ISSN 1563-0315
Индекс 75877; 25877

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

ХАБАРШЫ

Физика сериясы

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ВЕСТНИК

Серия физическая

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

№2 (65)

Алматы
«Қазақ университеті»
2018

ISSN 1563-0315
Индекс 75877; 25877

ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №2 (65)

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

Куәлік №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)*
Әбишев М.Е., ф.м.ғ.д., профессор *(Қазақстан)*
Асқарова Ә.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 бірегей ғылыми және шолу мақалаларды жариялайтын ғылыми басылым.

ҚАЗАҚ УНИВЕРСИТЕТІ
БАСПА ҮЙІ

Ғылыми басылымдар бөлімінің басшысы
Гульмира Шаккозова
Телефон: +77017242911
E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Компьютерде беттеген
Айгүл Алдашева

Жазылу мен таратуды үйлестіруші
Керімқұл Айдана
Телефон: +7(727)377-34-11
E-mail: Aidana.Kerimkul@kaznu.kz

ИБ № 12156

Басуға 20.06.2018 жылы қол қойылды.
Пішімі 60x84 $^{1}/_{8}$. Көлемі 8,3 б.т. Офсетті қағаз.
Сандық басылыс. Тапсырыс № 4580. Таралымы 500 дана.
Бағасы келісімді.
Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің «Қазақ университеті» баспа үйі.
050040, Алматы қаласы, әл-Фараби даңғылы, 71.
«Қазақ университеті» баспа үйінің баспаханасында басылды.

© Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, 2018

1-бөлім

ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА. ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР БӨЛШЕКТЕР ФИЗИКАСЫ. АСТРОФИЗИКА

Раздел 1

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА. ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ. АСТРОФИЗИКА

Section 1

THEORETICAL PHYSICS. NUCLEAR AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS. ASTROPHYSICS

МРНТИ 29.01.11

Бошкаев К.А.[1,2,a], Жами Б.А.[1,b], Калымова Ж.А.[1],
Бришева Ж.Н.[1], Таукенова А.С.[1] Аймуратов Е.К.[1,2]

[1]НИИЭТФ, Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан
[2]Международный центр релятивистской астрофизической сети, г. Пескара, I-65122, Италия
e-mail: [a]kuantay@mail.ru, [b]zhami.bakytzhan@gmail.com

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ С УЧЕТОМ ЯДЕРНОГО СОСТАВА В ОТО

В этой работе статические холодные белые карлики исследуются с помощью уравнения состояния Салпитера в рамках общей теории относительности. Вычислены основные параметры белых карликов, такие как масса, радиус, центральная плотность и давление, решая уравнение Толмана-Оппенгеймера-Волкова с использованием уравнения состояния Салпитера. Кроме того, анализируются характеристики белых карликов из Sloan Digital Sky Survey Data Releases 4, 10 и 12. Гистограмма и Гауссовское распределение массы и радиуса построены для этих каталогов. Рассчитаны максимальные, минимальные и средние значения логарифма поверхностной гравитации, эффективной температуры, массы и радиуса. Теоретические соотношения масс-радиусов сравниваются с данными наблюдений. В итоге, было показано, что учет ядерного состава, порога нейтронизации, поправок Томаса-Ферми и кулоновских взаимодействий очень важен для описания некоторых белых карликов в каталогах Sloan Digital Sky Survey Data Releases 10 и 12.

Ключевые слова: белые карлики, уравнение состояния Салпитера, общая теория относительности, каталоги SDSS DR 4, 10 и 12.

Boshkayev K.A.[1,2,a], Zhami B.A.[1,b], Kalymova Zh.A.[1],
Brisheva Zh.N.[1], Taukenova A.S.[1], Aimuratov Y.K.[1]

[1]IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan
[2]ICRANet, Piazza della Repubblica 10, Pescara, I-65122, Italy
e-mail: [a]kuantay@mail.ru, [b]zhami.bakytzhan@gmail.com

White dwarf stars taking into account nuclear composition in general relativity

In this work static cold white dwarfs are investigated by means of the Salpeter equation of state within general theory of relativity. The main parameters of white dwarfs such as mass, radius, central density and pressure are calculated solving the Tolman-Oppenheimer-Volkoff equation, employing the Salpeter equation of state. In addition, the white dwarf characteristics from the Sloan Digital Sky Survey Data Releases 4, 10 and 12 are analyzed. The histogram and the Gaussian distribution of mass and radius are constructed for the catalogues. The maximum, minimum and average values of the logarithm of the surface gravity, effective temperature, mass and radius are calculated. The theoretical mass-radius relations are compared with the observational data. Finally, it has been shown that taking into account nuclear composition, neutronization threshold, the Thomas-Fermi corrections and Coulomb interactions is very important to describe some white dwarfs in the catalogues of the Sloan Digital Sky Survey Data Releases 10 and 12.

Key words: white dwarfs, the Salpeter equation of state, general relativity, catalogs SDSS DR 4, 10 and 12.

© 2018 Al-Farabi Kazakh National University

Бошқаев Қ.А.[1,2,a], Жәми Б.А.[1,b], Қалымова Ж.А.[1],
Бришева Ж.Н.[1], Таукенова Ә.С.[1], Аймұратов Е.К.[1]

[1]ЭТФҒЗИ, Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы қ., Қазақстан
[2]Релятивистік астрофизикалық желінің халықаралық орталығы, Пескара қ., I-65122, Италия
e-mail: [a]kuantay@mail.ru, [b]zhami.bakytzhan@gmail.com

Ядролық құрамын ескергендегі жалпы салыстырмалық теориясындағы ақ ергежейлі жұлдыздар

Бұл жұмыста статикалық суық ақ ергежейлі жұлдыздар Салпитер күй теңдеуінің көмегімен жалпы салыстырмалық теориясының шеңберінде зерттелінеді. Масса, радиус, орталық тығыздық және қысым сияқты ақ ергежейлі жұлдыздардың негізі параметрлері Толмана-Оппенгеймер-Волков теңдеуін Салпитер күй теңдеуін қолданып шешу арқылы есептелінеді. Сонымен қатар, Sloan Digital Sky Survey Data Releases 4, 10 және 12-дегі ақ ергежейлі жұлдыздардың сипаттамалары талданады. Әртүрлі каталогтар үшін массаның және радиустың гистограммасы және Гаусс таралуы тұрғызылды. Беттік гравитацияның логарифмі, эффективтік температура, масса және радиустың максимум, минимум және орташа мәндері есептелінді. Теориялық масса-радиус қатынастары бақылау деректерімен салыстырылды. Нәтижесінде, ядролық құрам, нейтрондалу табалдырығы, Томас-Ферми түзетулері және Кулон әсерлесуі Sloan Digital Sky Survey Data Releases 10 and 12-ші каталогтарындағы кейбір ақ ергежейлі жұлдыздарды сипаттау үшін өте маңызды екені көрсетіледі.

