтелуі мерзімі үлкен көрсеткішті көрсетеді. Эрине, бұл көрсеткіштер теориялық түрде зерттелінді. Алайда, әр түрлі сыртқы факторлардың әсерінен, теориялық түрде алынған ФЭТ-тің физикалық параметрлері өзгеруі мүмкін. Себебі, ауа-райы немесе күн инсоляциясы құбылмалы болып келетіндіктен, нақты физикалық параметрлерді алу өте күрделі. Кейбір деректерде, күн модулінің жұмыс тиімділігі 2%-ға төмендеуі мүмкін дейтін болжамдар бар.

Қорытынды

Зерттеу барысында алынған нәтижелердің көртындылайтын болсақ, күн элементтінің өтелу мерзіміне, ФЭТ-дің тиімді ПӘК-і ғана емес, сондай-ақ экономикалық түргыданда әсер етеді. Соған байланысты, негізгі жұмыста күн элементтері үшін өте тиімді монокристалды кремнилі пластинасы таңдалғанын. Себебі, монокристалды кремний пластинасының сапасы, ФЭТ – тің шығыс сипаттамаларына үлкен әсер етеді. Монокристалды кремний пластинасының диапазондық қалындығына байланысты талдаулар жасай отырып, жұмыстың өтелу мерзімі анықталды. Нәтижесінде, қалындығы 300 және 350 мкм болатын монокристалды кремний пластинасының шығыс сипаттамалары және жұмыстың өтелу мерзімі жоғарғы көрсеткішті көрсетті. Эрине, негізгі жұмысты толығымен орындау үшін, ФЭТ – тің контактілерін орнатуға арналған металды пастасын және сонымен қатар, модельдердің құрастыруға арналғын ламинат секілді т.б. қажетті материалдар нарықтық түргыдан зерттеулер жүргізуді талап етеді.

Алғыс білдіру. Мақаланың авторлары, КР БФМ ғылым комитетіне 2840/ГФ-15-ОТ ғранттық жоба аясында берілген қаржыландыру үшін алғысын білдіреді.

Әдебиеттер

- Kryuchenko Y. V., Sachenko A. V., Bobyl A. V., Kostylyov V. P., Sokolovskyi I. O., Terukov E. I., Tokmoldin N., Tokmoldin S.Z., Smirnov A. V. Evaluation of the annual electric energy output of an a-Si:H solar cell in various regions of the CIS countries // Energy Policy. – 2014. – Т. 68. – С. 116-122.
- Surface meteorology and Solar Energy – NASA [электрондық ақпараттық ресурс] (қолдану мерзімі: 02.10.2017). – 2017.- базага қол жеткізу режимі: <https://eosweb.larc.nasa.gov/sse/>
- Akorda.kz [электрондық ақпараттық ресурс] (қолдану мерзімі: 03.10.2017).- базага қол жеткізу режимі: http://www.akorda.kz/ru/national_projects/expo-2017-v-astane
- Astana Solar [электрондық ақпараттық ресурс] (қолдану мерзімі: 03.10.2017). – базага қол жеткізу режимі: <http://astana-solar.kz/kk/news/kazakstanda-kun-energetikasynyn-damuy-shyndyk-zhne-perspektivalar>
- Green M. A., Emery K., Hishikawa Y., Warta W., Dunlop E. D. Solar cell efficiency tables (version 41) // Progress in Photovoltaics. – 2013. – Т. 21, № 1. – С. 1-11.
- Green M. A., Emery K., Hishikawa Y., Warta W., Dunlop E. D. Solar cell efficiency tables (version 42) // Progress in Photovoltaics. – 2013. – Т. 21, № 5. – С. 827-837.
- Green M. A., Emery K., Hishikawa Y., Warta W., Dunlop E. D. Solar cell efficiency tables (version 43) // Progress in Photovoltaics. – 2014. – Т. 22, № 1. – С. 1-9.
- Maehlum M. A. Energy Informative The Homeowner's Guide To Solar Panels, Best Thin Film Solar Panels—Amorphous, Cadmium Telluride or CIGS //Last updated. – 2015. – Т. 6.
- Ghahremani A., Fathy A. E. High efficiency thin-film amorphous silicon solar cells //Energy Science & Engineering. – 2016. – Т. 4. – №. 5. – С. 334-343.
- Technology and Applications of Amorphous Silicon. Springer Series in Materials Science. / Street R.: Springer, 2000. Springer Series in Materials Science. – 417 c.
- Tanaka M., Taguchi M., Matsuyama T., Sawada T., Tsuda S., Nakano S., Hanafusa H., Kuwano Y. Development of new a-si c-si heterojunction solar-cells – acj-hit (artificially constructed junction-heterojunction with intrinsic thin-layer) // Japanese Journal of Applied Physics Part 1-Regular Papers Short Notes & Review Papers. – 1992. – Т. 31, № 11. – С. 3518-3522.

Tanaka M., Okamoto S., Tsuge S., Kiyama S. Development of hit solar cells with more than 21% conversion efficiency and commercialization of highest performance hit modules // Proceedings of 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Vols a-C. – 2003. – C. 955-958.

Tsunomura Y., Yoshimine Y., Taguchi M., Baba T., Kinoshita T., Kanno H., Sakata H., Maruyama E., Tanaka M. Twenty-two percent efficiency HIT solar cell // Solar Energy Materials and Solar Cells. – 2009. – Т. 93, № 6-7. – С. 670-673.

Santbergen R., Liang R., Zeman M. A-Si: H solar cells with embedded silver nanoparticles //Photovoltaic Specialists Conference (PVSC), 2010 35th IEEE. – IEEE, 2010. – С. 000748-000753.

Terakawa A. et al. Sanyo's R&D on thin-film silicon solar cells //Proc. of the 26th EUPVSEC. – 2011. – С. 2362-2365.

Aya Y. et al. Progress of Thin-Film Silicon Photovoltaic Technologies in SANYO //Progress in Photovoltaics: Research and Applications. – 2012. – Т. 20. – №. 2. – С. 166-172.

Masuko K. et al. Achievement of more than 25% conversion efficiency with crystalline silicon heterojunction solar cell //IEEE Journal of Photovoltaics. – 2014. – Т. 4. – №. 6. – С. 1433-1435.

Yoshikawa K. et al. Silicon heterojunction solar cell with interdigitated back contacts for a photoconversion efficiency over 26% //Nature Energy. – 2017. – Т. 2. – С. 17032.

Sanyo claims 98 micron-thick HIT solar cell with 22.8% efficiency. – 2009 (қолдану мерзімі: 13.10.2017). – базаға қол жеткізу режимі: http://techon.nikkeibp.co.jp/english/NEWS_EN/20090923/175532/

Pluto New Technology Co., LTD A Leading Semiconductor Materials Solution Supplier. – (қолдану мерзімі: 15.10.2017). – базаға қол жеткізу режимі: <http://www.plutosemi.com/product.html>

References

Y.V. Kryuchenko, A. V. Sachenko, A. V. Bobyl, V. P. Kostylyov, I. O. Sokolovskyi, E. I. Terukov and A. V. Smirnov, Energy Policy, 68, 116-122, (2014).

Surface meteorology and Solar Energy – NASA [electronic resource] (date of reference: 02.10.2017): <https://eosweb.larc.nasa.gov/sse/>

Akorda.kz [electronic resource] (date of reference: 03.10.2017): http://www.akorda.kz/ru/national_projects/expo-2017-v-astane

Astana Solar [electronic resource] (date of reference: 03.10.2017): <http://astanasolar.kz/kk/news/kazakstanda-kun-energetikasyнын-damuy-shyndyk-zhne-perspektivalar>

M.A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta and E.D. Dunlop, Progress in photovoltaics: research and applications (version 42), 21(1), 1-11, (2013).

M.A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta and E.D. Dunlop, Progress in Photovoltaics, (version 42), 21(5), 827-837, (2013).

M.A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta and E.D. Dunlop, Progress in Photovoltaics, (version 43), 22(1), 1-9, (2014).

M.A. Maehlum, Energy Informative The Homeowner's Guide To Solar Panels, Best Thin Film Solar Panels— Amorphous, Cadmium Telluride or CIGS? Last updated 6 (2015).

A. Ghahremani and Fathy, A. E, Energy Science & Engineering, 4(5), 334-343, (2016).

R. Street, Technology and applications of amorphous silicon (Springer Science & Business Media, 2013), 417 p. DOI: 10.1002/ese3.131

M. Tanaka and Y. Kuwano, Japanese Journal of Applied Physics Part 1-Regular Papers Short Notes & Review Papers, 31(11), 3518-3522, (1992). DOI: 10.1143/JJAP.31.3518

M. Tanaka and S. Kiyama, Proceedings of 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, a-C, 955-958, (2003).

Y. Tsunomura and M. Tanaka, Solar Energy Materials and Solar Cells, 93(6-7), 670-673, (2009). DOI: 10.1016/j.solmat.2008.02.037

R. Santbergen and M. Zeman, IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC), 35th, 748-753, (2010).

A. Terakawa, Proc. of the EUPVSEC, 26th, 2362-2365, (2011).

Y. Aya, Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 20(2), 166-172, (2012).

K. Masuko, IEEE Journal of Photovoltaics, 4(6), 1433-1435, (2014).

K. Yoshikawa, Nature Energy, 2, 17032, (2017). DOI: 10.1038/nenergy.2017.32

Sanyo claims 98 micron-thick HIT solar cell with 22.8% efficiency [electronic resource] (date of reference: 13.10.2017): http://techon.nikkeibp.co.jp/english/NEWS_EN/20090923/175532/

Pluto New Technology Co., LTD A Leading Semiconductor Materials Solution Supplier [electronic resource] (date of reference: 15.10.2017): <http://www.plutosemi.com/product.html>.

МРНТИ 47.09.48

**Цыганов И.А.^{1*}, Гусейнов Н.Р.², Кожантаева А.С.¹, Узакбаева Н.Н.¹,
Шадилярбекова А.Н.¹, Ерболаев А.А.¹, Исаев А.С.¹,
Жумагулов М.М.¹, Толеуханова А.К.¹**

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

²Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа,
Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы,

*e-mail: ts-ivn@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУЧЕНИЯ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОЧНЫХ НАНОСТРУКТУР

Рассмотрено влияние технологических параметров пленочных углеродных наноструктур, полученных на металлических и полупроводниковых подложках методом магнетронного ионноплазменного распыления. Приведены результаты по влиянию смеси газов Ar + H₂ и Ar + CH₄ на структуру пленок, которые были исследованы с использованием сканирующей электронной микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния. По данным спектров КР, представленным в статье, описаны особенности структур, полученных образцов, которые сильно отличаются в зависимости от использованной смеси газов. Из результатов микрофотографий СЭМ оценено распределение и средние размеры обнаруженных наноразмерных углеродных фрагментов. Проанализированные данные отражают свойства углеродных пленочных наноструктур в зависимости от технологических параметров и условий подготовки мишней. Выявлены температурные закономерности и зависимость используемой смеси рабочего газа.

Ключевые слова: углеродные пленочные наноструктуры,nanoалмазы, магнетронное распыление, рамановская спектроскопия, сканирующая электронная микроскопия.

Tsyganov I.A.^{1*}, Guseinov N.R.², Kozhantaeva A.S.¹, Uzakbaeva N.N.¹,
Shadiyarbekova A.N.¹, Erbolaev A.A.¹, Isaev A.S.¹, Zhumagulov M.M.¹

¹Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

²National nanotechnology laboratory of the open type,
Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty, *e-mail: ts-ivn@mail.ru

Influence of technological parameters of obtaining carbon film nanostructures

The influence of technological parameters of film carbon nanostructures obtained on metallic and semiconductor substrates by the method of magnetron ion-plasma sputtering is considered. The results on the effect of a mixture of gases Ar + H₂ and Ar + CH₄ on the structure of films that have been investigated using scanning electron microscopy and Raman spectroscopy are presented. According to the Raman spectra data presented in the article, the features of the structure of the obtained samples are described, which differ greatly depending on the gas mixture used. From the results of SEM microphotographs, the distribution and average sizes of the detected nano-sized carbon fragments were estimated. The analyzed data reflect the properties of carbon film nanostructures depending on the technological parameters and the conditions for preparation of targets. The temperature patterns and the dependence of the working gas mixture used are determined.

Key words: carbon film nanostructures, nanodiamonds, magnetron sputtering, Raman spectroscopy, scanning electron microscopy.

Цыганов И.А.^{1*}, Гусейнов Н.Р.², Кожантаева А.С.¹, Узакбаева Н.Н.¹,
Шадиярбекова А.Н.¹, Ерболаев А.А.¹, Исаев А.С.¹, Жумагулов М.М.¹

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

²Ашық турдегі ұлттық нанотехнологиялық лаборатория,

әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: ts-ivn@mail.ru

Көміртекті қабықшалы наноқұрылымдарды алуда технологиялық параметрлердің әсері

Иондыплазмалық, магнетрондық, тозандату әдісімен металдық, және жартылайәткізгіштік тәсемеде көміртекті наноқұрылымды қабықшаларға технологиялық параметрлердің әсері қарастырылған. $\text{Ar} + \text{H}_2$ және $\text{Ar} + \text{CH}_4$ газ қоспаларын қолдану арқылы алынған көміртекті қабықшаны сканирлеуші электронды микроскоп және комбинациялық, шашырау спектроскопиясының көмегімен зерттеу нәтижелері көрсетілген. Статьяда алынған көміртекті құрылымдардың ерекшеліктері КШ спектрінің көмегімен көрсетілген және газ қоспаларын қолдануы бойынша ерекшеленеді. СЭМ нәтижесінің микросуреттерінде наноөлшемді көміртекті фрагменттердің орташа өлшемі көрсетілген. Тауданатын деректер көміртекті наноқұрылымды қабықшалардың қасиеті технологиялық параметрлерге және мишенің дайындау шарттарына байланысты болады.. Қолданылатын жұмыс газы қоспасының температуралық сипатталары мен тәуелділігі анықталған.

Түйін сөздер: көміртекті қабықшалы наноқұрылымдар, наноалмаздар, магнетронды тозандату, раман спектроскопиясы, сканирлеуші электронды микроскопия.

Введение

Популярность новых материалов и их композиций растет каждый день. На сегодняшний углеродные наноматериалы, пленки и их сочетание занимают одну из ведущих позиций в развитии наноэлектроники, технике и водородной энергетике. Хорошо известна способность углерода к образованию различных связей с электронными конфигурациями: sp , sp^2 и sp^3 . К уже давно изученным аллотропным формам углерода (графит и алмаз) за последние несколько десятилетий добавились нанотрубки, фуллерены и графен. Все эти углеродные наноматериалы, пленки, и их комбинации прекрасно вписались и обеспечивают широкие перспективы в развивающиеся высокими темпами нанотехнологии. Ввиду того что они обладают рядом уникальных свойств, которые были недавно обнаружены, интерес к углеродным наноматериалам, созданию устройств на их основе, управление электронными свойствами и эффективное использование является первостепенной задачей исследователей [1-3].

В современном наноматериаловедении наноструктурированные углеродные пленки вызывают особый интерес исследователей. Это обусловлено рядом уникальных механических и электронных свойств этих пленок. Помимо высокой механической прочности и надежности электронные приборы, изготовленные на основе

этих материалов, обладают чрезвычайно высоким быстродействием и мощностью и способны работать в очень широком температурном интервале и характеризуются высокой радиационной стойкостью [4-17].

Интересным объектом исследований являются также алмазные наноструктуры, которые являются перспективными для производства различных электронных датчиков с уникальными свойствами, регистрирующих приборов, создания композитных материалов и т.д. Получение таких наноструктур в больших масштабах является одним из ключевых моментов создания целого направления современных нанотехнологий [18].

Углерод образует также соединения, в которых атомы связаны тройной связью, такие как ацетилен C_2H_2 и карбон ($\text{C}\equiv\text{C}$)_n, где атомы углерода имеют sp -гибридизацию [19-22]. Углерод может образовывать ряд кристаллических и некристаллических твердых тел с разнообразными свойствами [23-26].

В связи с этим, одной из целей работы было определение оптимальных условий получения определенных типов углеродных наноструктур методом ионноплазменного магнетронного напыления. Особенность метода состоит в том, что в процессе формирования исследуемой структуры углеродных пленок происходит одновременно ее повреждение атомами, приходящими от мишени.

Результаты эксперимента и их обсуждение

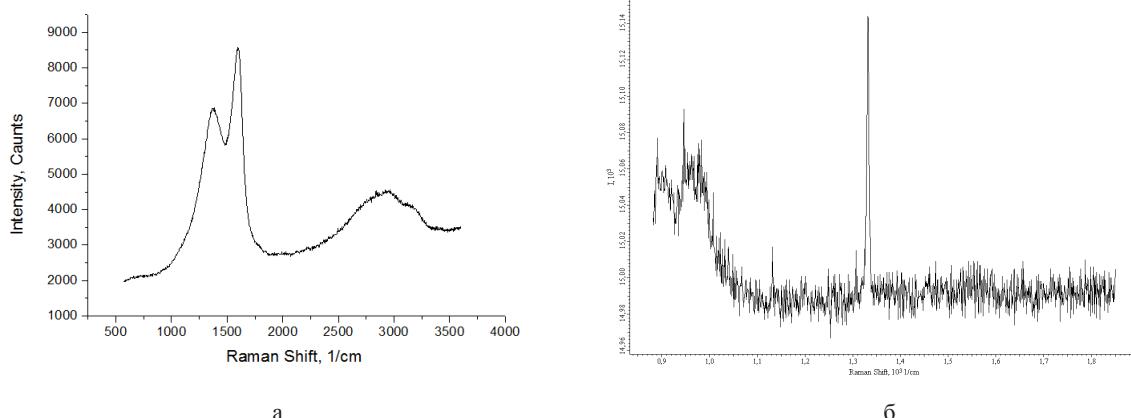
Представлены результаты по особенностям технологии получения и исследованию пленочных углеродных наноструктур на подложках из поликристаллической меди и монокристаллического кремния методом ионноплазменного магнетронного распыления в атмосфере смеси газов Ar+H₂ и Ar+CH₄. Были использованы подложки высокой степени полировки и хорошей очистки. Хорошо известно, что поверхность и структура подложки оказывают сильное влияние на формирование пленок, поэтому подготовка и подбор необходимых параметров подложек существенно повлияли на полученные результаты.

Образцы осаждались при контролируемой температуре подложек, которая изменялась в пределах от 50 до 200°C. Была выбрана именно смесь газов, т.к при использовании чистого Ar на подложках оседают только пленки аморфного углерода не зависимо от температуры подложки. Когда в атмосфере плазмы присутствуют ионы H₂⁺, существует возможность образования

sp³ – гибридизованных связей, что в свою очередь способствует росту алмазоподобных и алмазных включений. Контролируя температуру подложек можно менять степень sp³ – гибридизованной фазы в пленках.

Полученные в ходе экспериментов образцы были исследованы методами рамановской спектроскопии и сканирующей электронной микроскопии. Наибольший интерес вызвали пленки, полученные при температуре 200°C, которые показали разницу, связанную с выбором используемой смеси газов.

При температуре 200°C наряду со спектрами аморфного углерода (рис. 1 а), наблюдались спекры с ярко выраженной по интенсивности D полосой на длине волны 1333 см⁻¹ (рис. 1 б), которые свидетельствуют о наличии кристаллической sp³-гибридизированной фазы. Данный факт объясняет наличие на электронных микрофотографиях СЭМ диэлектрических островков (рис. 4), размер которых порядка 5-10 нм, светлых неровностей на поверхности подложек после напыления.



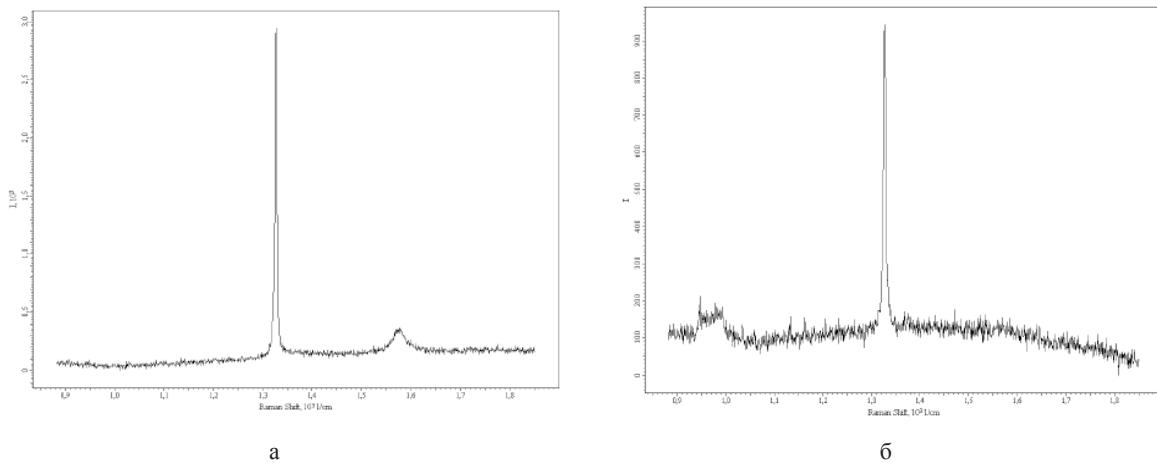


Рисунок 2 – Спектры рамановского наноалмазных структур полученных на медной (а) и кремниевой (б) подложках при температуре 200°C в атмосфере Ar+H₂

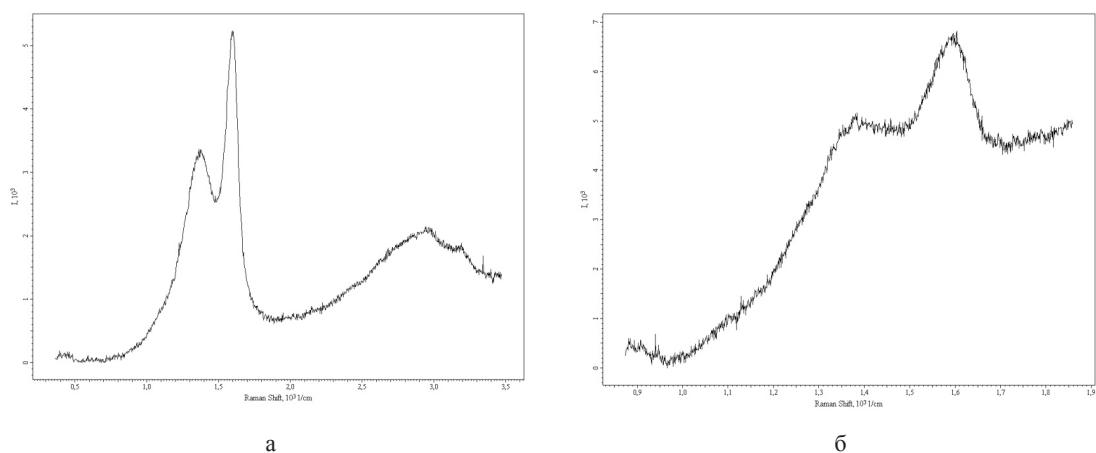


Рисунок 3 – Спектры рамановского наноалмазных структур полученных на медной (а) и кремниевой (б) подложках при температуре 200°C в атмосфере Ar+CH₄

На рисунке 3 при температуре от 200°C у плёнок, полученных при использовании смеси газов Ar+CH₄ положение пика *G* изменяется от 1570 до 1560 см⁻¹ и структура плёнок приближается к алмазоподобной.

По результатам, полученным на сканирующем электронном микроскопе можно судить о морфологии, структуре и распределении углеродных фрагментов на поверхности меди (рис. 4 а) и кремния (рис. 4 б). Снимки СЭМ позволяют оценить средний размер и плотность распределения монокристаллических наноразмерных алмазных включений. Оказался очевидным тот факт, что средний размер наноалмазов на кремнии был немного больше, чем на меди, плотность их распределения была в 5 раз меньше чем на металле.

При использовании смеси газов аргона и метана по результатам электронных микрофотографий также были обнаружены нанометровые включения углеродных фрагментов на поверхности меди (рис. 5 а) и кремния (рис. 5 б). Можно сопоставить результаты СЭМ для структур образованных на кремнии с приведенными выше и заметить некоторое сходство по контрасту углеродных островков, но их средний размер гораздо меньше, чем на рисунке 4 б, а на металлических подложках наблюдается отсутствие светлых областей, которые возникают в результате накопления электронного заряда на диэлектрике. Кроме того результаты спектров КР показывают существенную разницу в расположении и наборе основных углеродных линий на данных образцах (рис. 3).

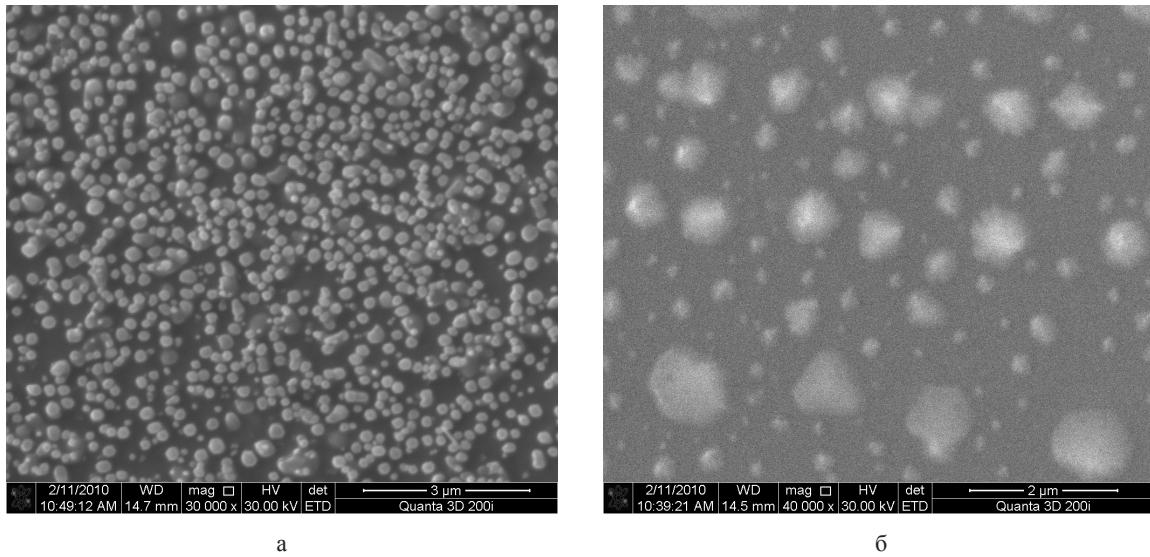


Рисунок 4 – СЭМ поверхности углеродных пленок, полученных при температуре 200°C на медной (а) и кремниевой (б) подложках в атмосфере Ar+H₂

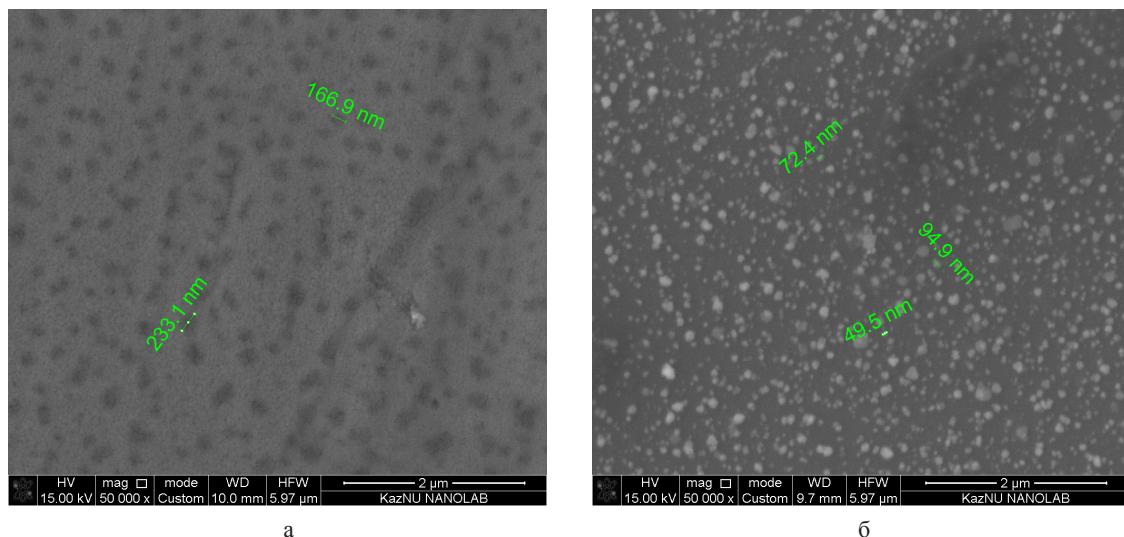


Рисунок 5 – СЭМ поверхности углеродных пленок, полученных при температуре 200°C на медной (а) и кремниевой (б) подложках в атмосфере Ar+CH₄

Заключение

По приведенным выше результатам можно сделать некоторые предположения и выводы о механизме роста пленок, влиянии типа подложки и степени её подготовки, а также о формировании углеродных наноструктур в зависимости от температуры подложки и выбора рабочего газа. Так в процессе получения методом ионноплазменного магнетронного распыления графитовой мишени ионами аргона

на рост углеродных пленочных наноструктур влияет температура подложки, так как атомы углерода достигая её поверхности при температуре 200°C могут не сразу терять свою кинетическую энергию и сохранять возможность перемещения. Этот факт позволяет атомам углерода выстраиваться в некотором порядке и образовывать области с определенным типом кристалличности. Хорошо известно, что первый слой атомов осаждаемой пленки повторяет рельеф и структурные неровности подложек,

поэтому тип кристаллической структуры и степень полировки подложек должны соответствовать определенным параметрам для улучшения качества получаемого материала. Выбор смеси рабочего газа способствует эффективности образования областей с разными типами кристаллизации, что продемонстрировано результатами электронной микроскопии и рамановской спектроскопии. Существенным остается

вопрос о создании сплошной пленки с определенным типом кристалличности. Поскольку процесс роста пленок в приведенной методике нельзя контролировать на атомарном уровне и существует небольшая разница в параметрах кристаллических решеток меди, кремния и графита с алмазом данная проблема получения однородной структуры с определенным видом гибридизации останется не осуществимой.

Литература

- Пул Ч., Оуэнс Ф. Нанотехнологии. – М.: Техносфера, 2007. – 376 с.
- Судалев И.П. Нанотехнология. Физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. – М.: ЛиброКом, 2009. – 592 с.
- Srinivasan S. and Saraswathi R. From graphite to graphene and now to graphane! // Current Sci. – 2009. – V. 97. – No. 3. – P. 302–303.
- Green D.C., Mckenzie D.R., Lukins P.B. The microstructure of carbon thin films// Material science forum. –1989. – Vol. 52-53. – P. 103-124.
- Robertson J. Electronic structure and bonding of a-C:H // Material science forum. – 1989. – Vol. 52-53. – P. 125-150.
- Pesin L.A., Baityinger E.M. A new structural model of glass-like carbon // Carbon. – 2002. – Vol. 40. – P. 295-306.
- Mominzzaman Sh.M. Krishna K.M., Soga T., Jimbo T., Umeno M., Raman spectra of ion beam sputtered amorphous carbon// Carbon. –2000. –Vol .38. –P. 127-131.
- Yoshikao M. Raman spectra of diamond like amorphous carbon films // Material Science forum. – 1989. – Vol. 52-53. – P. 365-386.
- Dihu Chen., Aixiang Wei., Wong S.P., Shaoqi Peng., Xu J.B., Wilson I.H. Synthesis and microstructural properties of tetrahedral amorphous carbon films // J. Non-Cryst. Solids. –1999. –Vol. 254. –P.161-166.
- Mounier E., Bertin F., Adamic M., Pauleau Y., Barna P. B. Effect of the substrate temperature on the physical characteristics of amorphous carbon films deposited by d.c. magnetron sputtering // Diamond and related materials. – 1996. – Vol. 5. – P. 1509 – 1514.
- Juh-Tzeng Iue., Sheng-Yuan Chen., Chi-ling Chen., Mei-Chung Lin. Field emission studies of diamond like carbon films grown by RFCVD// J. Non-Cryst. Solids. –2000. –Vol. 265. –P. 230-237.
- Hakovitra M., Verda R., He X.M., Nastasi M. Heat resistance of fluorinated diamond like carbon films// Diamond and related materials. –2001. –Vol.1 0. –P. 1486-1490.
- Hanak J.J., Lehmann H.W., Weher R.K. Calculation of deposition profiles and compositional analysis of cosputtered films// J. Appl. Phys. – 1972. – Vol. 43, № 4. – P. 1666 – 1673.
- Ferrari A.C., Robertson J. Interpretation of Raman specter of disordered and amorphous carbon// Phys. Rev. B. – 2000. – Vol. 61, № 20. – P 14095 – 14107.
- Ferrari A.C., Kleinsorge B., Adamopoulos G., Robertson J., Milne W.I., Stolojan V., Brown L.M., Libassi A., Tanner B.K. Determination of bonding in amorphous carbons by electron energy loss spectroscopy, Raman scattering and X-Ray reflectivity // J. Non-Cryst. Solids. –2000. –Vol. 266-269. –P. 765-768.
- Casiraghi C., Ferrari A.C., Robertson J. Raman spectroscopy of hydrogenated amorphous carbons // Physical Review B. -2005.– Vol. 72. – P 085401.
- Savvides N. Diamond like thin films and their properties // Material science forum. – 1989. – Vol. 52-53. – P. 412.
- Цыганов И.А., Гусейнов Н.Р., Ильин А.М. Радиационная модификация углеродных наноструктур// Известия ВУЗов., Сер. физика – 2011. – N 1/3. – C. 307-310.
- Rubin Y., Kahr M., Knobler C.B., Diederich F., Wilkins Ch.L. Synthesis and Crystal Structure of a Stable Hexacobalt Complex of Cyclo carbon // J. Amer. Chem. Soc. 1991. -Vol. 113. -P. 495.
- Ugarte D. Curling and closure of graphitic networks under electron-beam irradiation // Nature. – 1992. – Vol. 359. – P. 707–709.
- Ugarte D. Morphology and structure of graphitic soot particles generated in arc-discharge C₆₀ production // Chem. Phys. Lett. 1992. -Vol. 198. -P.596-602.
- Ugarte D. Electron Microscopy Study of Graphitic Particles Produced in Arc-Discharge Experiments // Intern J. Mod. Phys. B. 1992 -Vol. 23/24. -P. 3815-3819.
- Ebbesen T.W. Carbon nanotubes: preparation and properties. Boca raton (FL.): CRC Press. 1996, P. 1995-1998
- Carbon nanotubes / Ed. By M. Endo et al. N.Y.: Elsevier, P. 696.
- Saito R., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S., Physical properties of carbon nanotubes. L.: Imperial College press. 1998, – P. 815.
- Harris P.J.F. Carbon nanotubes and related structures: New materials for the 21st century. N.Y.: Cambridge Univ. Press. 1999, – P. 896-898.

References

- Ch.Pul, F. Ouens, Nanotekhnologii (Moscow: Tekhnosfera, 2007), 376 p. (in Russ).
- I.P. Suzdalev Nanotekhnologiya. Fiziko-khimiya nanoklasterov, nanostruktur i nanomaterialov (Moscow: Librokom, 2009), 592 p. (in Russ).
- S. Srinivasan and R. Saraswathi, Current Sci., 97 (3), 302–303, (2009).
- D.C. Green, D.R. Mckenzie, and P.B. Lukins, Material science forum, 52-53, 103-124, (1989).
- J. Robertson, Material science forum, 52-53, 125-150, (1989).
- L.A. Pesin and E.M. Baitinger, Carbon, 40, 295-306, (2002).
- Sh.M. Mominzzaman, K.M.Krishna, T. Soga, T. Jimbo, and M. Umeno, Carbon, 38, 127-131, (2000).
- M. Yoshikao, Material Science forum, 52-53, 365-386, (1989).
- D. Chen., A. Wei., S.P. Wong, S. Peng., J.B. Xu, I.H. Wilson, J. Non-Cryst. Solids, 254, 161-166, (1999).
- E. Mounier, F. Bertin, M. Adamic, Y. Pauleau, P.B. Barna, Diamond and related materials, 5, 1509-1514, (1996).
- Juh-Tzeng lue., Sheng-Yuan Chen., Chi-ling Chen., Mei-Chung Lin, J. Non-Cryst. Solids, 265, 230-237, (2000).
- M. Hakovitra, R. Verda, X.M. He, and M. Nastasi, Diamond and related materials, 10, 1486-1490, (2001).
- J.J. Hanak, H.W. Lehmann, R.K. Weher, J. Appl. Phys., 43 (4), 1666-1673, (1972).
- A.C. Ferrari and J. Robertson, Phys. Rev. B, 61 (20), 14095-14107, (2000).
- A.C. Ferrari, B. Kleinsorge, G. Adamopoulos, J. Robertson, W.I. Milne, V. Stolojan, L.M. Brown, A .Libassi, and B.K. Tanner, J. Non-Cryst. Solids, 266-269, 765-768, (2000).
- C. Casiraghi, A.C. Ferrari, J. Robertson, Physical Review B, 72, 085401, (2005).
- N. Savvides, Material science forum, 52-53, 412, (1989).
- I.A. Tsyanov, N.R. Guseynov, and A.M. Il'in, Izvestiya VUZov., Ser. Fizika, 1/3, 307-310, 2011.
- Y. Rubin, M. Kahr, C.B. Knobler, F. Diederich, and Ch.L. Wilkins, J. Amer. Chem. Soc., 113, 495, (1991).
- D. Ugarte, Nature, 359, 707–709, (1992). DOI:10.1038/359707a0
- D. Ugarte, Chem. Phys. Lett., 198, 596-602, (1992).
- D. Ugarte, Intern J. Mod. Phys. B, 23/24, 3815-3819, (1992). doi.org/10.1142/S0217979292001870
- T.W. Ebbesen Carbon nanotubes: preparation and properties. (Boca raton (FL.): CRC Press. 1996), pp.1995-1998.
- Carbon nanotubes / Ed. By M. Endo et al. (N.Y.: Elsevier), 696 p.
- R. Saito, G. Dresselhaus, and M.S.Dresselhaus, Physical properties of carbon nanotubes. (L.: Imperial College press. 1998), 815 p.
- P.J.F. Harris, Carbon nanotubes and related structures: New materials for the 21st century. (N.Y.: Cambridge Univ. Press. 1999), pp. 896-898.

МРНТИ 29.19.16

**Исабаев Б.Ш.^{1*}, Алмасов Н.Ж.²,
Алиакбарова А.А.², Джолмашева У.К.²**

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

²Казахский национальный технический исследовательский университет им. К.И. Сатпаева,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: bake_production@bk.ru

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК AS₂S₃

В данной работе методом термического испарения в вакууме получены тонкие аморфные пленки As₂S₃. Исследованы температурные зависимости проводимости пленочных образцов. Установлено, что температурная зависимость проводимости $\sigma(T)$ пленочных образцов, в исследуемом интервале температур 300 – 440 К носит полупроводниковый характер и хорошо описывается экспоненциальной зависимостью вида $\sigma = C \exp(-E_a/kT)$. Из вычислений величин предэкспоненциального множителя C , выявлено, согласно теории Мотта, что с уменьшением толщины пленочных образцов, механизм проводимости по делокализованным состояниям сменяется на прыжковый механизм проводимости по локализованным состояниям в «хвостах» разрешенных зон, а затем на механизм проводимости путем прыжков носителей заряда по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. Энергия активации проводимости E_a пленочных образцов составляет примерно половину оптической ширины запрещенной зоны. Исследованы спектры оптического пропускания пленочных образцов. Установлено, что они имеют типичную для некристаллических полупроводников спектральную зависимость коэффициента пропускания T в области края оптического пропускания, состоящую из области межзонных переходов, экспоненциального участка и области, связанной с поглощениями на различных структурных неоднородностях. Предполагается, что экспоненциальный край поглощения обусловлен электронными переходами между локализованными состояниями в хвостах зон, причем плотность состояний экспоненциально уменьшается с энергией.

Ключевые слова: размерный эффект, тонкие аморфные халькогенидные пленки, электропроводность, оптическое поглощение, оптическая запрещенная зона.

Issabayev B.Sh.^{1*}, Almassov N.Zh.², Aliakbarova A.A.², Djommasheva U.K.²

¹Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

²Kazakh National Research Technical University after K.I. Satpaev,
Kazakhstan, Almaty, *e-mail: bake_production@bk.ru

Electronic properties of As₂S₃ thin films

In work as method of thermal evaporation in a vacuum thin amorphous films of As₂S₃ are received. Temperature dependences of conductivity of films are investigated. It is established that the temperature dependence of conductivity $\sigma(T)$ of films, in the studied interval of temperatures 300 – 440 K has semiconductor character and is well described by exponential dependence of $\sigma = C \exp(-E_a/kT)$. From calculations of value of C , it is revealed, according to Mott's theory that with reduction of thickness of films, the conductivity mechanism on the delocalized states is replaced with the hopping mechanism of conductivity on the localized states in «tails» of the resolved zones, and then on the conductivity mechanism by jumps of carriers of a charge on the localized states near Fermi's level. Activation energy of conductivity E_a of films makes about a half of optical band gap. Spectra of optical transmission of films are investigated. It is established that they have the spectral dependence of the transmission coefficient T , typical for noncrystalline semiconductors in the region of the optical transmission edge, consisting of the region of interband transitions, the exponential region and the region associated with absorption

at various structural inhomogeneities. It is supposed that the exponential absorption edge is caused by electronic transitions between the localized states in tails of the bands, and density of states exponential decreases with energy.

Key words: size effect, thin amorphous halogenidny films, electrical conductivity, optical absorption, optical forbidden region.

Исабаев Б.Ш.^{1*}, Алмасов Н.Ж.², Алиақбарова А.А.², Джолмашева У.К.²

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

²К.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті,
Қазақстан, Алматы қ. *e-mail: bake_production@bk.ru

As₂S₃ жұқа қабықшаларының электрондық қасиеттері

Бұл жұмыста вакуумда термиялық буландыру әдісімен As₂S₃ аморфты жұқа қабықшалар алынды. Қабықшалық үлгілердің өткізгіштігінің температураға тәуелділігі зерттелді. Зерттелген 300 – 440 К температуralар аралығында σ(T) қабықшалық үлгілердің өткізгіштіктерінің температураға тәуелділігі жартылай өткізгіштік сипатқа ие және олар σ = Cexp(-E_a/kT) түріндегі экспоненциялық тәуелділікпен жақсы сипатталады. Экспоненциялыдың көбейткіштің алдындағы C шамаларын есептеудерден, Мотт теориясында келісілгендей, қабықшалық үлгілердің қалындығы тыйым салынбаған аймақтың «соңдарында» кемігеннен төніректелінбеген күйдегі өткізгіштігі механизмі төніректелінген күйдегі зарядты тасымалдаушылардың секірулере жолымен өткізгіштігі механизміне алмасатындығы анықталады. Қабықшалық үлгілердің өткізгіштік активтілігі энергиясы E_a тыйым салынған аймақтың оптикалық енінің шамамен жартысын құрайды. Қабықшалық үлгілердің оптикалық өткізушилік спектрлары зерттелінді. Олардың – кристалданбаған жартылай өткізгіштіктерге тән типтік аймақаралық ауысулар облысынан, экспоненциалды учаскелдерден және әртүрлі құрылымдық біртектіеместіктерде жүтулудармен байланысқан облыстардан тұратын оптикалық өктізушилік шетіндегі аймақта T өткізгіштік коэффициентінің спектралды тәуелділігіне ие екендігі тағайындалды. Жүтулудың экспоненциалды шеті аймақтардың соңдарындағы төніректелген күйлерімен арадағы электрондық ауысулармен шартталынған, сонымен қатар күйлердің тығыздығы энергиямен бірге экспоненциалды кеміді.

Түйін сөздер: өлшемдік әсер, халькогенидті аморфты жұқа қабықшалар, электроткізгіштік, оптикалық жұтылу, оптикалық тыйым салынған аймақ.

Введение

Физика некристаллических полупроводников, к которым относятся халькогенидные стеклообразные полупроводники, является одной из новых и перспективных областей физики [1,2]. Исследование особенностей атомной структуры и физических свойств таких материалов открывает новые возможности их практического использования для инфракрасной оптики, опто-волоконных систем телекоммуникации, голограмических систем регистрации оптической информации, дифракционной оптики и т.д. [3-5]. Весьма привлекательными для вышеуказанных приложений являются материалы систем As-S, As-Se, As-S-Se в чистом и легированном виде [6-15], которые обладают рядом уникальных свойств, а именно, прозрачностью в инфракрасной области [16-19], эффектом оптической памяти [20-24], высокой светочувствительностью [25,26], высокой разрешающей способностью [27], дешевизной и простотой в получении [28-30] и др.

Однако количество работ, посвященных исследованию размерных эффектов в тонких

аморфных халькогенидных пленках недостаточно. Поэтому на сегодняшний момент изучение электронных свойств тонких аморфных халькогенидных пленок системы As-S представляет большой исследовательский и практический интерес.

Целью данной работы является исследование изменения электронных свойств тонких аморфных халькогенидных пленок As₂S₃, вследствие размерного эффекта, определение электрических и оптических параметров пленок.

Методика эксперимента

Приготовление пленок As₂S₃ осуществлялось на установке ВУП-5М методом термического испарения в вакууме. Мишень представляла собой поликристаллический состав, синтезированный из элементов полупроводниковой степени чистоты (99,999%). Процесс термического испарения проводился в камере по достижении рабочего вакуума ~3,5·10⁻³ Па. В качестве подложек использовались монокристаллический кремний, каптон, кварцевое стекло. Перед напылением образцов подложки из каптона и кварцевого

стекла подвергались химической и термической обработке.