Түйін сөздер: ақ ергежейлі жұлдыздар, Салпитер күй теңдеуі, жалпы салыстырмалық теориясы, SDSS DR 4, 10 және 12 каталогтары.

Введение

Известно, что одной из актуальных задач современной астрофизики является построение реалистичной физической модели компактных объектов, таких как белые карлики и нейтронные звёзды и т.д., которые могут объяснить наблюдательные данные. Для этого все физические величины и явления должны быть учтены должным образом в уравнениях состояния и звёздной структуры в реалистичных моделях. Только в таких случаях можно получить согласование теоретических результатов с наблюдательными данными из слоановского цифрового небесного обзора.

В этой работе рассматриваются белые карлики с использованием уравнения состояния (УС) Салпитера [1-5] при нулевой температуре и с учётом ядерного состава вещества белого карлика. УС Салпитера учитывает поправки, такие как электростатические взаимодействия между электронами и ионами, обратный бета-распад, поправка Томаса-Ферми. То есть это более уточнённое уравнение состояния, чем УС Чандрасекара [1, 6, 7]. А также, в литературе есть и третье УС, называемое релятивистским УС Фейнмана-Метрополиса-Теллера (ФМТ), которое обобщает УС Чандрасекара и УС Салпитера (см. [1]). В данной работе, для наглядности, используются только УС Салпитера и УС Чандрасекара при конечных температурах. Рассмотрение белых карликов в общей теории относительности с помощью УС Салпитера даёт возможность исследовать белые карлики из 10-го и 12-го выпусков каталога слоановского цифрового небесного обзора [8-11] (на англ. Sloan Digital Sky Survey Data Release 10, Data Release 12).

Структура статьи организована следующим образом: сначала анализируются наблюдательные данные белых карликов из выпусков 4, 10 и 12 слоановского цифрового небесного обзора (SDSS DR 4, DR 10, DR 12). Затем рассматривается уравнение состояния Салпитера при нулевой температуре, и теоретически вычисляются основные параметры белых карликов в общей теории относительности. Далее строятся соотношения масса-радиус, масса-центральная плотность, центральная плотность-радиус и приводится сравнение наблюдательных данных из слоановского цифрового небесного обзора с теоретическими расчетами.

Каталог белых карликов из слоановского цифрового небесного обзора

Первый полный каталог белых карликов из SDSS был основан на первом выпуске данных Data Release 1 (DR 1). С помощью анализа данных из четвёртого выпуска каталога Data Release 4 [12] примерно в два раза увеличилось число спектрально подтвержденных белых карликов. В каталоге белых карликов седьмой версии Data Release 7 (DR 7) общее количество

белых карликов выросло более чем в два раза по сравнению с каталогом на основе данных DR 4. Были также проанализированы все звёзды из предыдущих выпусков. Более 8000 новых спектрально подтверждённых белых карликов были указаны Кеплером [8] и др. при анализе десятого выпуска каталога SDSS Data Release 10.

Был также усовершенствован критерий выбора кандидатов по сравнению с предыдущими каталогами, внедрен автоматизированный алгоритм поиска для нахождения объектов, которые были пропущены по другим критериям отбора. Это также был первый каталог белых карликов на основе фитинга данных SDSS, звёзд с водородной (DA) и гелиевой (DB) атмосферами, вкратце, белые карлики класса DA и DB. В этом разделе был проведён подробный анализ с SDSS Data Release 10 (DR 10).

Хотя SDSS увеличил количество спектроскопически подтверждённых белых карликов более чем на порядок до начала SDSS, каталоги SDSS далеки от полноты. Процедура выбора цели исходного SDSS (до DR8) подразумевала, что выбор белого карлика для спектроскопии был неполным. В этом разделе были проанализированы данные новых белых карликов из SDSS DR 4, SDSS DR 10 и SDSS DR 12, которые в общей сложности были получены фотометрическим путём, наблюдая одну треть небесной сферы. Данный каталог не содержит звёзд, представленных в предыдущих каталогах, за исключением исправлений в классификации.

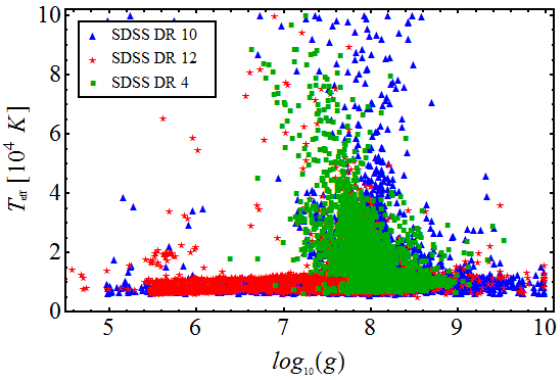


Рисунок 1 – Ускорение свободного падения на поверхности *lg(g)* как функция эффективной температуры

На рисунке 1 приведены наблюдательные данные из SDSS DR 4, SDSS DR 10 и SDSS DR 12 белых карликов как соотношение ускорения свободного падения на поверхности звезды и её эффективной температуры. Здесь T_{eff} – эффективная поверхностная температура, полученная для всех белых карликов из SDSS DR 4 (зелёные кубики), SDSS DR 10 (синие треугольники), SDSS DR 12 (красные звёздочки). Отсюда видно, что преобладающая часть белых карликов имеет поверхностную температуру в пределах от 5000 *K* до 40000 *K*. В свою очередь десятичный логарифм поверхностного ускорения свободного падения находится в пределах от 5 до 10 см/с^2. Как показывают наблюдения, существуют и горячие белые карлики эффективная температура которых может превышать 100 000 *K* [13]. Как правило это молодые белые карлики.

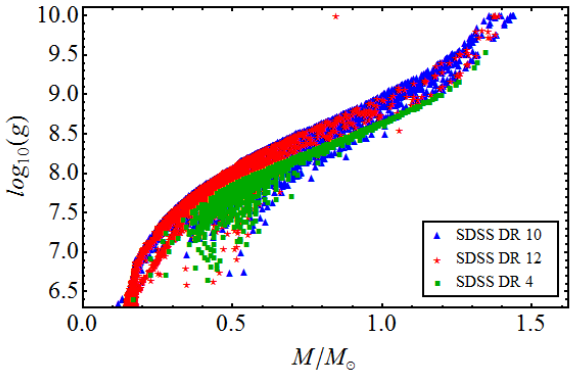


Рисунок 2 – Зависимость ускорения свободного падения от полной массы

На рисунке 2 показаны ускорение свободного падения и масса белых карликов в единицах массы Солнца. Из этого рисунка следует, что чем больше масса, тем больше ускорение свободного падения, и наоборот. Средняя масса белых карликов находится в пределах от 0.3 до 1.0 масс Солнца. Напомним, что масса на этом графике был вычислен на основе различных моделей уравнений состояний. Например таких как уравнение состояния Салпитера с учётом температуры и ядерного (химического) состава вещества.

На рисунке 3 показаны значения массы и радиуса белых карликов. Из наблюдений были вычислены эффективная температура и ускорение свободного падения. Для вычисления радиуса, также как и для массы, в основном используются различные модели с учётом эффектов конечной температуры и ядерного состава вещества белого карлика.

Максимальные, минимальные и средние наблюдаемые значения ускорения свободного падения и поверхностной температуры белых карликов приведены в таб. 1.

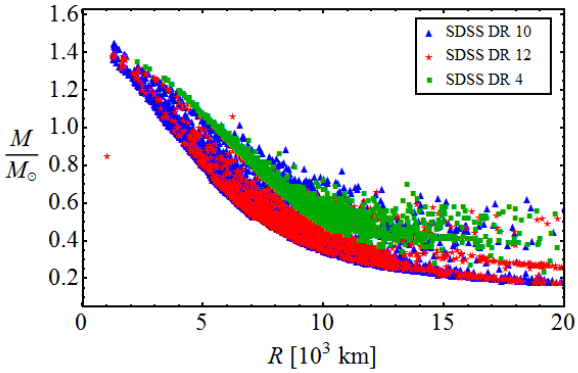


Рисунок 3 – Соотношение масса-радиус

Таблица 1 – Максимальные, минимальные и средние наблюдаемые значения ускорения свободного падения и поверхностной температуры белых карликов в выпусках данных SDSS.

Каталог	$Log_{10}(g)$			$T_{эфф}$, K		
	мин.	сред.	мак.	мин.	сред.	мак.
DR 4	6.4	8.03	9.53	5 910	18 683.8	125 360
DR 10	4	8.05	10	5 327	13 312.1	100 000
DR 12	4.44	6.82	9.99	4 870	10 220.8	99 999

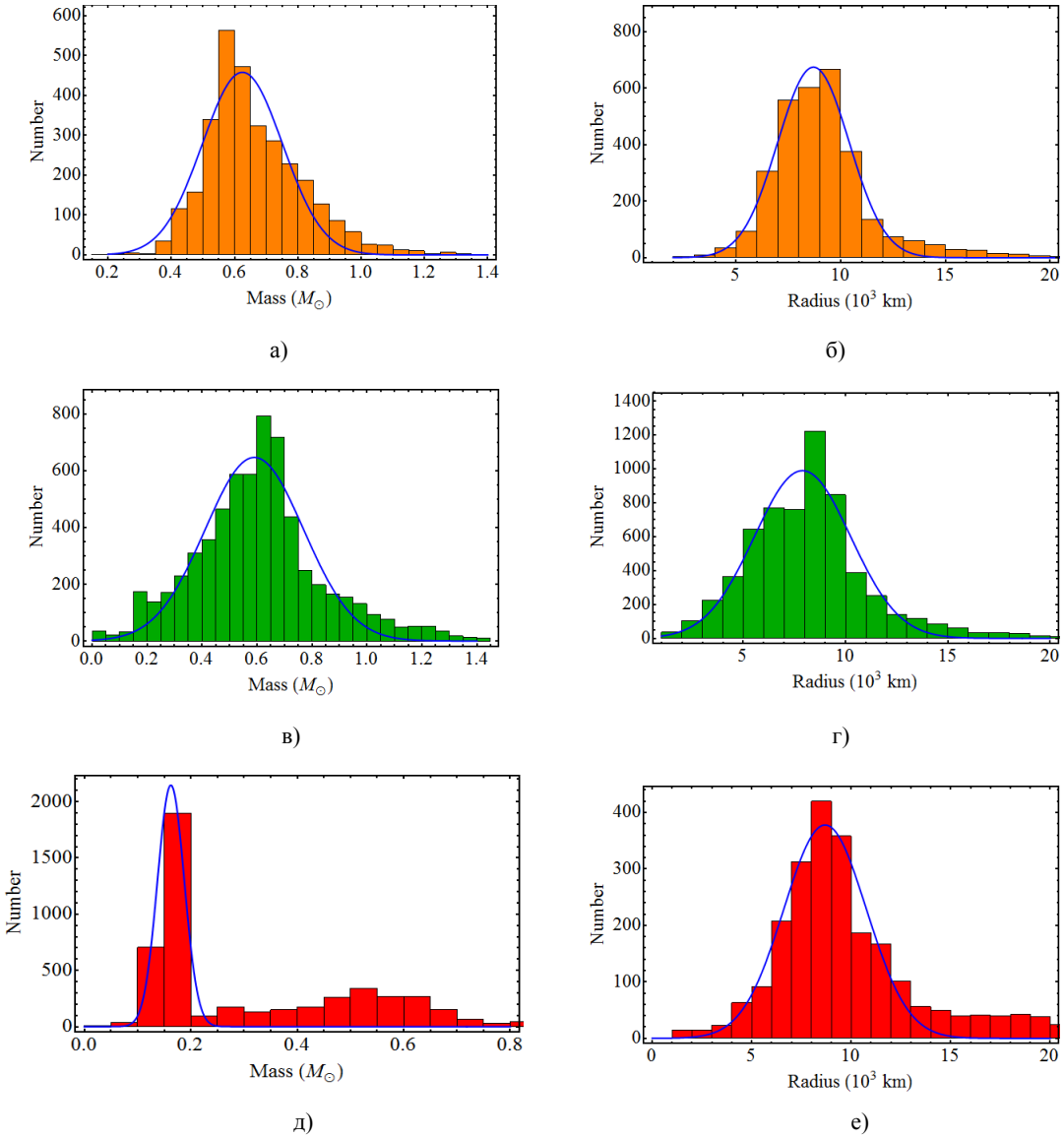
Следует подчеркнуть, что в каталоге DR 4 приведены данные для 3071 белых карликов, в DR 10 – 6351 белых карликов и в DR 12 – 4935 белых карликов. В работе Кеплера [14] в каталоге DR 13 приблизительно 32000 белых карликов.