Толщина и элементный состав полученных пленок контролировался методом энерго-дисперсионного анализа на сканирующем электронном микроскопе Quanta 3D 200i. Детектирование

исследуемых пленок производилось под воздействием пучка электронов с энергией до 30 кэВ. На рис.1 и 2 соответственно приведены результаты измерения толщины и типичный энергетический спектр пленок As_2S_3 . Данные элементного состава пленок приведены в таблице 1.

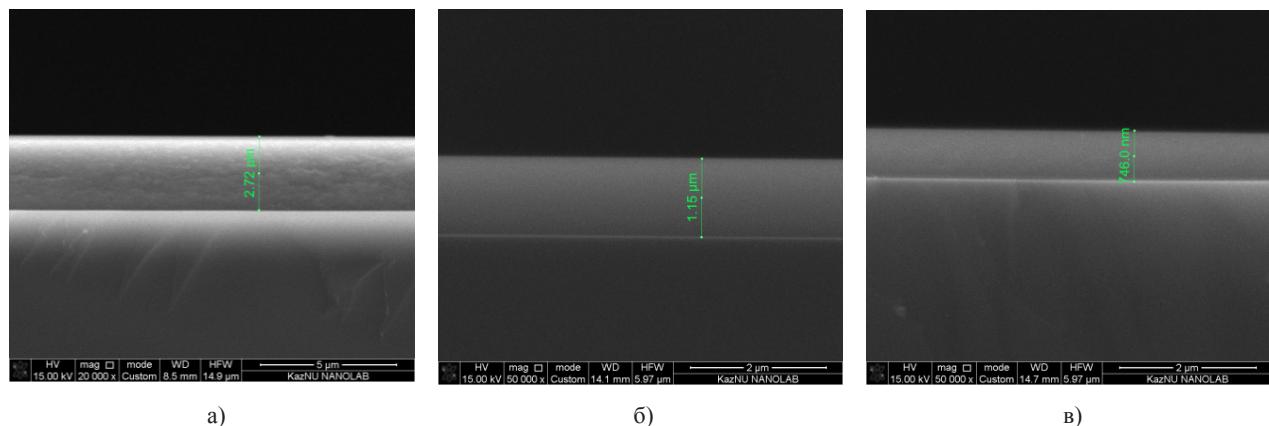


Рисунок 1 – толщина пленок а- As_2S_3 а) 2300 нм; б) 1100 нм; в) 750 нм

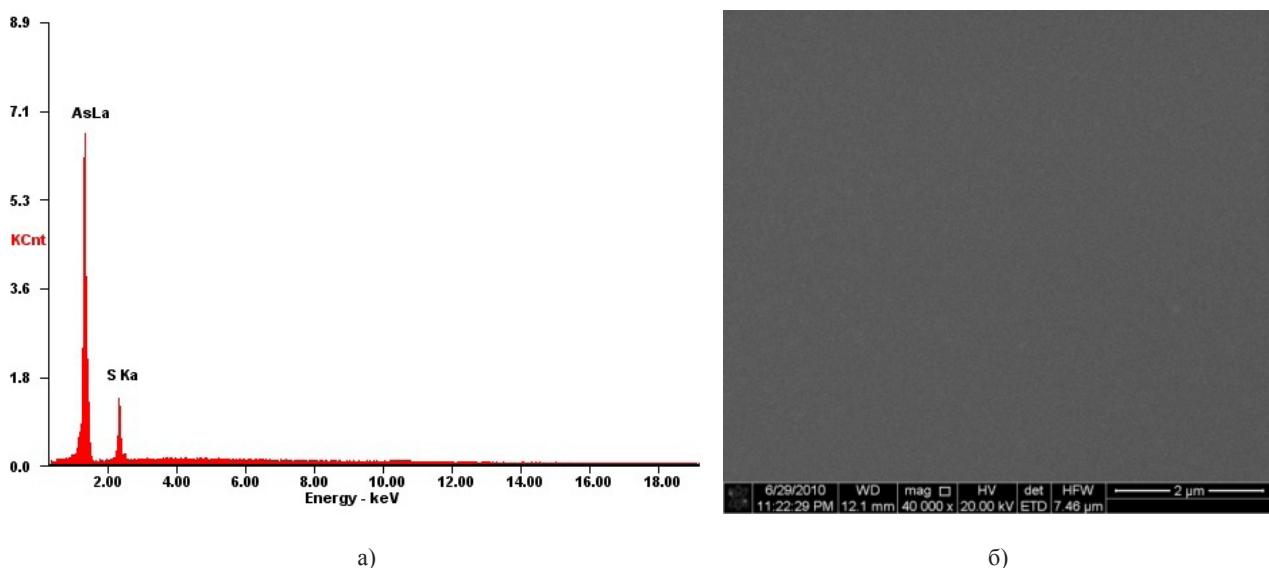


Рисунок 2 – Типичный спектр характеристического излучения а) и морфология поверхности б) пленок а- As_2S_3

Таблица 1 – Элементный состав тонких пленок а- As_2S_3

Element	Wt%	At%
SK	37.85	58.82
AsK	62.15	41.18

Как видно из рисунка 2 и таблицы 1, морфология поверхности пленок однородная, аморфная, отличие элементного состава пленок от формульного соотношения не превышало $\pm 1,5$ ат. %.

Исследования температурной зависимости электропроводности проводились на образцах с планарной конфигурацией расположения электродов в электрических полях напряженностью $E = (10^3\text{-}10^4)$ В/см в области линейности вольт-амперных характеристик. Для измерения малых токов (до 10^{-14} А) использовался пикоамперметр Keitley. Температура образца регистрировалась медно-константановой термопарой. Скорость нагрева образцов в процессе измерений составляла около 2 град/мин.

Спектры оптического пропускания и отражения регистрировались на спектрофотометре Shimadzu UV3600.

Результаты и обсуждение

На рисунке 3 приведены температурные зависимости электропроводности тонких пленок As_2S_3 .

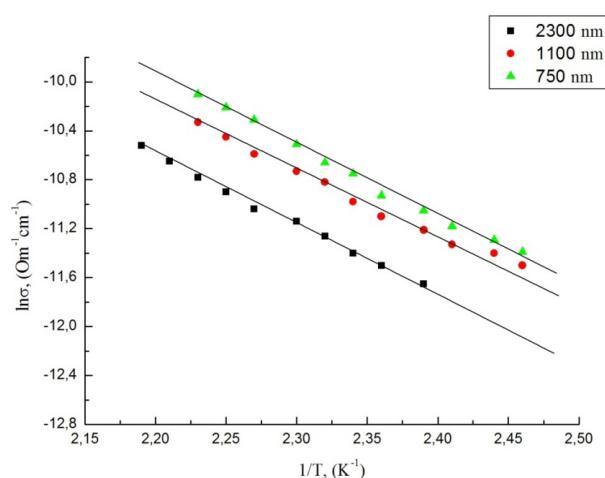


Рисунок 3 – Температурные зависимости электропроводности тонких пленок As_2S_3

Из температурных зависимостей электропроводности были определены энергии активации проводимости E_a с точностью до ($\pm 0,02$ еВ), проводимости при комнатной температуре σ_0 и величины предэкспоненциального множителя С тонких пленок As_2S_3 . Результаты приведены в таблице 2.

Спектры оптического пропускания пленок приведены на рисунке 4.

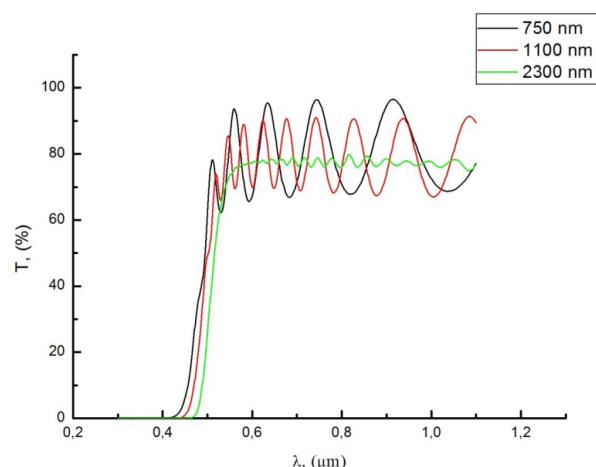


Рисунок 4 – Спектры оптического пропускания пленок As_2S_3

Оптическая ширина запрещенной зоны E_g пленок определялась по методу Тауца из спектральных зависимостей коэффициента поглощения α в области, соответствующей краю полосы фундаментального поглощения, путем экстраполяции экспериментальных зависимостей $(\alpha h\nu)^{1/2} = f(h\nu)$ на ось энергий.

На основе спектральных характеристик поглощения света для пленок а- As_2S_3 были построены зависимости $(\alpha h\nu)^{1/2} - f(h\nu)$, показанные на рисунке 5.

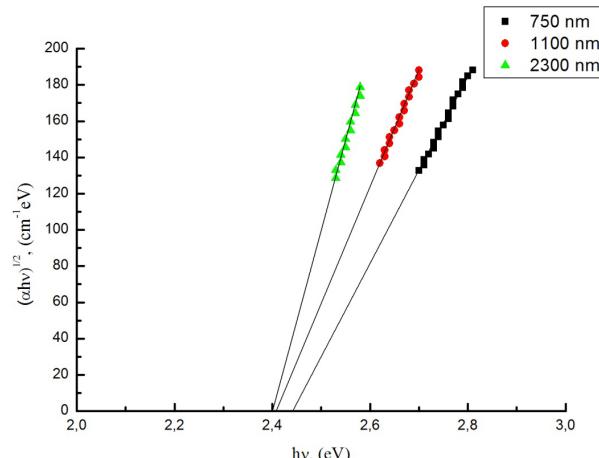


Рисунок 5 – Спектральная зависимость края оптического поглощения пленок а- As_2S_3

Как видно из рисунка, для пленок в области коэффициента поглощения $\alpha \geq 10^3$ см⁻¹ хорошо выполняется квадратичный закон поглощения Тауца ($a(hv)^{1/2} \sim (hv - E_g)$). Экстраполяция прямолинейных участков кривых до пересечения с осью энергией (hv) позволяла определить значение оптической ширины запрещенной зоны E_g пленок с точностью (± 0.01 eV). Результаты приведены в таблице 2.

Таблица 2 – Энергия активации проводимости, проводимость при комнатной температуре, величина предэкспоненциального множителя и оптическая ширина запрещенной зоны тонких пленок As₂S₃

d, (nm)	E _σ , (eV)	σ _φ , (Om ⁻¹ cm ⁻¹)	C, (Om ⁻¹ cm ⁻¹)	E _σ , (eV)
750	1.15	3.5*10 ⁻¹⁷	5.9*10 ²	2.45
1100	1.03	9.47*10 ⁻¹⁷	1.30*10	2.41
2300	0.95	1.9*10 ⁻¹⁶	1.32	2.40

Как видно из таблицы 2, при уменьшении толщины пленок от 2300 нм до 750 нм их оптическая ширина запрещенной зоны увеличивается от 2.40 до 2.45 eV, их энергии активации проводимости увеличиваются от 0.95 до 1.15 eV, а проводимости при комнатной температуре уменьшаются от 1.9*10⁻¹⁶ до 3.5*10⁻¹⁷ Om⁻¹cm⁻¹. Величины предэкспоненциального множителя C, согласно теории Мотта, для пленок толщиной 2300 нм указывают на прыжковый характер проводимости вблизи уровня Ферми, в то время как для пленок с толщинами 1100 и 750 нм проводимость осуществляется по распределенным состояниям.

Заключение

Изменение толщин пленок As₂S₃, полученных методом термического испарения в вакууме, приводит к некоторым изменениям в их электронных параметрах, что, по-видимому, связано с флуктуациями в их спектре электронных состояний.

Литература

- Applications of Chalcogenides: S, Se, and Te. Ed. Ahluwalia G.K. / Springer Series in Material Science, 2017. –234 p.
- Tanaka K., Shimakawa K. Amorphous Chalcogenide Semiconductors and Related Materials. Springer Science, 2011. – 239 p.
- Tan, Cao, Wu, He, Yang, Zhang, Chen, Zhao, Han, Nam, Sindoro, and Zhang. Recent Advances in Ultrathin Two-Dimensional Nanomaterials/ Chemical Reviews. – 2017, 117 (9). – P. 6225–6331.
- Sugawara K., Nakata Y., Shimizu R., Han P., Hitosugi T., Sato T., and Takahashi T. Unconventional Charge-Density-Wave Transition in Monolayer 1T-TiSe2/ ACS Nano. 2016, 10 (1). – P. 1341–1345.
- Hosseini P., Wright C.D., H. Bhaskaran. An optoelectronic framework enabled by low-dimensional phase-change films // Nature. – 2014. – Vol. 511(7508). – P.206.
- Ilcheva V., Petkova P., Boevb V., Petkova T. Optical properties of thermally evaporated (As₂Se₃)_{100-x}Ag_x thin films // Physics Procedia. 10th International Conference on Solid State Chemistry, Pardubice, Czech Republic. – 2013. – P.67-74.
- Hristova-Vasileva T., Bineva I., Dinescu A., Danila M. and Arsova D. As₂Se₃ thin films deposited by frequency assisted thermal evaporation – morphology and structure // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol.794, No 1. – 012015 (6p.).
- Dinesh C. Sati, Kumar R., Mehra R. M., Jain H., and Ashtosh Ganjoo Kinetics of photodarkening in a-As₂Se₃a-As₂Se₃ thin films // Journal of Applied Physics. – 2009. – Vol.105. – 123105.
- Bryce R.M., Nguyen H.T., Nakeeran P., DeCorby R.G., Dwivedi P.K., Haugen C.J., and McMullin J.N. Direct UV patterning of waveguide devices in As₂Se₃ thin films // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. – 2004. – Vol.22. – 1044.
- Färma E., Heikkilä M.J., and Vehkämäki M. As₂S₃ thin films deposited by atomic layer deposition // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. – 2017. – Vol.35. – 01B114.
- Almeida J.M.P., Barbano E.C., Arnold C.B., Misoguti L., and Mendonça C.R. Nonlinear optical waveguides in As₂S₃-Ag₂S chalcogenide glass thin films // Optical Materials Express. – 2017. – Vol. 7, Is.1. – P.93-99.
- Takenobu S., Hideo H. Ion-beam doping of silver in amorphous As₂S₃ thin films // Journal of Applied Physics. – 2002. – Vol. 92, No.4. – P.1821-1824.
- Neimetz Yu.Yu., Studenyak I.P., Buchuk M.Yu., Bohdan R., Kókényesi S., Daróci L., Nemec P. Photo-induced effects in (Ag₃AsS₃)_{0.6}(As₂S₃)_{0.4} thin films and multilayers with gold nanoparticles // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. – 2015. – Vol. 18, Iss. 4. – P.385-390.
- Korobova N., Almasov N., Prikhodko O., Timoshenkov S., Tsendin K. Efficient method of structural and electronic properties modification of amorphous As-S-Se Chalcogenide Films // Proceedings of Materials Science and Technology (MS&T 2014), October 12-16, Pittsburgh, Pennsylvania, USA. – 2014. – P. 253 – 258.

- Prikhodko O., Almasov N., Dyussembayev S., Maksimova S., Ushanov V., Tsendin K., Nesterov S. Bismuth impurity influence on electronic properties of amorphous As40Se30S30 films // Chalcogenide Letters. – 2013. – Vol. 10, No. 12. – P.519 – 523.
- Korobova N., Almasov N., Prikhodko O., Timoshenkov S., and Tsendin K. Structure and electronic properties features of amorphous chalcogenide semiconductor films prepared by ion-plasma spraying // AIP Conf. Proc. – 2014. – Vol. 1624. – P.69-74.
- Almasov N.Zh., Prikhodko O.Yu., Tsendin K.D. Sign universion of impurity conduction of As2Se3: Bi vitreous films made by two different methods // Semiconductors. – 2012. – №10, Vol. 46. – P. 1319-1321.
- Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках. Под. ред. Цендина К.Д. – СПб.: Наука, 1996. – 486 с.
- Andriesh A.M. Chalcogenide glasses in optoelectronics // ФТП. – 1998. – Т. 32, № 8. – С. 970-975.
- Almasov N., Bogoslovskiy N., Korobova N., Kozyukhin S., Fefelov S., Kazakova L., Jakovlev S., Tsendin K., Guseinov N. Switching and memory effects in partly crystallized amorphous Ge2Sb2Te5 films in a current controlled mode // J. Non-Cryst. Solids. – 2012. – Vol. 358. – P. 3299–3303.
- Попович А. Халькогенидная энергонезависимая память CRAM // Компоненты и технологии. – 2010. – №103. – С.52-54.
- Козюхин С.А., Шерченков А.А., Новоторцев В.М., Тимошенков С.П. Материалы фазовой памяти на основе сложных халькогенидов и их применение в устройствах оперативной памяти//Наноэлектроника. – 2011. – Т.6, №3-4.-С.73-81.
- Paesler M.A., Baker D.A., Lucovsky G., Taylor P.C., Washington J.S./Bond constraint theory and EXAFS studies of local bonding structures of Ge2Sb2Te4, Ge2Sb2Te5 and Ge2Sb2Te7. J. Optoelectronics and Advanced Materials. -2007. Vol. 9. № 10. -P. 2996–3001.
- Kolobov A.V., Fons P., Frenkel A.I., Ankudinov A.I., Tominaga J., Uruga T./Understanding the phase-change mechanism of rewritable optical media. NatureMater. -2004. Vol. 3. -P. 703–708.
- Несеребряные фотографические процессы. Под ред. Картузянского А.Л.– Л.: Химия, 1984. – 376 с.
- Нестеров С.И. Оценка предельного разрешения халькогенидного фоторезиста//Сб. трудов VII Междунар. конф. по аморфным и микрокристаллическим полупроводникам. – СПб., 2010. – С. 115-116.
- Мотт И., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах.: пер. с англ. – М.: Мир, 1982. – 560 с.
- Аморфный кремний и родственные материалы/под ред. Х.Фрицше: пер. с англ. – М.: Мир, 1991. – 544 с.
- Фельц А. Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела: пер. с англ. – М.: Мир, 1987. – 403 с.

References

- Applications of Chalcogenides: S, Se, and Te. Ed. G.K. Ahluwalia (Springer Series in Material Science, 2017), 234 p.
- K. Tanaka, K. Shimakawa, Amorphous Chalcogenide Semiconductors and Related Materials, (Springer Science, 2011), 239 p.
- Tan, Cao, Wu, He, Yang, Zhang, Chen, Zhao, Han, Nam, Sindoro, and Zhang, Chemical Reviews, 117 (9), 6225–6331, (2017).
- K. Sugawara, Y. Nakata, R. Shimizu, P. Han, T. Hitosugi, T. Sato, and T. Takahashi, ACS Nano, 10 (1), 1341–1345, (2016). DOI: 10.1021/acsnano.5b06727.
- P. Hosseini, C.D. Wright, and H. Bhaskaran, Nature, 511(7508), 206, (2014).
- V. Ilcheva, P. Petkova, V. Boevb, and T. Petkova, Physics Procedia, 10th Inter, Conf. on Solid State Chemistry, Pardubice, Czech Republic, 67-74, (2013).
- T. Hristova-Vasileva, I. Bineva, A. Dinescu, M. Danila, and D. Arsova, J. of Physics: Conference Series, 794 (1), 012015, (2017). DOI:10.1088/1742-6596/794/1/012015
- Dinesh C. Sati, R. Kumar, R.M. Mehra, H. Jain, and Ashtosh Ganjooless, J. of Applied Physics 105, 123105 (2009). DOI. org/10.1063/1.3151804
- R.M. Bryce, H.T. Nguyen, P. Nakeeran, R.G. DeCorby, P.K. Dwivedi, C.J. Haugen, and J.N. McMullin, J. of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, 22, 1044, (2004).
- E. Färma, M.J. Heikkilä, and M. Vehkamäki, J. of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, 35, 01B114, (2017).
- J.M.P. Almeida, E.C. Barbano, C.B. Arnold, L.Misoguti, and C.R. Mendonça, Optical Materials Express, 7 (1), 93-99, (2017). doi.org/10.1364/OME.7.000093
- S. Takenobu and H. Hideo, J. of Applied Physics, 92, 4, 1821-1824, (2002).
- Yu.Yu. Neimetz, I.P. Studenyak, M.Yu. Buchuk, R. Bohdan, S. Kökényesi, L. Daróci, and P. Nemec, Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, 18, 4, 385-390, (2015).
- N. Korobova, N. Almasov, O. Prikhodko, S. Timoshenkov, and K. Tsendin Proc. of Materials Science and Technology (Pittsburgh, Pennsylvania, USA, MS&T 2014, 12-16 October, 2014), 253 – 258.
- O. Prikhodko, N. Almasov, S. Dyussembayev, S. Maksimova, V. Ushanov, K. Tsendin, and S. Nesterov, Chalcogenide Letters, 10 (12), 519 – 523, (2013).
- N. Korobova, N. Almasov, O. Prikhodko, S. Timoshenkov, and K. Tsendin, AIP Conference Proceedings, 1624, 69-74 (2014). doi.org/10.1063/1.4900459.
- N.Zh. Almasov, O.Yu. Prikhodko, and K.D. Tsendin, Semiconductors, 46 (10), 1319-1321, (2012),

Elektronnyye yavleniya v khal'kogenidnykh stekloobraznykh poluprovodnikakh. Pod. red. K.D. Tsendina, (SPb.: Nauka, 1996), 486 p. (in Russ).

A.M. Andriesh, Fizika i tekhnika poluprovodnikov, 32 (8), 970-975, (1998).

N. Almasov, N. Bogoslovskiy, N. Korobova, S. Kozyukhin, S. Fefelov, L. Kazakova, S. Jakovlev, K. Tsendin, and N. Guseinov, J. Non-Cryst. Solids, 358, 3299–3303, (2012).

A. Popovich, Komponenty i tekhnologii, 103, 52-54, (2010). (in Russ).

C.A. Kozyukhin, A.A. Sherchenkov, V.M. Novotortsev, and S.P. Timoshenkov, Nanoelektronika, 6 (3-4), 73-81, (2011).

M.A. Paesler, D.A. Baker, G. Lucovsky, P.C. Taylor, and J.S. Washington, J. Optoelectronics and Advanced Materials, 9, (10), 2996–3001, (2007).

A.V. Kolobov, P. Fons, A.I. Frenkel, Ankudinov A.I., Tominaga J., and T. Uruga, NatureMater, 3, 703–708, (2004).

Neserebryannyye fotograficheskiye protsessy. Pod red. A.L. Kartuzhanskogo (L.: Khimiya, 1984), 376 p. (in Russ).

S.I. Nesterov, Sb. trudov VII Mezhdunar. konf. po amorfnym i mikrokristalлическим полупроводникам, (SPb., 2010), pp.115-116. (in Russ).

I. Mott and E. Devis Elektronnyye protsessy v nekristalлических веществах, (Moscow: Mir, 1982), 560 p. (in Russ).

Amorfnyy kremniy i rodstvennyye materialy/pod red. KH.Fritshe, (Moscow: Mir, 1991), 544 p. (in Russ).

A. Fel'ts, Amorfnyye i stekloobraznyye neorganicheskiye tverdyye tela, (Moscow: Mir, 1987), 403 p.

МРНТИ 29.19.03

Шинбаева А.К.* , Алдияров А.У., Дробышев А.С., Нурмукан А.Е.

НИИ экспериментальной и теоретической физики,
Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: shinbayeva_a@hotmail.com

ИК-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТЕКЛОПЕРЕХОДА ФРЕОНА CF₃-CFH₂

Проведены ИК-спектрометрические исследования структурно-фазовых превращений в криоконденсированных пленках Фреона 134а. Исследования проведены в интервале температур 16-100 К. Обнаружено, что криопленки фреона 134а, образованные при T=16К, при нагреве в интервале температур от 70 до 90 К испытывают многократные структурные трансформации различной природы. Делается вывод, что при температуре T_g=72 К имеет место переход стеклообразного состояния в сверхпереохлажденную жидкость (G-SCL). При температуре около T=78 К начинается кристаллизация SCL в состояние ориентационно разупорядоченного пластического кристалла. При температуре T_{trans}=80 К осуществляется второй квазистеклопереход из состояния ориентационного стекла в пластический кристалл с упорядоченной вращательной подсистемой. В интервале температур 83-85 К реализуется фазовый переход пластический кристалл- моноклинный кристалл.

Ключевые слова: фреон, стеклопереход, ИК-спектр.

Shinbayeva A.K.* , Aldiyarov A.U., Drobyshev A.S., Nurmukan A.E.

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

IR spectrometric studies of glass transition of freon CF₃-CFH₂

IR spectroscopic studies of structural-phase transformations in cryocondensed Freon films 134a were carried out. The investigations were carried out in the temperature range 16-100 K. Was discovered, that freon cryofilms 134a, formed at T = 16K, under heating in the temperature range from 70 to 90 K undergo multiple structural transformations of various nature. It is concluded that at a temperature of T_g = 72 K, a transition of the glassy state to a supercooled liquid (G-SCL) takes place. At a temperature near T = 78 K, crystallization of SCL into the state of an orientationally disordered plastic crystal begins. At a temperature T_{trans} = 80 K, a second quasi-glass transition occurs from the state of the orientation glass to a plastic crystal with an ordered rotational subsystem. In the temperature range 83-85 K, a plastic crystal-monoclinic crystal phase transition is realized.

Key words: freon, glass transition, IR spectra.

Шынбаева А.К.,* Алдияров Ә.Ү., Дробышев А.С., Нұрмұқан Ә.Е.

Эксперименттік және теориялық физика ФЗИ,
әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., *e-mail:shinbayeva_a@hotmail.com

CF₃-CFH₂ фреонның шыныауысын ИК-спектрометрлік зерттеулер

134а фреонның криоконденсирленген үлдірлеріндегі құрылымдық-фазалық түрленулерді ИК-спектрометрлік зерттеулері жүргізілді. Зерттеулер 16-100 К температура аралығында орындалды. T = 16К температура кезінде түзілген 134а фреон криоүлдірлері 70 пен 90 К дейінгі

аралықта қыздырған кезде әр түрлі табиғаттағы көптеген құрылымдық түрленуге үшіншілдіктердің қызметін атап алғанда, $T_g = 72$ К температура кезінде шыны тәрізді күйдің асқын сұтының қызылтүстүрілгенде жасалынады. Шамамен $T = 78$ К температура кезінде SCL бағдарлық реттелмеген пластикалық кристалл күйінде кристалдануы басталады. $T_{\text{trans}} = 80$ К температурада бағдарланған шыны күйінен айналмалы қосалқы жүйесі реттелген пластикалық күйге екінші квази-шының аудиоизотоптың жүзеге асырылады. 83-85 К температура аралығында пластикалық кристалл моноклинді кристалл фазалық аудиоизотоптың жүзеге асырылады.

Түйін сөздер: фреон, шының аудиоизотоптың жүзеге асырылады, ИК-спектр.

Введение

Метод криовакуумной конденсации образцов при низких и сверхнизких температурах является одним из эффективных путей получения криоконденсатов в различных контролируемых структурно-фазовых состояниях. Так, метод физической газофазной конденсации (physical vapor deposition, PVD [1]) широко используется для исследования свойств материи при низких и сверхнизких температурах, таких как плотность [2], поляризуемость [3, 4], оптические характеристики [5, 6], а также при решении широкого круга задач астрофизических и астрохимических исследований [7-9]. Важным является также и то, что образованные пленки криовакуумных конденсатов ряда веществ обладают рядом уникальных свойств, получение которых невозможно путем замораживания из жидкой фазы, даже если скорость замораживания будет достаточно высокой. В частности, речь идет о стеклообразующих материалах, ряд свойств которых кардинально зависит от температуры криодепозиции, а точнее, от степени ее удаленности от температуры стеклоперехода T_g .

Особое внимание в последние 5-10 лет привлекает поведение тонких пленок криоконденсатов простейших органических молекул, таких как метан [10], этанол [11], Фреоны различного состава [12] и другие. Понимая важное практическое и экологическое значение изучения свойств такого рода веществ, вместе с тем в данной статье хотелось бы акцентировать свое внимание на фундаментальных вопросах образования криопленок и формирования их свойств. В частности, речь идет о причинах, следствием которых является образование стеклоподобных состояний криодепозитов органических молекул с различной степенью стабильности. При этом те из стеклоподобных веществ, релаксационные процессы в которых протекают в соответствии с законом Аррениуса, относятся к «строгим» стеклообразующим («strong» glass formers), в то время как те, чьи времена релаксации значительно превышают «стандартные» значения,

соответствующие закону Аррениуса, относят к «хрупким» («fragile» glass formers). В этом случае времена релаксации описываются известным уравнением Фогеля-Фулхера-Таммана.

Физико-химические параметры, которые в основном определяют свойства криовакуумных конденсатов, можно условно разделить на внешние и внутренние условия криоосаждения. К внешним относятся температура криоосаждения и скорость перемещения границы раздела газ-твердое тело, т.е. давление газовой фазы. Понятно, что температура подложки определяет степень подвижности молекул и ограничивает время для поиска минимальной энергетической позиции на поверхности образца [13]. При этом давление определяет время, по истечении которого молекулы, находящиеся на поверхности в адсорбционном слое, будут поглощены фронтом растущего монолитного образца [14] в своем текущем состоянии. Однако, при этом надо иметь ввиду, что слишком большие пересыщения по давлению могут привести к разогреву собственной поверхности конденсации вследствие выделения теплоты конденсации и конечного значения теплопроводности слоя.

Что касается молекулярно-кинетических причин, способствующих образованию стабильных стекол, то в первую очередь нужно отметить внутримолекулярные степени свободы органических молекул, наличие которых увеличивает активационный барьер для перехода в более устойчивое низкоэнергетическое состояние в процессе криоосаждения. Кроме того, в соответствии с моделью S.L.L.M. Рамоса [15] важным обстоятельством, влияющим на образование стабильных органических стекол, является ани-зотропная молекулярная структура гласформеров. Т.е., наличие у молекулы дополнительных особенностей, например таких, как дипольный момент, также увеличит энергию активации и сместит температуру стеклоперехода в диапазон более высоких температур.

Указанные выше обстоятельства явились толчком для проведения нами комплексных исследований процессов термостимулированных

превращений в органических стеклообразующих средах при низких температурах. В качестве исследуемых веществ выбраны Фреоны 134 и 134а, отличающиеся структурой молекул [16, 17]. И если Фреон 134 ($\text{CHF}_2\text{-CHF}_2$) представляет собой симметричный вариант молекулы, то его изомер Фреон 134а ($\text{CF}_3\text{-CH}_2\text{F}$) демонстрирует анизотропную молекулярную структуру. На данном этапе объектом наших исследований является Фреон 134а, а предлагаемые в статье данные демонстрируют результаты ИК-спектрометрических исследований криовакуумных конденсатов $\text{CF}_3\text{-CH}_2\text{F}$.

Эксперимент и результаты

Предлагаемые в этой статье результаты являются продолжением наших ИК-спектрометрических исследований Фреона $\text{CF}_3\text{-CH}_2\text{F}$ [18], в которых проводилось сравнение ИК-спектров $\text{CF}_3\text{-CH}_2\text{F}$ в газовой фазе и в конденсированном состоянии при низких температурах, а также изучено влияние изменения температуры подложки на колебательные спектры тонкопленочных криоконденсированных образцов. На основании полученных ИК-спектрометрических данных в [18] делается предположение о существовании в интервале температур от $T=16$ К до $T=90$ К нескольких структурных модификаций твердого фреона 134а, а также термостимулированных превращений между ними. Наиболее интенсивные трансформации колебательных спектров, связанные со структурными превращениями, наблюдаются в интервале температур 70-85 К. Более того, ряд дополнительных экспериментальных факторов позволил сделать предположение, что именно в этом диапазоне температур находится значение температуры стеклоперехода. В частности, одним из таких факторов является термодесорбционный эффект, при этом известно, что такого рода явление всегда сопровождало процесс перехода из стеклообразного состояния в состояние сверхпереохлажденной жидкости различных криоконденсатов, в частности воды и этанола [19, 20].

Возникает вопрос – в какой степени различные типы колебаний молекулы реагируют на структурные превращения в конденсированных пленках фреона 134а, и как эта информация может быть использована для определения параметров этих переходов. В этой связи нами проведены более детальные исследования колебательных спектров фреона 134а в окрестностях характеристических частот колебаний молеку-

лы, результаты которых приведены в данной статье. Объектами исследований являются тонкие пленки криовакуумных конденсатов фреона, конденсированные на охлажденном металлическом зеркале в диапазоне температур осаждения от 16 до 100 К и давлений газовой фазы от 10^{-4} до 10^{-6} Торр. Толщина пленок измерялась двухлучевым лазерным интерферометром и составляла величину около $d=2,5$ мкм. Одновременно измерялся коэффициент преломления конденсирующихся образцов. Колебательные спектры измерялись ИК-спектрометром ИКС 20 в интервале 400-4200 cm^{-1} . Для непрерывного контроля положения полосы поглощения фиксировалось значение частоты наблюдения спектрометра на полуширине полосы поглощения и снималась соответствующая термограмма. Это дает текущую информацию об изменениях положения полос поглощения колебательного спектра фреона 134а при термовариациях исследуемого образца. Детально экспериментальная установка и методика измерения описаны нами в более ранних публикациях [19, 20].

Ниже на рисунках 1-3 приведены термограммы изменения положения полос поглощения, а также конечные положения полос поглощения при достижении указанных температур отогрева.

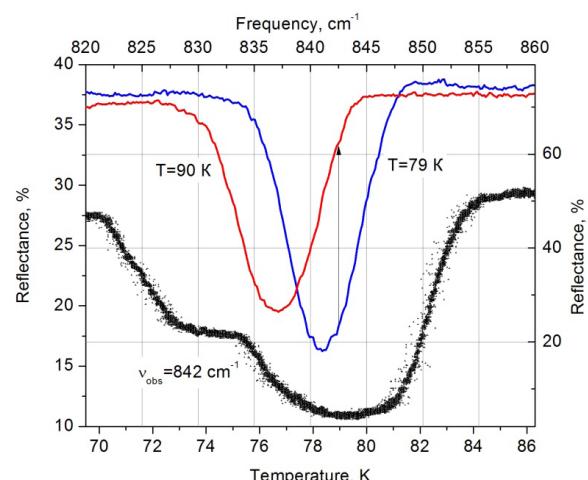


Рисунок 1 – Термограмма (нижняя кривая) на частоте наблюдения $v_{\text{obs}}=842 \text{ см}^{-1}$ и соответствующее изменение положения полосы поглощения моды v_7 молекулы фреона 134а при нагреве образца от 79 до 90 К.

Так, на рисунке 1 приведены данные для колебательной моды v_7 молекулы фреона 134а. Образец осаждался при температуре конденсации $T=16$ К и далее отогревался до $T=90$ К. На рисун-

ке показаны термограмма отогрева (нижняя кривая) на частоте наблюдения $v_{\text{obs}} = 842 \text{ см}^{-1}$, а также полосы поглощения при температуре $T=79 \text{ K}$ и $T=90 \text{ K}$. Стрелкой указано скачкообразное увеличение сигнала спектрометра, обусловленное «красным» смещением полосы поглощения при отогреве пленки от 79 K до 90 K . Приведенные полосы поглощения отражают именно последний этап трансформации, соответствующий, как мы предполагаем [18] (в соответствии с данными [21]), переходу из состояния пластического кристалла в состояние моноклинной кристаллической структуры. Анализируя при этом поведение термограммы во всем указанном интервале температур, можно утверждать, что образец претерпевает резкие превращения в интервале $70\text{-}73 \text{ K}$, которые соответствуют «синему» смещению полосы моды v_7 . Далее имеется узкий температурный диапазон ($73\text{-}75 \text{ K}$), в котором возможно существование некой метастабильной фазы твердого $\text{CF}_3\text{-CFH}_2$. Далее в интервале $76\text{-}78 \text{ K}$ вновь наблюдаем резкое падение сигнала, что означает дальнейшее «синее» смещение полосы. Отсутствие изменений в диапазоне температур $78\text{-}80 \text{ K}$ может указывать на существовании в этом диапазоне квазистойчивой структурной модификации (пластический кристалл), который далее трансформируется в устойчивую фазу $\text{CF}_3\text{-CFH}_2$ -моноклинный кристалл.

Аналогичные данные для моды v_6 представлены на рисунке 2. Кривая, отмеченная как $v_{\text{obs}} = 1055 \text{ см}^{-1}$, представляет собой термограмму на соответствующей частоте наблюдения, которая охватывает интервал изменения температуры от 60 до 90 K . Стрелкой отмечено общее изменение сигнала при изменении температуры от 16 до 90 K . Из анализа термограммы видно, что в интервале $60\text{-}73 \text{ K}$ имеет место монотонное смещение полосы поглощения v_6 в «синюю» область спектра с одновременным ее сужением. В интервале $73\text{-}76 \text{ K}$ скорость смещения полосы увеличивается, далее при температурах от 76 до 79 K скорость изменения положения полосы вновь уменьшается, и при $T=79 \text{ K}$ наблюдается резкое увеличение сигнала спектрометра, что соответствует, как мы уже указывали, переходу в моноклинную модификацию фреона 134а.

Можно отметить, что приведенные на рисунке 2 данные об особенностях поведения термограммы и соответствующим изменениям положения полосы v_6 хорошо коррелируют с приведенными на рисунке 1 результатами. Это касается интервалов температур $73\text{-}76 \text{ K}$, $76\text{-}79 \text{ K}$ и, в особенности, температуры $T=79\text{-}80 \text{ K}$ начала

скачкообразного перехода в моноклинную модификацию. Частичное несовпадение значений температур объясняется тем, что сравниваются различные типы колебаний молекулы $\text{CF}_3\text{-CFH}_2$, требующие различные энергии для активации соответствующих трансформаций.

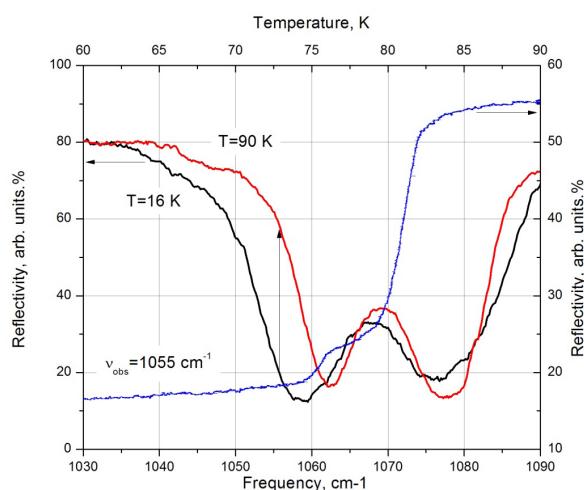


Рисунок 2 – Термограмма на частоте наблюдения $v_{\text{obs}} = 1055 \text{ см}^{-1}$ и соответствующее изменение положения полосы поглощения моды v_6 молекулы фреона 134а при нагреве образца от 60 до 90 K .

На рисунках 1 и 2 представлены полосы поглощения, относящиеся к группе A' -симметрии, для которой характерно изменение дипольного момента, параллельного плоскости симметрии [22]. В то же время на рисунке 3 приведены результаты, полученные для полосы поглощения моды v_{15} , тип колебаний которых относится к группе симметрии A'' , для которой характерно перпендикулярное направление изменения вектора дипольного момента относительно плоскости симметрии. Можно предположить, что именно это обстоятельство является причиной сложного поведения данного типа колебаний в процессе термостимулирования. Ранее нами было обнаружено [18], что в результате нагрева образца полоса v_{15} не только меняет свое положение, но и претерпевает расщепление на две составляющие. Эти процессы наглядно демонстрируются рисунком 3.

На рисунке 3 кривые 1 и 2 представляют полосы поглощения моды v_{15} при температуре конденсации $T=16 \text{ K}$ (1) и после нагрева до $T=90 \text{ K}$ (2), кривые 3 и 4 являются термограммами на частотах наблюдения соответственно $v_{\text{obs}} = 967 \text{ см}^{-1}$ и $v_{\text{obs}} = 958 \text{ см}^{-1}$. При этом термограмма 3 кон-

тролирует начало процесса расщепления полосы, а термограмма 4 «отвечает» за контроль положения этой полосы поглощения. Сопоставляя данные положения полосы ν_{15} и термограмм 3 и 4 можно прийти к следующим заключениям. Повышение температуры пленки от $T=16$ К до $T=70$ К сопровождается постепенным смещением полосы ν_{15} в диапазон более высоких частот («синее» смещение). При температуре в окрестностях $T=71$ К это смещение приобретает резкий характер, о чем свидетельствует скачок вверх термограммы 4 и незначительное падение значений термограммы 3. дальнейшее повышение температуры от 73 до 77 К характеризуется относительно стабильным состоянием пленки. Начиная с $T=78$ К наблюдается резкое смещение

полосы поглощения в «красную» область спектра (падение значений термограммы 4, стрелка 4 вниз) с одновременным началом расщепления полосы ν_{15} (увеличение сигнала термограммы 3, стрелка 3 вверх). При температуре в окрестностях $T=83$ К состояние пленки стабилизируется (горизонтальный участок термограммы 4), в то время как расщепление полосы продолжается вплоть до $T=87$ К (горизонтальный участок термограммы 3). Представляется интересным также отметить, что термограмма 3 в процессе роста претерпевает излом при $T=81$ К (вставка), что можно интерпретировать как изменение (замедление) динамики процесса расщепления полосы ν_{15} . При температуре около 100 К образец начинает испаряться.

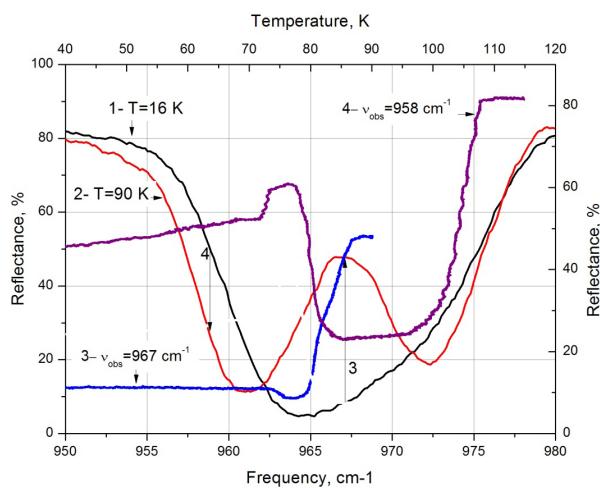
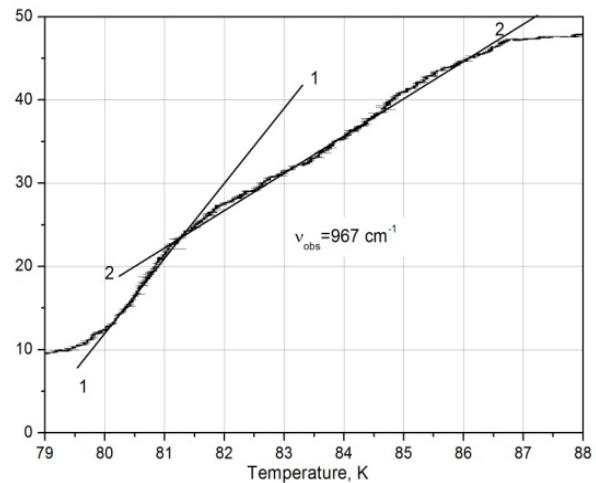


Рисунок 3 – Термостимулированные изменения положения и характера поглощения моды ν_{15} и термограммы на частотах наблюдения $\nu_{\text{obs}} = 967 \text{ cm}^{-1}$ и $\nu_{\text{obs}} = 958 \text{ cm}^{-1}$ при нагреве образца от 40 до 90 К.
Правая вставка – увеличенный фрагмент термограммы 3, демонстрирующий изменение скорости расщепления полосы поглощения ν_{15} .

Указанное различие в поведении термограмм 3 и 4 рисунка 3 может свидетельствовать о том, что в интервале температур 78–85 К осуществляются изотермические релаксационные процессы, один из которых приводит к смещению положения полосы ν_{15} , а другой к ее расщеплению. На наличие таких процессов указывают данные, приведенные на рисунке 4, процедура получения которых заключается в следующем. Образец конденсировался при $T=16$ К и далее отогревался до $T=76$ К (термограмма 1), т.е. до температуры существования, как мы предполагаем, пластического кристалла (рисунок 1). Далее значение температуры устанавливалось равным $T=76$ К, и



при этой температуре образец выдерживался в течение 20 минут. Как видно (стрелка, отмеченная как $t=20 \text{ min}$), за это время сигнал уменьшился, что свидетельствует о изотермических релаксациях в образце. Возникает вопрос- если мы в указанном состоянии имеем только пластический кристалл (PC), то, по аналогии с этанолом [23] и на основании общих представлений [24], в результате охлаждения можно перевести образец в состояние с вымороженной вращательной подсистемой- ориентационного стекла (OG). При этом переход из PC в OG и обратно должен быть обратимым. Как видно из рисунка 4, охлаждение от $T=76$ К до $T=16$ К (термограмма 2) приводит,

как видно из рисунка 1, к незначительному «синему» смещению полосы v_7 . Повторный нагрев (термограмма 3) отличается от термограммы 2 и, кроме того, демонстрирует остаточные релаксационные явления при температурах выше $T=70$ К. На основании сказанного можно предположить, что образец в конечном состоянии термограммы 1 и начальном состоянии термограммы 2 представляет собой смесь, содержащую, как мы предполагаем, жидкую сверхпереохлажденную фазу и пластический кристалл

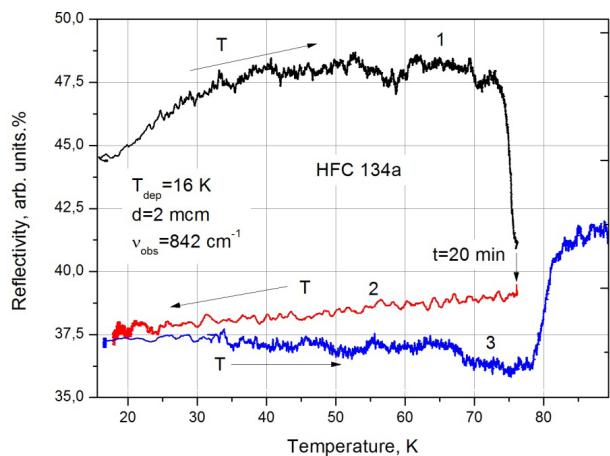


Рисунок 4 – Термограммы изменения положения полосы поглощения v_7 в ходе термоциклирования

Что касается значения температуры стеклоперехода T_g , то в 18 мы предположили, что ее величина находится в окрестностях $T=71\text{-}72$ К. Основным доводом для этого явился термодесорбционный эффект, сопровождающий отогрев образца и проявляющий себя также в окрестностях значений температур 71-72 К. С целью проверки этого предположения нами были проведены измерения при различных температурах криоосаждения образцов в окрестностях предполагаемой температуры стеклоперехода. В ходе последующего термоциклирования на фиксированной частоте наблюдения измерялись термограммы отогрева от $T=16$ К до температуры испарения $T=102$ К. Характер термограмм для различных температур криоосаждения дает информацию о состояниях пленки фреона 134а, которые реализуются в процессе ее нагрева. Эти данные приведены на рисунке 5. Представлены пять различных термограмм отогрева образцов, осажденных при температурах криоконденсации

16 К, 75 К, 77 К, 78 К и 80 К. Нижняя кривая демонстрирует скачок давления в камере, соответствующий началу испарения образцов.