На рисунке 4 построены гистограммы распределения масс и радиусов в SDSS DR 4, SDSS DR 10 и SDSS DR 12. В SDSS DR 4 среднее значение масс белых карликов около 0,6 масс Солнца; В SDSS DR 10 около 0,6 масс Солнца и в SDSS DR 12 около 0,2 масс Солнца. Наибольшее количество белых карликов имеет радиус в районе 5000-10000 км.

Максимальные, минимальные и средние значения вычисленных данных для массы и радиуса в работах Кеплера и др. [8-11] показаны в таблице 2.

Таблица 2 – Максимальные, минимальные и средние значения массы и радиуса БК в выпусках данных SDSS.

Каталог	Масса ($M_\odot$)			Радиус (км)		
	мин.	сред.	мак.	мин.	сред.	мак.
DR 4	0.170	0.657	1.35	2 294.28	9 219.84	35 653.7
DR 10	0.041	0.605	1.44	1 340.94	9 384.91	262 361
DR 12	0.042	0.329	1.39	1 061.56	34 259.2	286 249



а) масса SDSS DR 4, б) радиус SDSS DR 4, в) масса SDSS DR 10,
г) радиус SDSS DR 10, д) масса SDSS DR 12, е) радиус SDSS DR 12

Рисунок 4 – Гистограмма для распределения масса и радиус белых карликов.

Уравнение статической равновесной звездной структуры в ОТО

Из сферически-симметричной метрики

$$ds^2 = e^{2\nu(r)}c^2dt^2 - e^{2\lambda(r)}dr^2 - \\ -r^2d\theta^2 - r^2\sin^2\theta d\varphi^2 \qquad (1)$$

уравнения звездной структуры могут быть записаны в форме Толмана-Оппенгеймера-Волкова [15-21],

$$\frac{d\nu(r)}{dr} = \frac{GM(r)}{c^2r^2}\times \\ \times\left(1+\frac{4\pi r^3P(r)}{M(r)c^2}\right)\left(1-\frac{2GM(r)}{c^2r}\right)^{-1}, \qquad (2)$$

$$\frac{dP(r)}{dr} = -[\varepsilon(r)+P(r)]\frac{d\nu(r)}{dr}, \qquad (3)$$

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2\frac{\varepsilon(r)}{c^2}, \qquad (4)$$

где $e^{-2\lambda(r)} = 1 - 2GM(r)/(c^2 r)$, $M(r)$ – масса вещества внутри белого карлика радиусом r, $v(r)$ – безразмерный гравитационный потенциал внутри белого карлика, который связан с физическим потенциалом как $\Phi(r) = c^2 v(r)$, $\varepsilon(r) = c^2 p(r)$ – полная плотность энергии и $P(r)$ – полное давление, определяемые через уравнения (5) и (6).

Уравнение состояния Салпитера при нулевой температуре

В этом разделе рассматривается уравнение состояния Салпитера [3-5] для вещества белого карлика

$$\varepsilon_{Sal} = \varepsilon_{Ch}, \tag{5}$$

$$P_{Sal} = P_{Ch} + P_C + P_{TF}, \tag{6}$$

где $P_C + P_{TF}$ – вклад в давление за счёт кулоновского взаимодействия и поправки Томаса-Ферми, которые определяются как

$$P_C + P_{TF} = -m_e c^2 \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^3 \times \left[\frac{\alpha Z^{2/3}}{10\pi^2}\left(\frac{4}{9\pi}\right)^{1/3} x_e^4 + \frac{162}{175}\frac{\left(\alpha Z^{2/3}\right)^2}{9\pi^2}\left(\frac{4}{9\pi}\right)^{2/3}\frac{x_e^5}{\sqrt{1+x_e^2}}\right], \tag{7}$$

где $\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры, m_e – масса электрона, c – скорость света, $\hbar$ – постоянная Планка, Z – число протонов, x_e – безразмерный импульс Ферми электрона.

Уравнение состояния Салпитера позволяет учитывать кулоновское взаимодействие, поправку Томаса-Ферми и ядерный состав белого карлика. На рисунках 5-7 были построены соотношения масса-радиус, масса-центральная и центральная плотность-радиус плотность для холодных белых карликов в общей теории относительности (уравнение Толмана-Оппенгеймера-Волкова). Графики были построены для разных ядерных составов ^{4}He, ^{12}C, ^{16}O, ^{20}Ne, ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{56}Fe (для УС Салпитера) и $\mu = A/Z = 2$ (для УС Чандрасекара). Из рисунков видно, что чем тяжелее элемент, тем меньше верхний предел массы белых карликов.

Кроме этого, следует заметить, что в УС Салпитера был учтён эффект нейтронизации (обратного бета-распада) для белого карлика с однородным ядерным составом. Данный эффект ставит ограничение на верхний предел центральной плотности и, следовательно, на массу белых карликов (см. таблицу 3).

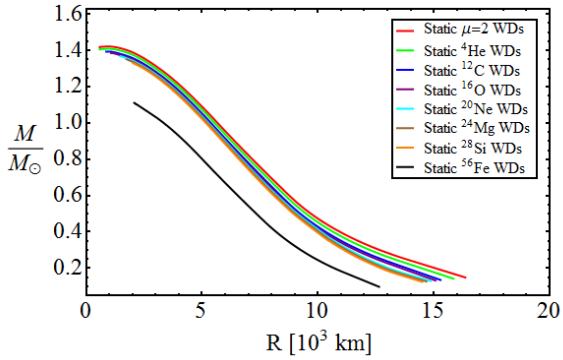


Рисунок 5 – Соотношение масса-радиус для холодных белых карликов (УС Салпитера)

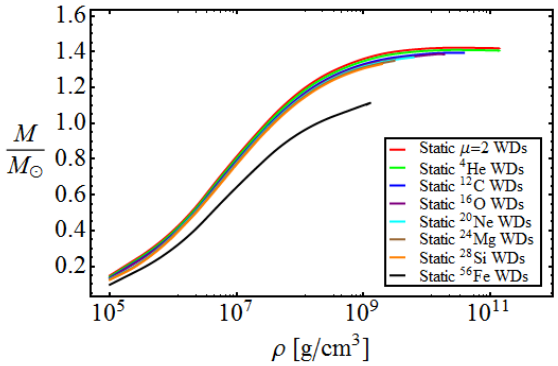


Рисунок 6 – Соотношение масса-центральная плотность для холодных белых карликов (для разных ядерных составов)