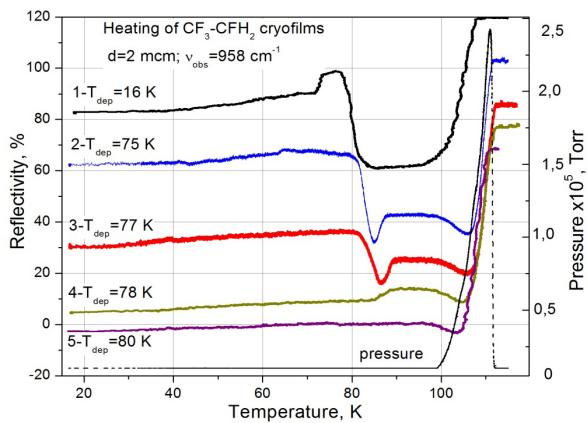


Рисунок 5 – Термограммы отогрева криофильмов фреона 132а, образованных при различных температурах

Представляется разумным начать анализ рисунка с термограммы 5, относящейся к температуре криоосаждения $T=80$ К. Как видно, пленка, образованная при $T=80$ К, не испытывает никаких изменений в процессе термовариаций, что может означать, что при данной температуре образец формируется сразу в своей самой устойчивой моноклинной модификации [21]. В свою очередь термограмма 1 ($T_{dep}=16$ К) демонстрирует поведение, которое мы интерпретируем, как: 1)-переход из состояния стекла в сверхпереохлажденную жидкость (SCL) при температуре около $T=72\text{-}73$ К (скачок вверх сигнала спектрометра); 2)- существование SCL и ее кристаллизация в пластический кристалл РС в интервале от $T=75$ до $T=78$ К; 3)- трансформация пластического кристалла РС в моноклинный кристалл МС. Интересно отметить, что при температуре в окрестности $T=75$ К меняется характер изменения термограммы (рисунок 6). Мы предполагаем, что это является отражением фазового перехода пластического ориентационно разупорядоченного кристалла (ориентационное стекло OG) в пластический кристалл РС с упорядоченной вращательной подсистемой. При таком предположении поведение термограмм 2-4 можно объяснить следующим образом. При температурах конденсации в интервале 75-77 К образуется пленка, состоящая из смеси OG и РС. При этом концентрация РС растет с повышением температуры образования пленки. Нагрев пленки приво-

дит к переходу из состояния OG в PC. Как видно из рисунка 6, этот переход завершается в окрестностях температуры $T=79$ - 80 К, и далее образец переходит в состояние моноклинного кристалла. Поведение термограммы 4 отражает тот факт, что при $T=78$ К пленка фреона 134а конденсировалась непосредственно в пластическую fazу, переходя при дальнейшем нагреве в моноклинный кристалл.

Рисунок 6 представляет собой увеличенный фрагмент термограммы 1 рисунка 5. Он наглядно демонстрирует нашу интерпретацию особенностей поведения криовакуумных конденсаторов $\text{CF}_3\text{-CFH}_2$.

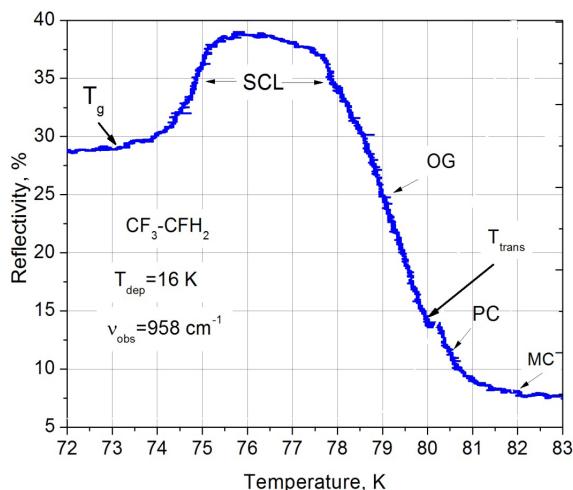


Рисунок 6 – Увеличенный фрагмент термограммы 1 рисунка 5. T_g – значение температуры перехода из состояния стекла (G) в состояние SCL. SCL – температурный интервал квазижидкой фазы и переход в ориентационное стекло OG. T_{trans} – температура перехода из состояния OG в состояние пластического кристалла PC. MC – завершение перехода из состояния PC в MC.

Значком T_g отмечено предполагаемое значение температуры перехода из состояния стекла (G) в состояние SCL. Далее указан ареал существования квазижидкой фазы SCL и переход в ориентационное стекло OG. Температура перехода из состояния OG в состояние пластического кристалла PC отмечена стрелкой как T_{trans} . Стрелка, обозначенная как MC, указывает на завершение перехода из состояния PC в MC. Важно отметить тот факт, что результаты, приведенные на рисунках 5 и 6, находятся в хорошем согласии информацией, представленной на правой вставке рисунка 3, а именно, значение темпера-

туры $T=80$ К излома термограммы расщепления полосы v_{15} согласуется с температурой T_{trans} (рисунок 6), также примерно равной 80 К.

Выводы

Данные по ИК-спектрам криофильмов вообще, и Фреона 134а в частности, не могут служить основанием для категорических выводов относительно структуры и структурно-фазовых превращений в исследуемых объектах. Тем не менее, основываясь на полученных результатах, собственном опыте изучения такого рода систем, а также сопоставляя наши данные с результатами структурных исследований криоконденсаторов, мы можем сделать ряд предположений, обозначающих примерные параметры и возможную природу трансформаций в криовакуумных конденсатах $\text{CF}_3\text{-CFH}_2$.

1) Очевидным является факт, что криопленки фреона 134а, образованные при $T=16$ К, в интервале температур от 70 до 90 К испытывают многократные структурные трансформации различной природы. При температуре в окрестностях 72 К имеет место классический переход стеклообразное состояние – сверхпереохлажденная жидкость (G-SCL). Мы считаем, что значение температуры этого стеклоперехода примерно равно $T_g=72$ К. Интервал температур от 75 до 78 К является ареалом квазистабильного существования SCL. При температуре около $T=78$ К начинается кристаллизация SCL в состояние ориентационно разупорядоченного пластического кристалла-ориентационное стекло OG. При температуре $T_{trans}=80$ К осуществляется второй квазистеклопереход из состояния ориентационного стекла OG пластический кристалл с упорядоченной вращательной подсистемой PC. В интервале температур 83-85 К реализуется фазовый переход пластический кристалл – моноклинный кристалл.

2. Из исследований Brunelli и FitchI [21] следует, что при кристаллизации фреона 134а из жидкой фазы вещество в процессе охлаждения проходит стадии жидкость-пластический ориентационно разупорядоченный кристалл ($T=156$ К); пластический ориентационно разупорядоченный кристалл-пластический кристалл (120 К); пластический кристалл – моноклинный кристалл ($T=108$ К). Именно в такой последовательности нам представляются превращения в криоконденсированном фреоне 134а, с той разницей, что они реализуются не при понижении температуры, как в [21], а при повышении тем-

пературы! Конечным состоянием в обоих случаях является моноклинный кристалл. Т.е. одно и то же состояние может быть достигнуто совер-

шенно разными путями! Или эти состояния не являются эквивалентными, как в случае с Water «A» и Water «B» [25].

Литература

- Kearns K.L., S.F. Swallen, Ediger M.D., Wu T. and Yu L. Influence of substrate temperature on the stability of glasses prepared by vapor deposition // J. Chem. Phys. – 2007. – Vol. 127. – P. 154702.
- Satorre M.A., Domingo M., Millan C., Luna R., Vilaplana R. and Santonja C. Density of CH₄, N₂ and CO₂ ices at different temperatures of deposition // Planetary and Space Science. – 2008. – Vol. 56. – P. 1748-1752.
- Perry A. Gerakines and Reggie L. Hudson Infrared Spectra and Optical Constants of Elusive Amorphous Methane // Astrophysical Journal Letters. – 2015. – Vol. 805. – P. 20.
- Aldiyarov A., Drobyshev A., Sokolov D. and Shinbayeva A. IR Studies of the Spin–Nuclear Conversion in the Vicinity of $\alpha\alpha$ - $\beta\beta$ - Transition in Cryodeposited Methane Films // JLTP. – 2017. – Vol. 187. – P. 742-748.
- Hudson R.L., Loeffler M.J. and Gerakines P.A. Infrared spectra and band strengths of amorphous and crystalline N₂O // J. Chem. Phys. – 2017. – Vol. 146. 024304.
- Jeremy J. Harrison Infrared absorption cross sections for 1,1,1,2-tetrafluoroethane // J. of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. – 2015. – Vol. 151. – P. 210-216.
- Hama T. and Watanabe N. Surface Processes on Interstellar Amorphous Solid Water: Adsorption, Diffusion, Tunneling Reactions, and Nuclear-Spin Conversion // Chem. Rev. – 2013. – Vol. 113. – P. 8783-8789.
- Mulas G., Baratta G.A., Palumbo M.E. and Strazzulla G. Profile of CH₄ IR bands in ice mixtures // Astron. Astrophys. – 1998. – Vol. 333. – P 1025-1033.
- Bohn R.B., Sandford S.A., Allamandola L.J. and Cruikshank D.P. Infrared spectroscopy of Triton and Pluto ice analogs: the case for saturated hydrocarbons // Icarus. – 1994. – Vol. 111. – P. 151.
- Grundy W.M., Schmitt B. and Quirico E. The Temperature-Dependent Spectrum of Methane Ice I between 0.7 and 5 μ m and Opportunities for Near-Infrared Remote Thermometry // Icarus. – 2002. – Vol. 155. – P. 486-496.
- Aldiyarov, A., Aryutkina, M., Drobyshev, A. and atal. IR spectroscopy of ethanol in nitrogen cryomatrices with different concentration ratios // Low. Temp. Phys. –2011. -Vol. 37. -P. 524.
- Chua Y.Z., Tylinski M., Tatsumi S., Ediger M.D. and Schick C. Glass transition and stable glass formation of tetrachloromethane // J. Phys. Chem. – 2016. – Vol. 144. - P 244503.
- Zhang W., Brian C.W., and Yu L. Fast Surface Diffusion of Amorphous o-Terphenyl and Its Competition with Viscous Flow in Surface Evolution // J. Phys. Chem. B. – 2015. – Vol. 119. – P. 5071-5078.
- Swallen S.F., Kearns K.L., Mapes M.K., Kim Y.S., McMahon R.J., Ediger M.D., Wu T., Yu L., and Satija S. Organic glasses with exceptional thermodynamic and kinetic stability // Science. – 2007. – Vol. 315. – P. 353-3.
- Ramos S.L.L.M., Chigira A.K., and Oguni M. Devitrification Properties of Vapor-Deposited Ethylcyclohexane Glasses and Interpretation of the Molecular Mechanism for Formation of Vapor-Deposited Glasses // J. Phys. Chem. B. – 2015. – Vol. 119. – P. 4076-4083.
- Lopata A. D. and Durig J.R. Raman spectra of gases. XIX—The low frequency gaseous phase Raman spectra and the barriers to internal rotation of the 1,1,1- \square trifluoroethyl halides // J. Raman Spectrosc. – 1977. – Vol. 6. – P. 61.
- Xu L., Andrews A., Cavanagh R., Fraser G., Irikura K., Lovas F., Grabow J., Stahl W. and M. Crawford Smalley Rotational and Vibrational Spectroscopy and Ideal Gas Heat Capacity of HFC 134a (CF₃CFH₂) // J. Phys. Chem. A. – 1997. – Vol. 101. – P. 2288-2297.
- Drobyshev A., Aldiyarov A., Nurmuhan A., Sokolov D. and Shinbayeva A. ИК-исследования термостимулированных структурно-фазовых трансформаций в криовакуумных конденсатах фреона 134a // ФНТ. – 2018. – Vol. 43 (в печати)
- Aldiyarov A., Aryutkina M. and Drobyshev A. IR spectroscopy of ethanol in nitrogen cryomatrices with different concentration ratios // Low Temp. Phys. – 2011. – Vol. 37. – P. 524.
- Drobyshev A., Abdykalykov K. and Aldiyarov A. IR spectra of water polyaggregates in a nitrogen cryomatrix // Low Temp. Phys. – 2007. – Vol. 33. – P. 699.
- Brunelli M. and Fitch A.N. Crystal structures of hydrofluorocarbons from powder X-ray diffraction data: HFC-134a and HFC-152a // Z. Kristallogr. – 2002. – Vol. 217. – P. 395-400.
- Xu L., Andrews A., Cavanagh R., Fraser G., Irikura K., Lovas F., Grabow J., Stahl W. and Crawford M., Smalley Rotational and Vibrational Spectroscopy and Ideal Gas Heat Capacity of HFC 134a (CF₃CFH₂) // J. Phys. Chem. A. – 1997. – Vol. 101. – P. 2288-2297.
- Aldiyarov A., Aryutkina M., Drobyshev A., Kaikanov M., and Kurnosov V. Investigation of dynamic glass transitions and structural transformations in cryovacuum condensates of ethanol // Low Temp. Phys. – 2009. – Vol. 35. – P. 251.
- Ediger M.D., Angell C.A. and Nagel S.R. Supercooled Liquids and Glasses // J. Phys. Chem. – 1996. – Vol. 100. – P. 13200-13212.
- Petrenko V. and Whitworth R. Physics of Ice. – Oxford Univ. Press Inc., NY, 1999.

References

- K.L. Kearns, S.F. Swallen, M.D. Ediger, T. Wu and L. Yu, *J. Chem. Phys.* 127(15), 154702 (2007). <https://doi.org/10.1063/1.2789438>
- M.A. Satorre, M. Domingo, C. Millan, R. Luna, R. Vilaplana and C. Santonja, *Planet. Space Sci.* 56, 1748-1752, (2008) <https://doi.org/10.1016/j.pss.2008.07.015>
- A. Perry Gerakines and L. Reggie Hudson, *Astrophysical Journal Letters*, 805, 2, L20, (2015) DOI: 0.1088/2041-8205/805/2/L20
- A. Aldiyarov, A. Drobyshev, D. Sokolov and A. Shinbayeva, *JLTP* 187, 742 (2017)
- R.L. Hudson, M.J. Loeffler and P.A. Gerakines, *J. Chem. Phys.* 146, 024304 (2017) <https://doi.org/10.1063/1.4973548>
- J.J. Harrison, *J. of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 151, 210-216 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2014.09.023>
- T. Hama and N. Watanabe, *Chem. Rev.* 113, 8783 (2013)
- G. Mulas, G.A. Baratta, M.E. Palumbo and G. Strazzulla, *Astron. Astrophys.* 333, 1025-1033 (1998)
- Bohn R.B., Sandford S.A., Allamandola L.J. and Cruikshank D.P., *Icarus* 111, 151 (1994)
- W. M. Grundy, B. Schmitt and E. Quirico, *Icarus* 155, 486-496 (2002). <https://doi.org/10.1006/icar.2001.6726>
- A. Aldiyarov, M. Aryutkina, A. Drobyshev, and at al, *Low. Temp. Phys.* 37, 524 (2011). <https://doi.org/10.1063/1.3622633>
- Y.Z. Chua, M. Tylinski, S. Tatsumi, M.D. Ediger and C. Schick, *J. Phys. Chem.* 144, 244503 (2016) <https://doi.org/10.1063/1.4954665>
- W. Zhang, C.W. Brian, and L. Yu, *J. Phys. Chem. B* 119(15), 5071-5078 (2015). DOI: 10.1021/jp5127464
- S.F. Swallen, K. L. Kearns, M. K. Mapes, Y. S. Kim, R. J. McMahon, M. D. Ediger, T. Wu, L. Yu, and S. Satija, *Science* 315(5810), 353 (2007). DOI: 10.1126/science.1135795
- S.L.L. M. Ramos, A.K. Chigira, and M. Oguni, *J. Phys. Chem. B* 119(10), 4076-4083 (2015). DOI: 10.1021/jp5109174
- A.D. Lopata and Durig, *J.R.J. Raman Spectrosc.* 6, 61 (1977) № <https://doi.org/10.1002/jrs.1250060203>
- L. Xu, A. Andrews, R. Cavanagh, G. Fraser, K. Irikura, F. Lovas, J. Grabow, W. Stahl and M. Crawford Smalley, *J. Phys. Chem. A* 101, 2288-2297 (1997). DOI: 10.1021/jp9640383
- A. Drobyshev, A. Aldiyarov, A. Nurmukan, D. Sokolov and A. Shinbayeva, *ΦHT* 43 (5), (2018). (in press). (in Russ)
- A. Aldiyarov, M. Aryutkina and A. Drobyshev, *Low Temp. Phys.* 37 (6), 524 (2011) <https://doi.org/10.1063/1.3622633>
- A. Drobyshev, K. Abdykalykov and A. Aldiyarov, *Low Temp. Phys.* 33 (8), 699 (2007). <https://doi.org/10.1063/1.2746844>
- M. Brunelli and A. N. FitchI, Z. Kristallogr. 217, 395 (2002). <https://doi.org/10.1524/zkri.217.7.395.23638>
- L. Xu, A. Andrews, R. Cavanagh, G. Fraser, K. Irikura, F. Lovas, J. Grabow, W. Stahl and M. Crawford, Smalley, *J. Phys. Chem. A* 101, 2288-2297 (1997). DOI: 10.1021/jp9640383
- A. Aldiyarov, M. Aryutkina, A. Drobyshev, M. Kaikanov, and V. Kurnosov, *Low Temp. Phys.* 35 (4), 251 (2009). <https://doi.org/10.1063/1.3114588>
- M.D. Ediger, C.A. Angell and Sidney R. Nagel, *J. Phys. Chem.* 100, 13200-13212 (1996). DOI: 10.1021/jp953538d
- V. Petrenko and R. Whitworth, *Physics of Ice*, (Oxford Univ. Press Inc., NY, 1999). DOI:10.1093/acprof:oso/9780198518945.001.0001

МРНТИ 29.19.03

Шинбаева А.К.* , Алдияров А.У., Дробышев А.С., Нурмукан А.Е.

НИИ экспериментальной и теоретической физики,
Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: shinbayeva_a@hotmail.com

**ИК-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ
СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ
В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ КРИОВАКУУМНЫХ КОНДЕНСАТОВ**

Описан метод регистрации структурно-фазовых превращений в криовакуумных конденсатах газов. Метод основан на ИК-спектрометрических измерениях в сочетании с получением термограмм на фиксированной частоте наблюдения. Образец конденсируется при заданной температуре. Далее, на основании ранее полученных дискретных по температуре спектральных измерений определяется значение частоты, наиболее чувствительной к изменениям характера и положения полосы поглощения. После этого значение спектрометра устанавливается на одной из частот наблюдения и начинается непрерывный нагрев образца вплоть до его испарения с одновременным измерением сигнала спектрометра. На основании полученных термограмм определяются температурные интервалы, в которых осуществляются трансформации спектров поглощения. Используя данные прямых структурных измерений других авторов делаются выводы относительно термостимулированных структурных превращений в исследуемом образце.

Ключевые слова: Криовакуумные конденсаты, ИК-спектры, методика.

Shinbayeva A.K.* , Aldiyarov A.U., Drobyshev A.S., Nurmukan A.E.

Institute of Experimental and Theoretical Physics,
al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, *e-mail: shinbayeva_a@hotmail.com

**IR spectrometric method for recording
structural-phase transformations in thin films of cryovacuum condensates**

A method for recording structural-phase transformations in cryovacuum gas condensates is described. The method is based on IR spectrometric measurements in combination with obtaining thermograms at a fixed observation frequency. The sample condenses at a fixed temperature. Further, on the basis of previously obtained temperature-discrete spectral measurements, the value of the frequency most sensitive to changes in the nature and position of the absorption band is determined. After that, the value of the spectrometer is set at one of the observation frequencies and a continuous heating of the sample begins until its evaporation with simultaneous measurement of the spectrometer signal. Based on the obtained thermograms, the temperature intervals in which the absorption spectra are transformed are determined. Using the data of direct structural measurements of other authors, conclusions are drawn regarding thermostimulated structural transformations in the sample under study.

Key words: Cryovacuum condensates, IR spectra, Methods.

Шынбаева А.К.* , Алдияров Ә.Ү., Дробышев А.С., Нұрмұқан Ә.Е.

Эксперименттік және теориялық физика ФЗИ,
әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., e-mail: shinbayeva_a@hotmail.com

**Криовакуумдық конденсаттардың жұқа үлдірлерінің
құрылымды-фазалық түрленулерді тіркеудің ИК-спектрометриялық әдістемесі**

Криовакуумды газ конденсатындағы құрылымды-фазалық түрленулерді тіркеу әдісі сипатталған. Әдіс бекітілген бақылау жиілігінде термограммаларды алumen ИК-спектрометрлік өлшеулерге негізделген. Ұлға берілген температурада конденсирленеді. Ары қарай бұрын алынған үздікті температура бойынша спектрлік өлшеулер негізінде жұту жолағының сипаты мен орнының өзгерістеріне сезімталдығы ен жоғары жиілік мәні анықталады. Осыдан кейін спектрометр мәні бақылау жиіліктерінің біріне орнатылады және спектрометр сигналы өлшеніп, ұлға буланғанда дейін оны үздіксіз қыздыру басталады. Алынған термограммалар негізінде жұтылу спектрлерінің түрленуі жүзеге асырылатын температуралық аралықтар анықталады. Басқа авторлардың тікелей құрылымдық өлшеулерінің мәліметтерін пайдалана отырып, зерттелінетін үлгідегі термоынталандырылған құрылымдық түрленулерге қатысты тұжырымдар жасалынады.

Түйін сөздер: Криовакуумдық конденсаттар, ИК спектрлері, әдістеме.

Введение

Криовакуумные конденсаты газов, в особенности склонные к образованию стеклообразных состояний с их последующими трансформациями [1-5], представляют собой идеальные объекты для изучения процессов, протекающих в разупорядоченных аморфных твердотельных системах. Тот факт, что имеется возможность точного контроля условий криосаждения, таких как температура конденсации и скорость образования криопленки, позволяет установить однозначную корреляцию между свойствами криоконденсатов и указанными условиями их образования. Это, в свою очередь, позволяет экспериментально верифицировать различные теоретические модели процессов формирования и модификации конденсированных объектов с разупорядоченной структурой [6-9]. Однако зачастую малые значения энергий активации между различными структурными состояниями тонких пленок криоконденсатов ограничивают использование аналитических методов, которые могут оказывать соизмеримые внешние воздействия на исследуемый образец и, тем самым, стимулировать изменения в структуре криопленок.

ИК-спектрометрический метод анализа криоконденсатов на фиксированной частоте наблюдения

Одним из «деликатных» методов анализа криоконденсированных состояний газов зарекомендовал себя метод ИК-спектроскопии, основанный на анализе термостимулированных изменений колебательных спектров тонких пленок

в диапазонах частот характеристических колебаний молекул. Характерным примером таких изменений могут служить данные, приведенные на рисунке 1, которые соответствуют следующим условиям эксперимента. Образец фреона 134а конденсировался из газовой фазы на охлажденной подложке при температуре $T=16$ К и давлении газовой фазы $P=10^{-5}$ Тор. Толщина пленки составляла $d=2,5$ мкм.

На рисунке представлены три спектра поглощения в интервале частот 950-980 см^{-1} . Полоса поглощения 1 измерена непосредственно после криоконденсации образца при температуре $T=16$ К, после чего образец нагревался до $T=77$ К и вновь измерялся спектр поглощения (кривая 2). Далее образец вновь отогревался до температуры $T=90$ К с последующим измерением спектра (кривая 3). Как видно из рисунка, в процессе нагрева образца полоса поглощения сначала смещается в коротковолновую часть спектра («синее смещение»), а в ходе последующего нагрева происходит резкое «красное» смещение с одновременным расщеплением спектральной полосы (кривая 3).

Очевидно, что наблюдаемые трансформации связаны с термостимулированными структурными превращениями в образце. В этом случае важно знание точных значений температур, при которых эти трансформации осуществляются. Для этого мы предлагаем разработанный нами метод, суть которого заключается в следующих этапах.

Образец конденсируется при заданной температуре. В нашем случае $T=16$ К. Далее, на основании ранее полученных дискретных по температуре спектральных измерений (рисунок 1)

определяется значение частоты, наиболее чувствительной к изменениям характера и положения полосы поглощения. В частности, для данной статьи были выбраны значения частот $v=958 \text{ см}^{-1}$ и $v=965 \text{ см}^{-1}$, чувствительные к процессу смещения и расщепления спектральной линии соответственно. После этого значение спектрометра устанавливается на одной из частот наблюдения и начинается непрерывный нагрев образца вплоть до его испарения с одновременным измерением сигнала спектрометра. Полученные термограммы для указанных частот приведены на рисунке 2.

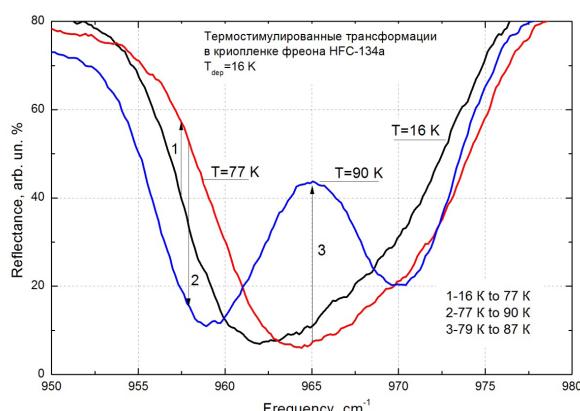


Рисунок 1 – Термостимулированные трансформации колебательных спектров тонкой пленки криоконденсата фреона 134а

Как видно из термограммы 1 (верхняя кривая), полученной на частоте наблюдения $v_{\text{obs}} = 958 \text{ см}^{-1}$, при $T=74 \text{ K}$ наблюдается увеличение сигнала спектрометра, что соответствует началу «синего» смещения полосы поглощения (рисунок 1, стрелка 1 вверх). Далее в интервале температур 75–78 K положение полосы не меняется (рисунок 2), что может свидетельствовать о существовании в этом диапазоне температур устойчивого состояния криоконденсата фреона 134а.

При температуре в окрестностях $T=78 \text{ K}$ наблюдается плавное уменьшение сигнала спектрометра, происходящее вплоть до $T=81 \text{ K}$. Это соответствует резкому «красному» смещению полосы поглощения, что отмечается на рисунке 1 стрелкой 2 вниз. Кроме того, как видно из рисунка 1, в интервале температур от 78 K до 90 K полоса поглощения не только смещается, но и расщепляется. Для выяснения точной температуры процесса расщепления была измерена термограмма на частоте наблюдения $v_{\text{obs}} = 965 \text{ см}^{-1}$ (кри-

вая 2 рисунка 2). Исходя из этих данных можно сделать следующие выводы. Начиная с температуры $T=74 \text{ K}$ наблюдается плавное падение сигнала спектрометра, что является следствием смещения полосы поглощения в длинноволновую область спектра. В диапазоне температур 76–79 K изменений не наблюдается, что согласуется с предположением о существовании в этом интервале температур стабильного состояния криоконденсата фреона 134а.

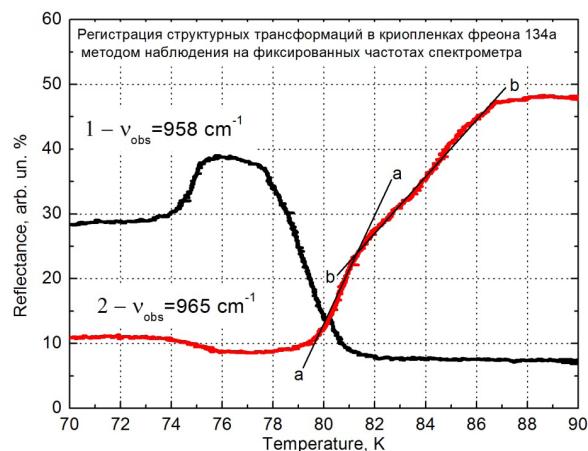


Рисунок 2 – Термограммы отогрева образца криопленки фреона 134а на указанных частотах наблюдения

Далее, начиная с температуры около $T=79 \text{ K}$ регистрируется резкое увеличение сигнала, что соответствует началу расщепления полосы поглощения (рисунок 1, стрелка 3 вверх). Этот процесс продолжается до температуры около $T=87 \text{ K}$, после чего изменения прекращаются, что свидетельствует о переходе криопленки в устойчивое состояние. Необходимо при этом отметить тот факт, что термограмма в рассматриваемом интервале температур претерпевает очевидный излом в окрестностях температуры $T=81 \text{ K}$ (сравни линейные аппроксимации a-a и b-b на рисунке 2). Это также может быть проявлением структурного перехода в образце.

Результаты и их интерпретация

Таким образом, в результате достаточно быстрых и не дорогих исследований можно сделать общие выводы относительно имеющихся в исследуемых образцах трансформаций. При этом, имея данные структурных исследований в температурных интервалах устойчивых состояний, можно на основании полученных термограмм

предсказать или интерпретировать поведение образцов в широком интервале температур. Рисунок 3 представляет собой увеличенный фрагмент термограммы 1 рисунка 2. Он наглядно демонстрирует нашу интерпретацию особенностей поведения криовакуумных конденсатов $\text{CF}_3\text{-CFH}_2$. В частности, что касается приведенных на рисунках 1 и 2 данных, то их можно с учетом приведенных в [10] интерпретировать следующим образом. Термограмма 1 рисунка 2 ($T_{dep}=16$ К) демонстрирует поведение, которое мы интерпретируем, как: 1)-переход из состояния стекла в сверхпереохлажденную жидкость (SCL) при температуре около $T=72$ - 73 К (скакок вверх сигнала спектрометра); 2)- существование SCL и ее кристаллизация в пластический кристалл PC в интервале от $T=75$ до $T=78$ К; 3)-трансформация пластического кристалла PC в моноклинный кристалл MC.

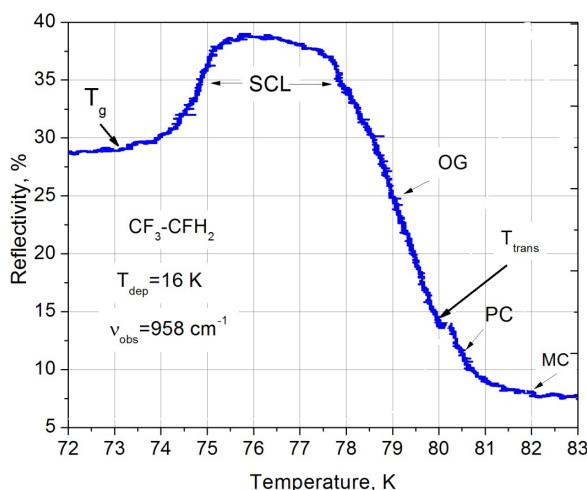


Рисунок 3 – Увеличенный фрагмент термограммы 1 рисунка 2. T_g – значение температуры перехода из состояния стекла (G) в состояние SCL.
SCL – температурный интервал квазижидкой фазы и переход в ориентационное стекло OG.
 T_{trans} – температура перехода из состояния OG в состояние пластического кристалла PC.
MC – завершение перехода из состояния PC в MC

Интересно отметить, что при температуре в окрестности $T=75$ К меняется характер изменения термограммы (подробно на рисунке 3). Мы предполагаем, что это является отражением фазового перехода пластического ориентационно разупорядоченного кристалла (ориентационное стекло OG) в пластический кристалл PC с упорядоченной вращательной подсистемой. При

таком предположении поведение термограмм можно объяснить следующим образом. При температурах конденсации в интервале 75-77 К образуется пленка, состоящая из смеси OG и PC. При этом концентрация PC растет с повышением температуры образования пленки. Нагрев пленки приводит к переходу из состояния OG в PC. Как видно из рисунка 3, этот переход завершается в окрестностях температуры $T=79$ - 80 К, и далее образец переходит в состояние моноклинного кристалла. Поведение термограммы отражает тот факт, что при $T=78$ К пленка фреона 134а конденсировалась непосредственно в пластическую фазу, переходя при дальнейшем нагреве в моноклинный кристалл.

Значком T_g на рисунке 3 отмечено предполагаемое значение температуры перехода из состояния стекла (G) в состояние SCL. Далее указан ареал существования квазижидкой фазы SCL и переход в ориентационное стекло OG. Температура перехода из состояния OG в состояние пластического кристалла PC отмечена стрелкой как T_{trans} . Стрелка, обозначенная как MC, указывает на завершение перехода из состояния PC в MC. Важно отметить тот факт, что результаты, приведенные на рисунке 1, находятся в хорошем согласии информацией, представленной на рисунке 3, а именно, значение температуры $T=80$ К излома термограммы расщепления полосы v_{15} согласуется с температурой T_{trans} (рисунок 3), также примерно равной 80 К.

Выводы

Таким образом, на основании проведенного анализа состояния образца твердого фреона с использованием предлагаемого метода можно сделать следующие предварительные выводы.

При температуре конденсации $T=16$ К образуется аморфное состояние фреона 134а. На это указывает практически гауссовский характер формы полос поглощения основных мод колебаний молекулы. Повышение температуры приблизительно до 50-60 К приводит к постепенным трансформациям спектров, что, как мы полагаем, связано с последовательными термостимулированными превращениями одного аморфного состояния в другое, аналогичное поведению аморфных состояний воды [11-15]. В результате формируется аморфное состояние, схожее образующемуся в ходе сверхбыстрого охлаждения жидкой фазы (GS-glass state).

Интервал температур от 70 до 90 К характеризуется рядом превращений, что отражается

в положении полос поглощения. Так, при $T=70$ К имеет место резкое уменьшение сигнала интерферометра, что соответствует «синему» смещению полосы поглощения моды v_7 , кроме того, при $T=70$ К наблюдается скачок давления в камере, связанный, как мы отмечали, с термодесорбционными процессами. Все это дает основание предположить, что в окрестностях температуры $T=70$ К имеют место существенные структурные трансформации в пленке фреона 134а. Природа этих трансформаций пока не ясна, но, основываясь на совокупности полученных данных и нашем предыдущем опыте исследования стеклопереходов в воде и этаноле [16-18], а также учитывая данные [10], мы делаем следующие предположения относительно температуры стеклоперехода и характера последующих

за ним превращений. Температура стеклоперехода в тонких пленках криовакуумных конденсаторов фреона 134а равна $T_g = 70$ К. Основанием для такого заключения является согласованное для характерных типов колебаний молекулы изменение положения полос поглощения, стартающее при температуре $T=70$ К. Кроме того, важным основанием для такого заключения является термодесорбционный эффект при $T=70$ К. Такого рода явление всегда сопровождало процесс перехода из стеклообразного состояния в состояние сверхпереохлажденной жидкости различных криоконденсаторов, в частности воды и этанола [19-22]. В последние годы также активизировались исследования тонких пленок криовакуумных конденсаторов органических молекул в астрофизических интересах [23-25].

Литература

- Pablo G. Debenedetti and Frank H. Stillinger. Supercooled liquids and the glass transition // Nature – 2001. – Vol.410. – P.259.
- Ediger M.D., Angell C.A. and Sidney R. Nagel. Supercooled Liquids and Glasses//J. Phys. Chem. – 1996. – Vol.100. – P.13200-13212.
- Chua Y.Z., Tylinski M., Tatsumi S., Ediger M.D., and Schick C. Glass transition and stable glass formation of tetrachloromethane//J. Chem. Phys. – 2016. – Vol.144. – P.244503.
- Pablo G. Debenedetti. Supercooled and glassy water // J. Phys. Condens. Matter – 2003. – Vol.15. – P.1669.
- Johari G.P. Phase transition and entropy of amorphous ices//J. Chem. Phys. – 1995. – Vol.102. – P.6224.
- Haida O., Suga H., and Seki S. Calorimetric study of the glassy state XII. Plural glass-transition phenomena of ethanol//J. Chem. Thermodynamics – 1977. – Vol.9. – P.133.
- Ramos M.A., I.M. Shmyt'ko, E.A. Arnaudova, R.J. Jimernez-Rioboro, V. Rodriguez-Mora, S. Vieira and M.J. Capitano. On the phase diagram of polymorphic ethanol: Thermodynamic and structural studies//J. of Non-Crys. Solids – 2006. – Vol.352. – P.4769.
- Francis W. Starr, Marie-Claire Bellissent-Funel and H. Eugene Stanley. Structure of supercooled and glassy water under pressure // Phys. Rev. – 1999. – Vol.E60. – P.1084.
- Stevenson K.P., Greg A. Kimmel, Z. Dohnalek, R. Scott Smith and Bruce D. Kay. Controlling the Morphology of Amorphous Solid Water//Science – 1999. – Vol.283. – P.1505.
- Brunelli M. and Fitch AN., Crystal structures of hydrofluorocarbons from diffraction data: HFC-134a and HFC-152a // Zeitschrift fur kristallographie – 2002. – Vol.217 (7-8). – P.395.
- Jenniskens P., Banham S.F., Blake D.F. and McCoustra M.R.S. Liquid water in the domain of cubic crystalline ice Ic //J. Chem. Phys. – 1997. – Vol.107. – P.1232.
- Robin J. Speedy, Pablo G. Debenedetti, R. Scott Smith, C. Huang, and Bruce D. Kay. The evaporation rate, free energy, and entropy of amorphous water at 150 K // J. Chem. Phys. – 1996. – Vol.105 (1). – P.240.
- Hornekær L., Baurichter A., Petrunin V.V., Luntz A.C., Bruce D. Kay and Al-Halabib A. Influence of surface morphology on D2 desorption kinetics from amorphous solid water//J. Chem. Phys. – 2005. – Vol.122. – P.124701.
- Smith R. Scott, Dohnalek Z., Kimmel Greg A., Stevenson K.P. and Bruce D. Kay. The self-diffusivity of amorphous solid water near 150 K // Chemical Physics – 2000. – Vol.258. – P.291.
- Jenniskens P. and Blake D.F. Crystallization of amorphous water ice in the solar system // The Astrophysical Journal – 1996. – Vol.473 – P.1104.
- Aldiyarov A., Aryutkina M. and Drobyshev A. IR spectroscopy of ethanol in nitrogen cryomatraces with different concentration ratios // Low Temp. Phys. – 2011. – Vol. 37. – P. 524.
- Drobyshev A., Abdykalykov K., and Aldiyarov A. IR spectra of water polyaggregates in a nitrogen cryomatrix // Low Temp. Phys. – 2007. – Vol.33 (8). – P.699.
- Drobyshev A., Aldiyarov A., Korshikov E., Kurnosov V., and Sokolov D. On the problem of the existence of a supercooled liquid phase of cryovacuum ethanol condensates // Phys. Sol. Stat. – 2012. – 54 (7). – P.1475-1479.
- Bermejo F.J., Bustinduy I., González M.A., Chong S.H., Cabrillo C., and Cox S.F.J. Critical dynamics near the glass transition as explored with muon spin relaxation // Phys. Rev. – 2004. – Vol.B 70. – P.214202.
- Cabrillo C.F., Bermejo J., Bustinduy I., González M.A., Chong S.H., and Cox S.F.J. Partial ordering of supercooled liquid ethanol into a rotator-phase crystal as an entropy-driven transition // Phys. Rev. – 2001. – Vol.B 64. – P.252-255.

- Efimov V., Izotov A., Mezhov-Deglin L., Nesvizhevskii V., Rybchenko O., and Zimin A. Structural and phase transitions in nanocluster ethanol samples at low temperatures//Low Temperature Physics/Fizika Nizkikh Temperatur – 2015. – Vol.41. – P.603.
- Krivchikov A.I., Yushchenko A.N., Manzhelii V.G., and Korolyuk O.A., Bermejo F.J., Fernández-Perea R., Cabrillo C., González M.A. Scattering of acoustic phonons in disordered matter: A quantitative evaluation of the effects of positional versus orientational disorder // Phys. Rev. – 2006. – Vol.B 74. – P.060201.
- Chua Y.Z., Tylinski M., Tatsumi S., Ediger M.D., and Schick C. Glass transition and stable glass formation of tetrachloromethane // J. of Chem. Phys. – 2016. – Vol.144. – P.244503.
- Chapados C. Infrared Spectra and Structures of Solid CH₄ and CD₄ in Phases I and II//Can. Jour. of Chem. – 2011. – P.3521.
- Satorre M.A., Domingo M., Millan C., Luna R., Vilaplana R., and Santonja C. Density of CH₄, N₂ and CO₂ ices at different temperatures of deposition//Planetary and Space Science – 2008. – Vol.56. – P.1748.

References

- G. Pablo Debenedetti and Frank H. Nature 410 , 259 (2001)
- M.D. Ediger, C.A. Angell and Sidney R. Nagel. J. Phys. Chem. 100, 13200 (1996). DOI: 10.1021/jp953538d
- Y.Z. Chua, M. Tylinski, S. Tatsumi, M. D. Ediger, and C. Schick, J. Chem. Phys. 144, 244503 (2016). <https://doi.org/10.1063/1.4954665>
- G. Pablo Debenedetti. J. Phys. Condens. Matter 15, R1669 (2003)
- G.P. Johari. J. Chem. Phys. 102, 6224 (1995)
- O. Haida, H. Suga, and S. Seki, J. Chem. Thermodynamics 9, 1133 (1977)
- M.A. Ramos, I.M. Shmyt'ko, E.A. Arnaudova, R.J. Jimernez-Rioboro, V. Rodríguez-Mora, S. Vieira and M.J. Capitán. J. of Non-Crys. Solids 352, 4769 (2006)
- W. Francis Starr, Marie-Claire Bellissent-Funel and H. Eugene Stanley. Phys. Rev. E 60, 1084 (1999)
- K.P. Stevenson, Greg A. Kimmel, Z. Dohnalek, R. Scott Smith and Bruce D. Kay. Science 283, 1505 (1999)
- M. Brunelli, and A.N.Fitch, Zeitschrift fur kristallographie 217 (7-8), 395 (2002). <https://doi.org/10.1524/zkri.217.7.395.23638>
- P. Jenniskens, S. F. Banham, D. F. Blake and M. R. S. McCoustra, J. Chem. Phys. 107, 1232 (1997). <https://doi.org/10.1063/1.474468>
- Robin J. Speedy, Pablo G. Debenedetti, R. Scott Smith, C. Huang, and Bruce D. Kay. J. Chem. Phys. 105 (1), 240 (1996)
- L. Hornekær, A. Baurichter, V. V. Petrunin, A. C. Luntz, Bruce D. Kay and A. Al-Halabib. J. Chem. Phys. 122, 124701 (2005)
- R. Scott Smith, Z. Dohnalek, Greg A. Kimmel, K.P. Stevenson and Bruce D. Kay . The Chemical Physics 258, 291 (2000)
- P. Jenniskens and D. F. Blake. The Astrophysical Journal, 473, 1104 (1996)
- A. Aldiyarov, M. Aryutkina, and A. Drobyshev, Low Temp. Phys. 37 (6), 524 (2011). <https://doi.org/10.1063/1.3622633>
- A. Drobyshev, K. Abdykalykov, and A. Aldiyarov, Low Temp. Phys. 33 (8), 699 (2007). DOI: 10.1021/jp9640383
- A. Drobyshev, A. Aldiyarov, E. Korshikov, V. Kurnosov, and D. Sokolov, Phys. Sol. Stat 54 (7), 1475-1479 (2012)
- F.J. Bermejo, I. Bustinduy, M.A. González, S.H. Chong, C. Cabrillo, and S.F.J. Cox, Phys. Rev. B 70, 214202 (2004)
- C. Cabrillo F., J. Bermejo, I. Bustinduy, M. A. González, S. H. Chong, and S. F. J. Cox. Phys. Rev. B 64, 064206 (2001)
- V. Efimov, A. Izotov, L. Mezhov-Deglin, V. Nesvizhevskii, O. Rybchenko, and A. Zimin. Low Temperature Physics/Fizika Nizkikh Temperatur 41, 603 (2015)
- A. I. Krivchikov, A. N. Yushchenko, V. G. Manzhelii, and O. A. Korolyuk F. J. Bermejo, R. Fernández-Perea, C. Cabrillo, M.A. González. Phys. Rev. B 74, 060201 (2006)
- Y.Z. Chua, M. Tylinski, S. Tatsumi, M.D. Ediger, and C. Schick. J. of Chem. Phys. 144, 244503 (2016)
- C. Chapados, Can. Jour. of Chem. 3521 (2011)
- M.A. Satorre, M. Domingo, C. Millan, R. Luna, R. Vilaplana, and C. Santonja, Planetary and Space Science 56, 1748 (2008)

2-бөлім

ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА.