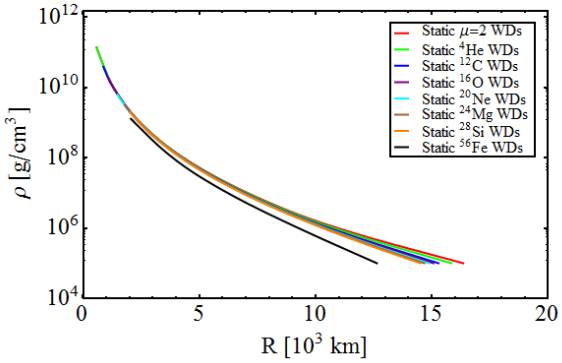


Рисунок 7 – Центральная плотность-радиус для холодных белых карликов (при разных ядерных составах)

Таблица 3 – Пороги нейтронизации

Элемент	$^{4}_{2}$He	$^{12}_{6}$C	$^{16}_{8}$O	$^{20}_{10}$Ne	$^{24}_{12}$Mg	$^{28}_{14}$Si	$^{56}_{26}$Fe
ρ_c, $г/см^3$	$1,37\times10^{11}$	$3,90\times10^{10}$	$1,90\times10^{10}$	$6,21\times10^{9}$	$3,16\times10^{9}$	$1,97\times10^{9}$	$1,14\times10^{9}$

В таблице 3 приведены пороги нейтронизации для различных ядер. Порог обратного бета распада для разных составов разный [7, 22].

На рисунке 8 построены соотношения массы и радиуса для статических белых карликов с помощью уравнения состояния Чандрасекара при разных температурах в общей теории относительности (уравнение Толмана-Оппенгеймера-Волкова); они были сопоставлены с данными (масса и радиус) из SDSS DR 4. Следует заметить, что значения температур, которые мы использовали, являются температурами изотермического ядра белого карлика [23-25]. Следовательно, учёт эффектов конечных температур почти полностью описывает данные из SDSS DR 4. Можно построить соотношения для массы и радиуса при конечных температурах для других УС, например для УС Фейнмана-Метрополиса-Теллера [1,25].

Но, в случае SDSS DR 10 и SDSS DR 12, как видно из рисунка 9, даже учёт конечных температур в УС Чандрасекара не может интерпретировать некоторые белые карлики. Из-за этого необходимо использовать уравнение состояния Салпитера, которое учитывает важные свойства вещества БК.

Из рисунков 10 и 11 видно, что рассмотрение белых карликов с помощью УС Салпитера может объяснить распределение некоторых БК. Отсюда следует, что учёт ядерного состава вещества белых карликов критически важен.

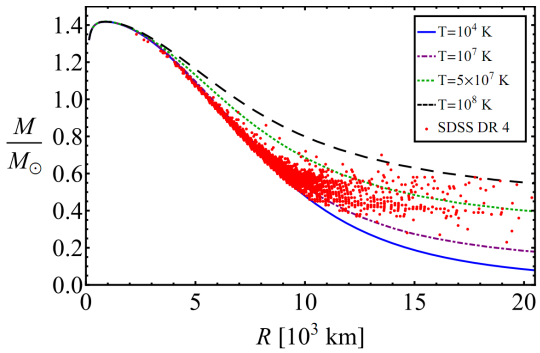


Рисунок 8 – Соотношение масса-радиус белых карликов при конечных температурах (УС Чандрасекара) и наблюдательные данные из SDSS DR 4 (красные точки)

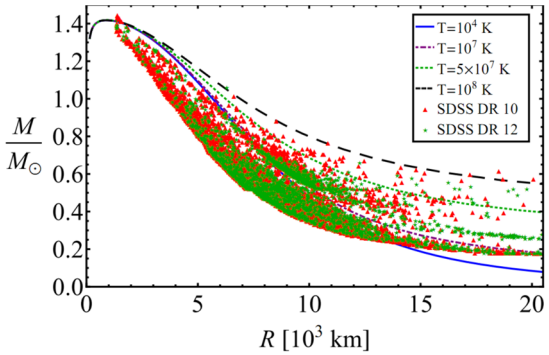


Рисунок 9 – Соотношение масса-радиус белых карликов при конечных температурах (УС Чандрасекара) и наблюдательные данные из SDSS DR 10 (красные треугольники) и SDSS DR 12 (зеленые звездочки)

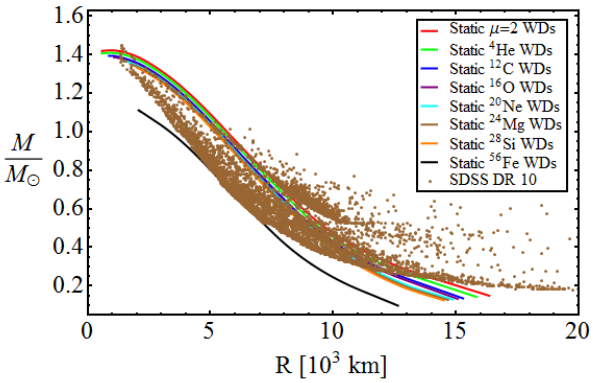


Рисунок 10 – Соотношение масса-радиус холодных белых карликов (УС Салпитера) и наблюдательные данные из SDSS DR 10 (коричневые точки)

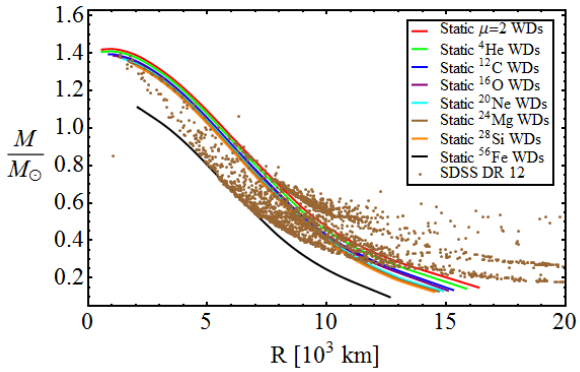


Рисунок 11 – Соотношение масса-радиус холодных белых карликов (УС Салпитера) и наблюдательные данные из SDSS DR 12 (коричневые точки)

Заключение

Были проанализированы наблюдательные данные из каталогов SDSS DR 4, SDSS DR 10 и SDSS DR 12. Было показано, что для SDSS DR 10 и SDSS DR 12 недостаточно учитывать только эффекты конечных температур. Поэтому теоретически были вычислены основные параметры статических холодных белых карликов, используя уравнение состояния Салпитера в общей теории относительности.