АСТРОФИЗИКА

Раздел 2

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА.

АСТРОФИЗИКА

Section 2

THEORETICAL PHYSICS.

ASTROPHYSICS

МРНТИ 27.21.21

Джунушалиев В.Д., Проценко Н.А.*

НИИЭТФ, кафедра теоретической и ядерной физики,
Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: ninok94kaz@mail.ru

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД ПРОВЕРКИ НЕАБЕЛЕВОЙ МОДЕЛИ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

В данной статье предлагается метод экспериментальной проверки одной из моделей темной материи, в которой темной материей является классическое неабелево $SU(3)$ калибровочное поле Янга-Миллса. Предлагаемый метод основан на анализе движения цветных заряженных частиц в неабелевом $SU(3)$ калибровочном поле Янга – Миллса. Для анализа такого движения используются уравнения Вонга, которые являются обобщением 2-ого закона Ньютона для частиц, имеющих цветной заряд. Рассмотрен механизм для обрезания классических калибровочных полей в пространстве, учитывая квантовые эффекты. Проведена оценка значения напряженности, а также потенциала цветного электрического поля в галактике. Получено решение уравнений Вонга, описывающее движение цветного заряда в неабелевой модели темной материи. На этой основе предлагается метод экспериментальной проверки неабелевой модели темной материи.

Ключевые слова: темная материя, уравнения Вонга, уравнения Янга – Миллса, цветные частицы, неабелево калибровочное поле.

Dzhunushaliev V.D., Protsenko N.A.*

IETP, Department of Theoretical and Nuclear Physics,
Kazakh National University, al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, *e-mail: ninok94kaz@mail.ru

The experimental method for testing a non-Abelian dark matter model

A method of experimental verification of non – Abelian dark matter model where the dark matter is a classic non-Abelian $SU(3)$ gauge field Yang – Mills is proposed. The method is based on the analysis of motion of charged particles in the colored non – Abelian gauge field. For the analysis of the motion we use Wong equations that are the generalization of the second Newton law for particles with a color charge. The field strengths values were evaluated in the colored electric field in the galaxy. A mechanism for cutting off classical gauge fields in space is considered, taking into account quantum effects. The value of the strength, as well as the potential of the colored electric field in the galaxy, is estimated. A solution of the Wong equations describing the motion of a color charge in a non-Abelian model of dark matter is obtained. On this basis, a method is proposed for experimental verification of a non-Abelian model of dark matter.

Key words: dark matter, Yang – Mills equations, colored particles, non-Abelian gauge field.

Джунушалиев В.Д., Проценко Н.А.*

ЭТФГЗИ, Теориялық және ядролық физика кафедрасы,
әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: ninok94kaz@mail.ru

Қара материяның неабельді үлгісін тексеруге арналған тәжірибелесі

Бұл мақалада қара материяның бір модельін эксперименттік әдіспен тексеру үсынылған. Қара дene деңгейде түрган Янга-Миллстің классикалық неабелев $SU(3)$ калибрлік өрісі. Үсынылған әдіс Янга-Миллстің неабелев $SU(3)$ калибрлік өрісіндегі түрлі-түсті зарядталған бөлшектердің қозғалысын

талдауға негізделген. Мұндай қозғалысты талдау үшін, түрлі-түсті зарядтарға ие бөлшектерге арналған Ньютонның 2-занының толықтырмасы болып табылатын, Вонга теңдеуі қолданылады. Кеністікте классикалық калибрлік өрісті, кванттық эффектті ескере отырып, бөлу механизмі қарастырылған. Кернеулік мәнінің бағасы мен галактикадағы түрлі-түсті электр өрісінің потенциалы қарастырылған. Осы негізде қаранды материяның әлемдік емес моделін эксперименттік тексеру әдісі ұсынылған.

Түйін сөздер: Вонг теңдеулері, Янг – Миллс теңдеулері, неабельдік өріс, түсті бөлшек, қара материя.

Введение

В настоящее время считается, что помимо обычного видимого вещества во Вселенной должно присутствовать и некоторое другое гравитационное вещество. Существует ряд астрономических доказательств в пользу его существования [1]. В частности, это касается измерения кривых галактического вращения. Согласно ньютоновской теории гравитации, круговая скорость u объекта на устойчивой кеплеровской орбите с радиусом r является $u(r) \propto \sqrt{M(r)/r}$, где $M(r)$ это масса, заключенная в сфере радиуса r . Тогда при выполнении наблюдений в области, лежащей за пределами видимой границы галактики, где $M = \text{const.}$, можно было ожидать, что скорость $u(r) \propto 1/\sqrt{r}$. Однако астрономические наблюдения показывают, что во внешних областях галактик u становится приблизительно постоянной. Это означает, что вокруг галактик существует ореол, внутри которого плотность массы ведет себя как $\rho(r) \propto 1/r^2$ и масса $M(r) \propto r$. Кроме того, измерения пекулярных скоростей галактики в кластерах и эффекты, связанные с гравитационным линзированием безусловно, указывают на то, что эти наблюдательные следствия также не могут быть объяснены только наличием обычного видимого вещества.

Теоретическое моделирование указанных наблюдательных эффектов обычно выполняется в рамках двух основных подходов. Во-первых, предполагается, что в галактиках и их скоплениях доминирующей формой вещества является некоторая невидимая форма, называемая темной материею (для общего обзора, посвященного данной теме, см. [2]). Считается, что в настоящее время во Вселенной ТМ составляет порядка 25% от полной массы всех форм материи. Истинная природа темной материи остается до сих пор неизвестной. Предполагается, что она состоит из каких-то экспериментально пока неоткрытых частиц [3, 4]. Это не могут быть барионы, поскольку в этом случае

космический микроволновой фон и крупномасштабная структура Вселенной были бы радикально другими. Поэтому, в качестве кандидатов на роль частиц ТМ предлагаются различные частицы, которые либо слабо, либо совсем не взаимодействуют с электромагнитным излучением (аксионы, стерильные нейтрино, гравитино, слабо взаимодействующие массивные частицы, и т.д.). При этом предполагается, что такие частицы могут кластерироваться на масштабах, порядка размеров галактик и их скоплений [5].

Второе направление моделирования темной материи связано с предположением, что на галактических масштабах сами теории гравитации (ニュートоновская или эйнштейновская) требуют определенной модификации [6, 7]. За счет этого удается объяснять отмеченные выше наблюдательные эффекты без привлечения гипотезы о наличии в галактиках ТМ.

В итоге видно, что объяснение наблюдательных фактов неизбежно требует либо введения новых, экспериментально пока не открытых форм материи, либо модификации самой теории гравитации. В данной статье мы работаем в рамках первого подхода, предполагая, что в галактиках может иметься специальная форма ТМ, моделируемая цветными полями [8-10] в рамках классической неабелевой калибровочной теории Янга – Миллса [11-13]. В [8-10] показано, что можно получить такое распределение калибровочного поля, которое адекватно описывает универсальную кривую вращения спиральных галактик. Работая в рамках этой модели, мы исследуем влияние цветной ТМ на движение пробных цветных частиц (монополей или кварков) [14, 15]. Цветная темная материя описывается специальным анзацем, позволяющим получать регулярные статические решения SU(3) уравнений Янга-Миллса [16, 17]. Невидимость такой ТМ обеспечивается тем, что цветные частицы взаимодействуют с обычным (барионным) веществом и электромагнитным излучением только гравитационно [18, 19]. Нашей целью является оценка влияния такого рода

ТМ на движение пробных частиц типа монополя 'т Хоофта – Полякова или уединенного кварка [20]. Для описания движения этих частиц мы используем уравнения Вонга [21-25], в которых мы используем напряженности цветных электрических и магнитных полей, значения которых мы оценили путем сравнения массы ТМ с массой неабелевых полей.

Статья организована следующим образом. В разделе II, представлено общее описание модели неабелевой темной материи. В разделе III, рассмотрен способ тестирования такой модели ТМ, в пределах которой напряженности сильных полей оцениваются на краю галактики (раздел III А) а также представлены аналитические решения уравнений Вонга (раздел III В). Наконец, в разделе IV, мы суммируем полученные результаты и даем некоторые комментарии к рассматриваемой модели ТМ.

Неабелева модель темной материи

В этом разделе мы следуем статьям [8-10], в которых ТМ описывается как классическое неабелево поле.

A. Общие уравнения

Мы предполагаем, что галактика погружена в сферу, состоящую из SU(3) калибровочного поля. Моделирование ТМ осуществляется с использованием классического SU(3) уравнения Янга-Миллса

$$D_\mu F_{\mu\nu}^a = 0, \quad (1)$$

где $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ является тензором поля Янга-Миллса, A_ν^a – SU(3) калиб-

$$A_0^2 = -2 \frac{z}{gr^2} \chi(r) \quad A_0^5 = 2 \frac{y}{gr^2} \chi(r) \quad A_0^7 = -2 \frac{x}{gr^2} \chi(r) \quad (4)$$

$$A_i^2 = 2 \frac{\epsilon_{3ij} x^j}{gr^2} [h(r) + 1] \quad A_i^5 = -2 \frac{\epsilon_{2ij} x^j}{gr^2} [h(r) + 1] \quad A_i^7 = 2 \frac{\epsilon_{1ij} x^j}{gr^2} [h(r) + 1] \quad (5)$$

$$A_i^a = \lambda_{ajk} (\epsilon_{ilk} x^j + \epsilon_{ilj} x^k) \frac{x^l}{gr^3} v(r), \quad A_0^a = \frac{1}{2} (\lambda_{aij} + \lambda_{aji}) x^i x^j \frac{w(r)}{gr^3} \quad (6)$$

Здесь компоненты калибровочного поля $A_\mu^{2,5,7} \in \text{SU}(2) \subset \text{SU}(3)$; $i, j, k = 1, 2, 3$ – пространственные индексы; ϵ_{ijk} – есть полностью

ровочный потенциал, $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ – пространственно-временные индексы, g – константа связи и f^{abc} – являются SU(3) структурными константами.

Чтобы экспериментально проверить такую модель ТМ, рассмотрим движение цветных заряженных частиц (монополей или одиночных夸克), помещенных в это калибровочное поле. Заряженные цветные частицы являются неабелевым обобщением классического электрического заряда в калибровочных теориях Янга-Миллса. Они характеризуются цветным зарядом T_a , где $a = 1, 2, \dots, 8$ – цветной индекс. Движение цветной частицы с массой m под действием внешнего цветного электрического и магнитного полей описывается уравнениями Вонга [21]

$$mc \frac{d^2 x^\mu}{ds^2} = -g \hbar F_a^{\mu\nu} T_a \frac{dx_\nu}{ds}, \quad (2)$$

$$\frac{dT_a}{ds} = -g f_{abc} A_\mu^b \frac{dx^\mu}{ds} T_c \quad (3)$$

Правая часть уравнения (2) является цветным обобщением силы Лоренца из электродинамики Максвелла, а правая часть, (3) описывает вращение вектора T_a в пространстве цветных зарядов.

B. Распределение цветной темной материи

Для решения уравнений Янга-Миллса (1) мы используем следующий статический анзац для классического SU(3) калибровочного поля A_μ^a [22]:

антисимметричный символ Леви-Чивита; λ_{ajk} – матрицы Гелл-Манна; $\chi(r), h(r), v(r)$, и $w(r)$ – некоторые неизвестные функции. Этот анзац

написан в декартовой системе координат x, y, z с $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$.

Подставив (4)-(6) в (1) и для простоты приняв $\chi(r) = h(r) = 0$, можно получить следующий набор уравнений для функций v и w :

$$x^2 w'' = 6wv^2 \quad (7)$$

$$x^2 v'' = v^3 - v - vw^2 \quad (8)$$

Здесь штрих обозначает дифференцирование по безразмерному радиусу $x = r/r_0$, r_0 –

$$\varepsilon_{DM}(r) = -F_{0i}^a F^{a0i} + \frac{1}{4} F_{ij}^a F^{aij} = \frac{1}{g^2 r_0^4} \left[4 \frac{v'^2}{x^2} + \frac{2}{3} \frac{(xw' - w)^2}{x^4} + 2 \frac{(v^2 - 1)^2}{x^4} + 4 \frac{v^2 w^2}{x^4} \right] \quad (11)$$

где выражение в квадратных скобках соответствует безразмерной плотности энергии.

Учитывая асимптотические решения (9) и (10), можно показать, что рассматриваемое распределение калибровочного поля имеет бесконечную энергию, как следствие асимптотического поведения плотности энергии (11) (для подробностей см. [10]). Следовательно, для такого пространственного распределения классических калибровочных полей необходимо иметь некоторый механизм обрезания.

По нашему мнению, это может быть сделано следующим образом. Как видно из уравнений (9) и (10), калибровочные потенциалы это осциллирующие функции, частота которых возрастает с увеличением расстояния. На больших расстояниях от центра частота таких колебаний становится настолько большой, что уже необходимо учитывать квантовые флуктуации. Таким образом, на некотором расстоянии от начала координат калибровочное поле должно пройти переход от классического состояния к квантовому. В свою очередь, квантованные поля очень быстро переходят к своему нулевому вакуумному ожидаемому значению. Тогда, расстояние,

некоторая константа. Асимптотическое поведение функций $v(x)$ и $w(x)$ при $x \gg 1$ следующее:

$$v(x) \approx A \sin(x^\alpha + \phi_0), \quad (9)$$

$$w(x) \approx \pm \left[\alpha x^\alpha + \frac{\alpha - 1}{4} \frac{\cos(2x^\alpha + 2\phi_0)}{x^\alpha} \right], \quad (10)$$

где ϕ_0 и α – постоянные, и $A^2 = \alpha(\alpha - 1)/3$.

Соответствующая плотность энергии ТМ для системы, которая описывается уравнениями (7) и (8) имеет следующий вид:

при котором переход от классического состояния к квантовому, можно рассматривать как радиус обрезания, до которого решения уравнений (7) и (8) остаются действительными. Кроме того, очень важно заметить, что калибровочное поле в вакуумном состоянии должно быть описано непертурбативным образом (см. ниже в II D).

C. Невидимость цветовых полей

Скажем несколько слов об основной черте любой темной материи – ее невидимости. В рамках рассматриваемой модели ТМ невидимость достигается очень простым способом: цветное вещество SU(3) (темная материя в контексте данной статьи) является невидимым, поскольку цветное калибровочное поле взаимодействует с цветными заряженными частицами. Но в настоящее время частицы, обладающие SU(3) цветным зарядом пока еще экспериментально не зарегистрированы. В принципе, в качестве кандидата для таких частиц можно рассматривать SU(3) монополи.

SU(3) лагранжиан, описывающий кварки, взаимодействующие с SU(3) неабелевым калибровочным полем имеет следующий вид:

$$L_{QCD} = -\frac{1}{2} \text{Tr}(F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}) + \sum_k^n \bar{q}_k (i\gamma^\mu D_\mu - m_k) q_k, \quad (12)$$

где

$$D_\mu q = (\partial_\mu - igA_\mu)q, \quad A_\mu = \sum_{b=1}^8 A_\mu^b \frac{\lambda^b}{2} \quad (13)$$

(здесь калибровочный потенциал A_μ представлен в матричной форме). Слагаемое $i g A_\mu q$ в уравнении (13) показывает, что SU(3) цветное поле взаимодействует только с кварками. Но, как мы знаем, свободные кварки в природе не наблюдаются. Все другие формы материи бесцветны, включая барионную материю (вследствие удержания кварков в адронах) и фотоны. Поэтому, рассматриваемая здесь цветная ТМ не взаимодействует с ними напрямую и может наблюдаться только благодаря взаимодействию с гравитационным полем. Интересно, что в этом отношении проблема темной материи в астрофизике связана с проблемой конфайнмента в физике высоких энергий.

D.Переход от классической фазы к квантовой

Ранее мы упоминали, что для описания темной материи мы используем классическое $SU(3)$ калибровочное поле, которое на некотором расстоянии от центра переходит в квантовую фазу. Без такого перехода полная энергия ТМ в этой

модели, была бы бесконечна. Ниже мы хотим показать, что при учете непертурбативных квантовых эффектов, энергия становится конечной. В этом разделе рассматривается возможность введения механизма для обрезания распределения классических калибровочных полей на некотором расстоянии от центра галактики.

Для этого воспользуемся принципом неопределенности Гейзенберга, согласно которому

$$\frac{1}{c} \Delta F_{ti}^a \Delta A^{ai} \Delta V \approx \hbar. \quad (14)$$

Здесь ΔF_{ti}^a – квантовые флуктуации цветного электрического поля, F_{ti}^a ; ΔA^{ai} – квантовые флуктуации цветного потенциала, A^{ai} ; ΔV – это объем, в котором происходят квантовые флуктуации ΔF_{ti}^a и ΔA^{ai} .

Используя анзац (4) – (6), мы получаем следующие компоненты калибровочного потенциала, записанные в сферических координатах:

$$A_t^a = \frac{1}{gr} \{ w(r) \sin^2 \theta \sin(2\varphi); -2\chi(r) \cos \theta; w(r) \sin^2 \theta \cos(2\varphi); w(r) \sin(2\theta) \cos \varphi; \\ 2\chi(r) \sin \theta \sin \varphi; w(r) \sin(2\theta) \sin \varphi; -2\chi(r) \sin \theta \cos \varphi; -w(r) \frac{1 + 3 \cos(2\theta)}{2\sqrt{3}} \}; \quad (15)$$

$$A_r^a = 0; \quad (16)$$

$$A_\theta^a = \frac{1}{g} \{ -2v(r) \cos(2\varphi) \sin \theta; 0; 2v(r) \sin \theta \sin(2\varphi); \\ 2v(r) \cos \theta \sin \varphi; 2[1 + h(r)] \cos \varphi; \\ -2v(r) \cos \theta \cos \varphi; 2[1 + h(r)] \sin \varphi; 0 \}; \quad (17)$$

$$A_\varphi^a = \frac{1}{g} \{ v(r) \sin \theta \sin(2\theta) \sin(2\varphi); -2[+h(r)] \sin^2 \theta; 2v(r) \sin^2 \theta \cos \theta \cos(2\varphi); \\ v(r) \cos \varphi (\sin(3\theta) - \sin \theta); -[1 + h(r)] \sin(2\theta) \sin \varphi; 2v(r) \cos(2\theta) \sin \theta \sin \varphi; \\ [1 + h(r)] \sin(2\theta) \cos \varphi; \sqrt{3}v(r) \sin \theta \sin(2\theta) \}. \quad (18)$$

Используя эти компоненты и учитывая, что в нашем случае $h(r) = \chi(r) = 0$, можно увидеть, что существуют всего три ненулевые компоненты тензора цветного электромагнитного поля $F_{t\theta}^2, F_{t\varphi}^5$ и $F_{t\varphi}^7$, которые могут входить в левую часть соотношения (14),

причем все они $\propto vw/(gr)$. Для наших целей можно использовать либо все три компоненты, либо выбрать любую одну из них, что позволит упростить выкладки и дать требуемую нам грубую оценку. Поэтому воспользуемся в (14) следующей компонентой:

$$E_\theta^2 = F_{t\theta}^2 = -\frac{2}{g} \sin\theta \frac{vw}{r}. \quad (19)$$

Вводим физическую компоненту $\tilde{F}_{t\theta}^2$,

$$|\tilde{F}_{t\theta}^2| = \sqrt{|F_{t\theta}^2 F^{2t\theta}|} = \frac{2}{g} \sin\theta \frac{vw}{r^2}. \quad (20)$$

Тогда, опуская численный множитель, флуктуации электрического поля SU(3) будут следующими

$$\Delta \tilde{F}_{t\theta}^2 \approx \frac{1}{g} \frac{1}{r^2} (\Delta v w + v \Delta w). \quad (21)$$

В свою очередь, из уравнений (15)-(18), мы имеем

$$A_\theta^2 = 0, \quad A_\theta^{1,3,4,6} \propto \frac{1}{g} v. \quad (22)$$

Вводим физические компоненты

$$|\tilde{A}_\theta^{1,3,4,6}| = \sqrt{A_\theta^{1,3,4,6} A^{1,3,4,6\theta}} \approx \frac{1}{g} \frac{v}{r}, \quad (23)$$

мы предполагаем, что

$$\Delta \tilde{A}_\theta^2 \approx \Delta \tilde{A}_\theta^{1,3,4,6} \approx \frac{1}{g} \frac{\Delta v}{r}. \quad (24)$$

Далее, период пространственных колебаний в $r \gg r_0$ можно определить следующим образом

$$(x + \lambda)^\alpha - x^\alpha \approx \alpha \frac{\lambda}{x^{1-\alpha}} = 2\pi; \\ x = \frac{r}{r_0}. \quad (25)$$

Предположим, что расстояние, на котором классическое цветовое поле SU(3) становится квантовым, определяется как радиус, где величина квантовых флуктуаций поля, заключенного в объеме

$$\Delta V = 4\pi r^2 \Delta r \\ \text{with } \frac{\Delta r}{r_0} \approx \lambda \approx \frac{1}{\alpha} \frac{2\pi}{x^{\alpha-1}} \quad (26)$$

становятся сравнимыми с величинами этого классического поля. То есть, на расстоянии перехода, мы предполагаем, что

$$\Delta v \approx v, \quad \Delta w \approx w. \quad (27)$$

Подставляя уравнения (9), (10), (21), (24), (26), и (27) в (14), мы получаем

$$\left(\frac{g'}{A}\right)^2 \approx 2\pi, \quad (28)$$

где $g' = \sqrt{\hbar c / 4\pi} g$ – безразмерная константа связи, подобно постоянной тонкой структуры в квантовой электродинамике $\alpha = e^2/\hbar c$. В квантовой хромодинамике, $\beta = 1/g'^2 \gtrsim 1$. Если мы выбираем $g' \approx 1$ и $A \approx 0.4$ (это значение следует из численных расчетов [8-10]), тогда получаем

$$\left(\frac{g'}{A}\right)^2 \approx 6.25, \quad (29)$$

что сопоставимо с $2\pi \approx 6.28$.

Таким образом, мы показали, что если условие (28) выполняется на некотором расстоянии от центра, то происходит переход от классической фазы к квантовой. К сожалению, полученная приблизительная оценка не позволяет нам вычислить радиус, на котором происходит такой переход. Для поиска такого радиуса, необходимо иметь *nonperturbative* квантовые методы, которые отсутствуют на данный момент.

Расчет движения цветной заряженной частицы для проверки неабелевой модели темной материи

A. Оценка значений напряженности и потенциала калибровочного поля

Мы предлагаем здесь подход, который позволяет нам тестировать модель ТМ, описанную выше, основанный движении цветной заряженной частицы (монополя или одиночного кварка) под действием цветных электромагнитных полей. Для этого мы будем использовать уравнения Вонга (2) и (3). Чтобы упростить их, мы ограничимся рассмотрением траектории частицы, движущейся в экваториальной плоскости (т.е., при $\theta = \pi/2$) на фиксированном расстоянии от центра $r = \text{const}$. При этом, поскольку размеры экспериментальной установки много меньше размеров галактики, можно также положить угловую координату $\varphi \approx 0$. В этом случае потенциалы и напряженности полей

будут выглядеть особенно просто. Учитывая все это, выпишем имеющиеся ненулевые компоненты напряженности электромагнитного цветного поля и калибровочного потенциала:

$$E_\theta^2 = E_\phi^5 = -\frac{2vw}{gr}, \quad (30)$$

$$E_r^3 = \sqrt{3}E_r^8 = -\frac{rw' - w}{gr^2},$$

$$-H_\phi^1 = H_\theta^4 = \frac{2v'}{g}, \quad (31)$$

$$H_r^7 = \frac{2}{gr^2}(v^2 - 1),$$

$$A_\theta^1 = A_\phi^4 = -\frac{2v}{g}, \quad A_t^3 = \sqrt{3}A_t^8 = \frac{w}{gr}, \quad (32)$$

где функции v и w возникающие здесь, являются асимптотическими решениями уравнений Янга-Миллса, заданных уравнениями (9) и (10).

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{DM}} = -\frac{1}{2}(E_i^a E^{ai} + H_i^a H^{ai}) &\approx -\frac{1}{2}(E_\theta^2 E^{2\theta} + E_\phi^5 E^{5\phi} + E_r^3 E^{3r} + E_r^8 E^{8r} + H_\theta^4 H^{4\theta} + H_\phi^1 H^{1\phi}) \\ &\approx \frac{1}{g^2 r^4} \left[\frac{2}{3} (rw' - w)^2 + 4r^2 v'^2 + 4v^2 w^2 \right]. \end{aligned} \quad (35)$$

Здесь $E_i^a = F_{0i}^a$ – является хромоэлектрическим полем и $H_i^a = \frac{1}{2}\sqrt{-g}\epsilon_{ijk}F^{ajk}$ – хромомагнитное поле. Выражение (35) соответствует плотности энергии (11), в которой используются асимптотические решения (9) и (10) и оставлены только слагаемые, дающие лидирующий вклад.

С другой стороны, плотность энергии ТМ можно оценить из следующего выражения (для простоты предположим, что электрическое и магнитное поля распределены однородно)

$$M_{\text{DM}} \approx \frac{4}{3}\pi r_g^3 \frac{\varepsilon_{\text{DM}}}{c^2}. \quad (36)$$

Сравнивая выражения (34) и (36) и, пренебрегая массой видимой компоненты M_v по сравнению с M_{DM} , мы можем получить следующие приблизительные оценки напряженности поля:

Чтобы оценить величины цветных полей, применяем закон тяготения Ньютона, который дает следующее соотношение для пробной частицы, расположенной вблизи края галактики и вращающейся вокруг его центра с круговой скоростью u :

$$\frac{u^2}{r_g} = \gamma \frac{M}{r_g^2}. \quad (33)$$

Здесь γ -Ньютоновская гравитационная постоянная $M = M_v + M_{\text{DM}}$ – общая масса галактики, включая массу видимой, M_v , и темной, M_{DM} , материи; r_g – радиус галактики. Из этого соотношения находим массу ТМ как

$$M_{\text{DM}} = \frac{u^2}{\gamma} r_g - M_v. \quad (34)$$

Радиальное распределение плотности энергии цветного электромагнитного поля, описывающего ТМ, равно

$$\begin{aligned} \tilde{E}_\theta^2 \approx \tilde{E}_\phi^5 \approx \tilde{E}_r^3 \approx \tilde{E}_r^8 \approx \tilde{H}_\theta^4 \approx \tilde{H}_\phi^1 \approx \\ \approx B \quad c \quad B = \sqrt{\frac{3}{4\pi\gamma}} c \frac{u}{r_g}, \end{aligned} \quad (37)$$

где физические компоненты полей

$$\tilde{E}_\theta^2 = \sqrt{E_\theta^2 E^{2\theta}} = \frac{2vw}{gr^2},$$

$$\tilde{E}_\phi^5 = \sqrt{E_\phi^5 E^{5\phi}} = \frac{2vw}{gr^2},$$

$$\tilde{E}_r^3 = \sqrt{E_r^3 E^{3r}} = \frac{rw' - w}{gr^2}, \quad (38)$$

$$\tilde{E}_r^8 = \sqrt{E_r^8 E^{8r}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{rw' - w}{gr^2},$$

$$\tilde{H}_\theta^4 = \sqrt{H_\theta^4 H^{4\theta}} = \frac{2v'}{gr},$$

$$\tilde{H}_\varphi^1 = \sqrt{H_\varphi^1 H^{1\varphi}} = \frac{2\nu'}{gr}.$$

В свою очередь, используя уравнение (32), можно ввести следующие физические компоненты для потенциала:

$$\begin{aligned}\tilde{A}_\theta^1 &= \sqrt{A_\theta^1 A^{1\theta}} = \frac{\nu}{gr}, \\ \tilde{A}_\varphi^4 &= \sqrt{A_\varphi^4 A^{4\varphi}} = \frac{\nu}{gr}, \\ \tilde{A}_t^3 &= \sqrt{A_t^3 A^{3t}} = \frac{w}{gr}, \\ \tilde{A}_t^8 &= \sqrt{A_t^8 A^{8t}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{w}{gr}.\end{aligned}\tag{39}$$

Полученные оценочные выражения будут использованы ниже при рассмотрении процесса движения пробных частиц в заданных цветовых полях.

B. Решение уравнений Вонга

Как упоминалось ранее, мы предполагаем, что размер экспериментальной установки для изучения движения цветных заряженных частиц намного меньше, чем радиус галактики. При этом, исходя из предположения, что скорости тестовых частиц много меньше скорости света,

нам достаточно рассмотреть нерелятивистский предел уравнений Вонга. В этом случае $ds \approx cdt$, мы имеем уравнения (2) и (3) :

$$m \frac{d^2x^i}{dt^2} = -g\hbar c F_a^{i0} T_a, \tag{40}$$

$$\frac{dT_a}{dt} = -gc f_{abc} A_0^b T_c. \tag{41}$$

Как и прежде здесь $i = 1, 2, 3$ является пространственным индексом. Как указано в разделе III А мы рассматриваем случай, когда напряженности хромоэлектрического и хромомагнитного поля имеют один и тот же порядок. Это позволило нам пренебречь пространственными компонентами скорости в уравнениях, которые приведены выше. Соответственно, уравнение (40) теперь содержит компоненты F_a^{i0} описывающие только хромоэлектрическое поле, но не члены с хромомагнитным полем. Для простоты удобно решать уравнения (40) и (41) в декартовой системе координат x, y, z , когда координата x направлена вдоль радиуса r , координата y и z – вдоль угловой переменной θ и φ , соответственно. В результате получим следующую систему уравнения, описывающую движение пробной частицы с массой m и динамику вектора цветного заряда T_a :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -g\hbar c E_r^3 \left(T_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} T_8 \right), \quad m \frac{d^2y}{dt^2} = -g\hbar c E_\theta^2 T_2, \quad m \frac{d^2z}{dt^2} = -g\hbar c E_\varphi^5 T_5, \tag{42}$$

$$\frac{dT_1}{dt} = gc A_t^3 T_2, \quad \frac{dT_2}{dt} = -gc A_t^3 T_1, \quad \frac{dT_4}{dt} = gc A_t^3 T_5, \quad \frac{dT_5}{dt} = -gc A_t^3 T_4, \quad \frac{dT_{3,6,7,8}}{dt} = 0. \tag{43}$$

В этих уравнениях численные значения входящих сюда компонент $E_r^3, E_\theta^2, E_\varphi^5$, и A_t^3

берутся из оценок (37) и (39). Уравнения (42) и (43) имеют следующее общее решение:

$$\begin{aligned}x &= x_0 + v_{0x} t - \frac{1}{2} \frac{g\hbar c}{m} E_r^3 \left(T_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} T_8 \right) t^2, \\ y &= y_0 + v_{0y} t + \frac{\hbar}{mgc} \frac{E_\theta^2}{(A_t^3)^2} T_2(t), \quad z = z_0 + v_{0z} t + \frac{\hbar}{mgc} \frac{E_\varphi^5}{(A_t^3)^2} T_5\end{aligned}\tag{44}$$

$$\begin{aligned}T_1(t) &= T_1(0) \cos \omega t + T_2(0) \sin \omega t, & T_2(t) &= T_2(0) \cos \omega t - T_1(0) \sin \omega t, \\ T_4(t) &= T_4(0) \cos \omega t + T_5(0) \sin \omega t, & T_5(t) &= T_5(0) \cos \omega t - T_4(0) \sin \omega t, \\ T_3 &= T_6 = T_7 = T_8 = \text{const.},\end{aligned}\tag{45}$$

где

$x_0, y_0, z_0, v_{0x}, v_{0y}, v_{0z}, T_1(0), T_2(0), T_4(0), T_5(0)$ являются константами интегрирования. Эти решения описывают осцилляции поля с частотой $\omega = g c A_t^3$ плюс переносное движение с заданными начальными скоростями v_{0x}, v_{0y}, v_{0z} направленными вдоль осей x, y, z соответственно. Оценим теперь ускорение цветного заряда. Для этого воспользуемся уравнением (44), из которого имеем:

1. X-компоненты ускорения

$$a_x = \frac{g \hbar c}{m} E_r^3 \left(T_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} T_8 \right). \quad (46)$$

Подставляя в это выражение численную оценку для $E_r^3 = -\tilde{E}_r^3 \approx -B$ [см. уравнения (30), (37), и (38)] и учитывая, что $g = \sqrt{4\pi/(\hbar c)} g'$, получим

$$a_x \approx \sqrt{\frac{3\hbar c^3}{\gamma}} \frac{g' u}{mr_g} \left(T_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} T_8 \right). \quad (47)$$

Если в качестве пробной тестовой частицы выбрать монополь Хоофта – Полякова с массой $m \approx 10^{-8} \text{ г}$, то учитывая, что радиус нашей галактики равен $r_g \approx 10^{23} \text{ см}$ и скорость частиц ТМ на краю галактики $u \approx 2.5 \times 10^7 \text{ см сек}^{-1}$, мы получим

$$a_x \approx 0.03 g' \left(T_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} T_8 \right) \text{ см сек}^{-2}. \quad (48)$$

При выборе $g' \sim 1$ и в предположении, что выражение в скобках тоже ~ 1 , будем иметь величину добавочного ускорения, связанного с наличием цветного поля в окрестности Земли, порядка $3 \times 10^{-3}\%$ ускорения свободного падения на Земле. Очевидно, что для монополей с меньшими массами ускорение будет еще больше.

2. Для оценки ускорений вдоль координат y и z , необходимо вычислить частоту осцилляций ω из (45). Для этого предположим, что численные значения компонент E_θ^2, E_ϕ^5 входящих в (44) приближенно равны численным значениям соответствующих физических компонент $\tilde{E}_\theta^2, \tilde{E}_\phi^5$ из (37) и (38). То есть, мы предполагаем, что $E_\theta^2 = E_\phi^5 \approx B$. Также учитывая (32) и (39), в качестве грубой оценки можно предположить, что

компоненты векторного потенциала $A_t^3 \approx r_g B$. В результате для частоты имеем

3.

$$\begin{aligned} \omega &= g c A_t^3 = \\ &= g' \sqrt{\frac{3c^3}{\gamma \hbar}} u \approx g' \times 10^{40} \text{ sec}^{-1}. \end{aligned} \quad (49)$$

Из этого выражения видно, что цветное поле осциллирует с чрезвычайно большой частотой. Соответственно, за время проведения измерения произойдет настолько много колебаний, что позволяет усреднить функции T_2, T_5 из (45) по этим колебаниям. В результате получаем, $T_2 = T_5 = 0$, и, соответственно, из уравнения (44) имеем

$$y = y_0 + v_{0y} t, \quad z = z_0 + v_{0z} t, \quad (50)$$

т. е. равномерное движение пробной частицы вдоль координат y, z с $a_y = a_z = 0$.

Заключение и замечания

Природа ТМ является одним из ключевых вопросов современных космологии и астрофизики. Наиболее популярной гипотезой является предположение о том, что ТМ состоит из неких частиц, напрямую слабо или совсем не взаимодействующих с обычным (барионным) веществом и электромагнитным излучением. Это приводит к тому, что их экспериментальное обнаружение сопряжено с большими трудностями. В настоящее время проводятся различные эксперименты по прямому и непрямому детектированию частиц темной материи (см., например, [20, 23]) но их результаты пока трудно назвать обнадеживающими. В рамках данной статьи мы предлагаем метод тестирования модели ТМ, состоящей из цветных электрических и магнитных полей описанных в SU(3) теории Янга–Миллса. Помимо гравитационного взаимодействия с другими типами вещества, такие поля могут взаимодействовать напрямую только с цветными заряженными частицами типа монополей или одиночных夸克ов. Если при этом исследовать движение таких частиц в лаборатории на Земле, то в дополнение к гравитационному ускорению наличие такого прямого взаимодействия будет приводить к появлению экстра ускорений, обеспечивающих

цветными полями. Для расчета величины указанных дополнительных ускорений мы воспользовались известными уравнениями Вонга, которые описывают классическое движение неабелевых частиц под действием цветных полей. При этом важным моментом является определение величины напряженности цветных полей в окрестности Земли. Для их грубой оценки мы рассмотрели движение пробных частиц под действием гравитационного поля ТМ в окрестности края галактики. Используя полученные оценки для напряженности, мы нашли общие аналитические решения уравнений Вонга, которые позволяют рассчитать величину дополнительного ускорения. Показано, что она может составлять доли процента от ускорения свободного падения на Земле, что, в принципе, может быть зарегистрировано экспериментально.

Отметим теперь сильные и слабые стороны используемой здесь неабелевой модели темной материи. Прежде всего заметим, что практически все известные модели темной материи предлагают в качестве таковой новые и неизвестные формы материи, до сих пор не обнаруженные экспериментально. Очевидно, что это является слабой стороной этих моделей. Поэтому тот факт, что в рассматриваемой нами модели темной материи в ее качестве выступает хорошо известное неабелево SU(3) калибровочное поле несомненно является сильной стороной такой модели. К слабой стороне рассматриваемой здесь модели ТМ относится предположение о самой возможности присутствия классического

неабелевого поля в масштабах Галактики. Здесь, можно сказать, что принципиальных возражений для существования таких полей не существует. Так, например, существуют классические абелевы U(1) калибровочные электрические и магнитные поля. Поэтому предположение о существовании классических неабелевых полей ничем принципиально не отличается от предположения о существовании классических абелевых полей. На самом деле принципиальная разница заключается в асимптотическом поведении этих полей. Асимптотически абелевы поля имеют кулоновское поведение, а неабелевы поля – некулоновское поведение: они падают медленнее чем $1/r^2$. В этой связи мы на качественном уровне обсуждаем возможное решение этой проблемы (см. II D). С экспериментальной точки зрения проверки слабой стороной неабелевой модели темной материи является фактическое отсутствие тестовых частиц: монополи экспериментально пока не зарегистрированы, свободные кварки (при малых энергиях/температурах) не существуют. Тем не менее, поиск монополей продолжается и, возможно, в будущем они будут экспериментально обнаружены.

Благодарность

Авторы с благодарностью отмечают поддержку, предоставленную грантом BR05236322 Министерства Образования и Науки Республики Казахстан.

Литература

- Freese K. Status of Dark Matter in the Universe // Int.J.Mod.Phys.1. – 2017. – Vol. 06. – P. 325.
 Bertone G et al. Particle Dark Matter, Models and Searches. – Cambridge University Press. – 2010.
 Blum K., Cliche M., Lee S.J. WIMP Dark Matter through the Dilaton Portal // JHEP. – 2015. – Vol. 03. – P. 099.
 Charles H. Line weaver. A younger age for the universe//Science. – 1999. – Vol. 284. – pp. 1503-1507
 Toloba E., Lim S., Pen E. Dark Matter in Ultra-Diffuse Galaxies in the Virgo Cluster from their Globular Cluster Populations // Astrophys. J. – 2018. – Vol. 856. – P. L31.
 Bekenstein J. and Milgrom M. Does the missing mass problem signal the breakdown of Newtonian gravity? // Astrophys.J. – 1984. – Vol. 286. – P. 7.
 Capozziello S. and De Laurentis M. The dark matter problem from f(R) gravity viewpoint // Annalen Phys. – 2012. – P. 524.
 Dzhunushaliev V. Classical color fields as a dark matter candidate // Central Eur. J. Phys. – 2007. – Vol. 5. – P. 342.
 Dzhunushaliev V. Colored dark matter // Science Echoes.- 2008. – Vol. 4. No. 1. – P. 47-69.
 Dzhunushaliev V. Classical SU(3) Gauge Field as a Dark Matter // Journal of Modern Physics. – 2013. – Vol. 4. – P. 111-120.
 Kitazawa M., and Hatsuda T. Correlations of the energy-momentum tensor via gradient flow in SU(3) Yang-Mills theory at finite temperature // Phys.Rev. – 2017. – Vol. D96. – P. 111502
 Crease R.P. Yang–Mills for historians and philosophers // Mod.Phys.Lett. – 2016. – Vol. A31. – 07. – P. 1630007.
 Kondo K. and Kato S. Quark confinement due to non-Abelian magnetic monopoles in SU(3) Yang-Mills theory // AIP Conf.Proc. – 2012. – Vol. 1492. – P. 221-225.
 Kephart T.W. and Shafi Q. Magnetic Monopoles and Free Fractionally Charged States at Accelerators and in Cosmic Rays // JHEP. – 2017. – Vol. 10. – P. 176

- Sarte P.M., Aczel A.A. and Wiebe C.R. Evidence for the Confinement of Magnetic Monopoles in Quantum Spin Ice // J.Phys.Condens.Matter. – 2017. – Vol. 29. – P. LT01
- Sikivie P., Weiss N. Classical {Yang-Mills} Theory in the Presence of External Sources // Phys.Rev. – 1978. – Vol. D18. – P. 3809
- Horvat D., Viswanathan K.S. SU(3) Gauge Field Configurations in Static, External Sources // Phys.Rev. – 1981. – Vol. D23. – P. 937
- Berezhiani Z., Dolgov A.D., Tkachev I.I. Dark matter and generation of galactic magnetic fields // Eur.Phys.J.. – 2013. – Vol. C73. – P. 2620
- Rosensteel G. and Sparks. SU(3) gauge theory of nuclear rotations // EPL. – 2017. – Vol. 119. – P. 62001
- Gaskins J.M. A review of indirect searches for particle dark matter// Contemp.Phys. – 2016. – Vol. 4. – P. 496.
- Wong S.K. Field and particle equations for the classical Yang-Mills field and particles with isotopic spin // Nuovo Cim. -1970. – A 65. – P. 689.
- Corrigan E., Olive D.I., Farlie D.B. and Nuyts J. Magnetic monopoles in SU(3) gauge theories // Nucl.Phys. – 1976. – Vol. B106. – pp. 475 – 492.
- Billard J., Strigari L. and Figueroa E. Feliciano // Phys.Rev.D. – 2014. – Vol. 89. – P. 023524
- 24 Magazev A.A. Integrability of the Wong Equations in the Class of Linear Integrals of Motion // Russ.Phys.J. - 2016. – Vol. 58, 1816-1825
- Jalilian-Marian J., Sangyong J., Raju V. Wong's equations and the small x effective action in QCD // Phys.Rev. – 2001. – Vol. D63. – P. 036004

References

- K. Freese, Int.J.Mod.Phys., 1, 325-355 (2017). DOI: 10.1142/97898132
- G. Bertone and M. Pospelov, Phys.Rept. Cambridge: Cambridge Univ. Press (2010). DOI: 10.1017/CBO9780511770739
- K. Blum, M. Cliche, S.J. Lee, JHEP 03, 099 (2015). DOI: 10.1007/JHEP03(2015)099
- H. Charles Line weaver, Science 284 ,1503-1507 (1999). DOI: 10.1126/science.284.5419.1503
- E. Toloba, S. Lim, E. Pen, Astrophys.J.,2, L31(2018). DOI: 10.3847/2041-8213/aab603
- J. Bekenstein and M. Milgrom, Astrophys. J. 286, 7-14 (1984). DOI:10.1086/162570
- S. Capozziello and M. De Laurentis, Annalen Phys. 524, 545-578 (2012). DOI: 10.1002/andp.201200109
- V. Dzhunushaliev, Central Eur. J. Phys. 5, 342-350 (2007). DOI: 10.2478/s11534-007-0028-3
- V. Dzhunushaliev, Science Echoes 4, 47-69 (2008).
- V. Dzhunushaliev, J. of Modern Physics 4,111-120 (2013) DOI: 10.4236/jmp.2013.48A010.
- M. Kitazawa, and T. Hatsuda, Phys.Rev., D96, 111502 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevD.96.111502
- R.P. Crease, Mod. Phys. Lett. A31, 1630007 (2016). DOI: 10.1142/S021773231630007X
- Kei-Ichi Kondo and Seikou Kato, AIP Conf. Proc., 1492, 221-225 (2012). DOI: 10.1063/1.4763521
- T.W. Kephart and Q. Shafi, JHEP 10, 176(2017). DOI: 10.1007/JHEP10(2017)176
- P. M. Sarte, A. A. Aczel and C.R. Wiebe, J. Phys. Condens. Matter 29, LT01 (2017). DOI: 10.1088/1361-648X/aa8ec2
- P. Sikivie, N. Weiss, Phys.Rev. D18, 3809 (1978). DOI: 10.1103/PhysRevD.18.3809
- D. Horvat, K.S. Viswanathan, Phys.Rev D23,937 (1981). DOI: 10.1103/PhysRevD.23.937
- Z. Berezhiani, A.D. Dolgov, I.I. Tkachev, Eur. Phys. J. C73 2620 (2013). DOI: 10.1140/epjc/s10052-013-2620-6
- G. Rosensteel and Sparks, EPL 6,119 (2017). DOI: 10.1209/0295-5075
- J.M. Gaskins, Contemp.Phys. 57, 4, 496-525 (2016). DOI: 10.1080/00107514.2016.1175160
- S.K. Wong, Nuovo Cim A 65, 689 (1970). DOI: 10.1007/BF02892134
- E. Corrigan, D.I. Olive, D.B. Farlie and J. Nuyts., Nucl.Phys. 106, 475-492 (1976). DOI: 10.1016/0550-3213(76)90391-6
- J. Billard, L. Strigari and E. Figueroa – Feliciano, Phys.Rev.D89 2, 023524 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevD.89.023524
- A.A. Magazev, Russ. Phys. J., 58, 1816-1825 (2016). DOI: 10.1007/s11182-016-0722 -y
- J. Jalilian-Marian, J. Sangyong, V. Raju, Phys.Rev. D63, 036004 (2001). DOI:10.1103/PhysRevD.63.036004

FTAMP 29.01.11

**Бошқаев Қ.А.* , Қалымова Ж.А., Абдуалиева Н.С.,
Бришева Ж.Н., Таукенова А.С.**

ЭТФЗИ, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: kuantay@mail.ru

**АКСИАЛДЫ-СИММЕТРИЯЛЫ ГРАВИТАЦИЯЛЫҚ ӨРІСТІН
ЭКВАТОРЛЫҚ ЖАЗЫҚТЫҒЫНДА СЫНАҚ ДЕНЕНИҢ
ҚОЗҒАЛЫСЫН АДИАБАТТЫҚ ТЕОРИЯ АРҚЫЛЫ ЗЕРТТЕУ**

Бұл жұмыста сфералық-симметриялы орталық дененің гравитациялық өрісіндегі сынақ, дененің қозғалысы орбитаның векторлық элементтері көмегімен жалпы салыстырмалық теориясында зерттелді. Бұл есеп әдебиетте Шварцшильд есебі деп аталады. Осы есепті шығару үшін Лагранж, Гамильтон формализмдері, орташа атап да, үйіткү теориясы және адабаттық теориясы қолданылды.