Были построены соотношения масса-радиус, масса-центральная плотность, центральная плотность-радиус при разных ядерных составах в общей теории относительности. Показано, что рассмотрение белых карликов с помощью уравнение состояния Салпитера может объяснить распределение некоторых белых карликов из SDSS DR 10 и SDSS DR 12 на построенных графиках, которые невозможно интерпретировать с учётом только температуры как для случая SDSS DR 4. Было показано, что наибольшее количество белых карликов имеет массу 0,6 солнечных масс в SDSS DR 4, SDSS DR 10, а также 0,2 солнечных масс в SDSS DR 12. Радиусы большинства белых карликов находятся в пределах от 5000 до 10 000 км. Максимальное значение поверхностной температуры 125360 К в SDSS DR 4, 100 000 К в SDSS DR 10 и 99999 К в SDSS DR 12. Минимальное значение эффективной температуры 5 910 К в SDSS DR 4, 5 327 К в SDSS DR 10, и 4 870 К в SDSS DR 12.

В результате всех расчётов и анализов было показано, что учёт ядерного состава, кулоновское взаимодействие, поправка Томаса-Ферми и пороги нейтронизации (рассмотрение с помощью уравнение состояния Салпитера) в общей теории относительности очень важны для объяснения наблюдаемых данных из каталогов SDSS DR 4, SDSS DR 10, SDSS DR 12.

Благодарность. Работа была выполнена при поддержке МОН РК.

Литература

1 Rotondo M., Rueda J. A., Ruffini R. and Xue S.-S. Relativistic Feynman-Metropolis-Teller theory for white dwarfs in general relativity // Phys. Rev. D. – 2011. – Vol. 84, Iss. 8. – P. 084007-(16p).

2 Boshkayev K., Rueda J. A., Ruffini R., Siutsou I. On General Relativistic Uniformly Rotating White Dwarfs // The Astrophysical J. – 2013. – Vol. 762. – Iss. 2., – P. 1-14.

3 Salpeter E.E., Energy and pressure of a zero-temperature plasma // Astrophys. J. –1961. – Vol. 134. – Num. 3. – P. 669-682.

4 Hamada T., Salpeter E. E. Models for zero-temperature stars // Astrophys. J. –1961. – Vol. 134., – P. 683-698.

5 Koester D. and Ghanmugam G. Physics of white dwarfs // Reports on Progress in Physics. – 1990. – Vol. 53 (7). – P. 837-915.

6 Chandrasekhar S., The maximum mass of ideal white dwarfs // Astrophys. J. –1931. – Vol. 74. – P. 81-82.

7 Shapiro S.L., Teukolsky S.A. Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects. – New York: John Wiley & Sons, 1983. – 645 p.

8 Kepler S.O., Pelisoli I., Koester D., Ourique G., Romero A.D., Reindl N., Kleinman S. J., Romero A.D., Nitta A., Eisenstein D.J., Costa J.E.S., Kulebi B., Jordan S., Dufour P., Giommi P. New white dwarf stars in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 10 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – Vol. 446. – Iss. 4. – P.4078-4087.

9 http://astro.if.ufrgs.br/keplerDR10.html.

10 Kepler S.O., Pelisoli I., Koester D., Ourique G., Romero A.D., Reindl N., Kleinman S. J., Eisenstein D.J., Valois A.D.M., Amaral L. A. New white dwarf and subdwarf stars in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 12 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2016. – Vol. 455, Iss. 4. – P. 3413-3423.

11 http://astro.if.ufrgs.br/keplerDR12.html.

12 Tremblay P.-E., Bergeron P. and Gianninas A. An improved spectroscopic analysis of DA white dwarfs from the Sloan Digital Sky Survey Data Release 4 // The Astrophysical Journal. – 2011. – Vol. 730. – No. 2. – P. 1-28.

13 Kepler S.O., Romero A.D., Pelisoli I., Ourique G. White Dwarf Stars // International Journal of Modern Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 45. – P. 1760023 (23p.).

14 Kepler S.O., Koester D., Ourique G. A white dwarf with an oxygen atmosphere // Science. – 2016. – Vol. 352, – Iss. 6281. – P. 67-69.

15 Schutz B.F. A first course in general relativity. – Cambridge: Cambridge University Press, 1985. 376 p.

16 Misner C. W., Thorne K.S. and Wheeler J.A. Gravitation. – San Francisco: W.H. Freeman and Co., 1973. –1215 p.

17 Tolman R.C. Static solutions of Einstein's field equations for spheres of fluid // Phys. Rev. – 1939. – Vol. 55 (4). – P. 364-373.

18 Oppenheimer J.R. and Volkoff G. M. On massive neutron cores // Phys. Rev. – 1939. – Vol. 55 (4). – P. 374-381.

19 Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Теория тяготения и эволюция звезд. – М.: Наука, 1971. – 484 с.

20 Зельдович Я.Б., Блинников С.И., Шакура Н.И. Физические основы строения и эволюции звезд. – М.: Издательство МГУ, 1981. – 160 с.

21 Бошкаев К.А., Жами Б.А., Калымова Ж.А., Балгимбеков Г.Ш., Таукенова А.С., Бришева Ж.Н., Койшыбаев Н. Теоретическое определение основных параметров белых карликов // Известия НАН РК. Серия физ.-мат. – 2016. – Т. 3 (307). – С. 49-60.

22 Boshkayev K., Quevedo H. and Zhami B. I-Love-Q relations for white dwarf stars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2017. – Vol. 464, Iss. 4. – P. 4349-4359.

23 Boshkayev K., Rueda J.A., Zhami B., Kalymova Zh., Balgymbekov G., International Journal of Modern Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 42. – P. 1660129 (7).

24 Бошкаев К.А., Жами Б.А., Калымова Ж.А., Бришева Ж.Н. Статические белые карлики с учетом эффектов конечных температур и общей теории относительности // Известия НАН РК. Серия физ.-мат. – 2017. – Т.6 (316). – С. 27-38.

25 De Carvalho S.M., Rotondo M., Rueda J.A., and Ruffini R. Relativistic Feynman-Metropolis-Teller treatment at finite temperatures // Phys. Rev. C. – 2014. – Vol.89. – P.015801 (10).

References

1 M. Rotondo, J.A. Rueda, R. Ruffini, and S.-S. Xue, Phys. Rev. D 84 (8), 084007 (2011).

2 K. Boshkayev, J.A. Rueda, R. Ruffini, and I. Siutsou, The Astrophysical Journal, 762 (2), 117 (2013).

3 E.E. Salpeter, Astrophys. J. 134 (3), 669 (1961).

4 T. Hamada and E. E. Salpeter, Astrophys. J. 134, 683 (1961).

5 D. Koester and G. Ghanmugam, Reports on Progress in Physics 53 (7), 837 (1990).

6 S. Chandrasekhar, Astrophys. J. 74, 81 (1931).

7 S.L. Shapiro and S.A. Teukolsky, Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects (John Wiley & Sons, New York, 1983).

8 S.O. Kepler, I. Pelisoli, D. Koester, G. Ourique, A.D. Romero, N. Reindl, S.J. Kleinman, A.D. Romero, A. Nitta, D.J. Eisenstein, J.E.S. Costa, B. Kulebi, S. Jordan, P. Dufour and P. Giommi, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 446 (4), 4078 (2015).

9 http://astro.if.ufrgs.br/keplerDR10.html.

10 S.O. Kepler, I. Pelisoli, D. Koester, G. Ourique, A.D. Romero, N. Reindl, S.J. Kleinman, D.J. Eisenstein, A.D.M. Valois and L. A. Amaral, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 455 (4), 3413 (2016).

11 http://astro.if.ufrgs.br/keplerDR12.html.

12 P.-E. Tremblay, P. Bergeron, and A. Gianninas, The Astrophysical Journal, 730 (2), 128 (2011).

13 S.O. Kepler, A.D. Romero, I. Pelisoli, and G. Ourique, Inter. J of Modern Physics: Conf. Series, 45, 1760023 (2017).

14 S.O. Kepler, D. Koester, G. Ourique, Science, 352(6281), 67 (2016).

15 B.F. Schutz, A first course in general relativity (Cambridge University Press, Cambridge, 1985).

16 C. W. Misner, K.S. Thorne and J.A Wheeler, Gravitation, (W.H. Freeman and Co., San Francisco, 1973).

17 R. C. Tolman, Phys. Rev. 55(4), 364 (1939).

18 J.R. Oppenheimer and G.M. Volkoff, Phys. Rev. 55(4), 374 (1939).

19 Ya. B. Zel'dovich, I.D. Novikov, Teoriya tyagoteniya i evoliutsii zvezd (Nauka, Moskva, 1971). (in Russ).

20 Ya. B. Zel'dovich, S.I. Blinnikov, N.I. Shakura, Fizicheskie osnovy stroeniya I evoliutsii zvezd, (Izdatel'stvo MGU, Moskva, 1981). (in Russ).

21 K.A. Boshkayev, B.A. Zhami, Zh.A. Kalymova, G.Sh. Balgimbekov, A.S. Taukenova, Zh. N. Brisheva and N. Koyshybaev, News of NAS RK, phys.-math. series, 3 (307), 49 (2016). (in Russ).

22 K. Boshkayev, H. Quevedo and B. Zhami, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 464 (4), 4349 (2017).

23 K. Boshkayev, J.A. Rueda, B. Zhami, Zh. Kalymova, and G. Balgymbekov, Intern. J of Modern Physics: Conf. Series 42, 1660129 (2016).

24 K.A. Boshkayev, B.A. Zhami, Zh.A. Kalymova, and Zh. N. Brisheva, News of NAS RK, phys.-math. series, 6 (316), 27 (2017). (in Russ).

25 S. M. de Carvalho, M. Rotondo, J.A. Rueda, and R. Ruffini, Phys. Rev. C., 89, 015801 (2014).

IRSTI 29.15.17

Omar Zh.

(for the E31 J-PARC collaboration)
Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, Osaka, Japan
Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan
e-mail: omar@rcnp.osaka-u.ac.jp

TOWARD A STUDY OF Λ(1405) VIA THE D(K-, ΠΣ) REACTION

There is a long-standing argument if Λ(1405) is a KbarN bound system. Theoretical analyses of Chiral Unitary model, suggests a double-pole structure of Λ(1405): Σϖ and KbarN. The theoretical statement about the double pole structure of Λ(1405) shows a new picture of Λ(1405) as a resonant meson-baryon state, which is different from the so-called traditional picture of Λ(1405). In order to solve above-mentioned questions, it is necessary to clarify how Λ(1405) is coupled to KbarN. Therefore, we have conducted an experiment to study Λ(1405) in KbarN scattering (E31). Since Λ (1405) cannot be formed directly from the K-p reaction in free space, we use the d(K-, n)Σϖ reactions at a kaon momentum of 1GeV / c, where we expect the incident kaon to knock out a neutron in the deuteron and the recoiled Kbar reacts with the residual nucleon with the formation of Λ(1405).

We have finished a beam time for the second run of E31 in January and February, 2018. The E31 experiment is performed at the K1.8BR beam line in the Hadron Experiment Hall of J-PARC. In the second run, by increasing statistics to several times, we expect to measure Λ(1405) in the Σ+ϖ-/Σ-ϖ+ invariant mass spectra in the d(K⁻, Σϖ)"n". In particular, we expect to measure angular dependence of widely production of Λ(1405) in the d(K⁻, Σϖ) reaction.

Key words: kaon,E31, invariant mass spectrum.

Омар Ж.

(E31 бірлестігі, J-PARC)
Ядролық Физика Зерттеу Институты, Осака Университеті, Осака қ., Жапония
әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан
e-mail: omar@rcnp.osaka-u.ac.jp

d(K- ,ϖΣ) реакциясы арқылы Λ(1405) зерттеу

Λ(1405) гипероны KbarN жүйесімен байланысты деген бұрыннан келе жатқан теория бар. Хиральды жалпы модель теориясы, Λ(1405) гипероны екіполюсті құрылымға ие екендігін көрсетеді: Σϖ и KbarN. Бұл теория бойынша, Λ(1405) мезон- барионды күйдің резонансы ретінде жаңашылдық тудырады. Жоғарыда аталып өтілген сұрақтардың шешімін табу үшін, Λ(1405) гипероны KbarN жүйесімен қалай байланысқанын анықтау қажет. Сол себепті, KbarN шашырауындағы Λ(1405)-ты зерттеу үшін эксперимент жүргіздік (E31). Λ(1405) резонансы Kp реакциясында ашық немесе бос күйде алынбайтындықтан, (K-, n) Σϖ сатылы реакциясын пайдаландық. Бұл аталмыш реакциядан, каон дейтронның ішіндегі нейтронды ұшып шығарып, ал реакция нәтижесіндегі Kbar қалған бір нуклонмен әрекеттесіп Λ(1405) резонансын тудырады.