Сонымен бірге, сынақ, дененің қозғалысы аксиалды-симметриалы гравитациялық өрісте қарастырылды. Зерттеу нәтижесінде ғаламшарлардың перигелийнің ығысу өрнегі орталық дененің квадрупольдік моментімен толықтырылды. Мұнда квадрупольдік моменттің классикалық түзету мен релятивтік түзетуде үлесі бар екені көрсетілді. Есептеулердің барығы $\sim 1/c^2$ (мұндағы C – жарық жылдамдығы) және $\sim D$ (квадрупольдік момент) жуықтауларда жүргізілді.

Аксиалды симметриялы метрика үшін ғаламшарлардың перигелийлерінің ығысу өрнегін қорытып шығару барысында екі түрлі әдіс қарастырылды. Бірінші жағдайда қозғалыс тендеулерін алу үшін Гамильтонның канондық өрнектері тікелей қолданылса, екінші жағдайда адабаттық инварианттар теориясы жұмылдырылды. Денелер қозғалысының адабаттық теориясы жалпы салыстырмалық теориясы механикасында эволюциялық қозғалысты зерттеуге арналған әдіс болып табылады. Нәтижесінде, екі түрлі әдіспен алынған өрнектердің бір-біріне сәйкес болғаны және адабаттық теорияның бірінші әдіске қарағанда тиімді екені анық көрсетілді.

Макала ақадемик Мейірхан Әбділдиннің туылғанына 80 жыл толуына арналады.

Түйін сөздер: Векторлық элементтер, Шварцшильд метрикасы, квадрупольдік момент, қозғалыс тендеулері, Лагранж формализмі, Гамильтон формализмі, адабаттық, теория.

Boshkayev K.A.* , Kalymova Zh.A., Abdualiyeva N.S., Brisheva Zh.N., Taukenova A.S.

IETP, Al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, *e-mail: kuantay@mail.ru

**Investigation of a test particle motion in the equatorial plane
of the axially symmetric gravitational field in terms of the adiabatic theory**

In this paper the motion of a test particle has been investigated in the gravitational field of a spherically symmetric central body employing the vector elements of orbits within general theory of relativity. In the literature this problem is known as the Schwarzschild problem. In order to solve this problem, we have used the Lagrange's formalism, Hamilton's formalism, averaging method, perturbation theory and adiabatic theory.

The motion of the test particle has also been studied in an axially symmetric gravitational field. As a result the expression for the perihelion shift of planets' orbit has been generalized by the quadruple moment of the central body. It was shown that the quadruple moment has contribution to the classical and relativistic corrections. All calculations have been conducted in approximations of $\sim 1/c^2$ (where c is the speed of light) and $\sim D$ (quadruple moment).

In order to calculate the perihelion shift for the axially symmetric metric two different methods were used. In the first case, Hamilton's canonical expressions have been used directly to obtain the equations of motion, and in the second case the theory of adiabatic invariants has been used. The adiabatic theory of bodies motion is a method for study the evolutionary motions in the mechanics of general theory of relativity. As a result the expressions obtained by two different ways coincided with each other and it was clearly shown that the adiabatic theory is more efficient than the first method.

The article is dedicated to the 80th anniversary of academician Meirhan Abdildin's birth.

Key words: Vector elements, Schwarzschild's metric, quadrupole moment, equations of motion, Lagrangian formalism, Hamiltonian formalism, adiabatic theory.

Бошқаев К.А.* , Калымова Ж.А., Абдуалиева Н.С., Бришева Ж.Н., Таукенова А.С.

НИИЭТФ, Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: kuantay@mail.ru

Исследование движения пробной частицы в экваториальной плоскости аксиально-симметричного гравитационного поля с помощью адиабатической теории

В этой работе было исследовано движение пробного тела в гравитационном поле сферически-симметричного центрального тела с помощью векторных элементов орбиты в общей теории относительности. Эта задача в литературе известна как задача Шварцшильда. Для того, чтобы решить данную задачу были использованы формализм Лагранжа, формализм Гамильтона, метод усреднения, теория возмущения и адиабатическая теория.

Также было рассмотрено движение пробного тела в аксиально-симметричном гравитационном поле. В результате исследований выражение для смещения перигелия планет было дополнено квадрупольным моментом центрального тела. Было показано, что квадрупольный момент имеет вклад в классической и релятивистской поправках. Все расчеты были проведены в приближениях $\sim 1/c^2$ (где, c – скорость света) и $\sim D$ (квадрупольный момент).

При вычислении смещения перигелия планет для аксиально-симметричной метрики были использованы два разных метода. В первом случае для того чтобы получить уравнение движения пробного тела были использованы канонические выражения Гамильтона, а во втором случае – теория адиабатических инвариантов. Адиабатическая теория движения тел является методом изучения эволюционного движения в механике общей теории относительности. В результате было показано что результаты, полученные двумя разными способами совпадают. Вместе с тем было явно продемонстрировано то, что использование адиабатической теории в данном случае является более эффективным способом, чем использование канонических выражений Гамильтона.

Статья посвящается 80-летию со дня рождения академика Меирхана Абдильдина.

Ключевые слова: Векторные элементы, метрика Шварцшильда, квадрупольный момент, уравнения движения, формализм Лагранжа, формализм Гамильтона, адиабатическая теория.

Кіріспе

Қазіргі танда физика саласы бойынша ғылымның даму деңгейі өте жоғарғы сатыда. Сонымен қатар оның көптеген бөлімдері жанжақты қарқынды түрде ілгері қадам басып келеді. Олардың ішінде дененің гравитациялық өрісі, уақыт пен кеңістік жайлы заманауи теория – жалпы салыстырмалық теориясының (ЖСТ) эффектерін тексеруде ғарышты зерттеу құрылғыларының дәлдігі күннен-күнге артуда. Бұл мүмкіндіктер релятивтік эффектерді тіпті күн жүйесінде де ескеру кажеттігін көрсетеді [1, 2].

ЖСТ-ның негізін 1916 жылы А. Эйнштейн қалады. Л. Ландаудың айтуы бойынша “Жалпы салыстырмалық теориясы – барлық теориялардың ішіндегі ең әдемі физикалық теория”. Бұл

теория жетістіктері тек ғарыштық зерттеулерде ғана емес, сонымен қатар күнделікті навигациялық байланыс жүйелерінде де кең қолданысқа ие [2-7].

Жалпы салыстырмалық теориясының бірнеше классикалық эффектері бар. Солардың бірі Меркурий перигелийінің ығысуы. Бұл эффект Шварцшильд, Лензе-Тирринг және Фок метрикалары арқылы есептелгені әдебиеттерден белгілі [8, 9]. Уақыт өте бұл эффектің тек Меркурийге ғана емес, сонымен бірге күн жүйесіндегі өзге ғаламшарларға да тиесілі екені анықталды [1].

Жұмыста Меркурий перигелийінің ығысуы эффекті аксиалды-симметриялық гравитациялық өрісте қарастырылды. Ол үшін орталық дененің квадрупольдік моментін ескеру арқылы сынақ

дененің қозғалысы зерттелді. Жұмыс теориялық және практикалық сипатқа ие. Қолдану аймағы аспан механикасы және астрономия.

Мақаланың құрылымы келесі түрде ұйымдастырылған: бірінші бөлімде Шварцшильд есебінің шығару жолы векторлық элементтер және орташалау әдісі арқылы қарастырылып, классикалық нәтиже Меркурий перигелийнің ығысу өрнегі алынды; екінші бөлімде орталық дененің квадрупольдік моменттің ескергенде сынақ деңенің қозғалысы Лагранж-Гамильтон формализмдері көмегімен зерттелді; үшінші бөлімінде адиабаттық теорияны пайдаланып, аксиалды-симметриялы гравитациялық өрісте сынақ деңенің қозғалысы зерттелді. Алынған нәтижелер әдебиетте белгілі нәтижелермен салыстырылды. Қорытынды бөлімінде мақаланың негізгі нәтижелері тұжырымдалды және келешекке жоспарланған мәселелер қарастырылды.

Шварцшильд есебі

ЖСТ-да массасы m сынақ деңенің массасы m_0 орталық деңенің гравитациялық өрісіндегі қозғалысы жайлы есеп Шварцшильд есебі деп аталады [9, 10]. Әдетте, бұл есеп Шварцшильд метрикасы негізінде геодезиялық сзызық теңдеулерін интегралдау арқылы немесе Гамильтон-Якоби теңдеулерін шешу арқылы шығарылады. Бұл бөлімде есептеулердің барлығы гармониялық координаттарда жазылған Шварцшильд метрикасы негізінде импульс моменті \vec{m} мен Лаплас \vec{A} векторлары көрінісінде орташалау әдісі арқылы қарастырылады [9].

Әдебиеттерде Шварцшильд метрикасының әр түрлі координаттар жүйесінде көлтірліген бірнеше нұсқасы кездеседі. Алайда, астрофизикалық есептерге кеңінен қолданылатыны: стандарт координаттар, изотроптық координаттар және гармониялық координаттар жүйесінде ұсынылған нұсқалары. Физикалық тұрғыдан қарастырғанда бұл нұсқалардың бір-бірінен еш артықшылығы және кемшілігі жоқ. Тек әртүрлі математикалық амалдарды орындау барысында бір нұсқаның екінші нұсқаға қарағанда тиімділігі байқалады [11].

Стандарт координаттар жүйесінде Шварцшильд метрикасы келесі түрде беріледі:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\mu}{r_s}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr_s^2}{1 - \frac{2\mu}{r_s}} - r_s^2 (d\theta^2 + \sin^2 d\phi^2) \quad (1.1)$$

мұндағы, $\mu = \frac{\gamma m_0}{c^2}$, $r = r_s$, γ – гравитациялық тұракты, m_0 – орталық деңенің массасы, r – радиалдық координат, c – жарықтың вакуумдағы жылдамдығы.

Изотроптық координаттар жүйесінде $r = r_i$ метрика мына түрге ие болады:

$$ds^2 = \frac{\left(1 - \frac{\mu}{2r_i}\right)^2}{\left(1 + \frac{\mu}{2r_i}\right)^2} c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{\mu}{2r_i}\right)^4 (dr_i^2 + r_i^2 d\theta^2 + r_i^2 \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (1.2)$$

Гармониялық координаттар жүйесінде $r = r_h$:

$$ds^2 = \frac{r_h - \mu}{r_h + \mu} c^2 dt^2 - \frac{r_h + \mu}{r_h - \mu} dr_h^2 - \left(r_h + \mu\right)^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (1.3)$$

Шварцшильд метрикасының үш нұсқасы өзара радиал координат арқылы мына түрде байланысқан:

$$r = r_s = r_h + \mu = \left(1 + \frac{\mu}{2r_i}\right)^2 r_i. \quad (1.4)$$

Біздін жағдайда Шварцшильд есебін шығару мақсатында метрика гармониялық координаттар жүйесінде $\sim \frac{1}{c^2}$ жуықтауында жазылады:

$$ds^2 = \left(c^2 - 2U + \frac{2U^2}{c^2}\right) dt^2 - \left(1 + \frac{2U}{c^2}\right) (dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (1.5)$$

мұндағы (ct, r, θ, ϕ) – уақыттық және кеңістіктік координаттар, U – сфералық-симметриялы орталық дененің сыртқы Ньютондық гравитациялық потенциалы:

$$U = U(r) = \frac{\gamma m_0}{r}. \quad (1.6)$$

Есепті шығару үшін [3, 5, 6, 8] әдебиетте ұсынылған әдісті пайдаланамыз. Ол әдіс орбитаның векторлық элементтерін қолдануға негізделген:

$$\vec{M} = \begin{bmatrix} \vec{r}, \vec{p} \end{bmatrix}, \quad (1.7)$$

$$\vec{A} = \left[\frac{\vec{p}}{m}, \vec{M} \right] - \frac{\gamma m m_0}{r} \vec{r} \quad (1.8)$$

мұндағы, \vec{M} – сынақ дененің орбиталдық импульс моменті, $r = |\vec{r}|$ – радиус вектордың модулі, \vec{p} – сынақ дененің импульсі, \vec{A} – Лаплас векторы, \vec{M} -ң бағыты орбита жазықтығына перпендикуляр, ал \vec{A} перигелийге қарай бағытталған. Шварцшильд есебінде \vec{i} векторын Лаплас векторымен бағыттас, \vec{k} векторын \vec{M} векторымен бағыттас етіп алған ыңғайлыш. Лаплас векторының модулі $A = \gamma m m_0 e$ өрнегі арқылы анықталады, мұндағы e – орбитаның эксцентриситеті. Векторлық элементтердің уақыт бойынша өзгерісі:

$$\dot{\vec{M}} = \begin{bmatrix} \dot{\vec{r}}, \dot{\vec{p}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \vec{r}, \dot{\vec{p}} \end{bmatrix}, \quad (1.9)$$

$$\dot{\vec{A}} = \left[\frac{\dot{\vec{p}}}{m}, \vec{M} \right] + \left[\frac{\vec{p}}{m}, \dot{\vec{M}} \right] - \gamma m m_0 \frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right). \quad (1.10)$$

$\dot{\vec{r}}$ және $\dot{\vec{p}}$ туындаларын Гамильтонның канондық теңдеулері арқылы есептейміз [9]:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{r}} &= \frac{\partial H}{\partial \vec{p}} = \frac{dH}{dp} \frac{\vec{p}}{p}, \\ \dot{\vec{p}} &= -\frac{\partial H}{\partial \vec{r}} = -\frac{dH}{dr} \frac{\vec{r}}{r}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Ал Гамильтон функциясын табу үшін ds -ті $\sim \frac{1}{c^2}$ жуықтауда есептеп, келесі амалдарды орындау керек:

$$\begin{aligned} ds^2 &= \\ &= c^2 dt^2 \left\{ \left[1 - \frac{2U}{c^2} + \frac{2U^2}{c^4} \right] - \left(1 + \frac{2U}{c^2} \right) \frac{(\vec{d}\vec{r})^2}{c^2 dt^2} \right\} = , \quad (1.12) \\ &\quad + \left| \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right)^2 = (\vec{v})^2 = v^2 \right| \end{aligned}$$

$$ds = c dt \sqrt{1 - \frac{2U}{c^2} + \frac{2U^2}{c^4} - \left(1 + \frac{2U}{c^2} \right) \frac{v^2}{c^2}} \quad (1.13)$$

метрика $\sim \frac{1}{c^2}$ жуықтауда берілгендейten (1.13) өрнегін Тейлор қатарына жіктеиміз, ол үшін төменде көрсетілген формуланы қолданамыз:

$$(1+x)^n = 1 + nx + \frac{n(n-1)}{2!} x^2 + \dots \quad (1.14)$$

ds өрнегі келесі түрде жазылады:

$$\begin{aligned} ds &= \\ &= c dt \left\{ 1 - \frac{U}{c^2} - \frac{v^2}{2c^2} + \frac{U^2}{2c^4} - \frac{3Uv^2}{2c^4} - \frac{v^4}{8c^4} \right\}. \quad (1.15) \end{aligned}$$

Сынақ дененің Лагранж функциясы метрика арқылы төмендегідей өрнектеледі [4]:

$$\begin{aligned} L &= -mc \frac{ds}{dt} = -mc^2 + mU + \\ &+ \frac{mv^2}{2} - \frac{mU^2}{2c^2} + \frac{3mUv^2}{2c^2} + \frac{mv^4}{8c^2}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Жалпылама импульсты Лагранж функциясынан есептеп аламыз, ол мында түрде болады:

$$\vec{p} = \frac{\partial L}{\partial \vec{v}} = \frac{dL}{dv} \frac{\vec{v}}{v} = \left(1 + \frac{3U}{c^2} + \frac{v^2}{2c^2} \right) m \vec{v} \quad (1.17)$$

Осыдан жалпылама жылдамдық:

$$\vec{v} = \left(1 - \frac{3U}{c^2} - \frac{p^2}{2m^2 c^2} \right) \frac{\vec{p}}{m}. \quad (1.18)$$

Гамильтон функциясын табу үшін белгілі өрнекті пайдаланамыз:

$$H = (\vec{p} \cdot \vec{v}) - L \quad (1.19)$$

(1.16) мен (1.18) өрнектерін (1.19) теңдеуіне қойып:

$$\begin{aligned} H = & mc^2 - mU + \\ & + \frac{p^2}{2m} - \frac{3Up^2}{2mc^2} + \frac{mU^2}{2c^2} - \frac{p^4}{8m^3 c^2} \end{aligned} \quad (1.20)$$

Шварцшильд есебі үшін Гамильтон функциясын аламыз.

Гамильтонның канондық теңдеулері арқылы $\dot{\vec{r}}$ және $\dot{\vec{p}}$ есептейміз:

$$\dot{\vec{r}} = \vec{v} = \left(1 - \frac{3U}{c^2} - \frac{p^2}{2m^2 c^2} \right) \frac{\vec{p}}{m}, \quad (1.21)$$

$$\dot{\vec{p}} = \left(1 - \frac{U}{c^2} + \frac{3p^2}{2m^2 c^2} \right) m \frac{\partial U}{\partial \vec{r}} \quad (1.22)$$

Мұндағы,

$$\frac{\partial U(r)}{\partial \vec{r}} = \frac{dU(r)}{dr} \frac{\vec{r}}{r} = -\frac{\gamma m_0}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}. \quad (1.23)$$

Егер (1.21) және (1.22) ескерсек, векторлық элементтердің уақыт бойынша өзгерісі:

$$\dot{\vec{M}} = [\dot{\vec{r}}, \vec{p}] + [\vec{r}, \dot{\vec{p}}] = 0 \quad (1.24)$$

Мұнда $\dot{\vec{M}} = 0$ болуы орбиталық моменттің сакталатынын және қозғалыстың жазық екенін көрсетеді, ал $\dot{\vec{A}}$ есептеу үшін келесі түрлендірулерді жасаймыз:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) = \frac{\dot{\vec{r}}}{r} + \vec{r} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \right) \quad (1.25)$$

Мұндағы,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \frac{1}{r} &= -\frac{1}{r^2} \frac{dr}{dt} = -\frac{1}{r^2} \frac{d}{dt} \sqrt{(\vec{r} \cdot \vec{r})} = \\ &= -\frac{1}{2r^2} (\vec{r} \cdot \vec{r})^{-\frac{1}{2}} 2(\vec{r} \cdot \dot{\vec{r}}) = -\frac{(\vec{r} \cdot \dot{\vec{r}})}{r^3} \end{aligned}$$

нәтижесінде:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) = \frac{\dot{\vec{r}}}{r} - \frac{\vec{r}(\vec{r} \cdot \dot{\vec{r}})}{r^3} \quad (1.26)$$

(1.21) – ді (1.26) – да қойып келесі өрнекті аламыз:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) = - \left(1 - \frac{3U}{c^2} - \frac{p^2}{2m^2 c^2} \right) \frac{[\vec{r}, \vec{M}]}{mr^3} \quad (1.27)$$

(1.22), (1.24) және (1.27) ескерсек, (1.10) өрнектегі \vec{A} векторының уақыт бойынша өзгерісі шығады:

$$\dot{\vec{A}} = \frac{d\vec{A}}{dt} = -\frac{2\gamma m_0}{c^2} \left(U + \frac{p^2}{m^2} \right) \frac{[\vec{r}, \vec{M}]}{r^3}. \quad (1.28)$$

Осы өрнекті сынақ дененің классикалық (релятивтік емес) толық энергиясы арқылы жазсақ:

$$\dot{\vec{A}} = -\frac{2\gamma m_0}{c^2} \left(\frac{2E}{m} + 3U \right) \frac{[\vec{r}, \vec{M}]}{r^3} \quad (1.29)$$

Мұндағы,

$$E = \frac{p^2}{2m} - mU \quad (1.30)$$

E – сынақ дененің толық энергиясы [8].

(1.28) және (1.29) теңдеулері векторлық элементтер арқылы жазылғандықтан қарапайым, әрі көрнекті. Осыдан Кеплерлік эллипстің перигелийі уақыт бойынша өзгеретінін байқауға болады. Мұнда $1/c^2$ көбейткіштің әсерінен $\dot{\vec{A}}$ өте баяу өзгеретін шама. Осы шаманың үлкен (ғасырлық) уақыт аралығында өзгерісін зерттеу үшін сынақ дененің айналу периоды T бойынша орташалаймыз. Ол үшін кез келген физикалық шаманың орташа мәнін табу анықтамасын қолданамыз:

$$\langle f \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt. \quad (1.31)$$

Мұнда ескеретін жайт, (1.29)-ды орташа нау барысында классикалық толық энергияның сақталатын тұрақты шама екенін ұмытпау керек. Сонымен, келесі шаманы орташалаймыз:

$$\frac{\bar{r}}{r^3} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\vec{r}}{r^3} dt = ? \quad (1.32)$$

ол үшін релятивтік емес қозғалыс моментінің сақталу заңын пайдаланамыз [8]:

$$M = mr^2\dot{\phi} \quad (1.33)$$

осы жерден уақытты бұрыш арқылы өрнектеп аламыз:

$$dt = \frac{mr^2}{M} d\phi. \quad (1.34)$$

Осылайша, уақыт бойынша интегралды бұрыш бойынша интегралға алмастырып жазамыз

$$\frac{\bar{r}}{r^3} = \frac{1}{T} \int_0^{2\pi} \frac{\vec{e}_r}{r^2} \frac{mr^2}{M} d\phi = \frac{m}{TM} \int_0^{2\pi} \vec{e}_r d\phi \quad (1.35)$$

мұндагы,

$$\bar{r} = r\vec{e}_r, \quad r = \frac{P}{1 + e \cos \phi}, \quad 0 < \phi < 2\pi \quad (1.36)$$

P – кеплерлік орбитаның параметрі, қозғалыс жазық болғандықтан біз тек ху жазықтығын қарастырамыз, яғни \vec{r} -дың тек қана екі құраушысы болады, ϕ – полярлық бұрыш, ал бірлік вектор \vec{e}_r төмендегідей жазылады:

$$\begin{aligned} \vec{e}_r &= \frac{\vec{r}}{r} = \frac{\vec{i}x + \vec{j}y}{r} = \frac{\vec{i}r \cos \phi + \vec{j}r \sin \phi}{r} = \\ &= \vec{i} \cos \phi + \vec{j} \sin \phi \end{aligned} \quad (1.37)$$

онда төмендегі интеграл нөлге тең болады

$$\int_0^{2\pi} (\vec{i} \cos \phi + \vec{j} \sin \phi) d\phi = 0. \quad (1.38)$$

Сәйкесінше,

$$\frac{\bar{r}}{r^3} = \frac{1}{T} \int_0^{2\pi} \frac{\vec{e}_r}{r^2} \frac{mr^2}{M} d\phi = \frac{m}{TM} \int_0^{2\pi} \vec{e}_r d\phi = 0, \quad (1.39)$$

$$\begin{aligned} \frac{\bar{r}}{r^4} &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\vec{r}}{r^4} dt = \\ &= \frac{1}{T} \int_0^{2\pi} \frac{\vec{r}}{r^4} \frac{mr^2}{M} d\phi = \frac{m}{TM} \int_0^{2\pi} \frac{\vec{e}_r}{r} d\phi = \frac{\pi m e}{TMP} \vec{i} \end{aligned} \quad (1.40)$$

Жоғарыдағы өрнектерді есептеу барысында (1.31) төмендегідей түрленеді:

$$\begin{aligned} \langle f \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt = \\ &= \frac{1}{T} \int_0^{2\pi} f(\phi) \frac{dt}{d\phi} d\phi = \frac{m}{TM} \int_0^{2\pi} f(\phi) r^2 d\phi \end{aligned} \quad (1.41)$$

Егер (1.29) орташа нау қажет болса, онда кеплерлік эллипс үшін импульсті жылдамдық арқылы өрнектеп алғып орташа мәнді есептейміз. Бұл жағдайда кеплерлік жылдамдық (1.33) және (1.36) өрнектері арқылы анықталады:

$$\vec{v} = \dot{\vec{r}} = \frac{M}{mP} \{-\sin \phi \vec{i} + (e + \cos \phi) \vec{j}\}, \quad (1.42)$$

Бұл өрнек бізге төмендегі интегралды есептеуге мүмкіндік береді:

$$\begin{aligned} \frac{\bar{p}^2 \bar{r}}{m^2 r^3} &= \frac{\bar{v}^2 \bar{r}}{r^3} = \frac{m}{TM} \int_0^{2\pi} \frac{v^2 \bar{r}}{r^3} r^2 d\phi = \\ &= \frac{2\pi e M}{m T P^2} \vec{i} = \frac{2\pi \gamma m m_0 e}{T M P} \vec{i} \end{aligned} \quad (1.43)$$

Мұнда орбитаның параметрі мен моменттің арасындағы мынандай классикалық қатынас қолданылды:

$$\frac{M^2}{P} = \gamma m^2 m_0. \quad (1.44)$$

Нәтижесінде (1.28) және (1.29) келесі түрде жазылады:

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{6\pi\gamma m_0}{TPc^2} [\vec{e}_M, \vec{A}] \quad (1.45)$$

Мұндағы,

$$\begin{aligned} \vec{e}_M &= \frac{\vec{M}}{M} = \vec{k}, \\ \vec{A} &= A\vec{e}_A = \gamma mm_0\vec{e}\vec{t}, \\ \vec{e}_A &= \vec{i}. \end{aligned} \quad (1.46)$$

Бұл жердегі \vec{A} векторы шамасы бойынша емес, бағыты бойынша өзгереді және (1.45) формулаға сәйкес \vec{M} -ді ху орбита жазықтығында $\vec{\Omega}$ бұрыштық жылдамдықпен айналады:

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = [\vec{\Omega}, \vec{A}], \quad \vec{\Omega} = \frac{6\pi\gamma m_0}{TPc^2} \vec{e}_M. \quad (1.47)$$

Егер \vec{A} векторының орнын орбита жазықтығында A және g полярлық координаттар арқылы сипаттайтын болсақ, онда (1.47)-тен келесі өрнекті аламыз

$$\frac{dg}{dt} = (\vec{\Omega} \cdot \vec{e}_M) = \frac{6\pi\gamma m_0}{TPc^2}, \quad (1.48)$$

мұндағы, $P = a(1 - e^2)$ – орбитаның параметрі, a – эллипстің үлкен жарты өсі. g полярлық бұрыштың T период бойынша өзгерісі келесі өрнекке тең болады:

$$\Delta g = \Omega T = \frac{6\pi\gamma m_0}{a(1 - e^2)c^2}. \quad (1.49)$$

Бұл ғаламшардың перигелий ығысуы үшін белгілі формула [2, 8, 9, 11]. Сәйкесінше Шварцшильд есебінде перигелий ығысу туралы мәселе дұрыс түсіндірледі.

Статикалық деформацияланған дененің метрикасы

Аксиалды-симметриялы гравитациялық өрісте сынақ дененің қозғалысын зерттеу мақсатында статикалық деформацияланған орталық дененің метрикасын пайдаланамыз. Біздің жағдайда оның жалпы түрі:

$$ds^2 = \left(c^2 - 2U + \frac{2U^2}{c^2} \right) dt^2 - \left(1 + \frac{2U}{c^2} \right) d\vec{r}^2. \quad (2.1)$$

Шварцшильд метрикасына ұқсағанымен, мұндағы деформацияланған орталық дененің Ньютондық потенциалы келесі түрде беріледі:

$$U = U(r, \theta) = \frac{\gamma m_0}{r} + \frac{\gamma D}{2r^3} P_2(\cos \theta). \quad (2.2)$$

Сол себепті жоғарыдағы метрика енді аксиалды-симметриялы дененің метрикасы деп аталауды. Мұндағы $P_2(\cos \theta)$ Лежандр полиномы және ол төмендегідей анықталған:

$$\begin{aligned} P_2(\cos \theta) &= \frac{1}{2}(3\cos^2 \theta - 1) = \frac{1}{2}\left(\frac{3z^2}{r^2} - 1\right), \\ z &= r \cos \theta \end{aligned} \quad (2.3)$$

D – орталық дененің квадрупольдік моменті, Ландаудың анықтамасы бойынша полюстерінде сығылыңқы дene үшін $D < 0$, ал полюстерінде созылыңқы дeneлер үшін $D > 0$, $0 \leq \theta \leq \pi - z$ -пен r -дің арасындағы полярлық бұрыш [2]. Есепті женілдету мақсатында және квадрупольдік моменттің сынақ дененің қозғалысына әсерін зерттеу барысында біз тек экваторлық жазықтықты таңдап аламыз.

Осыған байланысты, Ньютондық потенциалды келесі түрде жазып алған ыңғайлы:

$$\begin{aligned} U(r) &= \frac{\gamma m_0}{r} + \frac{\tilde{D}}{r^3}, \\ grad U &= \frac{\partial U}{\partial \vec{r}} = -\frac{\gamma m_0}{r^3} \vec{r} - \frac{3\tilde{D}}{r^5} \vec{r}, \\ \tilde{D} &= \frac{\chi\gamma}{2} D. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Ньютондық потенциал квадрупольдік моменттің бірінші дәрежесіне пропорционал болғандықтан, есептеулерді осы жуықтауда жүргізген абызal

$$U(r) = U_0(r) + \delta U(r), \quad U_0 = \frac{\gamma m_0}{r},$$

$$\delta U = \frac{\tilde{D}}{r^3}, \quad U^2 \approx U_0^2 + 2U_0\delta U \quad (2.5)$$

мұнда, U_0 – Ньютондық потенциалдың сфералық-симметриялы бөлігі, δU – орталық дененің деформациясын сипаттайтын потенциалдың үйіткышан бөлігі. Есептеулердің барлығы экваторлық жазықтықта $\theta = \pi/2$, $\chi = P_2(\cos \theta) = -1/2$ жүргізілді.

Біз таңдап алған метрика аксиалды-симметриялы өрісті сипаттайтын жалғыз ғана метрика емес. Әдебиетте осыған ұқсас метрикалардың бірнеше түрі бар [14]. Алайда бұл метриканы біз Фок метрикасы негізінде қорытып шығарғандықтан, оны статикалық аксиалды-симметриялы дene үшін Фок метрикасы деп атайды [15]. Бұл метрика координаттық түрлендірулер арқылы әдебиетте белгілі аксиалды-симметриялы метрикалардың дербес шектік жағдайы болып табылады және олардың арасындағы байланыс болатыны анық көрсетілген [15]. Мұндагы біздің мақсатымыз орталық дененің деформациясы, яғни сфералық симметриядан ауыткуы сынақ дененің қозғалысына қалай әсер ететінін көрсету. Сонымен бірге, Меркурий перигелийнің ығысу (айналу) формуласын квадрупольдік моментпен жалпылау (толықтыру).

Аксиалды-симметриялы метрика тек қана статикалық емес, сонымен қатар, стационар да болады, яғни орталық дененің айналуы сынақ дененің қозғалысына әсер етеді, сыртқы гравитациялық өрісті өзгертерді. Мұндай метрикаларға қатысты әдебиетте мәлімет өте көп және олардың қасиеттерін кейбір жағдайда тек сандық әдістермен зерттеуге болады [15-25].

Біздің мақсатымызға статикалық аксиалды-симметриялы дene үшін табылған Фок метрикасы жеткілікті. Сондықтан осы жағдайда Лагранжиан мен Гамильтонианның жалпы түрі бірінші бөлімдегідей өзгеріссіз қалады. Сәйкесінше, қозғалыс тендеулерінің де жалпы түрі де сол күйінде жазылады.

$$\dot{\vec{r}} = \left(1 - \frac{3U}{c^2} - \frac{p^2}{2m^2 c^2} \right) \frac{\vec{p}}{m}, \quad (2.6)$$

$$\dot{\vec{p}} = \left(1 - \frac{U}{c^2} + \frac{3p^2}{2m^2 c^2} \right) m \frac{\partial U}{\partial \vec{r}}. \quad (2.7)$$

Векторлық элементтердің уақыт бойынша өзгерісі:

$$\dot{\vec{M}} = [\dot{\vec{r}}, \dot{\vec{p}}] + [\vec{r}, \dot{\vec{p}}] = 0. \quad (2.8)$$

$$\dot{\vec{A}} = \left[\frac{\dot{\vec{p}}}{m}, \vec{M} \right] - \gamma m m_0 \frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) \quad (2.9)$$

Енді (2.9) өрнегі бойынша төмендегідей сәйкес шамалардың мәнін табамыз:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) = -\frac{1}{mr^2} \left(1 - \frac{3U}{c^2} - \frac{p^2}{2m^2 c^2} \right) [\vec{e}_r, \vec{M}] \quad (2.10)$$

$$\left[\frac{\dot{\vec{p}}}{m}, \vec{M} \right] = \left(1 - \frac{U}{c^2} + \frac{3p^2}{2m^2 c^2} \right) \frac{dU}{dr} [\vec{e}_r, \vec{M}] \quad (2.11)$$

(2.9) формуласы біздің жуықтауға сәйкес төмендегідей жазылады:

$$\dot{\vec{A}} = \dot{\vec{A}}_0 + \delta \dot{\vec{A}} \quad (2.12)$$

мұндагы $\dot{\vec{A}}_0$ – Лаплас векторының уақыт бойынша туындысының Шварцшильд бөлігі, $\dot{\vec{A}}$ – үйіткүдан пайда болған бөлік, (2.9) өрнегі ақырында былайша түрленеді:

$$\dot{\vec{A}} = \left\{ \left(1 - \frac{U}{c^2} + \frac{3p^2}{2m^2 c^2} \right) \frac{dU}{dr} + \frac{\gamma m_0}{r^2} \left(1 - \frac{3U}{c^2} - \frac{p^2}{2m^2 c^2} \right) \right\} [\vec{e}_r, \vec{M}], \quad (2.13)$$

$$\dot{\vec{A}}_0 = \left\{ \left(1 - \frac{U_0}{c^2} + \frac{3p^2}{2m^2 c^2} \right) \frac{dU_0}{dr} + \frac{\gamma m_0}{r^2} \left(1 - \frac{3U_0}{c^2} - \frac{p^2}{2m^2 c^2} \right) \right\} [\vec{e}_r, \vec{M}], \quad (2.14)$$

$$\dot{\delta\vec{A}} = \left\{ -\frac{\Delta U}{c^2} \frac{dU_0}{dr} + \left(1 - \frac{U_0}{c^2} + \frac{3p^2}{2m^2c^2} \right) \frac{d\Delta U}{dr} + \frac{\gamma m_0}{r^2} \left(-\frac{3\Delta U}{c^2} \right) \right\} [\vec{e}_r, \vec{M}] \quad (2.15)$$

мұндағы,

$$\begin{aligned} \frac{dU_0}{dr} &= -\frac{\gamma m_0}{r^2} = -\frac{U_0}{r}, \\ \frac{d\Delta U}{dr} &= -\frac{3\tilde{D}}{r^4} = -\frac{3\delta U}{r} \end{aligned} \quad (2.16)$$

нәтижесінде келесі өрнектерге қол жеткіземіз:

$$\dot{\vec{A}}_0 = -\frac{2\gamma m_0}{c^2} \left(U_0 + \frac{p^2}{m^2} \right) \frac{[\vec{e}_r, \vec{M}]}{r^2}, \quad (2.17)$$

$$\dot{\delta\vec{A}} = -\left(1 - \frac{U_0}{3c^2} + \frac{3p^2}{2m^2c^2} \right) \frac{3\tilde{D}}{r^4} [\vec{e}_r, \vec{M}] \quad (2.18)$$

(2.17) бірінші бөлімде алынған өрнекке тең. Сондықтан, тек ұйытқыған бөлікті қарастырамыз. Классикалық жағдайда [9]

$$E = \frac{p^2}{2m} - mU_0 = -\frac{\gamma mm_0}{2a} \quad (2.19)$$

сынақ дененің толық энергиясының сақталу заңын қолдансақ:

$$\dot{\delta\vec{A}} = 3\tilde{D} [\vec{M}, \vec{i}] \left\{ \frac{2\pi me}{TMP^2} - \frac{\pi\gamma mm_0 e (4+e^2)}{4TMP^3 c^2} + \frac{3\pi\gamma mm_0 e (8+7e^2)}{4TMP^3 c^2} \right\} \quad (2.24)$$

Әрмен қарай

$$\vec{A} = \gamma mm_0 e \vec{i} \quad (2.25)$$

өрнекті ескере отырып ықшамдасақ,

$$\dot{\vec{A}} = \frac{6\pi\tilde{D} [\vec{M}, \vec{A}]}{\gamma m_0 TMP^2} \left\{ 1 + \frac{5\gamma m_0}{2Pc^2} (1+e^2) \right\} \quad (2.26)$$

және

$$\dot{\vec{A}} = \dot{\vec{A}}_0 + \dot{\delta\vec{A}} = [\vec{\Omega}, \vec{A}] = [(\vec{\Omega}_0 + \vec{\delta\Omega}), \vec{A}] \quad (2.27)$$

$$\dot{\delta\vec{A}} = -\left(1 + \frac{1}{c^2} \left\{ \frac{3E}{m} + \frac{8U_0}{3} \right\} \right) \frac{3\tilde{D}}{r^4} [\vec{e}_r, \vec{M}] \quad (2.20)$$

жоғарыдағы өрнекті бірінші бөлімде қолданылған әдістер арқылы орташалаймыз және төмөндегі мәндерді аламыз:

$$\frac{\vec{r}}{r^5} = \frac{2\pi me}{TMP^2} \vec{i}, \quad (2.21)$$

$$\frac{\vec{r}}{r^6} = \frac{3\pi me (4+e^2)}{4TMP^3} \vec{i}, \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{\vec{v}^2 \vec{r}}{r^5} &= \frac{m}{TM} \int_0^{2\pi} \frac{v^2 \vec{r}}{r^5} r^2 d\phi = \\ &= \frac{M\pi e (8+7e^2)}{2mTP^4} \vec{i} = \frac{\pi\gamma mm_0 e (8+7e^2)}{2TMP^3} \vec{i} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Есептелген орташа мәндерді (2.18) немесе (2.20)-ға апарып қойсак,

мұндағы, $\vec{\Omega}_0$ – Шварцшильд бөлігі жоғарыда бірінші бөлімде қарастырганмен бірдей болады. Ал $\vec{\delta\Omega}$ ұйытқыған бөлік. Оның өзі классикалық және релятивтік қураушылардан түрады:

$$\vec{\delta\Omega} = \vec{\delta\Omega}_{klas} + \vec{\delta\Omega}_{pel}, \quad (2.28)$$

$$\vec{\delta\Omega}_{klas} = \frac{6\pi\tilde{D}}{\gamma m_0 TP^2} \vec{e}_M, \quad (2.29)$$

$$\vec{\delta\Omega}_{pel} = \frac{15\pi\tilde{D}}{TP^3 c^2} (1+e^2) \vec{e}_M. \quad (2.30)$$

Классикалық бөлік әдебиетте белгілі нәтижемен бірдей болып шықты [12]. Ал релятивтік құраушының дұрыс-бұрыстығын тексеру үшін осы есепті келесі бөлімде адиабаттық теория арқылы шығарамыз.

Адиабаттық теория

Денелер қозгалысының адиабаттық теориясы жалпы салыстырмалық теориясы механикасында эволюциялық қозгалысты зерттеуге арналған әдіс болып табылады. Оның негізін салған академик М.М. Абдильдин [8, 9, 11]. Бұл әдіс қозгалысты зерттеу үшін векторлық элементтерді қолдануға, бейсзық тербелістер теориясының асимптотикалық әдістеріне және адиабаттық инварианттар әдісіне негізделген.

Қозгалысты векторлық элементтер арқылы бейнелеуға болады. Олардың векторлық сипатына қарай қозгалыс тендеуінің жалпы түрін жазуға болады:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{dM}{dt} \vec{e}_M + [\vec{\Omega}, \vec{M}], \quad (3.1)$$

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{dA}{dt} \vec{e}_A + [\vec{\Omega}, \vec{A}]. \quad (3.2)$$

Мұнда қозгалыс тендеуінің жалпы жазуында сынақ денесінің $\vec{\Omega}$ бұрыштық жылдамдығы белгісіз болып қалады. Оның нақты түрі қарастырылып отырған физикалық жүйеге байланысты. Расында, [9] жұмыста келесі қатынас орындалатыны көрсетілген:

$$\vec{\Omega} = \frac{\partial \bar{H}}{\partial \vec{M}}, \quad (3.3)$$

мұндағы \bar{H} – кеплерлік қозгалыс бойынша орташаланған гамильтонианның мәні. Сонымен бірге \bar{H} импульс моменттің \vec{M} және жүйенің адиабаттық инварианты деп аталатын

$$M_0 = \frac{M}{\sqrt{1 - \frac{A^2}{\alpha^2}}}, \quad \alpha = \gamma m t_0 \quad (3.4)$$

шаманың функциясы болып табылады.

Бұрыштық жылдамдықты білу белгілі релятивтік эффектерді есептеуге мүмкіндік береді.

Бұл жағдайда қозгалыс тендеулерін шешудің қажеті болмайды. (3.4) инварианттың болуы (3.1) мен (3.2) қозгалыс тендеулерін келесі түрде жазуға мүмкіндік береді:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{dM}{dt} \vec{e}_M + [\vec{\Omega}, \vec{M}], \quad (3.5)$$

$$\frac{d\vec{e}_A}{dt} = [\vec{\Omega}, \vec{e}_A] \quad (3.6)$$

(3.5) пен (3.6) тендеулері және (3.4) қатынасының болуы ЖСТ механикасындағы есептерді зерттеу әдістерінің математикалық негізі болып табылады және денелер қозгалысының адиабаттық теориясы деп аталады. Басқаша айтқанда, (3.4) қатынас квазикеплерлік есептегі эволюциялық қозгалыс мәселесін толығымен шешеді.

Аксиалды-симметриялық метрика үшін гамильтониан келесі түрде жазылады:

$$H = mc^2 + \frac{p^2}{2m} - mU - \frac{1}{c^2} \left(\frac{p^4}{8m^3} + \frac{3Up^2}{2m} - \frac{mU^2}{2} \right) \quad (3.7)$$

және оның Шварцшильд бөлігі мен ұйытқыған бөлігін қарастырамыз:

$$H = H_0 + \delta H. \quad (3.8)$$

Шварцшильд бөлігі:

$$H_0 = mc^2 + \frac{p^2}{2m} - mU_0 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{p^4}{8m^3} + \frac{3U_0 p^2}{2m} - \frac{mU_0^2}{2} \right). \quad (3.9)$$

Ал ұйытқыған бөлігі:

$$\delta H = -m\delta U - \frac{1}{c^2} \left(\frac{3\delta Up^2}{2m} - mU_0\delta U \right). \quad (3.10)$$

Гамильтонианың Шварцшильд бөлігінің орташа мәнін анықтаймыз, ол үшін алдын ала

релятивтік бөлігінде импульсті жылдамдық арқылы өрнектеп аламыз:

$$\bar{H}_0 = mc^2 + \frac{p^2}{2m} - mU_0 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{m}{8} \overline{v^4} + \frac{3m}{2} \overline{U_0 v^2} - \frac{m}{2} \overline{U_0^2} \right). \quad (3.11)$$

Төмендегі Кеплер қозғалысының формула-ларын ескере отырып:

$$P = \frac{M^2}{m\alpha}, \quad T = \frac{2\pi M_0^3}{m\alpha^2}, \quad e^2 = 1 - \left(\frac{M}{M_0} \right)^2, \\ A = \gamma m m_0 e, \quad a = \frac{M_0^2}{m\alpha} \quad (3.12)$$

орташалау өрнегін (1.29) пайдаланамыз.

Гамильтонианның классикалық бөлігі орташа қозғалыс анықтамасы арқылы өрнектеледі:

$$\frac{p^2}{2m} - mU_0 = E = -\frac{\gamma m m_0}{2a} = -\frac{m\alpha^2}{2M_0^2}. \quad (3.13)$$

Ал релятивтік бөлігі:

$$\frac{m}{8} \overline{v^4} = \frac{\pi M^3}{4m^2 TP^2} \left(4 - 3\sqrt{1-e^2} \right) = \\ = \frac{m\alpha^4}{2MM_0^3} - \frac{3m\alpha^4}{8M_0^4}, \quad (3.14)$$

$$\frac{3m}{2} \overline{U_0 v^2} = \frac{3\alpha}{2} \overline{\frac{v^2}{r}} = \\ = \frac{3\pi\alpha M}{mTP} \left(2 - \sqrt{1-e^2} \right) = \frac{3m\alpha^4}{MM_0^3} - \frac{3m\alpha^4}{2M_0^4}, \quad (3.15)$$

$$-\frac{m}{2} \overline{U_0^2} = -\frac{\alpha^2}{2m} \overline{\frac{1}{r^2}} = \\ = -\frac{\pi\alpha^2}{TM} = -\frac{m\alpha^4}{2MM_0^3}. \quad (3.16)$$

Мұнда ескеретін жайт барлық орташаланған шамалар орбиталдық момент және адиабаттық инвариант арқылы жазылу керек. Енді (3.11)-ге сәйкесінше (3.14), (3.15) және (3.16) формулалар қойылады:

$$\bar{H}_0 = mc^2 - \frac{m\alpha^2}{2M_0^2} - \frac{1}{c^2} \left(\frac{3m\alpha^4}{MM_0^3} - \frac{15}{8} \frac{m\alpha^4}{M_0^4} \right). \quad (3.17)$$

Бұл өрнек Шварцшильд есебіндегі гамильтонианның орташаланған мәні болып табылады. Осыған сәйкес жалпы бұрыштық жылдамдықтың екі құраушысы болады:

$$\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_0 + \delta\vec{\Omega} \quad (3.18)$$

мұндағы,

$$\vec{\Omega} = \frac{\partial \bar{H}}{\partial \vec{M}}, \quad \vec{\Omega}_0 = \frac{\partial \bar{H}_0}{\partial \vec{M}}, \quad \delta\vec{\Omega} = \frac{\partial \delta\bar{H}}{\partial \vec{M}}. \quad (3.19)$$

Сфералық-симметриялық жағдай үшін бұрыштық жылдамдық:

$$\vec{\Omega}_0 = \frac{\partial \bar{H}_0}{\partial \vec{M}} = \frac{3m\alpha^4}{M^3 M_0^3 c^2} \vec{M} = \frac{6\pi\gamma m_0}{TP c^2} \vec{e}_M \quad (3.20)$$

және T периодындағы перигелийдің ығысу өрнегі:

$$\Delta g = \Omega_0 T = \frac{6\pi\gamma m_0}{a(1-e^2)c^2}. \quad (3.21)$$

Біз қайтадан Эйнштейннің белгілі формуласын алдық. Мұнда біз тек гамильтонианның орташа мәнінен \bar{H} векторлық элемент \vec{M} бойынша туынды алдық. Шварцшильд есебінде перигелийдің ығысу эффекті гамильтонианда орбиталдық моментке \vec{M} тәуелділіктің бар болуына байланысты екені байқалады. Класикалық механикада, яғни Кеплер есебінде, мұндай тәуелділік жоқ және перигелий қозғалмайды. Кеплер есебінде гамильтониан тек жүйінің инвариантына M_0 тәуелді болады және оның туындысы:

$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial M_0} = \frac{m\alpha^2}{M_0^3} = \frac{2\pi}{T}. \quad (3.22)$$

орташа қозғалысты көрсетеді.

Үйітқыған бөлік үшін гамильтонианың орташа мәні тәменгідей жазылады:

$$\overline{\delta H} = -m\overline{\delta U} - \frac{1}{c^2} \left(\frac{3}{2} m \overline{\delta U v^2} - m \overline{U_0 \delta U} \right) \quad (3.23)$$

Ал орташаланған шамалар:

$$-m\overline{\delta U} = -m\tilde{D} \frac{1}{r^3} = -\frac{m^4 \alpha^3}{M^3 M_0^3} \tilde{D}, \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} m \overline{\delta U v^2} &= \frac{3}{2} m \tilde{D} \frac{\overline{v^2}}{r^3} = \\ &= \frac{9m^4 \alpha^5}{2M^5 M_0^3} \tilde{D} - \frac{3m^4 \alpha^5}{M^3 M_0^5} \tilde{D} \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$\begin{aligned} -m\overline{U_0 \delta U} &= -\alpha \tilde{D} \frac{1}{r^4} = \\ &= \frac{m^4 \alpha^5}{2M^3 M_0^5} \tilde{D} - \frac{3m^4 \alpha^5}{2M^5 M_0^3} \tilde{D} \end{aligned} \quad (3.26)$$

(3.23) формуласына сәйкесінше (3.24), (3.25) және (3.26) формуласының мәндерін қоямыз. Үйітқыған гамильтониан:

$$\begin{aligned} \overline{\delta H} &= -\frac{m^4 \alpha^3 \tilde{D}}{M^3 M_0^3} - \\ &- \frac{m^4 \alpha^5 \tilde{D}}{M_0^3 c^2} \left(\frac{3}{M^5} - \frac{5}{2M^3 M_0^2} \right). \end{aligned} \quad (3.27)$$

Осыдан үйітқыған бұрыштық жылдамдық:

$$\begin{aligned} \overline{\delta \Omega} &= \frac{\partial \overline{\delta H}}{\partial \tilde{M}} = \frac{3m^4 \alpha^3 \tilde{D}}{M^4 M_0^3} \vec{e}_M - \\ &- \frac{15m^4 \alpha^5 \tilde{D}}{2M^6 M_0^3 c^2} \left(\frac{M^2}{M_0^2} - 2 \right) \vec{e}_M. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Бұл жерде үйітқыған бұрыштық жылдамдықтың классикалық және релятивтік құраушылары бар екенин тағы да байқауға болады. Жоғарыдағы (3.12) формуланы қолдансақ, бұрыштық жылдамдықтың классикалық бөлігі:

$$\begin{aligned} \overline{\delta \Omega}_{\text{кк}} &= \frac{3m^4 \alpha^3 \tilde{D}}{M^4 M_0^3} \vec{e}_M = \\ &= \frac{6\pi m \tilde{D}}{\alpha T P^2} \vec{e}_M = \frac{6\pi \tilde{D}}{\gamma m_0 T P^2} \vec{e}_M \end{aligned} \quad (3.38)$$

Бұл өрнек (2.29)-бен пара-пар.

Ал релятивтік бөлігі:

$$\begin{aligned} \overline{\delta \Omega}_{\text{рел}} &= -\frac{15m^4 \alpha^5 \tilde{D}}{2M^6 M_0^3 c^2} \left(\frac{M^2}{M_0^2} - 2 \right) \vec{e}_M = \\ &= \frac{15\pi \tilde{D}}{TP^3 c^2} (1 + e^2) \vec{e}_M \end{aligned} \quad (3.39)$$

(2.30)-бен пара-пар. Біз қайтадан екінші бөлімде есептелген нәтижелерді алдық.

Экваторлық жазықтықта $\tilde{D} = -\frac{\gamma}{4} D$ перигелий ығысу бұрышы:

$$\Delta g = \frac{6\pi m_0}{P c^2} - \frac{3\pi D}{2m_0 P^2} - \frac{15\pi \gamma D}{4P^3 c^2} (1 + e^2). \quad (3.40)$$

Мұнда бірінші қосынды Шварцшильд есебінде алынған нәтиже, екінші қосынды орталық дененің деформациясына байланысты алынған классикалық түзету, үшінші қосынды деформациядан пайда болған релятивтік түзету. (3.40)-те көрініп түргандай орталық дененің деформациясына қатысты классикалық және релятивтік эффектер бір-біріне қосылады. Сөйтіп, бұл эффектерді бір-біріне тәуелсіз зерттеуге болады, яғни суперпозиция принципі орындалады.

Қорытынды

Жұмыста Шварцшильд есебі гармониялық координаттар жүйесінде векторлық элементтер арқылы шығарылды. Гамильтон формализмі көмегімен және орташалау әдісі арқылы ғаламшарлардың перигелийлерінің ығысу өрнегі қорытылды. Бұл әдебиетте белгілі классикалық нәтиже және ЖСТ-негізгі үш классикалық эффектерінің бірі болып табылады [1].

Бірінші бөлімде көрсетілген әдістерді тиімді пайдалана отырып, аксиалды-симметриалық өрісте сынақ дененің қозғалысы зерттелді. Ғаламшарлардың перигелийлерінің ығысу өрнегі орталық дененің квадрупольдік моменттімен толықтырылды. Бұл өрнекте квадрупольдік моменттің классикалық және релятивтік түзетулерде үлесі бар екенин айқын көрсетілді. Есептеулердің барлығы $\sim 1/c^2$ және $\sim D$ жуықтаулары жасалды.

Сонымен бірге, осы есеп адиабаттық инварианттар теориясы арқылы шығарылды. Нәтижесінде екі түрлі жолмен алынған өрнектер бір-

біріне пара-пар болды. Бұл екі әдістің ұқсастықтары мен айырмашылықтары және есепті жүргізу тәртібі (реті) 1-кестеде көрсетілген.

Ұқсастықтары ортақ бағанда, ал айырмашылықтары бөлек бағанда келтірілген. Физикалық тұрғыдан қарастырғанда екі әдістің бір-бірінен еш айырмашылығы жоқ. Ал математикалық тұрғыдан алғанда адиабаттық теориямен жұмыс жасау тиімді болып келеді. Себебі қозғалыс тендеулерін Гамильтонның

канондық тендеулері арқылы жазудың қажеті жоқ. Мұнда қозғалыс тендеулері бірден векторлық элементтердің уақыт бойынша туындылары арқылы берілген деп есептеледі. Сондықтан Гамильтон функциясын орбиталық импульс момент және адиабаттық инвариант арқылы өрнектеп алып, Кеплерлік орбита бойынша орташалау жеткілікті болып табылады.

Келешекте дәл осы есепті үш өлшемді кеңістікте қарастыру жоспарда бар.

1-кесте – Мақалада қолданылған екі әдістің ұқсастықтары мен айырмашылықтары

- Метрика ds^2
- Лагранж функциясы $L = -mc \frac{ds}{dt}$
- Жалпылама импульс $\vec{p} = \frac{\partial L}{\partial \vec{v}}$
- Жалпылама жылдамдық \vec{v} (\vec{p} арқылы өрнектелген)
- Гамильтон функциясы $H = (\vec{p} \cdot \vec{v}) - L$

1-әдіс (Гамильтон формализмі)

- Жалпылама жылдамдық $\dot{\vec{r}} = \frac{\partial H}{\partial \vec{p}}$
- Жалпылама күш $\dot{\vec{p}} = -\frac{\partial H}{\partial \vec{r}}$
- Орбиталық импульс моменттің уақыт бойынша туындысы $\dot{\vec{M}} = [\dot{\vec{r}}, \vec{p}] + [\vec{r}, \dot{\vec{p}}]$
- Лапласс векторының уақыт бойынша туындысы $\dot{\vec{A}} = \left[\frac{\dot{\vec{p}}}{m}, \vec{M} \right] + \left[\frac{\vec{p}}{m}, \dot{\vec{M}} \right] - \gamma m m_0 \frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right)$
- $\dot{\vec{M}}$ мен $\dot{\vec{A}}$ -ні Кеплерлік орбита бойынша орташалау.

2-әдіс (Адиабаттық теория)

- Векторлық элементтердің уақыт бойынша туындылары белгілі $\dot{\vec{M}} = \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{e}_M + [\vec{\Omega}, \vec{M}]$
- $\dot{\vec{A}} = \frac{d\vec{A}}{dt} = \vec{e}_A + [\vec{\Omega}, \vec{A}]$
- Бұрыштық жылдамдық $\vec{\Omega} = \frac{\partial \vec{H}}{\partial \vec{M}}$
- Гамильтон функциясын H және M_0 арқылы өрнектеу $H = H(M, M_0)$
- Гамильтон функциясын Кеплерлік орбита бойынша орташалау.

- Сынақ дененің орбиталдық бұрыштық жылдамдығы $\vec{\Omega}$
- Фаламшарлардың перигелилерінің ығысу формуласы $\Delta g = \vec{\Omega} T$

Әдебиеттер

- Ohanian H.C. and Ruffini R. Gravitation and Spacetime, 3rd Edition. – Cambridge University Press, Cambridge, England, 2013.
 Will C.M. Theory and experiment in gravitational physics. Revised edition. – Cambridge University Press, 1993.
 Wald R.M. General Relativity. – The University of Chicago Press, 1984. – 473 p.
 Hobson M.P., Efstathio U.G.P., Lazenby A.N. General Relativity, An Introduction for Physicists. – Cambridge University Press, 2006. – 592 p.
 Ryder L. Introduction to General Relativity. – Cambridge University Press, 2009. – 460 p.
 Schutz B.F. A First course in General Relativity. – Cambridge University Press. 2009. – 412 p.
 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория Поля. – М.: Физматлит, 2003. – 536 с.
 Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. – М.: Наука, 1961.
 Абдильдин М.М. Механика теории гравитации Эйнштейна. – Алма-Ата: Наука, 1988. – 200 с.
 Абдильдин М.М. Проблема движения тел в общей теории относительности. – Алматы: Қазақ Университеті, 2006. – 132 с.
 Брумберг В.А. Релятивистская небесная механика. – М.: Наука, 1972.
 Абдильдин М.М., Баимбетов Ф.Б., Жусупов М.А., Кожамкулов Т.А., Рамазанов Т.С., Омаров М.С. Исследование проблем фундаментальных взаимодействий в теоретической физике. – Алматы. 1997. – 141 с.
 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. – М.: Физматлит, 2004. – 224 с.

- Stephani H., Kramer D., MacCallum M.A H., Hoenselaers C., and Herlt E. *Exact Solutions of Einstein's Field Equations.* – Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2003.
- Boshkayev K., Quevedo H., Ruffini R. *Gravitational Field of Compact Objects in General Relativity // Physical Review D.* – 2012. – Vol. 86. – 064043.
- Queverdo H., Mashhoon B. *Exterior gravitational field of a rotating deformed mass // Physics Letters A.* – 1985. – Vol. 109 (1, 2). – P. 13-18.
- Queverdo H., Mashhoon B. *Exterior gravitational field of a charged rotating mass with arbitrary quadrupole moment // Physics Letters A.* – 1990. – Vol. 148. – P.149-153.
- Pachon L.A., Rueda J.A., Sanabria-Gomez J.D. *Realistic exact solution for the exterior field of a rotating neutron star // Phys.Rev.D* – 2006. – Vol.73. – 104038.
- Manko V.S., Martin J., Ruiz E. *Six-parameter solution of the Einstein–Maxwell equations possessing equatorial symmetry // J. Math. Phys.* – 1995. –Vol.36. – 3063.
- Manko V.S., Sanabria-Gomez J.D., Manko O.V. *Nine-parameter electrovac metric involving rational functions // Phys. Rev. D.* – 2000. – Vol 62. – 044048.
- Bini D., Geralico A., Luongo O., Quevedo H. *Generalized Kerr spacetime with an arbitrary mass quadrupole moment: geometric properties versus particle motion // Classical and Quantum Gravity.* – 2009. –Vol.26. – 225006.
- Bini D., Boshkayev K., Geralico A. *Tidal indicators in the spacetime of a rotating deformed mass // Classical and Quantum Gravity.* – 2012. – Vol.29. – 145003.
- Bini D., Boshkayev K., Ruffini R. and Siutsou I. *Equatorial Circular Geodesics in the Hartle-Thorne Spacetime // Il Nuovo Cimento 36C.* – 2013. –Vol.1. – P.31-36.
- Quevedo H. and Parkes L. *Geodesies in the Erez-Rosen space-time // General Relativity and Gravitation.* –1989. – Vol.21. – P.1047-1072.
- Boshkaev K.A., Quevedo H., Abutalip M.S., Kalymova Zh.A., Suleymanova Sh.S. *Geodesics in the field of a rotating deformed gravitational source // International Journal of Modern Physics A.* – 2016. –Vol. 31(2,3). 1641006 (11p).

References

- H.C. Ohanian and R. Ruffini. *Gravitation and Spacetime*, 3rd Edition (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2013).
C.M. Will, *Theory and experiment in gravitational physics*. Revised edition, (Cambridge University Press, 1993).
R.M. Wald, *General Relativity*, (The University of Chicago Press, 1984), 473 p.
M.P. Hobson, G.P. Efstathio U and A.N.Lazenby, *General Relativity, An Introduction for Physicists*,(Cambridge University Press, 2006), 592 p.
L. Ryder, *Introduction to General Relativity*, (Cambridge University Press, 2009), 460 p.
B.F. Schutz, *A First course in General Relativity*, (Cambridge University Press, 2009), 412 p.
L.D. Landau and E.M. Livshitz, *Teoriya Polya*. (M.: Fizmatlit, 2003). 536 p. (in Russ).
V.A. Fock, *Teoriya prostranstva, vremeni i tyagotenia*, (M.: Nauka, 1961), (in Russ).
M.M. Abdildin, *Mechanica teorii gravitacii Einstaina*, (Alma-Ata: Nauka, 1988), 200 p. (in Russ).
M.M. Abdildin, *Problema dvizheniya tel v obshei teorii otnositelnosti*, (Almaty: Kazakh Universiteti, 2006). 132 p. (in Russ).
V.A. Brumberg, *Relativistskaya nebesnaya mechanika*, (M.: Nauka, 1972).
M.M. Abdildin, F.B. Baimbetov, M.A. Jusupov, T.A. Kojamkulov, T.S. Ramazanov and M.S. Omarov. *Issledovanie problem fundamentalnyh vzaimodeistvi v teoreticheskoi physice*, (Almaty,1997), 141 p.
L.D. Landau and E.M. Livchitz, *Mechanics* (M.: Fizmatlit, 2004). 224 p. (in Russ).
H. Stephani, D. Kramer, M. A. H. MacCallum, C. Hoenselaers, and E. Herlt, *Exact Solutions of Einstein's Field Equations*, (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2003).
K. Boshkayev, H. Quevedo and R. Ruffini, *Physical Review D* 86, 064043 (2012). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.86.064043>
H.Queverdo and B.Mashhoon, *Physics Letters A*, 109 (1, 2), 13-18 (1985). [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(85\)90381-0](https://doi.org/10.1016/0375-9601(85)90381-0)
H.Queverdo and B.Mashhoon, *Physics Letters A* 148,149 (1990). [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(90\)90770-O](https://doi.org/10.1016/0375-9601(90)90770-O)
L.A. Pachon, J.A. Rueda and J.D.Sanabria-Gomez, *Phys.Rev.D*.73, 104038 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.104038>
V.S.Manko, J.Martin and E. Ruiz, *J.Math.Phys.* 36, 3063 (1995). <https://doi.org/10.1063/1.531012>
V.S. Manko, J.D. Sanabria-Gomez and O.V.Manko, *Phys.Rev.D*. 62, 044048 (2000)
D. Bini, A. Geralico, O. Luongo and H. Quevedo, *Classical and Quantum Gravity* 26, 225006 (2009). <https://doi.org/10.1088/0264-9381/26/22/225006>
D. Bini, K. Boshkayev and A. Geralico, *Classical and Quantum Gravity* 29, 145003 (2012). <https://doi.org/10.1088/0264-9381/29/14/145003>
D.Bini, K. Boshkayev, R. Ruffini and I. Siutsou, *Il Nuovo Cimento 36C*, 1, 31-36 (2013). <https://doi.org/10.1393/ncc/i2013-11483-8>
H. Quevedo and L. Parkes, *General Relativity and Gravitation* 21, 1047 (1989).
K.A.Boshkaev, H.Quevedo, M.S.Abutalip, Zh.A.Kalymova and Sh.S.Suleymanova, *IJMA.* 31(2,3), 1641006 (2016). <https://doi.org/10.1142/S0217751X16410062>

FTAMP 29.15.03

Валиолда Д.С.¹, Джансейтов Д.М.^{1,2*}, Жаугашева С.А.¹, Жусупова Н.К.¹

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы к.,

²Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы к.,

*e-mail: janseit.daniar@gmail.com

¹¹ВЕ НЕЙТРОНДЫҚ ГАЛО ЯДРОСЫН ЗЕРТТЕУ

Қазіргі таңда экзотикалық ядролар интенсивті тәжірибелік зерттелуде. Гало ядролардың кулондық қүйреуін теориялық зерттеу, женіл ядролардың радиоактивті шоғырлармен өткізілетін тәжірибелік зерттеулердің жоспарлауға және оларды түсіндіруге маңызды. Радиоактивті шоғырлармен өткізілетін зерттеулер атом ядроның құрылымын талдауды жаңа ақпараттармен толықтыра, физиканың басқа саласында да кең қолданыс тапты, мысалға ядролық астрофизикада.

Заманауи азнуклонды ядролық физика саласында, гало ядроларды зерттеу өзекті мәселе болып табылады. Осындаидай ядролар орбиталарының радиустары, басқа нуклондармен ядролық әрекеттесу диапазонынан әлдеқайда үлкен болуы мүмкін. Гало ядроның физикасының өзінділік ерекшелігі, оның ядролық реакциялар мен ядро құрылымы механизмімен тығыз байланысында.

Күйреу гало ядролардың қасиеттерін зерттеуде ең маңызды құралдардың бірі болып табылады. Осындаидай реакцияларда үдегілген бөлшектердің ұсақ құрамдарға бөлініп ыдырауынан алынатын ақпарат, толқындық функцияның гало бөлігінің қасиеттері жайлы білуге мүмкіндік береді. Гало ядролардың қүйреуін кулондық өріс өзгеруімен, байланысқан екі (үш) бөлшектің континуумға өтуі ретінде қарастыруға болады.

Бұл жұмыс ядролардың кулондық қүйреуін кванттық тәсілмен теориялық зерттеуге арналған.

¹¹Ве гало ядроның, энергетикалық, деңгейлеріне сыртқы магнит өрісінің, әсері зерттелді. Ядролық әсерлесу ретінде Вудс-Саксон және Гаусс түріндегі потенциалдарды қолдана отырып, энергетикалық деңгейлердің жіктелуі сандық, және аналитикалық, әдістермен есептелді. ¹¹Ве ядроның, нейтрондық гало ретінде ¹⁰Be қабықшасынан және бір нейтроннан тұрады. Сондай-ақ ¹¹Ве ядроның негізгі құйіндегі орташа квадраттық зарядтық радиусы сандық түрде есептелді.

Түйін сөздер: ядролық, гало, кулондық, қүйреу, экзотикалық, ядролық, құйілдер, энергетикалық спектр, Шредингер стационар тендеуі.

Valiolda D.S.¹, Janseitov D.M.^{1,2*}, Zhaugasheva S.A.¹, Zhussupova N.K.¹

¹Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

²Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty,

*e-mail: janseit.daniar@gmail.com

Investigation of the neutron halo of the ¹¹Be nucleus

Exotic nuclei are the subject of intensive experimental research. Coulomb breakup are relevant for interpretation and planning of experiments in radioactive beams. These investigations have opened new prospects in studying the structure of nucleus and have found applications in other areas of physics, including nuclear astrophysics.

The halo is one of the most intensively studied objects in modern low-nucleus physics. The mean radii of certain nucleons orbits may be larger than nuclear interaction range. A characteristic feature of halo nuclei physics is correlations between the mechanism of nuclear reaction and structure.

The breakup is one of the important tools for studying halo properties. In these reactions, the information from dissociation of projectile into fragments could be used to conclude about the properties of halo part wave function. With a good approximation, the breakup could be regarded as a transition from the bound state of two (three) particles to the continuum, due to the changing Coulomb field.

This paper is devoted to a theoretical study of the Coulomb breakup of halo nuclei in a quantum approach. The energy levels of the halo of the ^{11}Be nucleus are calculated, taking into account the influence of an external magnetic field, i.e. the splitting of energy levels by numerical and analytical methods using two different potentials is calculated: in the form of Woods-Saxon and Gauss. The ^{11}Be nucleus is regarded as a neutron halo consisting of ^{10}Be core and one neutron. The root mean square charge radius of the ^{11}Be nucleus in the ground state is also calculated numerically. This work is the initial stage of the work on the investigation of the breakup of halo nuclei in the quantum-mechanical approach.

Key words: Halo nucleus, Coulomb breakup, breakup cross section, exotic states of the nuclei, stationary Schrödinger equation, energy spectrum.

Валиолда Д.С¹., Джансейтов Д.М.^{1,2*}, Жаугашева С.А.¹, Жусупова Н.К.¹

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

²Институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы,

*e-mail: janseit.daniar@gmail.com

Изучение нейтронного гало ядра ^{11}Be

Экзотические ядра являются предметом интенсивного экспериментального исследования. Теоретические исследования кулоновского развала гало ядер актуальны для интерпретации и планирования экспериментов по изучению легких ядер на радиоактивных пучках. Исследования с пучками радиоактивных ядер открыли новые перспективы в изучении структуры атомного ядра и нашли широкие приложения в других областях физики, включая ядерную астрофизику.

Гало ядра являются одним из наиболее интенсивно исследуемых объектов в современной малонуклонной ядерной физике. Средние радиусы орбит некоторых нуклонов этих ядер может быть больше, чем диапазон ядерного взаимодействия с другими нуклонами. Характерной особенностью физики ядер с гало является тесная взаимосвязь механизма ядерной реакции и структуры.

Развал является одним из важных инструментов для изучения свойств гало ядер. В этих реакциях, информация, поступающая от диссоциации снаряда на фрагменты может быть использована, чтобы сделать вывод о свойствах гало части волновой функции. С хорошим приближением, развал гало ядра можно рассматривать как переход от связанного состояния двух (трех) частиц к континууму, в связи с изменяющимся кулоновским полем.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию кулоновского развала гало ядер в квантовом подходе. Расчитаны энергетические уровни гало ядра ^{11}Be , с учетом влияния внешнего магнитного поля, т.е. вычислено расщепление энергетических уровней численным и аналитическим методами с использованием двух разных потенциалов: в форме Вудс-Саксона и Гаусса. Ядро ^{11}Be , имеющее как нейтронное гало, состоящий из кора ^{10}Be и одного нейтрана. Также численно вычислен среднеквадратичный зарядовый радиус ядра ^{11}Be в основном состоянии. Эта работа является начальным этапом работы по исследованию развала гало ядер в кванто-механическом подходе.

Ключевые слова: гало ядро, кулоновский развал, экзотические состояния ядер, стационарное уравнение Шредингера, энергетический спектр.

Кіріспе

Нейтрондық гало ядроларды алғашқы рет 1985 жылы Танихато және т.б. [1,2] анықтаған, ол жерде мұндай экзотикалық жүйелер ядро қабықшаларымен тығыз байланысты және диффузиялық ядролық бұлтпен қоршалған. Бұл жүйелер нейтрондық тұрақтылық шекарасына жақын орналасқан кейбір женіл, нейтроны артық радиоактивті ядролардың негізгі күйлерінде анықталған [3]. Бұрында гало тек нуклондық тұрақтылық шекарасына жақын орналасқан радиоактивті ядролардаған пайда болуы мүмкін деп есептелген. Алайда өткен жүз жылдықтың 50-ші жылдарының аяғында, галоның

ашылуынан бұрын, Базь оның нейтрон немесе протон эмиссияларының табалдырығына жақын тұрақты ядроларда да пайда болу мүмкіндігін болжаған болатын [4]. Сонымен қатар, [5-9] жұмыстарда тұрақты ^{13}C ядроның 3.09 ($1/2^-$) МэВ қозған күйі радиусы үлкейтілген гало құрылымына ие бола алатыны көрсетілген.

Нуклондар мен кластерлердің эмиссиясы арқылы ыдырайтын өмір сүру уақыты аз (10^{-12} сек) ядролардың радиустарын өлшеу тек ядролық реакциялардаған мүмкін. Дәл осындан күйлер ядролар спектроскопиясында негізгі рөлді ойнайды.

Жақын уақыттан бері қозған күйлердегі ядролар радиусын тәжіриберлік анықтаудың

тура әдістері жетілдіріліп және ұсынылған болатын, олар – түрлендірілген дифракциялық модел [10], серпімсіз құбылмалы шашырау әдісі [11,12] және асимптотикалық нормалау коэффициенттер әдісі [13]. Осы әдістердің барлығы [10-13], орташа квадраттық ядролар радиусын анықтауға мүмкіндік береді.

Кулондық қүйреу гало ядроны зерттеуге арналған негізгі құралдардың бірі болып табылады. Қүйреу кимасы гало құрылымы тура-лы пайдалы ақпаратқа ие. Осылайша, бұл та-қырып қарқынды эксперименталдық және теориялық зерттеулер пәні болып табылады. Гало ядроларының арасында, ^{11}Be ядросы ерекше мәнге ие, себебі оның құрылымының қар-пайымдылығы нақты теориялық зерттеу жасауға мүмкіндік береді. Шындығында, ^{11}Be ядро-сының байланысқан күйлерін ^{10}Be ядро және әлсіз байланысқан нейтрон ретінде сипаттауға болады. Ыдырауды екібөлшекті байланысқан күйден ядроның нысанамен соқтығысу процесі кезінде өзгеретін кулондық өріс әсерінен болатын үздіксіздікке ауысу ретінде қарастыруға болады [14].

Жұмыста сыртқы магнит өрісінің ^{11}Be ядро-сының негізгі қүйіне әсері зерттеледі, энергетикалық деңгейлердің жіктелуі сандық және аналитикалық түрде есептеледі. Аналитикалық әдіс ретінде бірінші ретті ауытқу теориясы таңдалған [15].

Ядро радиусы ең іргелі және маңызды сипаттамаларының бірі болып табылады. Нуклон-нуклондық әсерлесу және ядролық материя қасиеттерін қамту арқылы, ол ядролық физикада ғаламдық рөл атқарды, сондықтан стандарттық шамалардан ауытқудың өзі ядролық құрылымының кардиналды өзгеруімен байланысты болуы мүмкін [5]. Бұл жұмыста негізгі қүйдегі ^{11}Be ядро-сының орташа квадраттық радиусы сандық түрде есептелді.

1. Шредингердің стационар тендеуін шешудің сандық әдістері

Есеп Шредингердің стационар тендеуін (ШТ) шешу арқылы шығады:

$$H\psi_{Nlm} = E_N \psi_{Nlm}. \quad (1)$$

Толқындық функцияны мына түрде радиалды және бұрыштық функциялар арқылы жікtesек:

$$\psi_{Nlm}(r) = R_{Nl}(r)Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (2)$$

мұндағы $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ - сфералық функция.

Әсерлесу гамильтонианы [16]:

$$H_0(r) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V_{cf}(r). \quad (3)$$

Сонда толқындық функцияның $R_{Nl}(r)$ радиалды бөлігі үшін келесі тендеуді аламыз:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} + V_{cf}(r) \right] R_{Nl}(r) = \\ = E R_{Nl}(r), \quad (4)$$

мұндағы $\mu = \frac{m_n \cdot m_c}{M}$ – келтірілген масса, m_n , m_c және $M = m_n + m_c$ – сәйкес нейтрондар, қабықша және ^{11}Be ядро-сының массасы.

ШТ шешімін (4) шекаралық шарттар кезінде кері итерация [17], ақырғы-айырым [18] және өткізу [17] сандық әдістерін қолдана отырып табамыз.

$$\begin{cases} R_{Nl}(r) \rightarrow \text{const}, r \rightarrow 0 \\ R_{Nl}(r) \rightarrow 0, r \rightarrow \infty \end{cases} \quad (5)$$

Кері итерация әдісі шешімге жеткілікті тез жинақталуымен сипатталады. Нәтиженің дәлдігін үйлеспеушілік бойынша тексеру қажет. Есептегу сызбасының дәлдігі $\Delta_i = |E^{(i)} - E^{(i-1)}| < 10^{-6}$ тен. Тендеуде екінші ретті туындыны [15] жұмыста толығырақ сипатталған ақырғы-айырым аппроксимациясын қолданып, есептегу сызбасы үшін ықшамдауға болады. $r \in [0, r_m]$ интервалында r_j бойынша радиалды тор енгізіледі, ыңғайлы болу үшін $R(r_j) = R_j$ белгілеуін енгізді. Өткізу әдісі көмегімен бірінші итерация үшін толқындық функция анықталады, одан кейін нормалау тексеріледі. Осылайша, энергетикалық деңгей анықталады. Теріс энергетикалық күйлер нормаланған және ^{11}Be физикалық байланысқан күйлерді немесе Паули принципімен тыбым салынған күйлерді сипаттайды [16].

1.1 Нәтижелер: ^{11}Be энергетикалық спектрі

(4) тендеуіндегі V_{cf} потенциалы ^{10}Be қабықшасы және нейтрон арасындағы ішкі әсерлесудің көрсетеді және орталық мүшесінен тұрады, ол нейтрон-қабықша салыстырмалы қозғалысының \mathbf{L}

бұрыштық моменті және **I** нейtron спинін ескереді [14,16]

$$V_{cf}(r) = V_0(r) + \mathbf{L} \cdot \mathbf{I} V_{LI}(r). \quad (6)$$

(6) теңдеуіндегі орталық потенциал:

$$V_0(r) = -V_l f(r, R_0, a), \quad (7)$$

мұндағы Вудс-Саксондық форм фактор:

$$f(r, R_0, a) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right) \right]^{-1}. \quad (8)$$

Спин-орбиталдық әсерлесу [14]:

$$V_{LI}(r) = V_{LS} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_0, a). \quad (9)$$

Потенциал параметрлерінің мәндері [16] жұмыстағыдай таңдалған:

$$V_{l=0} = 59.5 \text{ МэВ}, V_{l>0} = 40.5 \text{ МэВ},$$

$$V_{LS} = 32.8 \text{ МэВ фм}^2, a = 0.6 \text{ фм}, R_0 = 2.669 \text{ фм},$$

мұндағы V_l – Вудс-Саксон потенциалының тереңдігі, a – диффузілік, R_0 – ¹¹Be ядронының радиусы ($R_0 = 1.2 \text{ Å}^{1/3}$ фм). V_{LS} стандартты мәні рәқабықша ядроны үшін ls потенциалының тереңдігі үшін қолданылады [1].

Нәтижесінде ¹¹Be нейтрондық гало ядроның энергетикалық денгейлері алынды: $l=0$ үшін негізгі күй энергиясы $E_0 = -0.5013 \text{ МэВ}$, $l=1$ қозған күй үшін $E_1 = -0.1844 \text{ МэВ}$. Алынған нәтижелер [16] жұмысының мәліметтерімен сәйкес келеді.

2. ¹¹Be энергия денгейлерінің сыртқы магнит өрісінің әсерінен жіктелуі (Зеемандық жіктелу)

Сыртқы магнит өрісінің әсерінен ядролардың магнит моменттері белгілі бір амалмен қалыптасады және ядролық энергетикалық денгейлер арасындағы ауысуларды бақылау мүмкіндігі пайда болады, осы әртүрлі бағыттармен байланысқан: белгілі бір жиілікпен сәулелену әсерінен болатын ауысулар. Ядроның энергетикалық денгейлерін кванттау $2I + 1$ мәндерін қабылдайтын ядроның бұрыштық моменттерінің кванттық табигатының салдары болып табылады. I спиндік кванттық сан (спин) $\frac{1}{2}$ еселік кез-келген мәнді қабылдай алады.

Энергия денгейлерінің магнит өрісінде жіктелуін ядролық зеемандық жіктелу деп атауга болады, өйткені ол магнит өрісіндегі электрондық денгейлердің жіктелуіне ұқсас (Зееман эффектісі) [19].

Радиалды Шредингер теңдеуін (4) ΔV_μ сыртқы өрісті қосу арқылы жазайық:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} + V(r) + \Delta V_\mu \right] R_l(r) = ER_l(r), \quad (10)$$

мұндағы ΔV_μ қосымша потенциал нейтрон спинінің сыртқы магнит өрісімен әсерлесуін сипаттайтын, сондықтан, жоғарыда айтылғандай, ¹¹Be нейтрондық гало ядроны ¹⁰Be+n жүйесі ретінде қарастырылады және $\Delta V = B \cdot \mu_n \cdot \hat{S}_n$ ретінде анықталады; B – магниттік өрістің кернеулігі, μ_n – нейтронның магнит моменті, \hat{S}_n – спиннің оське проекциясы. Нейтронның спині $s=1/2$ болғандықтан, спиннің белгіленген бағытқа проекциясы екі мәнге ие болады: $+1/2$ және $-1/2$. ШТ-де $R_l(r)$ толқындық функциясын спиндік толқындық функцияға алмастыру қажет $R_l(r) \rightarrow R_l(r) \cdot \chi_m$, мұндағы χ_m екі компонентті спинор болып табылады, ал спиндік операторлар – 2×2 өлшемдегі матрицалар. Өріс z осі бойынша бағытталған жағдай үшін: $\hat{S}_z = \pm \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ [20]

Спиндік толқындық функцияны енгізе отырып, ШТ екі теңдеуге жіктелетінін көруге болады, осылайша деңгей ығысулары мына түрде анықталады:

$$\begin{aligned} \Delta E_{m=\frac{1}{2}} &= \langle R_{lm}^{(r)} | \frac{1}{2} B \cdot \mu_n | R_{lm}^{(r)} \rangle \\ \Delta E_{m=-\frac{1}{2}} &= \langle R_{lm}^{(r)} | -\frac{1}{2} B \cdot \mu_n | R_{lm}^{(r)} \rangle \end{aligned} \quad (11)$$

Дәл солай өріс x немесе y осьтері бойынша бағытталуы кезінде деңгей ығысуларын оңай есептеуге болады.

Ары қарай спинор енгізу арқылы энергия ығысуларын есептеу үшін компьютерлік бағдарламаны түрлендіреміз, солай матрицалар және векторлар саны екі еселенеді. Бұрында бейнеленген сандық әдістер қолданылады.

Ядролық әсерлесуді бейнелеу үшін параметрлері бірінші бөлімде келтірілген Вудс-Саксон потенциалы қолданылды және әдістемен тексеру үшін Гаусс формасындағы потенциал қолданылды [21]:

$$V(r) = V_0 e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} = V_0 e^{-gr^2}. \quad (12)$$

$l=0$ үшін потенциал терендігі Вудс-Саксон потенциалындағыдан таңдалды $V_0 = 59.5$ МэВ, потенциал ені $g = \frac{1}{r_0^2} = 0.117 \text{ fm}^{-2}$. 1-суретте негізгі күй үшін радиалды координатасына байланысты Вудс-Саксон және Гаусс потенциалдары көрсетілген.

Негізгі күй үшін нәтижелер 1-кестеде көрсетілген. Сандақ нәтижелер аналитикалық шешімдермен салыстырылады, аналитикалық реңінде ауытқу теориясының бірінші реті таңдалды [15].

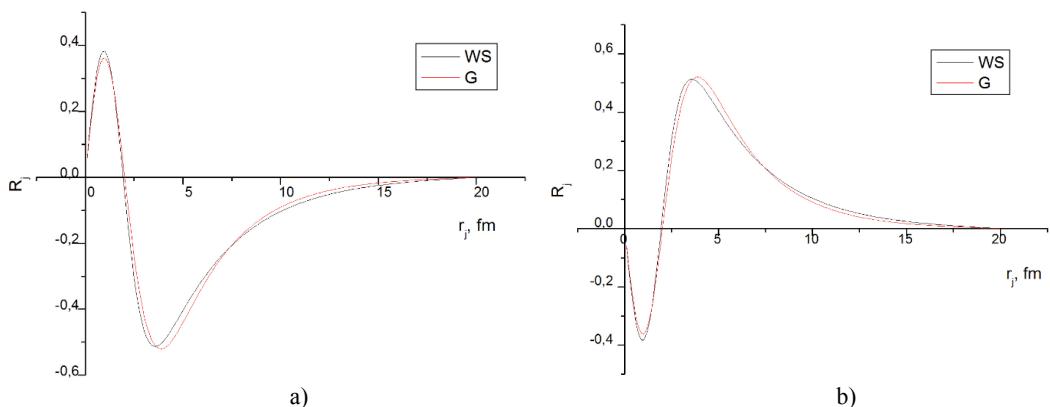
Ауытқу теориясы бойынша энергия ығысулары:

$$\Delta E_{\frac{1}{2}} = \int_0^\infty R_0(r) \Delta V_{\frac{1}{2}}(r) R_0(r) dr.$$

$$\Delta E_{-\frac{1}{2}} = \int_0^\infty R_0(r) \Delta V_{-\frac{1}{2}}(r) R_0(r) dr. \quad (13)$$

1-кесте – Сыртқы магнит өрісі әсерінен ^{11}Be негізгі күйдегі энергия ығысуы

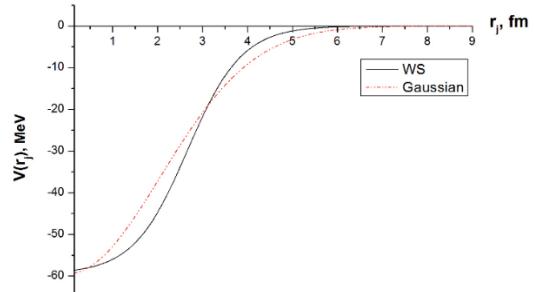
Rm=8 M=200	$\Delta E_{\text{аут.теор.}}(B_z)$	$\Delta E_{\text{сан.}}(B_z)$ Гаусс	$\Delta E_{\text{сан.}}(B_z)$ Вудс-Саксон	$\Delta E_{\text{аут.теор.}}(B_z)$	$\Delta E_{\text{сан.}}(B_z)$ Гаусс	$\Delta E_{\text{сан.}}(B_z)$ Вудс-Саксон
B (Gauss)	$m_s=+1/2$ спин проекциясы					
0.1	0.0003	0.0003	0.0003	-0.0003	-0.0003	-0.0003
1	0.0030	0.0030	0.0030	-0.0030	-0.0030	-0.0030
10	0.0300	0.0301	0.0301	-0.0300	-0.0300	-0.0300
100	0.3008	0.3008	0.3008	-0.3008	-0.3008	-0.3008
200	0.6016	0.6016	0.6016	-0.6016	-0.6016	-0.6016
300	0.9024	0.9025	0.9025	-0.9024	-0.9025	-0.9025
400	1.2033	1.2033	1.2033	-1.2033	-1.2033	-1.2033
500	1.5041	1.5041	1.5041	-1.5041	-1.5041	-1.5041
1000	3.0082	3.0082	3.0082	-3.0082	-3.0082	-3.0082
2000	6.0165	6.0165	6.0165	-6.0165	-6.0165	-6.0165



2-сурет – a) спин жоғары бағытталған кездегі ($+1/2$) және
b) спин төмен бағытталған кездегі ($-1/2$) радиалды толқындық функция

Өріс кернеулігі 0.1-ден 2000 Гауссқа дейін өзгерілді; нәтижелер аналитикалық шешімдермен жақсы сәйкес келетіні көрініп түр.

2-суретте $+1/2$ (а сурет) және $-1/2$ (б сурет) спин проекциялары үшін ^{11}Be с-күйінің толқындық функциялары көрсетілген. Вудс-Саксон (WS) потенциалы үшін қарамен, Гаусс (G) потенциалы үшін қызылмен белгіленген. Магнит өрісі өзгерген кезде толқындық функциялар өзгермейді.



1-сурет – ^{11}Be негізгі күйінде радиалды айнымалысына байланысты Вудс-Саксон және Гаусс потенциалдарының формасы

3. ¹¹Be гало ядроның радиусы

Ядро өлшемі іргелі қасиеттердің бірі болып табылады және оның қозу мен байланыс энергиясымен қатар ядролық потенциалдың диапазоны мен терендігін анықтау үшін қолданылады. Протондар мен нейтрондар үшін

кеңістіктік тарапу әртүрлі бола алғындықтан, әсіреле бұл құбылыс гало ядроларда ерекше бақыланады, ядро өлшемдерін бейнелеудің бірнеше әдісі болады [22]. Мысалы, ядроның орташа квадраттық зарядтық радиусы (rms) мына түрде анықталады

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int \rho(r) r^2 d\vec{r}}{\int \rho(r) d\vec{r}} = \frac{\int \psi(r)^* \psi(r) r^4 dr}{\int \psi(r)^* \psi(r) dr} = \frac{\int_0^\infty \psi^2(r) r^4 dr}{\int_0^\infty \psi^2(r) dr} = \int_0^\infty \psi^2(r) r^4 dr. \quad (14)$$

¹¹Be гало ядроның негізгі күйі үшін 2s-күйінің толқындық функциясының кванттық сандары $N = 2, l = 0, m = 0$:

$$\Psi_{200}(r, \theta, \vartheta) = \frac{1}{r} R(r) Y_{00},$$

мұндағы $Y_{00} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$ – $N = 2, l = 0, m = 0$ күйі үшін нормаланған сфералық функция [15]. Онда (14) теңдеуін толқындық функцияның радиалды бөлігі үшін қайта жазамыз:

$$\bar{r}^2 = \int_0^\infty r^2 R^2(r) dr. \quad (15)$$

Осылайша ядроның орташа квадраттық зарядтық (rms) радиусын анықтауға болады:

$$r_{rms} = \sqrt{\int_0^\infty r^2 R^2(r) dr}. \quad (16)$$

Нәтижесінде ¹¹Be ядроны үшін орташа квадраттық радиус мәнін алдық, $\langle r_{ch}^2 \rangle = 2.2268$ фм Вудс-Саксон потенциалы үшін және $\langle r_{ch}^2 \rangle \geq 2.1344$ фм Гаусс үшін.

2-кесте – ¹¹Be ядроның орташа квадраттық зарядтық (rms) радиусы

2-кестеде алынған нәтижелер ядролық мәліметтер және эксперименталдық жұмыстар [22,23] базасы бойынша әдебиеттік мәндермен салыстырылады.

Корытынды

Сандық әдісті қолдана отырып, бұл жұмыста тесттік бағдарлама ретінде [14,16] жұмыстарындағы сияқты ядролық әсерлесуді сипаттау үшін Вудс-Саксон потенциалын қолданып, ¹¹Be ядроның энергетикалық деңгейлері қайта жаңғырылды. ¹¹Be ядроны ¹⁰Be қабықшасынан және бір нейтроннан тұратын нейтрондық гало ретінде қарастырылады [14,16].

Сондай-ақ Гаусс және Вудс-Саксон формасындағы екі әртүрлі потенциалдарды қолдана отырып, магнит өрісінің әсерінен энергия деңгейлерінің ығысуы есептелді. Сандық нәтижелер аналитикалық шешімдерге сәйкес келеді, аналитикалық ретінде ауытқу теориясының бірінші реті таңдалып алынды.

Жұмыста әртүрлі ядролық потенциалдар үшін ¹¹Be ядроның негізгі күйінің орташа квадраттық зарядтық радиусы сандық есептелді, ол жалпы эксперименттік нәтижелермен жақсы үйлесім табады.

Бұл жұмыс квант-механикалық әдісте гало ядролардың күйреуін зерттеуге арналған жұмыстардың бастанапқы кезеңі болып табылады. Бейстационар ШТ шешудің сандық әдісін қолдана отырып, сыртқы өрістің гало ядроның күйреуіне әсерін толық зерттеу жоспарлануда.

Жұмыстар:	$\langle r_{ch}^2 \rangle$, fm
Ядролық мәліметтер базасы [22]	(2.4630±0.0150)
Лазерлік спектроск. [23]	2.466
Вудс-Саксон	2.227
Гаусс	2.134

Әдебиеттер

- Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O., Nagamiya S., Shida Y., Yoshikawa N., Yamakawa O., Sugimoto K., Kobayashi T., Greiner D.E., Takahashi N., Nojiri Y. Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes // Physics Letters B. – 1985. – Vol.160. –P. 380.
- Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O., Shida Y., Yoshikawa N., Sugimoto K., Yamakawa O., Kobayashi T., Takahashi N. Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region // Physical Review Letters. – 1985. –Vol. 55. –P. 2676.
- Belyaeva T.L., Perez-Torres R., Ogloblin A.A., Demyanova A.S., Ershov S.N., Goncharov S.A. Determination of neutron halo radii in the first excited states of ^{13}C and ^{11}Be with the asymptotic normalization coefficients method // Physical Review C. -2014. –Vol. 90. –P.064610.
- Baz A. I. Threshold effects in nuclear reactions // Advances in Physics. – 1959. – Vol. 8. – P.349.
- Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Danilov A.N., Goncharov S.A., Belyaeva T.L., Sobolev Yu.G., Khlebnikov S.V., Burtebaev N., Trzaska W., Heikkinnen P., Tyurin G.P., Janseitov D. and Gurov Yu.B. States of ^{13}C with abnormal radii // EPJ Web of Conferences. – 2016. – Vol. 117. – P.0401.
- Ogloblin A.A., Danilov A. N., Belyaeva T. L., Demyanova A. S., Goncharov S. A. Trzaska W. Effect of neutron halos on excited states of nuclei // Physical Review C. – 2011. – Vol. 84. – P.054601.
- Ogloblin A.A., Danilov A.N., Belyaeva T.L., Demyanova A.S., Goncharov S.A. and Trzaska W. Observation of abnormally large radii of nuclei in excited states in the vicinity of neutron thresholds // Physics of Atomic Nuclei. – 2011. – Vol.74, No.11. – P.1548-1561.
- Kawabata T., Sasamoto Y., Maeda Y., Sakaguchi S., Shimizu Y., Suda K., Uesaka T., Fujiwara M., Hashimoto H., Hatanaka K., Kawase K., Matsubara H., Nakanishi K., Tameshige Y., Tamii A., Itoh K., Itoh M., Yoshida H. P., Kanada-en'yo Y., Uchida M. Cluster states in ^{13}C and ^{11}B // International Journal of Modern Physics E. – 2008. – Vol. 17. – P.2071.
- Demyanova A.S., Danilov A.N., Dmitriev S.V., Ogloblin A.A., Belyaeva T.L., Burtebaev N., Drobyshev P., Goncharov S.A., Gurov Yu. B., Heikkinnen P., Julin R., Khlebnikov S.V., Maslov V.A., Nassurlla N., Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Trzaska W., Tyurin G., Zhrebchevskii V.I. Spectroscopy of exotic states of ^{13}C // EPJ Web of Conferences. – 2014. – Vol. 66. – P.02027.
- Danilov A.N., Belyaeva T.L., Demyanova A.S., Goncharov S.A. and Ogloblin A.A. Determination of nuclear radii for unstable states in ^{12}C with diffraction inelastic scattering // Physical Review C. – 2009. – Vol. 80. – P.054603.
- Ohkubo S. and Nirabayashi Y. Bose-Einstein condensation of α particles and Airy structure in nuclear rainbow scattering // Physical Review C. – 2004. – Vol. 70. -P.041602(R).
- Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Goncharov S.A. and Belyaeva T. L. Study of "condensate" states in ^{12}C and ^{16}O by inelastic scattering // International Journal of Modern Physics E. – 2008. -Vol. 17. – P.2118.
- Liu Z.H., Lin C.J., Zhang H.Q., Li Z.C., Zhang J.S., Wu Y.W., Yang F., Ruan M., Liu J.C., Li S.Y., Peng Z. H. Asymptotic normalization coefficients and neutron halo of the excited states in ^{12}B and ^{13}C // Physical Review C. – 2001. -Vol. 64. – P.034312.
- Melezlik V.S., Baye D.. Nonperturbative time-dependent approach to breakup of halo nuclei // Physical Review C. -1999. –Vol. 59.-P.3232.
- Landau L.D., Lifshitz E.M. Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory, Pergamon Press. – 1977. – Vol. 3.
- Capel P., Baye D., Melezlik V.S. Time-dependent analysis of the breakup of halo nuclei // Physical Review C. 2003. – Vol. 68. –P. 014612.
- Kalitkin N.N. Numerical Methods. – M.: Nauka, 1978.
- Schneider B.I., Feist J., Nagele S., Pazourek R., Hu S., Collins L.A., Burgdörfer J. Recent Advances in Computational Methods for the Solution of the Time-Dependent Schrödinger Equation for the Interaction of Short, Intense Radiation with One and Two Electron Systems // Quantum Dynamic Imaging. -2011. – P.149.
- Voronov V.K. Nuclear magnetic resonance // Sorosovskii Educational Journal. – 1996. – Vol. 10. – P. 70.
- Balashev V.V., Dolinov V.K.. The course of quantum mechanics: Regular and chaotic dynamics.- Izhevsk, 2001.
- Saikat Nandi. The quantum Gaussian well // American Journal of Physics. – 2010. – Vol. 78. – P. 1341.
- Angeli I., Marinova K.P. Table of experimental nuclear ground state charge radii: An update // Atomic Data and Nuclear Data Tables. -2013. –Vol. 99. –P.69.
- Lu Z.T., Mueller P., Drake G.W. F. Colloquium: Laser probing of neutron-rich nuclei in light atoms // Review of Modern Physics. – 2013. –Vol. 85. –P.1383.

References

- Tanihata et al., Phys. Lett. B 160, 380 (1985)
- Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. 55, 2676 (1985)
- T.L. Belyaeva et al., Phys. Rev. C 90,064610 (2014)
- A.I. Baz, Advances in Physics, 8, 349 (1959)
- A.S. Demyanova et al., EPJ Web of Conferences, 117, 0401 (2016)
- A.A. Ogloblin et al., Phys. Rev. C 84, 054601 (2011)
- A.A. Ogloblin et al., Phys. of Atom. Nucl. 74 (11), 1548 (2011)
- T. Kawabata et al., Inter. Jour. M. Phys. E 17, 2071 (2008)
- A.S. Demyanova et.al., EPJ Web of Conferences 66, 02027 (2014)
- A.N. Danilov et.al., Phys. Rev. C 80, 054603 (2009)
- S. Ohkubo and Y. Nirabayashi, Phys. Rev. C 70, 041602(R) (2004)

- A.S. Demyanova et.al., Inter. Jour. M. Phys. E 17, 2118 (2008)
Z.H. Liu et. al., Phys. Rev. C 64, 034312 (2001)
V.S. Melezhik, D. Baye, Phys. Rev. C 59, 3232 (1999)
L.D. Landau, E.M. Lifshitz Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory. Vol. 3 (3rd ed.) (Pergamon Press, 1977)
P.Capel, D.Baye, V.S. Melezhik, Phys. Rev. C 68, 014612 (2003)
N.N. Kalitkin, Numerical Methods (M. Nauka, 1978)
B.I. Schneider et al., Quantum Dynamic Imaging. 149, (2011)
V.K. Voronov, Sorosovskii Educational Journal, 10, 70 (1996)
V.V. Balashev, V.K. Dolinov. The course of quantum mechanics: Regular and chaotic dynamics (Izhevsk, 2001)
Saikat Nandi, Am. J. Phys. 78 (12), 1341 (2010)
Angeli, K.P. Marinova, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 99, 69 (2013)
Z.T. Lu, P. Mueller, G.W. F. Drake. Rev.of Mod. Phys, 85, 1383 (2013)

Наурзбаева А.Ж.* , Алимғазинова Н.Ш., Манапбаева А.Б., Икрамова С.Б.

Әл-Фараби атындағы Қазак ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: aisha.naur@gmail.com

КҮН БЕЛСЕНДІЛІГІ МЕН ҒАРЫШТЫҚ СӘУЛЕЛЕНУДІҢ ЖЕРДІҢ ЖАҢАНДЫҚ КЛИМАТЫНА ӘСЕРІ

Осы уақытқа дейін күн белсенділігінің құбылмалылығы мен жаһандық ғарыштық сәулеленудің ағындары Жер атмосферасының әр түрлі процестеріне маңызды ықпал ететіндігін растаушы көптеген мәліметтер жиынтық жиналған. Алайда күн белсенділігінің уақыттық динамикасының күрделілігі қүшіне байланысты, FC ағындарының жөне Жер атмосферасының параметрлеріне осы шамалар байланысының қатынасы тұжырымдарының ауқымы айтарлықтай кең. Мысалы, күн белсенділігі мен жаһандық температураның арасындағы тұра корреляцияның бар болуын нығайтудан бастап оның толықтай жоққа шығаруына дейін. Бұл жұмыста күн белсенділігі мен ғарыштық сәулеленудің Жердің жаһандық климатына әсерінің бар болуы немесе жоқ, болуы құбылысы конвергенттік кросс-салыстыру әдісімен зерттелген. Соңғы жылдарда Паккард-Такенс теоремасына негізделіп жасалған бұл әдіс екі шаманың уақыттық қатарлары арасындағы себеп-салдарлық байланысты, тіпті оларды дәстүрлі әдістермен анықталмаған жағдайда да зерттеуге мүмкіндік береді. Екі шама арасындағы сызықты байланысты көрсететін өзара корреляциялық функция жаһандық температура мен FC ағыны арасында еш байланыс жоқ екенін көрсетсе де, бейсизде, және себепті байланыстың бар-жоғын көрсететін жаңа конвергенттік кросс-салыстыру әдісі күн белсенділігі мен ғарыштық сәулелену жаһандық температураға елеулі әсер ететінін дәлелдейді: FC ағынының көленкелі көбейнесінен бағаланған жаһандық температура аномалиясы мәндерінің оны аномалияның өлшенген (шын) мәндерімен корреляциясы өте жоғары болып табылады.

Түйін сөздер: ғарыштық сәулелер, Күн белсенділігі, Жер атмосферасы, жаһандық температура.

Naurzbaeva A.Zh.* , Alimgazinova N.Zh., Manapbayeva A.B., Ikramova S.B.

Al Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, *e-mail: aisha.naur@gmail.com

About influence of solar activity and cosmic rays on global climate of the Earth

At present a large body of evidence indicates that solar activity and galactic cosmic rays variability has a significant impact on different processes in Earth's atmosphere such as global climate formation and the ozone layer thickness variation. However, due to the complex dynamics of solar activity, cosmic rays flux and global temperature widely divergent conclusions on the link between these quantities can be made, from arguing for the direct correlation between solar activity and global temperature to totally denying it or claiming inverse correlation. In recent the so-called convergent cross-mapping technique has been developed on the basis of Packard-Takens theorem which makes it possible to investigate the cause and effect relationship between time series of two quantities even when it has not been established using conventional procedures. This method has been applied by a number of researchers to the analysis of correlations between various chaotic processes. In this paper the results of applying of this technique to analysis of correlations between solar activity and global temperature are presented. This new method shows that solar activity and cosmic rays have a noticeable effect on the global temperature: the global temperature anomalies values estimated on the basis of attractors, represented by time series of cosmic rays and solar activity, have a high correlation with its measured values.

Key words: cosmic rays, solar activity, earth's atmosphere, global temperature.

Наурзбаева А.Ж.* , Алимгазинова Н.Ш., Манапбаева А.Б., Икрамова С.Б.

Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: aisha.naur@gmail.com

О влиянии солнечной активности и космического излучения на глобальный климат Земли

К настоящему времени накоплено множество свидетельств того, что изменчивость солнечной активности и потоков галактического космического излучения оказывает важное воздействие на различные процессы в атмосфере Земли. Однако в силу сложности временной динамики солнечной активности, потоков КИ и параметров атмосферы Земли, диапазон выводов в отношении взаимосвязи этих величин весьма широк, например, от утверждений о существовании прямой корреляции между солнечной активностью и глобальной температурой до полного ее отрицания. В данной работе этот вопрос о наличии или отсутствии влияния солнечной активности и космического излучения на глобальный климат Земли исследован методом конвергентного кросс-сопоставления. Этот разработанный в последние годы метод, основанный на теореме Паккарда-Такенса, позволяет исследовать причинно-следственную связь между временными рядами двух величин даже в тех случаях, когда она не выявляется традиционными методами. Несмотря на отсутствие линейной корреляции между исследуемыми величинами, метод конвергентного кросс-сопоставления показал, что солнечная активность и в особенности космические лучи оказывают заметное влияние на глобальную температуру: значения аномалий глобальной температуры, оцененные на основе атTRACTоров, представленных временными рядами космических лучей и солнечной активности, имеют высокую корреляцию с измеренными значениями глобальной температуры.

Ключевые слова: космические лучи, солнечная активность, атмосфера Земли, глобальная температура.

Кіріспе

Осы уақытқа дейін күн белсенділігі мен ғарыштық сәулелену ағынының өзгермелілігі Жер климатының қалыптасуына маңызды әсер ететінін растайтын көптеген мәлімет табылды [1-6]. Мысалы, жаһандық температураның өзгерісі мен ғарыштық сәулелер ағынының вариациясы арасындағы корреляция, Күн белсенділігі минимумының аномальді периоды мен суықтаудың аномальді периодына сәйкес келуі (мысалы, Маундер минимумы кезінде), соңғы 700 жылда орын алған Сібірдегі температура мен Күн белсенділігінің өзгерісі арасындағы жақында табылған корреляция, т.б.

Генрих Свенсмарктың теориясы бойынша FС-дің климатка әсері FС-дің карқынды өсуі барысындағы жоғарғы бұлт түзілу арқылы сезіледі, электрондар шығаратын бөлшектер молекулалық шоғырдың пайда болуына алып келеді, ол өз кезегінде (бұлт түзілу үшін) бұлт құрылуға арналған құрағыш блоктар болып табылады. Бірақ кейбір зерттеушілер бұлған қарсы шығатын деректерді көлтіреді [7-10].

Жалпы, күн белсенділігінің, ғарыштық сәулеленудің және жаһандық климаттың уақыттық динамикасының күрделілігіне байланысты, осы шамалар арасындағы байланыс жөніндегі қорытындылар күн белсенділігі мен

жаһандық температура арасындағы тұра корреляция бар екенін айтудан бастап оны толығымен жоққа шығаруға дейінгі аралықта жатады. Қарастырылып отырған шамалардың ретсіз динамикалық сипатын ескере отырып, өзара байланыстарын зерттеу үшін бейсызық физика аясында дамыған әдісті қолдану өте тиімді болуы тиіс.

Осыған байланысты, осы жұмыста біз ғарыштық факторлар мен Жер климаты арасындағы байланысты зерттеу үшін бейсызық физика шенберінде дамытылған сигналдарды талдаудың жаңа конвергентті кросс-салыстыру әдісін қолдандық.

Зерттеу әдісі

Соңғы кездерде пайда болған конвергентті кросс-салыстыру әдісі [11] екі шаманың уақыттық қатарларын талдау арқылы олар арасындағы себеп-салдарлық байланысты зерттеуге мүмкіндік береді. Әдіс Паккард-Таккенс теоремасында негізделген. Бұл теорема бойынша жалғыз-ақ шаманың уақыттық қатарын қолданып, бұл сигналды тудырған жүйенің атTRACTорын табуға, ал оның көмегімен жүйенің динамикасын танып білуге болады. Уақыт бойынша кідіртуді жасау арқылы табылған бұл атTRACTорды көлеңкелі көпбейнесі деп атайды.

Егер екі сигнал бір жүйенің әр түрлі бөліктерінен шықса, олардан қайта құрылған атTRACTорлар шың атTRACTорға, демек бір біріне де диффеоморфты болып табылады Сонымен қатар, бұл екі шама бір жүйені көрсеткендіктен, олар бір-бірімен байланысты болады. Сонда, егер x шамасы у шамасына себепті әсер етсе, онда x шамасының динамикасы да у шамасының динамикасына әсер етеді. Бұл әсердің у шамасының динамикасындағы «ізінің» («таңбасының») бар болуы у шамасының көлеңкелі көpbейнесінен x шамасының мәндерін бағалауға болатынына әкеледі.

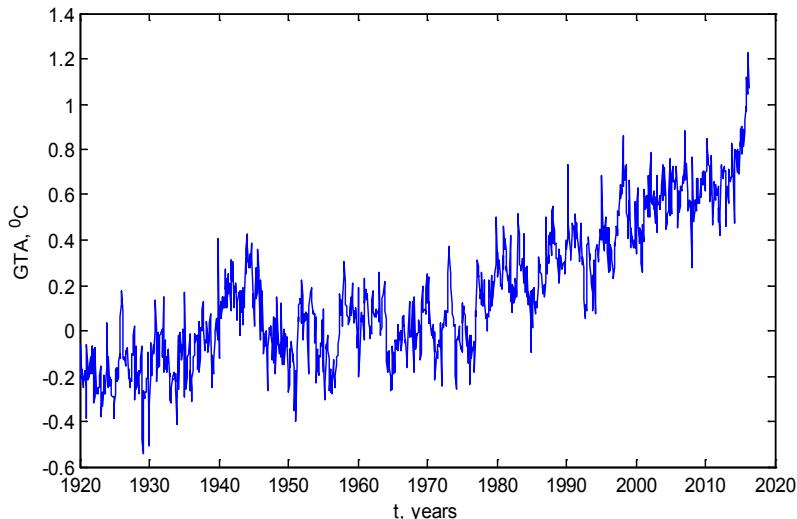
Сөйтіп, у шамасының көлеңкелі көpbейнесінен x шамасының x/M_y мәндерін бағалап, олар x -н шың мәндеріне қашалықты жуық екенін зерттеуге болады. Егер x пен x/M_y мәндері арасында жоғары корреляция (байланыс) бақыланса, онда x шамасы у шамасына себепті әсер етеді деген қорытындыны жасауға болады.

Зерттеу нәтижелері және оларды талқылау

Зерттеу FC бөлшектерін тіркейтін нейтрондық монитор станцияларының дүниежүзілік

желісінің мәліметі [12], Күн белсенділігінің уақыттағы өзгерісі туралы мәлімет [13] және жаһандық температура аномалиялары жөніндегі мәлімет [14] негізінде жүргізді. Жаһандық температура аномалияларының айлық мәндерін (1-сурет) табу кезінде базалық период ретінде 1901-2000 жылдар аралығы алынған, яғни жылдың әр айы үшін бұл период ішіндегі орташа мәні табылып, жаһандық температуралың сәйкес мәнінен алынған.

Осы әдіс көмегімен күн белсенділігі мен гарыштық сәулеленудің жаһандық температураға әсерін зерттеу нәтижелері 2-5 суреттерде келтірілген. 2-суретте X өсі бойынша жаһандық температура аномалияларының (GTA-н) өлшенген (шың) мәндері, ал Y өсі бойынша FC ағынының көлеңкелі көpbейнесінен бағаланған ЖТА-н GTA/M_{CR} мәндері, 3-суретте GTA-н өлшенген мәндері мен Вольф санының көлеңкелі көpbейнесінен бағаланған GTA/M_{SA} мәндері, 4-суретте FC қарқындылығының шың мәндері мен GTA-н көлеңкелі көpbейнесінен бағаланған мәндері, ал 5-суретте күн белсенділігінің шың мәндері мен GTA-н көлеңкелі көpbейнесінен табылған мәндері келтірілген.



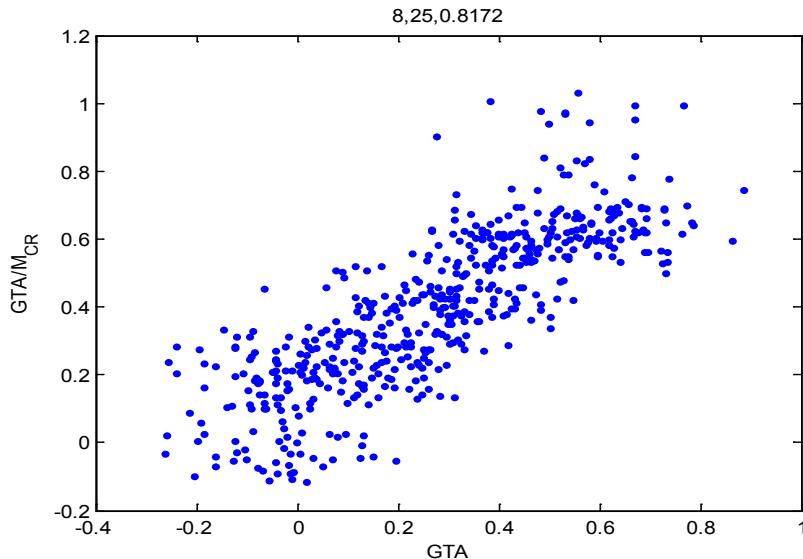
1-сурет – Жаһандық температура аномалияларының айлық мәндерінің уақыттағы өзгерісі

Салыстыру үшін 6-суретте GTA мен FC ағыны арасындағы әдеттегі корреляциялық функция келтірілген. Бұл функция екі шама арасындағы сызықты байланысты көрсетеді, сонда суреттен жаһандық температура мен FC арасында мұндай байланыс жоқ екенін көруге болады.

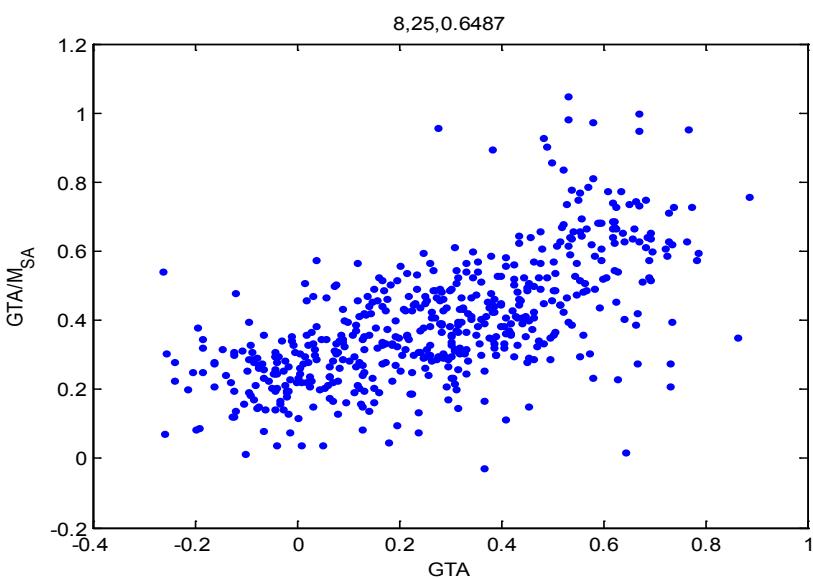
Ал, бейсызық және себепті байланыстың бар-жоғын көрсететін жаңа конвергенттік кроссальстыру әдісі күн белсенділігі мен әсіресе гарыштық сәулелену жаһандық температураға елеулі әсер ететінін көрсетіп түр: GTA/M_{CR} мәндерінің GTA -н шың мәндерімен корреляциясы жоғары болып табылады, атап айтсақ,

олар корреляциясының Пирсон коэффициенті 0.82 тең. GTA/M_{SA} мен GTA ң корреляция коэффициенті төмендеу болса да, аз емес – 0.65

тең. Бұл ғарыштық сәулелену күн белсенділігінің жаһандық климатқа әсерінің арашы (дәнекері) болып табылатынын көрсетуі мүмкін.



2-сурет – FC ағынының көлөнкөлі көпбейнесінен бағаланған жаһандық температура аномалиясы мәндерінің осы аномалияның өлшенген (шын) мәндеріне тәуелділігі



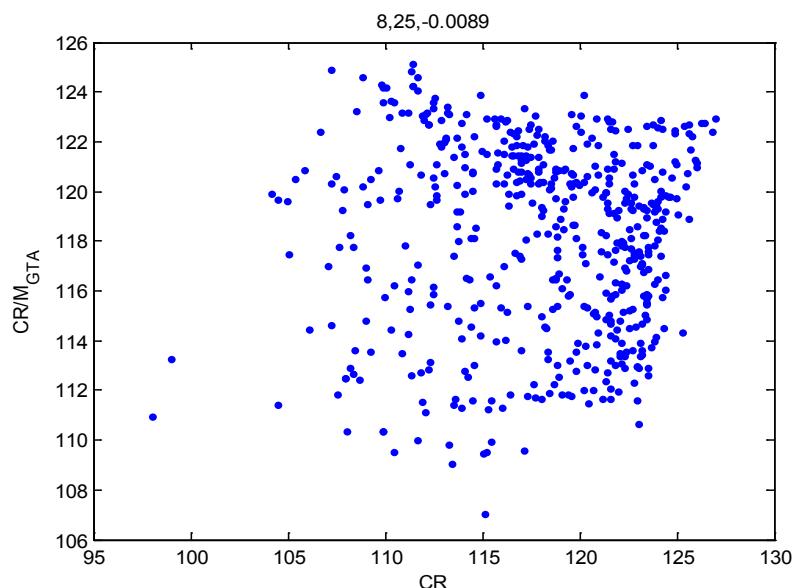
3-сурет – Вольф санының көлөнкөлі көпбейнесінен бағаланған жаһандық температура аномалиясы мәндерінің осы аномалияның өлшенген (шын) мәндеріне тәуелділігі

GTA атTRACTорынан бағаланған FC ағыны мен Вольф сандарының мәндері олардың шын мәндерімен байланысты емес: 4 – 5 суреттердегі шамалардың Пирсон коэффициенттері нөлге

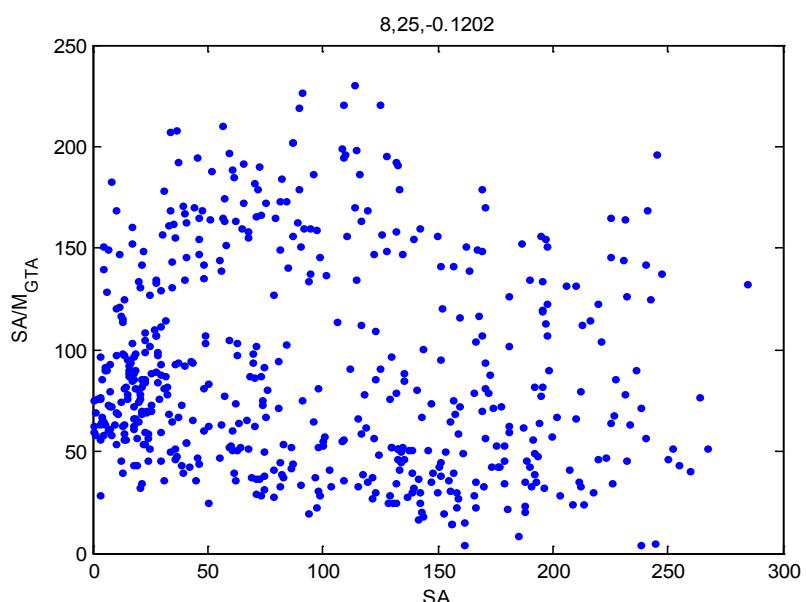
жуық, атап айтсақ, сәйкесінше 0.01 мен 0.1 тең. Ол түсінікті: Жердегі температуралың күн белсенділігіне және ғарыштық сәулеленуге әсері жоқ екені айдан анық.

[1] жұмыста біздікінә үқсас зерттеу жүргізілді, бірақ FC-ң уақыттағы өзгерісін сипаттау үшін АЕ геомагниттік индексінің жылдық мәндері қолданылды. Біз болсақ, FC өзінің ағындарын, және де жылдық емес, айлық мәндерін қолданық, оған қоса күн белсенділігінің жаһандық температураға әсерін зерттедік. Жалпысында нәтижелеріміз сай келсе де, температуралық трендіне

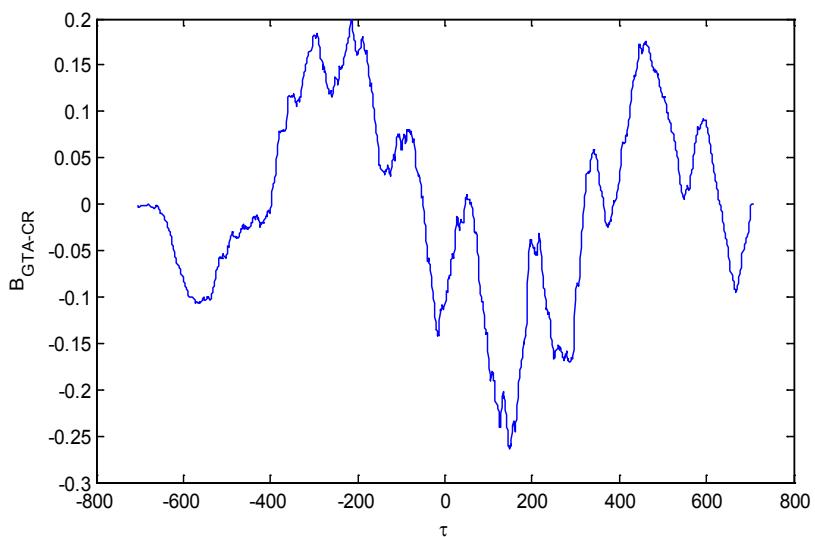
байланысты айырмашылық бар. Біздің зерттеуде жаһандық температура аномалиясының қатарынан жаһандық жылыну трендін алып тастаған жағдайда, жоғарыда айтылған шамалар үшін Пирсон коэффиценттері азаяды, ал [4] жұмыста – көрісінше, өседі. Біздің нәтиже жаһандық жылынудың болуына сыртқы факторлар үлес қосуы мүмкін екендігін көрсетеді.



4-сурет – Жаһандық температура аномалиясының көлеңкелі көпбейнесінен бағаланған FC ағыны мәндерінің осы ағынның өлшенген (шың) мәндеріне тәуелділігі



5-сурет – Жаһандық температура аномалиясының көлеңкелі көпбейнесінен бағаланған Вольф саны мәндерінің оның өлшенген (шың) мәндеріне тәуелділігі



6-сурет – Жаһандық температура аномалиясы мен FC ағынының уақыттық қатарларының өзара корреляциялық функциясы

Корытынды

Екі шама арасындағы сыйыкты байланысты көрсететін өзара корреляциялық функция жаһандық температура мен FC ағыны арасында еш байланыс жоқ екенін көрсетсе де, бейсызық және себепті байланыстың бар-жоғын көрсететін жаңа конвергенттік крос-салыстыру әдісі күн белсенділігі мен ғарыштық сәулелену жаһандық температураға елеулі әсер ететінін дәлелдейді: FC ағынының көлеңкелі көбейнесінен бағаланған жаһандық температура аномалиясы мәндерінің осы аномалияның өлшенген (шың)

мәндерімен корреляциясы ете жоғары болып табылады, олар үшін Пирсон коэффициенті 0.82 тең.

Күн белсенділігі үшін бұл коэффициент төмендеу, бірақ аз емес болып табылады – 0.65 тең. Бұл ғарыштық сәулелену күн белсенділігінің жаһандық климатқа әсерінің араши (дәнекері) болып табылатынын көрсетуі мүмкін.

Алғыс. Ұсынылған зерттеу «BR05236494 – Fundamental and applied studies in related fields of physics of terrestrial, near-earth and atmospheric processes and their practical application» баздарламасы шеңберінде орындалды.

Әдебиеттер

- Tsonisa A.A., Deyleb E.R., Mayc R.M., et.al. Dynamical evidence for causality between galactic cosmic rays and interannual variation in global temperature // Proc. of the National Academy of Science of the USA. – 2015. – Vol. 112, № 11. – P. 3253–3256.
- Eichler A., Olivier S., Henderson K., et.al. Temperature response in the Altai region lags solar forcing // Geophysical Research Lett. – 2009. – Vol. 36. – L01808.
- Dunne E.M., Gordon H., Kurten A. Global atmospheric particle formation from CERN CLOUD measurements // Science. – 2016. – Vol. 354 (6316). – P.1119–1124.
- Svensmark H. and Calder N. The chilling stars: a new theory of climate change. – Icon Books, UK, 2007. – 246 p.
- Mukherjee S. Electron Flux and Cosmic Ray Anomaly Before H1N1 Outbreak // J Climatol Weather Forecasting. – 2014. – Vol. 2. – P.113.
- Mukherjee S. Cosmic Influence on the Sun-Earth Environment // Sensors. – 2008. – Vol.8. – P. 7736-7752.
- Erlykin A.D., Sloan T. & Wolfendale A.W. A review of the relevance of the ‘CLOUD’ results and other recent observations to the possible effect of cosmic rays on the terrestrial climate // Meteorol Atmos Phys. – 2013. – Vol.121. – P.137-142.
- Sloan T. and Wolfendale A.W. Testing the proposed causal link between cosmic rays and cloud cover // Environ. Res. Lett. – 2008. – Vol. 3. – 024001.
- Erlykin A.D., Gyalai G., Kudela K. et.al. Some aspects of ionization and cloud cover, cosmic ray correlation problem // J Atmos Solar Terr Phys. – 2009. – Vol.71. – P.823–829.
- Erlykin A.D., Gyalai G., Kudela K., et.al. On the correlation between cosmic ray intensity and cloud cover // J Atmos Solar Terr Phys. – 2009. – Vol. 71. – P.1794–1806.

Sugihara G., May R., Ye H., Hsieh C.-h., Deyle E., Fogarty M., and Munch S., Detecting causality in complex ecosystems // Science. – 2012. – Vol.338. – P.496-500.

Artamonova I. and Veretenenko S. Galactic cosmic ray variation influence on baric system dynamics at middle latitudes // J. Atmos. Sol.-Terr. Phy. – 2011. – Vol. 73. – P.366–370.

Belov A.V., Dorman L.I., Gushchina R.T., Obridko V.N., Shelt-ing B.D., and Yanke V. G. Prediction of expected global cli-mate change by forecasting of galactic cosmic ray intensity time variation in near future based on solar magnetic field data // Adv.Space Res. – 2005. – Vol. 35. – P.491–495.

Dorman L.I. Long-term cosmic ray intensity variation and part of global climate change, controlled by solar activity through cosmic rays // Adv. Space Res. – 2006. – Vol.37. – P.1621–1628.

Ермаков В.И., Охлопков В.П., Стожков Ю.И. Влияние пыли космического происхождения на облачность, альбедо и климат Земли // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. – 2007. – № 5. – С. 41–45.

Ермаков В.И., Охлопков В.П., Стожков Ю.И. Влияние космических лучей и космической пыли на атмосферу и климат Земли // Известия РАН РФ, серия физ. – 2009. – Т. 73, №3. – С.434–436.

Erlykin A.D. and Wolfendale A.W. Cosmic ray effects on cloud cover and the irrelevance to climate change // J. Atmos. Sol.-Terr.Phys. – 2011. – Vol. 73. – P.1681–1686.

Svensmark J., Enghoff M.B., Shaviv N.J., Svensmark H. The response of clouds and aerosols to cosmic ray decreases // Journal of Geophysical Research: Space Physics. – 2016. – Vol.121 (9). – P.8152-8181.

Bagó E Pallé Butler C.J. The influence of cosmic rays on terrestrial clouds and global warming // Astronomy & Geophysics. – 2000. – Vol.41, Iss.4. – P.4.18–4.22.

<https://www.ncdc.noaa.gov/cag/time-series/global>.
<https://crudata.uea.ac.uk/cru/data/temperature/sciref>.
<http://www.pmodwrc.ch>
<http://www.nmdb.eu/>
<http://www.sidc.be/silso/>
<https://www.ncdc.noaa.gov>

References

- A.A. Tsonisa, E.R. Deyleb, R.M. Mayc, et.al. Proc. of the National Academy of Science of the USA, 112 (11), 3253–3256 (2015).
- A.Eichler, S.Olivier, K.Henderson, et.al. Geophysical Research Lett., 36, L01808 (2009). <https://doi.org/10.1029/2008GL035930>
E.M. Dunne, H. Gordon, and A. Science, 354 (6316), 1119–1124 (2016).
<https://doi.org/10.1126/science.aaf2649>
- H. Svensmark and N. Calder, The chilling stars: a new theory of climate change (Icon Books, UK, 2007), 246 p.
S. Mukherjee, J Climatol Weather Forecasting 2, 113, (2015).
<https://doi.org/10.4172/2332-2594.1000113>
- S. Mukherjee, Sensors, 8, 7736–7752 (2008). <https://doi.org/10.3390/s8127736>
- A.D. Erlykin, T. Sloan & A.W. Wolfendale, Meteorol Atmos Phys 121, 137–142 (2013) <https://doi.org/10.1007/s00703-013-0260-x>
- T. Sloan and A.W. Wolfendale, Environ. Res. Lett. 3, 024001 (2008). <https://doi.org/10.1088/1748-9326/3/2/024001>
- A.D. Erlykin, G.Gyalai, K.Kudela et.al., JAtmos Solar Terr Phys 71, 823–829 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2009.03.007>
A.D. Erlykin, G. Gyalai, K.Kudela et.al., J Atmos Solar Terr Phys 71, 1794–1806 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2009.06.012>
- G. Sugihara, R. May, H. Ye, C.-h. Hsieh, E. Deyle, M. Fogarty, and S. Munch, Science, 338, 496–500 (2012).
- I. Artamonova and S.Veretenenko, J. Atmos. Sol.-Terr. Phy., 73, 366–370 (2011).
- A.V. Belov, L.I. Dorman, R.T .Gushchina, V.N. Obridko, B.D. Shelt-ing, V. and G. Yanke, Adv.Space Res., 35, 491–495 (2005).
L.I. Dorman, Adv. Space Res., 37, 1621–1628 (2006).
- V.I. Ermakov, V.P. Okhlopkov, and Yu.I. Stozhkov, Vestn.Mosk. Univ., Ser. 3: Fiz. Astron., 5, 41–45 (2007) (in Russ.).
V.I. Ermakov, V.P. Okhlopkov, and Yu.I. Stozhkov, Izv. Ross. Akad. Nauk, Ser.Fiz., 73, 434–436 (2009) (in Russ.).
A.D. Erlykin and A.W. Wolfendale, J. Atmos. Sol.-Terr.Phys., 73, 1681–1686 (2011).
- J. Svensmark, M.B. Enghoff, N.J. Shaviv, and H. Svensmark, J of Geophysical Research: Space Physics, 121 (9), 8152-8181 (2016)
- E Pallé Bagó, C.J. Butler, Astronomy & Geophysics, 41 (4), 4.18–4.22 (2000). <https://doi.org/10.1046/j.1468-4004.2000.00418.x>
<https://www.ncdc.noaa.gov/cag/time-series/global>.
<https://crudata.uea.ac.uk/cru/data/temperature/sciref>.
<http://www.pmodwrc.ch>
<http://www.nmdb.eu/>
<http://www.sidc.be/silso/>
<https://www.ncdc.noaa.gov>

3-бөлім
ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫ

Раздел 3
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Section 3
PLASMA PHYSICS

МРНТИ 29.27.07

Туреханова К.М.* , Калиева Д.С.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: kunduz@physics.kz

**ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ЭКРАНИРОВКИ И
КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ДИФРАКЦИИ**

Физика плотной квазиклассической плазмы является одним из фундаментальных направлений в современной физике, в виду того, что исследование свойств такой плазмы представляет значительный интерес, в связи с исследованиями природных явлений, протекающих в астрофизических объектах, созданием научных основ новых плазменных технологий и решением проблемы управляемого термоядерного синтеза. В работе исследованы кинетические процессы плотной квазиклассической плазмы с учетом квантово-механических эффектов дифракции и симметрии и эффекта экранировки. Кинетические характеристики плотной квазиклассической плазмы получены численно на основе эффективного потенциала взаимодействия частиц. Определены зависимости функции распределения электронов в сильном поле от скорости и средняя энергия электронов при этом распределении от скорости. Показано, что учет эффекта экранировки и квантово-механических эффектов дифракции и симметрии в плотной квазиклассической плазме приводит к увеличению средней энергии электронов при увеличении скорости, а также функция распределения частиц в сильном поле увеличивается с уменьшением параметра плотности плазмы. Таким образом, с помощью кулоновского логарифма были получены зависимости длины свободного пробега электронов от параметра неидеальности и плотности плазмы.

Ключевые слова: кинетические процессы, квазиклассическая плотная плазма, квантово-механические эффекты дифракции и симметрии, эффект экранировки.

Turekhanova K.M.* , Kaliyeva D.S.

Al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, *e-mail: kunduz@physics.kz

**Investigation of kinetic processes in dense plasmas taking into account
the effect of screening and quantum mechanical effects of diffraction**

Physics of dense semiclassical plasma is one of the fundamental areas of modern physics, in view of the fact that the study of the properties of such plasma is of considerable interest in connection with studies of natural phenomena occurring in astrophysical objects, the creation of scientific foundations for new plasma technologies and the problem of controlled thermonuclear fusion. In this work we study kinetic processes of dense semiclassical plasma on the basis of the effective interaction potential of particles, taking into account the quantum-mechanical effects of diffraction and the screening effect. Kinetic characteristics of dense semiclassical plasma are obtained numerically using the Coulomb logarithm on the basis of effective potential. The dependence of electron distribution function on the velocity and the dependence of the average electron energy on the velocity were obtained in a strong field. It has been determined that the particle distribution function in a strong field increases with decreasing plasma density parameter, which is connected with accounting quantum mechanical effects and screening effect. It has been shown that if the quantum-mechanical effects of diffraction and screening effects in dense semiclassical plasma are taken into consideration, then the average electron energy in a strong field would have increase with increasing plasma particles velocity and then the electron free length path curve would have minimum.

Key words: kinetic processes, dense semiclassical plasma, screening effects, quantum mechanical effects of diffraction.

Туреханова К.М.* , Қалиева Д.С.

әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы, e-mail: kunduz@physics.kz**Экрандалу және квант-механикалық құбылыстары ескерілетін
тығыз плазмадағы кинетикалық процестерін зерттеу**

Тығыз квазиклассикалық плазма физикасы қазіргі заманғы физиканың фундаментальді бағыттарының бірі болып табылады. Сол себепті астрофизикалық объектілерде жүріп отыратын табиғи құбылыстарды зерттеуге байланысты, жаңа плазмалық технологиялардың ғылыми негізін қалауға байланысты және басқармалы термоядролық синтездің осы күнге дейн шешілмеген мәселелерін шешуге байланысты тығыз квазиклассикалық плазманың қасиеттерін зерттеу үлкен қызығушылық тудырады. Бұл жұмыста квазиклассикалық тығыз плазмадағы экрандалу құбылысы мен квант-механикалық дифракция мен симметрия құбылыстары ескерілетін кинетикалық құбылыстарды зерттеуге мәжбүрлескендегі әсерлесуінің эффективті потенциалы негізінде сандық түрде есептелген. Құшті электр өрісіндегі электрондардың үлестірілу функциясының жылдамдыққа тәуелділігі және осы үлестірілудегі электрондардың орташа энергиясының жылдамдыққа тәуелділігі алынған. Квазиклассикалық тығыз плазмадағы экрандалу және кванттық дифракция мен симметрия құбылыстары ескерілетін болса, жылдамдық өскен сайын электрондардың орташа энергиясының үлгаятыны көрсетілген, сонымен қатар плазманың тығыздық параметрі төмендеген сайын құшті электр өрісіндегі бөлшектердің үлестірілу функциясының үлгаятыны байқалған. Сонымен қатар тығыз квазиклассикалық плазмадағы экрандалу және кванттық құбылыстарын ескеретін болсақ, идеал емес параметрдің кейір мәндері үшін электрондардың еркін жұру жолы қысығында минимумның туындауына әкелетін көрсетілген.

Түйін сөздер: кинетикалық процестер, квазиклассикалық тығыз плазма, квант-механикалық дифракция құбылысы, экрандалу құбылысы.

Введение

В настоящее время исследование свойств плотной квазиклассической плазмы представляет большой интерес, связанное со множеством важных практических приложений. Так как квазиклассическая плазма реализуется во многих экспериментальных установках (при реализации идеи импульсного УТС и т.д.). Экспериментальные и теоретические работы по исследованию свойств квазиклассической плазмы связаны с важностью понимания эволюции планет и звезд, недра которых находятся в состоянии плотной, квазиклассической плазмы [1-5]. К числу важнейших физических характеристик квазиклассических плотной плазмы относятся ее кинетические свойства. В работе [6-10] выполнено детальное численное моделирование функций распределения скорости ионов (ФРСИ) методом столкновения Монте-Карло. Исследование моделирования общества показывает, что из-за значительного влияния рассеяния при упругих столкновениях общества не могут быть разделены на два независимых ФРСИ в поперечном и параллельном направлениях электрического поля. С помощью кинетической теории можно определить спектры

высоко заряженных ионов и моделировать их кинетику [11-14]. Расчет столкновительных коэффициентов к настоящему времени остается одной из наиболее актуальных проблем физической кинетики квазиклассической плазмы. Известные приближения, используемые в этом случае, приводят к возникновению не физических расходимости кулоновской составляющей столкновительных коэффициентов при некоторых значениях плазменного параметра Г.

Расчет и обсуждение

В данной работе использованы безразмерные параметры, характеризующие систему: параметр связи $\Gamma = e^2 / (ak_B T)$; параметр неидеальности $\gamma = e^2 / (r_D k_B T)$; безразмерный вид энергии $E = e / a^2$; параметр плотности $r_s = \alpha/a_B$, $r_s = r_D/\alpha_B$, где α , r_D , a_B – среднее расстояние между частицами, радиусы Дебая и Бора.

Для описания взаимодействия заряженных частиц низкой плотности используется потенциал Дебая-Хюккеля:

$$\Phi_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{r} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right). \quad (1)$$

В качестве описания взаимодействия заряженных частиц в классической плазме используется псевдопотенциал, который учитывает корреляционные эффекты высших порядков на больших расстояниях [17]:

$$\Phi(R) = \frac{\gamma}{R} e^{-R} \frac{1 + \gamma \frac{f(R)}{2}}{1 + c(\gamma)}, \quad (2)$$

$$f(R) = (e^{-\sqrt{\gamma}R} - 1)(1 - e^{-2R})/5,$$

$$c(\gamma) = -0.008617 + 0.455861 \gamma - 0.108389 \gamma^2 + 0.009377 \gamma^3$$

где $c(\gamma)$ – поправочный коэффициент для разных параметров неидеальности γ , полученный на основе кубической интерполяции.

Также для описания взаимодействия заряженных частиц в квазиклассической плазме используется эффективный потенциал, учитывающий эффекта экранировки и квантовых эффектов [15-19]:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{\sqrt{1 - 4\lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2}} \left(\frac{e^{-Br}}{r} - \frac{e^{-Ar}}{r} \right), \quad (3)$$

где

$$A^2 = \frac{1}{2\lambda^2} \left(1 + \sqrt{1 - \lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2} \right),$$

$$B^2 = \frac{1}{2\lambda^2} \left(1 - \sqrt{1 - \lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2} \right),$$

$$r_D = \left(k_B T / \left(4\pi e^2 \sum_j n_j Z_j^2 \right) \right)^{1/2} \text{ – радиус Дебая,}$$

$Z_\alpha e, Z_\beta e$ – электрические заряды α и β частиц, $\lambda_{\alpha\beta} = h / \sqrt{2\pi m_{\alpha\beta} k_B T}$ – длина де-Бройля, $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$ – приведенная масса α и β частиц.

Для постоянного сечения столкновений функция распределения в сильном электрическом поле имеет вид [20-21]:

$$f_0 = A \exp \left[-\frac{3m_e^2 v^4 \chi_{ea}}{8e^2 E^2 \lambda_{ea}^2} \right], \quad (4)$$

где из условия нормировки

$$A = \frac{0.37}{\pi} \left(\frac{m_e \sqrt{\chi_{ea}}}{e \lambda_{ea} E} \right)^{3/2}. \quad (5)$$

Распределение, описываемое формулой (4), называют распределением Дрювестейна. Его характеризует значительно более сильная зависимость от скорости по сравнению с максвелловским распределением.

Тогда средняя энергия электронов при этом распределении:

$$\langle K_E \rangle = 0.4 \sqrt{m_a / m_e} e E \lambda_{ea}, \quad (6)$$

где λ_{ea} – длина свободного пробега электронов. Длина свободного пробега электронов вычислена с помощью кулоновского логарифма [22]. Подставляя конкретное значение потенциала $\Phi(r)$ вычисляется угол рассеяния, а затем кулоновский логарифм. Решая угол рассеяния частицы, можно получить столкновительные характеристики плотной плазмы [23-25], такие как сечения рассеяния, частоты частиц на основе эффективных псевдопотенциальных моделей.

На рисунке 1 представлены результаты вычисления функции распределения электронов в сильном поле от скорости на основе эффективного потенциала взаимодействия частиц плотной квазиклассической плазмы. Видно, что функция распределения частиц в сильном поле увеличивается с уменьшением параметра плотности плазмы, когда мы учтем квантово-механические и экранирующие эффекты. Это возможно, связано с уменьшением частот столкновений [26]. На рисунке 2 показано зависимость средней энергии электронов в сильном поле от скорости на основе разных псевдопотенциальных моделей. Для эффективного взаимодействия средняя энергия электронов в сильном поле лежит выше в некоторых значениях скорости, чем соответствующие данные для

потенциала Дебая-Хюкеля и псевдопотенциала. Средняя энергия электронов, полученное на основе эффективного потенциала взаимодействий частиц, увеличивается с увеличением скорости при учете эффекта экранировки и квантовых эффектов. На рисунке 3 видно, что средняя энергия электронов в сильном поле увеличивается с уменьшением параметра неидеальности. На рисунке 4 приведены резуль-

таты длины свободного пробега электронов от параметра неидеальности.

При учете эффекта экранировки и квантовых эффектов дифракции и симметрии, длина свободного пробега электронов имеет минимум в некоторых значениях параметра неидеальности, что связано с образованием некоторых упорядоченных структур в плотной квазиклассической плазме.

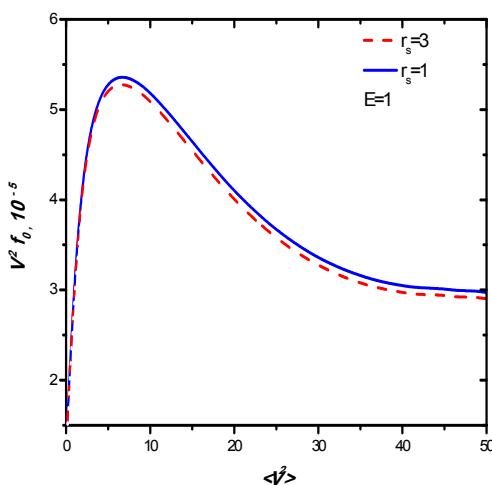


Рисунок 1 – Зависимость функции распределения электронов в сильном поле от скорости на основе эффективного потенциала (3) плотной квазиклассической плазмы при $E=1$, $\Gamma=1$ и при разной значений r_s .

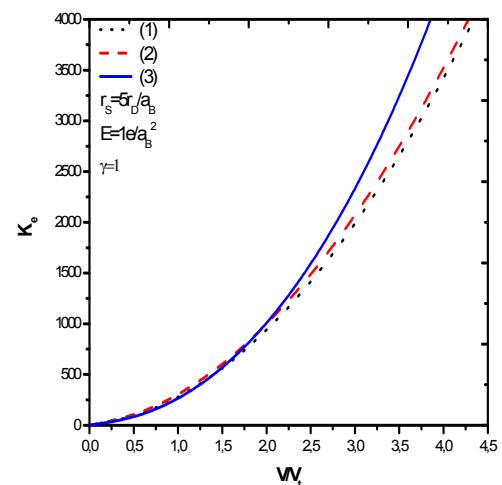


Рисунок 2 – Зависимость средней энергии электронов в сильном поле от скорости на основе потенциала (1), (2), (3) плотной плазмы при $r_s = 5$, $E = 1$, $\gamma = 1$.

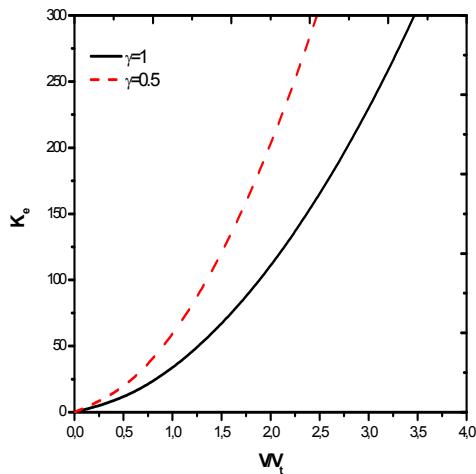


Рисунок 3 – Зависимость средней энергии электронов в сильном поле от скорости на основе эффективного потенциала (3) плотной квазиклассической плазмы при $r_s=1$, $E=1$ и при разной значений γ .

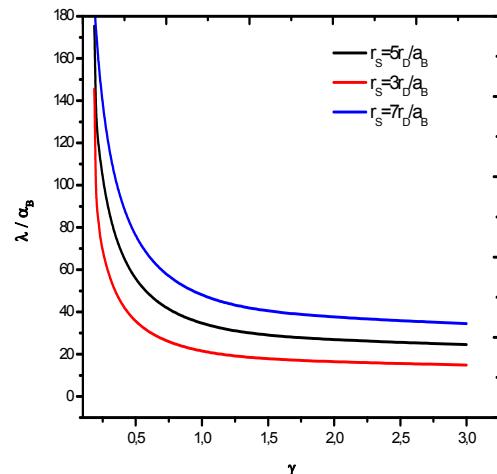


Рисунок 4 – Зависимость длины свободного пробега электронов от параметра неидеальности на основе эффективного потенциала (3) плотной плазмы при разной значений r_s .

Заключение

Таким образом, в работе были исследованы кинетические процессы плотной квазиклассической плазмы с учетом квантово-механических эффектов дифракции и симметрии и эффекта экранировки на основе эффективного потенциала взаимодействия частиц. Были определены зависимости функции распределения электронов в сильном поле от скорости и средняя энергия электронов при этом распределении от скорости. Показано, что

учет эффекта экранировки и квантово-механических эффектов дифракции и симметрии в плотной квазиклассической плазме приводит к увеличению средней энергии электронов при увеличении скорости, а также функция распределения частиц в сильном поле увеличивается с уменьшением параметра плотности плазмы. Таким образом, с помощью кулоновского логарифма были получены зависимости длины свободного пробега электронов от параметра неидеальности и плотности плазмы.

Литература

- French M., Becker A., Lorenzen W. Ab Initio Simulations for Material Properties Along the Jupiter Adiabat //Astrophys.J. Suppl.S.-2012.-Vol.202.-P.11.
- Capitelli M., Colonna G., De Pascale O. et al. Electron energy distribution functions and second kind collisions// Plasma sources science and technology.-2009.-Vol.18.-№1.-P.014014.
- Pietanza L.D., Colonna G., D'Ammando G. et al. Electron energy distribution function and fractional power transfer in "cold" and excited CO₂ discharge and post discharge conditions//Physics of Plasmas.-2016.-Vol.23.-Is.1.-P.013515.
- Williams R.J., Guzman F., Badnell N.R. Thermodynamically-consistent semiclassical l-changing rates// J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.-2017.-Vol.50.-№11.-P.1361.
- Wang H., Sukhomlinov V.S., Kaganovich I.D.. Simulations of ion velocity distribution functions taking into account both elastic and charge exchange collisions//Plasma Sources Science and Technology.-2017.-Vol.26.-№2.-P.024002.
- Khanzadeh H., Mahdavi M. The semiclassical properties of the electron spin on the plasma unstable electromagnetic modes // Chinese J. of Phys.-2017.-Vol.55.-№5.-P.1922-1929.
- Tsolas N., Yetter R.A, Adamovich I.V. Kinetics of plasma assisted pyrolysis and oxidation of ethylene. Part 2: Kinetic modeling studies // Combustion and Flame.-2017.-Vol.176.-P.462-478.
- Squire J., Kunz M. W., Quataert E., Schekochihin A. A. Kinetic simulations of the interruption of large-amplitude shear-Alfvén waves in a high-beta plasma// Phys. Rev. Lett.-2017.-Vol.119.-P.155101.
- Goyal R. and Sharma R. P. Effect of ion-neutral collisions on the evolution of kinetic Alfvén waves in plasmas // Plasma Physics and Controlled Fusion.-2018.- Vol. 60.- №3.-P.1361.
- Csanak G., Fontes C.J. et al. Kinetic equations for cylindrically symmetric plasmas including atomic coherence and Coulomb potential effects // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.-2011.-Vol.44.-P.215701.
- Norman D.C. Models of the Atomic Nucleus // Heidelberg: Springer.-2010.- P. 324.
- Majka M. and Gora P.F. Analytical theory of effective interactions in binary colloidal systems of soft particles // Phys. Rev. E.-2014.-Vol.90.-P.032303.
- Baalrud S.D. and Daligault J. Effective Potential Theory for Transport Coefficients across Coupling Regimes // Phys. Rev. Lett.-2013.-Vol.110.-P.235001.
- Baalrud S.D., and Daligault J. Extending plasma transport theory to strong coupling through the concept of an effective interaction potential //Phys. Plasmas.- 2014.-Vol.21.-P.055707.
- Ramazanov T.S. and Dzhumagulova K.N. Effective screened potentials of strongly coupled semiclassical plasma // Phys. Plasmas.-2002.-Vol. 9.-P.3758.
- Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Omarbakiyeva Y.A. Effective polarization interaction potential "charge-atom" for partially ly ionized dense plasma // Phys. Plasmas. – 2005. – Vol.12.- P.092702
- Baimbetov F.B., Ramazanov T.S., Nurekhenov Kh.T. Pseudopotential theory of classical non-ideal plasma // Phys.Lett.A.-1995. –Vol.-202.-P.211.
- Baimbetov F. B., Nurekenov Kh.T., and Ramazanov T. S. Transport properties of non-ideal plasmas // Plasma Phys. and Plasma Techn.-1994.-P. 39-42.
- Baimbetov F.B., Bekenov M.A, and Ramazanov T.S. Effective potential of a semiclassical hydrogen plasma // Phys. Lett. A.-1995.-Vol. 197.-P. 157-158.
- Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы // М.: Физматлит. - 2004.-С. 528.
- Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы.-М.:Атомиздат.-1977.-С.47-64.
- Ramazanov T.S., Kodanova S.K. Coulomb logarithm of a nonideal plasma // Phys. Plasmas.-2001.-Vol.8.-P.5049.
- Морозов И.В., Норман Г. Э. Столкновения и плазменные волны в неидеальной плазме // ЖЭТФ.- 2005.- Т. 127.- № 2.- С. 412.
- Ланкин А.В. Столкновительная рекомбинация в неидеальной плазме //Физико-химическая кинетика в газовой динамике.-2008.-С.2.

Гуревич А.В., Питаевский Л.П. Коэффициент рекомбинации в плотной низкотемпературной плазме // ЖЭТФ.- 1964.- Т. 46.- С. 1281.

Ramazanov T.S., Turekhanova K.M. Runaway electrons in a fully and partially ionized nonideal plasma//Phys. Plasmas.- 2005.-Vol.12.-P.102502.

References

- M. French, A. Becker, W. Lorenzen, Astrophys. J. Suppl. S. 202, 11 (2012).
M. Capitelli, G. Colonna, et al. Plasma sources science and techn. 18, 014014 (2009).
L.D. Pietanza, G. Colonna, et al. Physics of Plasmas. 23, 013515 (2016).
R.J.Williams, F.Guzman, N.R.Badnell. J.Phys.B:At. Mol. Opt. Phys. 50, 1361 (2017).
H. Wang, V. Sukhomlinov, et al. Plas. Sour. Sc. Tech. 26, 024002 (2017).
H. Khanzadeh and M. Mahdavi. Chinese J. of Phys. 55, 1922-1929 (2017).
N. Tsolas, R. A.Yetter, and I. V.Adamovich. Combustion and Flame. 176, 462-478 (2017).
J.Squire, M.W.Kunz, and A.A.Schekochihin, Phys.Rev.Lett. 119, 155101 (2017).
R. Goyal and R. P. Sharma. Plasma Physics and Controlled Fusion. 60, 1361 (2018).
G. Csanak, et al. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 44, 215701 (2011).
D.C. Norman. Heidelberg: Springer. p.324. (2010).
M. Majka and P.F. Gora. Phys. Rev.E, 90, 032303 (2014).
S.D. Baalrud and J. Daligault, Phys. Rev. Lett. 110, 235001 (2013).
S.D. Baalrud and J. Daligault. Phys. Plasmas, 21, 055707 (2014).
T.S. Ramazanov and K.N. Dzhumagulova, Phys. Plasmas. 9, 3758 (2002).
T.S. Ramazanov and K.N. Dzhumagulova, Phys. Plasmas, 12, 092702 (2005).
F.B. Baimbetov, T.S. Ramazanov, and Kh.T. Nurekenov, Phys.Lett.A, 202, 211 (1995).
F.B.Baimbetov and Kh.T. Nurekenov. Plasma Phys and Plasma Techn, 39-42 (1994).
F.B. Baimbetov, M.A. Bekenov, and T.S. Ramazanov. Phys. Lett. A. 197. 157-158 (1995).
V.E. Fortov, A.G. Hryapak, and I.T. Yakubov. *Fizika neideal'noy plazmy* (M.: Physmatlit, 2004), p.528. (in Russ).
Ye. Golant, A.P. Zhilinskiy, and S.A. Sakharov, *Osnovy fiziki plazmy* (Moscow: Atomizdat, 1977), pp. 47-64. (in Russ).
T.S. Ramazanov and S.K. Kodanova, Phys. Plasmas, 8, 5049 (2001).
I.V. Morozov and G.E. Norman, JETPh, 127. 412 (2005). (in Russ).
A.V. Larkin. Phys-chem.kin.gas dyn. p. 2 (2008). (in Russ).
A.V. Gurevich and L.P. Pitaevskyi, JETPh, 46, 1281 (1964). (in Russ).
T.S. Ramazanov and K.M. Turekhanova, Phys. Plasmas, 12, 102502 (2005).

4-бөлім

ЖОҒАРЫ ОҚУ ОРНЫНДА

ФИЗИКАНЫ ОҚЫТУ ӘДІСТЕМЕСІ

Раздел 4

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ

В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ

Section 4

METHODS OF TEACHING

HIGH SCHOOL PHYSICS

МРНТИ 14.35.09

Габдуллина Г.Л., Габдуллина А.Т., Хожаев Д.А., Муханова А.К.*

Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: ainura2206@mail.ru

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕРАКТИВНЫХ МЕТОДОВ В ОБУЧЕНИИ ФИЗИКИ

Мировые исследования показали, что традиционное стандартное преподавание не дает полного усвоения темы. В связи с этим появляется необходимость изменить подход к методам преподавания в данной области. В статье рассматриваются возможности использования интерактивного метода при разработке дополнительного учебного пособия в виде мультимедийных материалов для преподавания курса «Электричество и магнетизм». Интерактивная работа со студентами и изменение роли обучающегося от пассивной к активной, является основной идеей предложенного в данной работе метода. Метод также включает обратную связь учеников с лектором и дает представление о понимании предмета и возможность корректировки ошибок студентов. В работе представлены результаты эксперимента по применению предложенного инновационного метода обучения на занятиях курса «Электричество и магнетизм» в графическом формате; на основе сравнительного анализа данных разных лет показана эффективность данного метода.

Ключевые слова: образование, знание, педагогика, интерактивный метод, мультимедиа, физика, электричество и магнетизм.

Gabdullina G.L., Gabdullina A.T., Khodzhayev D.A., Mukhanova A.K.*

Al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, *e-mails: ainura2206@mail.ru

Using interactive methods in training physics

World studies have shown that traditional standard teaching does not provide a complete mastery of the topic. In this regard, there is a need to change the approach to teaching methods in this area. The article deals with the possibilities of using the interactive method in developing an additional textbook in the form of multimedia materials for teaching the course "Electricity and Magnetism." Interactive work with students and changing the role of the student from passive to active, so it is the basic idea of the method proposed in this paper. The method also includes students' feedback to the lecturer and gives an idea of the understanding of the subject and the possibility of correcting students' mistakes. The paper presents the results of an experiment on the application of the proposed innovative method of teaching in the course "Electricity and Magnetism" in a graphical format; based on a comparative analysis of data from different years, the effectiveness of this method is shown.

Key words: education, knowledge, pedagogy, interactive method, multimedia, physics, electricity and magnetism.

Габдуллина Г.Л., Габдуллина А.Т., Хожаев Д.А., Муханова А.К.*

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., e-mails: ainura2206@mail.ru

Физиканы оқытуда интерактивті әдістерді қолдану

Әлемдік зерттеушілер дәстүрлі стандарттық оқыту арқылы тақырыпты толық, менгеру мүмкін емес екендігін көрсетті. Осыған байланысты оқыту әдісінде жаңа жолдарды пайдаланудың қажеттіліктері туды. Бұл жұмыста «Электр және магнетизм» курсы үшін мультимедиялық

материалдар түрінде жасалған қосымша құралды қолдана отырып интерактивті әдісті қолдану мүмкіндігі көрсетілген. Ұсынылған әдістің негізгі жаңалығы, студенттермен интерактивті жұмыс – білім алушыларды пассивтіден активті ролге ауыстыру. Сонымен қатар, әдіс дәріскермен кері байланысты қамтамасыз етеді және пәнди қашалықты менгергендейдік көрсетеді және студенттердің қателіктерін түзетуге мүмкіндік береді. Жұмыста «Электр және магнетизм» курсының сабактарында қолданылған ұсынылған инновациалық әдіс бойынша жүргізілген эксперименттердің нәтижелері график түрінде көлтірілген. Әр жылда жүргізілген зерттеулердің салыстыра отырып ұсынылған әдістің тиімділігін көруге болады.

Түйін сөздер: білім беру, білім, педагогика, интерактивті әдіс, мультимедиа, физика, электр және магнетизм.

Введение

Современный период социально-экономического развития Казахстана определяет необходимость повышения качества подготовки специалистов. С одной стороны, это связано с научно-техническим прогрессом, последствия которого проявляются практически во всех сферах профессиональной деятельности людей, в том числе и в сфере образования, с другой стороны, с комплексными исследованиями, обеспечивающими создание, применение и распределение знаний в социально-экономическом пространстве, где инновации становятся системным явлением.

Большое значение имеет и то, что научно-технический прогресс предъявляет не только новые требования к самому человеку, но и к системе высшего профессионального образования. Возникшее противоречие между растущим объемом информации и кризисом дидактических методов подготовки специалистов требует перехода к принципиально новым технологиям профессионального обучения. Все более очевидной становится необходимость изменения приоритетов профессиональной подготовки специалистов в направлении развития эвристического и творческого мышления, становления индивида как субъекта саморазвития, овладения им инструментами управления собственной образовательной деятельностью [1-5].

Увеличение прикладного компонента подготовки, смещение акцента на самостоятельную работу, определенное государственными образовательными стандартами, позволяет формировать систему обобщенных знаний, умений и навыков, которые могут быть перенесены из одной сферы деятельности в другую и выступить в качестве интегральной основы профессионального развития, где на первый план выдвигаются способности и профессиональные навыки специалистов, умеющих адекватно реагировать на происходящие изменения, самостоятельно при-

нимать решения и реализовывать их на практике в процессе овладения новыми технологиями и профессиями [6-9].

В связи с этим переориентация системы высшего профессионального образования на инновационную деятельность становится важнейшим инструментом в обеспечении конкурентоспособности выпускников на рынке труда. Кроме того, инвестиционная привлекательность вуза, зачастую зависит от инновационного характера развития научной, образовательной и практической деятельности субъектов образовательного процесса, их включенности в национальную инновационную систему [10-12].

Учитывая данные факторы, образовательный процесс в Казахском Национальном Университете имени аль-Фараби выстраивается на основе современных образовательных технологий и организационных форм обучения с целью переноса основного акцента процесса познания на студента, развитие и поощрение его инициативы, творчества, самостоятельности, ответственности за результаты своего труда.

Весьма актуальной в данных условиях становится оптимизация за счет внедрения в учебный процесс инновационных методов и средств обучения за счет максимальной консолидации ресурсов вуза, развития научно-методической и материально-технической базы, обеспечения нормативно-правового, информационно-статистического и дидактического сопровождения [13-17].

Как оказалось, еще в 80-х годах были опубликованы результаты исследований, проведенных среди школьников и студентов вузов, имеющих затруднения с пониманием и восприятием некоторых тем при изучении физики [18]. За последние несколько десятилетий было продемонстрировано немало интерактивных методов, которые позволили повысить уровень обучаемости студентов. Предложенный нами метод предполагает подачу дополнительных мультимедийных материалов для лучшего

объяснения и осмыслиения сложных тем. Несомненно, каждый ученик сталкивается с проблемой понимания некоторых сложных тем, вследствие недостаточного и своевременного усвоения предыдущего материала, вызывая эффект «снежного кома». В результате растет недопонимание, что затрудняет дальнейшее обучение.

Интерактивное обучение – это специальная форма организации познавательной деятельности, или способ познания, при которой все участники взаимодействуют друг с другом, обмениваются информацией, совместно решают проблемы, моделируют ситуации, оценивают действия других и свое собственное поведение, погружаются в реальную атмосферу делового сотрудничества по разрешению проблемы [19-22].

Интерактивные формы проведения занятий:

- пробуждают у обучающихся интерес;
- поощряют активное участие каждого в учебном процессе;
- обращаются к чувствам каждого обучающегося;
- способствуют эффективному усвоению учебного материала;
- оказывают многоплановое воздействие на обучающихся;
- осуществляют обратную связь (ответная реакция аудитории);
- формируют у обучающихся собственное мнение и ответственное отношение к предмету;
- формируют жизненные навыки;
- способствуют изменению поведения.

Трудности применения интерактивных методов в образовательном процессе преподавателями:

- незнание содержания метода;
- неумение применять его на практике;
- непонимание места метода в структуре занятия;
- неверие в эффективность применения методов в процессе обучения.

Учебный процесс, опирающийся на использование интерактивных методов обучения, организуется с учетом включенности в процесс познания всех студентов группы без исключения. Совместная деятельность означает, что каждый вносит свой особый индивидуальный вклад, в ходе работы идет обмен знаниями, идеями, способами деятельности. Организуются индивидуальная, парная и групповая работа, используется проектная работа, ролевые игры, осуществляется работа с документами и различными источниками информации.

Интерактивные методы основаны на принципах взаимодействия, активности обучаемых, опоре на групповой опыт, обязательной обратной связи. Создается среда образовательного общения, которая характеризуется открытостью, взаимодействием участников, равенством их аргументов, накоплением совместного знания, возможностью взаимной оценки и контроля [23-24].

Метод интерактивного обучения. Обсуждение результатов

Предложенный в работе метод был внедрен в виде эксперимента во время прохождения педагогической практики в Казахском национальном университете имени аль-Фараби. Эксперимент проводился на занятиях по «Электричеству и магнетизму» у бакалавров 2-го курса специальности «Ядерная физика». Студенты были разделены на 2 подгруппы: основную и экспериментальную. У основной группы лекционные и семинарские занятия проводились по классической форме преподавания. Занятия для экспериментальной группы велись на основе подготовленных мультимедийных материалов (видеоматериалов, онлайн-курсов с других университетов [25]).

В итоге, экспериментальная группа имела доступ к наглядным материалам и изучению эксперимента и физических явлений с помощью мультимедийных средств. Оценивался уровень знаний студентов на разных этапах преподавания дисциплины. Для достижения цели и проверки гипотезы наибольшего усвоения материала проводились контрольные работы, показывающие уровень полученных знаний и усвоение определенной темы. Результаты эксперимента представлены на рисунке 1. Также было проведено анкетирование среди студентов, по результатам которых были подведены итоги об эффективности предложенного инновационного метода обучения.

Как видно на рисунке 2, уровень знаний у основной группы в начале обучения данной дисциплины выше вплоть до середины семестра, чем у экспериментальной, но со временем мы видим рост знаний и степень закрепления материала студентами уже из экспериментальной подгруппы. Результаты экспериментальной группы показали, что традиционный метод, независимо от преподавателя приводит лишь к ограниченному росту знаний. Их использование повышает внимание учащихся, заставляет их ра-

ботать и мыслить самостоятельно, а также помогает уменьшить, либо свести к нулю ошибочные представления, полученные в ходе предыдущего

обучения. Мы считаем, что благодаря модификации интерактивных методов можно добиться намного большего эффекта.

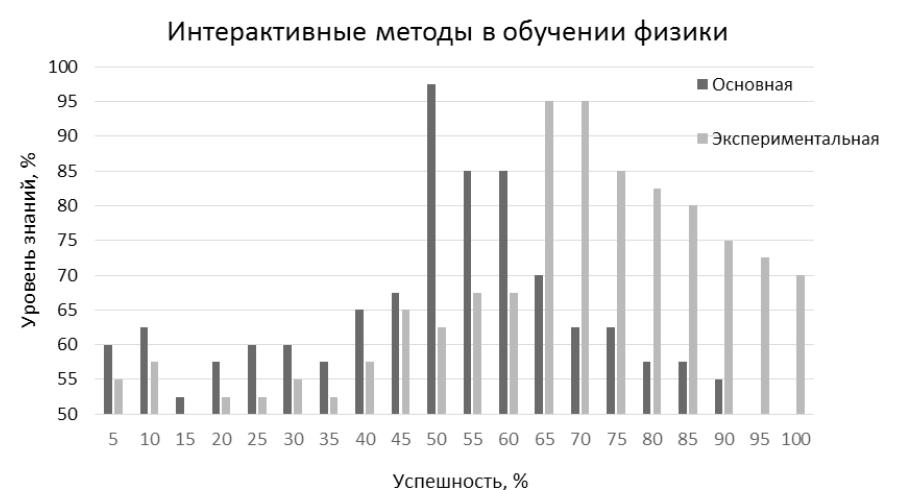


Рисунок 1 – Сравнительная гистограмма, показывающая общий уровень знаний у студентов



Рисунок 2 – Сравнительная гистограмма, показывающая общий уровень знаний у студентов за учебный год

Заключение

При использовании интерактивных методов роль преподавателя резко меняется, перестаёт быть центральной, он лишь регулирует процесс и занимается его общей организацией, готовит заранее необходимые задания и формулирует вопросы или темы для обсуждения в группах, даёт консультации, контролирует время и порядок выполнения намеченного плана. Использование интерактивных форм и методов в процессе обучения в вузе позволяют приобрести следующие компетенции:

– конкретному обучающемуся:

- опыт активного освоения содержания будущей профессиональной деятельности во взаимосвязи с практикой;
- развитие личностной рефлексии как будущего профессионала в своей профессии;
- освоение нового опыта профессионального взаимодействия с практиками в этой области;
- учебной группе:
- развитие навыков общения и взаимодействия в малой группе;
- формирование ценностно-ориентационного единства группы;

- поощрение к гибкой смене социальных ролей в зависимости от ситуации;
- принятие нравственных норм и правил совместной деятельности;
- развитие навыков анализа и самоанализа в процессе групповой рефлексии;
- развитие способности разрешать конфликты, способности к компромиссам;
- системе преподаватель – группа
- нестандартное отношение к организации образовательного процесса;
- формирование мотивационной готовности к межличностному взаимодействию не только в учебных, но и в профессиональных ситуациях.

Литература

- Косолапова М.А. Технологические подходы в организации профессиональной подготовки к педагогической деятельности в высшей школе. – Томск, 2007. – 177 с.
- Зеер Э.Ф., Павлова А.М., Сыманюк Э.Э. Модернизация профессионального образования: Компетентностный подход. – М.: МПСИ, 2005. – 216 с.
- Зимняя И.А. Ключевые компетенции – новая парадигма результата образования // Высшее образование сегодня. – 2003. – № 5. – С. 34–42. ISSN 0869-3617
- Карпенко М. Новая парадигма образования XXI в.// Высшее образование в России.–2007.- №4. – С.93.
- Кононец А.Н. Педагогическое моделирование: новые вопросы/ А. Н. Кононец //Инновационные подходы к организации образовательного процесса в современном техническом вузе: сб. метод. тр./ под ред. Л. П. Лазаревой; ДВГУПС. – Хабаровск: Изд- во ДВГУПС, 2008. – С. 22-31.
- Созоров А.Н. Flash-технологии в образовании //Тезисы докл. Всерос. научно-методической конф. с междунар. участием “Повышение качества непрерывного профессионального образования” Красноярск: ИПЦ КГТУ, 2006. – С. 233- 234.
- Двуличанская Н. Н. Интерактивные методы обучения как средство формирования ключевых компетенций // Наука и образование: электрон. научно-техническое издание, 2011
- Косолапова М.А., Ефанов В.И. Развитие профессиональной компетентности преподавателя технического вуза при повышении квалификации // Мат. Междунар. научно-метод. Конф. «Современное образование: проблемы обеспечения качества подготовки специалистов в условиях перехода к многоуровневой системе высшего образования» Томск: ТУСУР, 2012. – С. 161-162.
- Гущин Ю. В. Интерактивные методы обучения в высшей школе // Психологический журнал Международного университета природы, общества и человека «Дубна». – 2012. – № 2. – С. 1–18.
- Краснов Ю. Э. Современные дискуссии по проблеме «Метод проектов» (реферативный обзор источников, включая рассмотрение концепции Дж. Равена о развитии компетентностей высшего уровня посредством проектного обучения) // Метод проектов. Серия «Современные технологии университетского образования». Вып. 2 / Белорусский государственный университет. Центр проблем развития образования. Республ. институт высшей школы БГУ. Минск: РИВШ БГУ, 2003. – С. 197–221.
- Масалков И. К., Семина М. В. Стратегия кейс стади: методология исследования и преподавания: учеб. для вузов. – М.: Академический Проект; Альма Матер, 2011. – 443 с.
- Панина Т. С., Вавилова Л. Н. Современные способы активизации обучения: учеб. пособие / под ред. Т. С. Паниной. 4-е изд., стер. М.: Издательский центр «Академия», 2008. – 176 с.
- Campbell J., Bourne J., Mosterman P., Brodersen, A. The effectiveness of learning simulations for electronic laboratories // Journal of Engineering Education. – 2002. – Vol.91(1). – P.81–87.
- Crouch, C.H., Mazur, E. Peer instruction: ten years of experience and results // American Journal of Physics. – 2001. – Vol. 69(9).
- Danihelová A. Physics and its place in the new study programs at the Technical university in Zvolen / Transformácia Starých Študijných Odborov na Nové Princípy Trojstupňového Vysokoškolského Vzdelávania. Starý Smokovec – Tatry. – 2006. – P. 17–21.
- Demkanin P., Pišút J., Velmovská K. Vybrané Faktory Prispievajúce k Rozvoju Kompetencií Žiakov pri Vyučovaní Fyziky. – FMFI UK, Bratislava, 2011.
- Dykstra D.I., Boyle C.F., Monarch I.A. Studying conceptual change in learning physics // Science Education. – 1992. – Vol. 6. – P.615–652.
- Halloun I., Hestenes D. The initial knowledge state of college physics students // American Journal of Physics. – 1985. – Vol. 53. – P.1043–1055.
- Hockicko, P. Forming of physical knowledge in engineering education with the aim to make physics more attractive // Proc. SEFI – PTEE 2011 (Physics Teaching in Engineering Education), Mannheim Germany, 2011.
- Holbrook J. Meeting Challenges to Sustainable Development through Science and Technology Education // Science Education International. – 2009. – Vol. 20(2). – P.44.
- Holec S., Hruška M., Raganová J. Integrated Science through Computer-aided Experiments. // Informatics in education. – 2004. – Vol.3(2). – P.219–228.
- Koubek V., Lapitková V. Fyzikálne vzdelávanie v systéme reformovaného vyučovania prírodoved- ných predmetov v gymnáziu. Aktuálne Problémy Fyzikálneho Vzdelávania v Európskom Priestore // UKF Nitra. – 2011. – P.230–237.

Martín-Blas T., Seidel L., Serrano-Fernández A. Enhancing force concept inventory diagnostics to identify dominant misconceptions in first-year engineering physics // European Journal of Engineering Education. – 2010. – Vol. 35(6). – P.597–606.

McDermott, L.C. Oersted medal lecture 2001: physics education research – the key to student learning // American Journal of Physics. – 2001. – Vol. 69. – P.1127–1137.

<https://ocw.mit.edu/index.htm>

References

- M.A. Kosolapova Technologisheskiye podchody v organizacii professionalnoy podgotovki k pedagogisheskoy deyatelnosti v vysshei shcole (Tomsk: Tomsk State Pedagogical University, 2007), 177 p. (in Russ)
- E.F. Zeer, A.M. Pavlova, and E.E. Symanyuk Modernizaciya professionalnogo obrazovaniya: Kompetentnostnyi podchod (Moscow: MPSI, 2005), 216 p. (in Russ)
- I.A. Zimnya, J. Higher education today, 5, 34–42 (2003). (in Russ)
- M. Karpenko, J. Vysheye obrazovaniye v Rossiyi, 4, 93 (2007). (in Russ)
- A.N. Kononec Collection of methodical works «Innovacionnye podchody k organizacyy obrazovatelnjgj processa v sovremennom technicheskem vuze» (Habarovsk: DVGUPS, 2008), p. 22-31. (in Russ)
- A.N. Sozorov Proc. of the All-Russian scientific-methodical conference with international participation «Povysheniye kachestva nepreryvnogo professionalnogo obrazovaniya» (Krasnoyarsk: IPC KGTU, 2006), p. 233- 234. (in Russ)
- N.N.Dvulichanskaya J. Nauka I obrazovanye. 4, (2011). <http://technomag.edu.ru/doc/172651.html> (in Russ)
- M.A. Kosolapova and V.I.Yephanov Proc. of the Int. Scientific and Methodological Conference «Sovremennoye obrazovanye: problem obespecheniya kachestva podgotovki specialistov v uslovyah perehoda k mnogourovnevoi sisteme vysshego obrazovanya» (Tomsk: TUSUR, 2012), p. 161-162. (in Russ)
- Yu.V.Gushin, Psychological journal of the International University of Nature, Society and Man «Dubna», 2, 1-18 (2012). (in Russ)
- Yu.E. Krasnov, J. Metod projektov. Series of «Sovremennye technologii universitetskogo obrazovanya». 2, 197-221 (2003). (in Russ)
- I.K. Masalkov and M.V. Semina Strategya keys study: metodologya issledovanya I prepodavanya: uchebnik dlya vuzov (Moscow: Academic Project; Alma Mater, 2011), 443 p. (in Russ)
- T.S. Panina and L.N. Vavilova Sovremennye sposoby aktivizacii obuchenya: uchebnoye posobye (Moscow: Academy, 2008), 176 p. (in Russ)
- J. Campbell, J. Bourne, P. Mosterman, and A.Brodersen, J. of Engineering Education, 91(1), 81–87 (2002).
- C.H. Crouch and E. Mazur, American Journal of Physics, 69(9). (2001).
<https://doi.org/10.1119/1.1374249>
- A. Danihelová Physics and its place in the new study programs at the Technical university in Zvolen. (Starý Smokovec – Tatry, 2006), p. 17–21.
- P. Demkanin, J. Pišút, and K. Velmovská Vybrané Faktory Prispievajúce k Rozvoju Kompetencii Žiakov pri Vyučovaní Fyziky. (Bratislava: Knižničné a edičné centrum FMFI UK, 2011), 111 p.
- D.I. Dykstra, C.F. Boyle, and I.A. Monarch Studying conceptual change in learning physics. Science Education, 6, 615–652 (1992). <https://doi.org/10.1002/sce.3730760605>
- I. Halloun and D.Hestenes, American Journal of Physics, 53, 1043–1055 (1985)
- P. Hockicko, Proc. SEFI – PTEE 2011 (Physics Teaching in Engineering Education) (Mannheim Germany, 2011).
- J. Holbrook, J.Science Education International, 20 (2), 44 (2009)
- S. Holec, M. Hruška, and J. Raganová, J. Informatics in education, 3(2), 219–228 (2004).
- V. Koubek, V. Lapitková, J. Aktuálne Problémy Fyzikálneho Vzdelávania v Európskom Priestore, UKF Nitra, 230–237 (2011).
- T. Martín-Blas, L. Seidel, and A. Serrano-Fernández, European Journal of Engineering Education, 35(6), 597–606 (2010).
<https://doi.org/10.1080/03043797.2010.497552>.
- L.C. McDermott American Journal of Physics, 69, 1127–1137 (2001).
<https://doi.org/10.1119/1.1389280>
<https://ocw.mit.edu/index.htm>

МАЗМҰНЫ – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім Раздел 1

Конденсирленген күй физикасы және материалтану проблемалары Физика конденсированного состояния и проблемы материаловедения

Антощенко В.С., Мигунова А.А., Францев Ю.В., Лаврищев О.А., Немкаева Р.Р., Иминова Н.А.	
Исследование электрических характеристик пленок оксидов меди методом холловских измерений	4
Антощенко В.С., Францев Ю.В., Лаврищев О.А., Антощенко Е.В.	
Комбинированный преобразователь солнечной энергии	12
Аймаганбетов К.П., Чучвага Н.А., Жантуаров С.Р., Шонгалова А.К., Тоқмолдин Н.С.	
Гетероэтикелді кремниййлі күн элементтерінің баға факторлары мен операциондық шығыс сипаттамасының өтөлу мерзіміне байланысты әсерін зерттеу.....	19
Цыганов И.А., Гусейнов Н.Р., Кожантаева А.С., Узакбаева Н.Н., Шадиярбекова А.Н., Ерболаев А.А., Исаев А.С., Жумагулов М.М., Толеуханова А.К.	
Влияние технологических параметров получения углеродных пленочных наноструктур	25
Исадаев Б.Ш., Алмасов Н.Ж., Алиакбарова А.А., Джолмашева В.К.	
Электронные свойства тонких пленок As_2S_3	32
Шинбаева А.К., Алдияров А.У., Дробышев А.С., Нурмукан А.Е.	
ИК-спектрометрические исследования стеклоперехода фреона $\text{CF}_3\text{-CFH}_2$	39
Шинбаева А.К., Алдияров А.У., Дробышев А.С., Нурмукан А.Е.	
ИК-спектрометрический метод регистрации структурно-фазовых превращений в тонких пленках криовакуумных конденсаторов.....	48

2-бөлім Раздел 2

Теориялық физика. Теоретическая физика. Астрофизика Астрофизика

Джунушалиев В.Д., Проценко Н.А.	
Экспериментальный метод проверки неабелевой модели темной материи.....	56
Бошқаев Қ.А., Қалымова Ж.А., Абдуалиева Н.С., Бришева Ж.Н., Таукенова А.С.	
Аксиалды-симметриялы гравитациялық өрістің экваторлық жазықтығында сынақ дененің қозғалысын адиабаттық теория арқылы зерттеу	67
Валиолда Д.С., Джансейтов Д.М., Жаугашева С.А., Жусупова Н.К.	
¹¹ Ве нейтрондық гало ядросын зерттеу.....	81
Наурзбаева А.Ж., Алимгазинова Н.Ш., Манапбаева А.Б., Икрамова С.Б.	
Күн белсенділігі мен гарыштық сәулеленудің Жердің жаһандық климатына әсері.....	89

3-бөлім Раздел 3

Плазма физикасы Физика плазмы

Туреканова К.М., Калиева Д.С.	
Исследование кинетических процессов плотной плазмы с учетом эффекта экранировки и квантово-механических эффектов дифракции.....	98

4-бөлім Раздел 4

Жоғары оқу орнында физиканы оқыту әдістемесі Методика преподавания физики в высшей школе

Габдуллина Г.Л., Габдуллина А.Т., Хожаев Д.А., Муханова А.Қ.	
Использование интерактивных методов в обучении физики	106

CONTENTS

Section 1 Condensed Matter Physics and Materials Science Problems

<i>Antoschenko V.S., Migunova A.A., Frantsev Yu.V., Lavrishchev O.A., Nemkayeva R.R., Iminova N.A.</i>	
Study of electrical characteristics of copper oxide films by Hall measurements	4
<i>Antoshchenko V.S., Francev Yu.V., Lavrischev O.A., Antoshchenko E.V.</i>	
Combined solar energy converter	12
<i>Aimagambetov K.P., Chuchvaga N.A., Zhantuarov S.R., Shongalova A.K., Tokmoldin N.S.</i>	
Study of the influence of pricing factors and output characteristics of heterojunction silicon solar cells on their operating payback period.....	19
<i>Tsyganov I.A., Guseinov N.R., Kozhantaeva A.S., Uzakbaeva N.N., Shadiyarbekova A.N., Erbolaev A.A., Isaev A.S., Zhumagulov M.M.</i>	
Influence of technological parameters of obtaining carbon film nanostructures	25
<i>Issabayev B.Sh., Almassov N.Zh., Aliakbarova A.A., Djolmasheva U.K.</i>	
Electronic properties of As ₂ S ₃ thin films.....	32
<i>Shinbayeva A.K., Aldiyarov A.U., Drobyshev A.S., Nurmukan A.E.</i>	
IR spectrometric studies of glass transition of freon CF ₃ -CFH ₂	39
<i>Shinbayeva A.K., Aldiyarov A.U., Drobyshev A.S., Nurmukan A.E.</i>	
IR spectrometric method for recording structural-phase transformations in thin films of cryovacuum condensates	48

Section 2 Theoretical Physics. Astrophysics

<i>Dzhunushaliev V.D., Protsenko N.A.</i>	
The experimental method for testing a non-Abelian dark matter model	56
<i>Boshkayev K.A., Kalymova Zh.A., Abdualiyeva N.S., Brisheva Zh.N., Taukenova A.S.</i>	
Investigation of a test particle motion in the equatorial plane of the axially symmetric gravitational field in terms of the adiabatic theory	67
<i>Valiolda D.S., Janseitov D.M., Zhaugasheva S.A., Zhussupova N.K.</i>	
Investigation of the neutron halo of the ¹¹ Be nucleus	81
<i>Naurzbaeva A.Zh., Alimgazinova N.Zh., Manapbayeva A.B., Ikramova S.B.</i>	
About influence of solar activity and cosmic rays on global climate of the Earth	89

Section 3 Plasma Physics

<i>Turekhanova K.M., Kaliyeva D.S.</i>	
Investigation of kinetic processes in dense plasmas taking into account the effect of screening and quantum mechanical effects of diffraction.....	98

Section 4 Methods of teaching high school physics

<i>Gabdullina G.L., Gabdullina A.T., Khodzhayev D.A., Mukhanova A.K.</i>	
Using interactive methods in training physics	106

УСПЕЙТЕ ПОДПИСАТЬСЯ НА СВОЙ ЖУРНАЛ

АКЦИЯ!!!

**Каждому подписчику
ПУБЛИКАЦИЯ СТАТЬИ
БЕСПЛАТНО!!!**

- Акция действительна при наличии квитанции об оплате годовой подписки.
- Статья должна соответствовать требованиям размещения публикации в журнале.
- Статья печатается в той серии журнала, на которую подписался автор.
- Все нюансы, связанные с публикацией статьи, обсуждаются с ответственным секретарем журнала.

Издательский дом
«Қазақ университеті»
г. Алматы,
пр. аль-Фараби, 71
8 (727) 377 34 11, 221 14 65

АО «КАЗПОЧТА»
г. Алматы,
ул. Богенбай батыра, 134
8 (727 2) 61 61 12

ТОО «Евразия пресс»
г. Алматы,
ул. Жибек Жолы, 6/2
8 (727) 382 25 11

ТОО «Эврика-пресс»
г. Алматы,
ул. Кожамкулова, 124, оф. 47
8 (727) 233 76 19, 233 78 50