Жоғарыда аталып өтілген E31 эксперимен үстіміздегі жылдың қаңтар және ақпан айларында K1.8BR тізгініндегі J-PARC эксперименттік алаңында жүргізілді (Жапония). Эксперименттің екінші бөлігінің негізгі мақсаты, статистиканы бірнеше есе өсіріп, d (K-, Σϖ) «n» реакциясындағы Σ + ϖ- / Σ-ϖ + инвариантты массаның спектрлерін анықтау арқылы Λ (1405)-ты зерттеу. Сонымен қатар, Λ (1405)-тың қалыптасуының бұрыштық тәуелділігін анықтау.

Түйін сөздер: каон, E31, инвариантты масса спектрлері.

© 2018 Al-Farabi Kazakh National University

Омар Ж.
(в сотрудничестве с E31, J-PARC)
Исследовательский центр ядерной физики, Университет Осака, г. Осака, Япония
Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан
e-mail: omar@rcnp.osaka-u.ac.jp

Изучение Λ(1405) с помощью реакции d(K-, ϖΣ)

Существует теория, что Λ(1405) является связанной с KbarN системой. Теоретический анализ хиральной общей модели предполагает двуполюсную структуру Λ(1405): Σϖ и KbarN. Теоретическое утверждение о двухполюсной структуре Λ(1405) показывает новую картину Λ(1405) как резонансное мезон-барионное состояние, которое отличается от так называемой традиционной картины Λ (1405). Чтобы решить вышеупомянутые вопросы, необходимо выяснить, как Λ(1405) связан с KbarN. Поэтому мы провели эксперимент по изучению Λ(1405) в рассеянии KbarN (E31). Так как Λ(1405) не может быть образовано непосредственно из реакции Kp в свободном пространстве, мы использовали реакцию d(K-, n) Σϖ при импульсе каона 1GeV/c, где мы предполагаем, что инсидентный каон выбивает нейтрон из дейтрона и отбитый Kbar реагируют с другим нуклоном с образованием Λ (1405).

В январе-феврале 2018 года был закончен эксперимент для второго запуска E31. Данный эксперимент E31 был запушен на линии пучка K1.8BR в экспериментальном зале J-PARC в Японии. Во второй части эксперимента E31, увеличивая статистику до нескольких раз, мы ожидаем измерение Λ (1405) в Σ + ϖ- / Σ-ϖ + спектр инвариантных масс в d (K-, Σϖ) «n». В частности мы хотим измерить угловую зависимость образования Λ (1405) в реакции d (K-, Σϖ).

Ключевые слова: каон, E31, спектр инвариантной массы.

Introduction

Λ(1405) is one of well-known hyperon resonances, which has a mass, width and spin-parity of 1405.1+1.3-1.0 MeV/c2, 50±2MeV, and 1/2-, respectively [1]. But, the review of particle physics [2] adopted the mass and width of the Λ(1405) state obtained by analyzing the invariant mass spectrum of Λ(1405) in the final Σ + π- state via the 4.2 Gev/c K- induced reaction on hydrogen [3, 4]. It has the lightest mass in negative parity baryons, which is hardly explained by the simple quark model [5]. Since the Λ(1405) is located just below the KbarN threshold, there are longstanding argument if it is a KbarN bound state. Theoretical analysis of Chiral Unitary model [6], suggests a double-pole structure of Λ(1405): Σπ and KbarN [7]. The theoretical statement about the double pole structure of Λ(1405) shows a new picture of Λ(1405) as a resonant meson-baryon state, which is different from the so-called traditional picture of Λ(1405). Unfortunately, statistics in experimental data seems poor and 2 π0 in the final state cannot be distinguished kinematically each other. Recently, the γp → K+π+Σ− and K+π− Σ+ reactions were measured at LEPS/SPring-8 [8]. Although the statistics is limited, they claimed the interference between the I=1 and I=0 amplitudes. The K-d → π+Σ−n reaction was reported [9], which shows a clear peak at the Λ(1405) mass region. This reaction seems promising to study Λ(1405). In experimental situation, some reports about Λ(1405) show its spectrum shape depending on the reaction process. Therefore experimental study of KbarN coupled to the Λ(1405) is desired.

A repulsive shift of K-p atomic state at 1st energy region [10] arises an interesting discussion of deeply bound kaonic nuclear states [11], where Λ (1405) is interpreted as a bound state of KbarN system with the binding energy of as deep as 27 MeV [12]. On the other hand, a chiral unitary model calculation claims that Λ (1405) may consist of two components in the coupled-channel KbarN-πΣ system [13]. Namely, poles coupled to the πΣ state and KbarN state are suggested at different positions, (1390 – 132i) MeV and (1426 –32i) MeV, respectively [14]. As a consequence, the resonance position of the KbarN → πΣ channel sits at about 1420 MeV and the binding energy is as shallow as 15 MeV. This situation obviously affects the property of the deeply bound kaonic nuclear states. In order to clarify which picture is valid, decomposition of Λ (1405) states coupled to KbarN is of essentially importance. Since Λ (1405) lies below the KbarN threshold and has no decaying channel coupled to KbarN, it is vital to investigate a KbarN collision process in a virtual state.

The E31 experiment is performed at the K1.8BR beam line in the Hadron Experiment Hall of J-PARC [15, 16]. Since Λ (1405) cannot be formed directly from the K-p reaction in free space, we used the KbarN scattering process [17] as a d(K-, n)Σπ two steps reactions at a kaon momentum of 1GeV / c,

where we expect the incident kaon to knock out a neutron in the deuteron and the recoiled Kbar reacts with the residual nucleon with the formation of Λ(1405) (Fig. 1). We will measure the Λ(1405) spectrum shape in a Σ + π- / Σ-π + invariant mass spectrum of the d (K-, Σπ) «n» reaction.

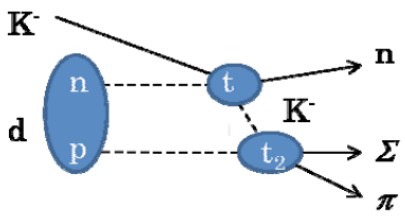


Figure 1 – (K-,n) Reaction Diagram

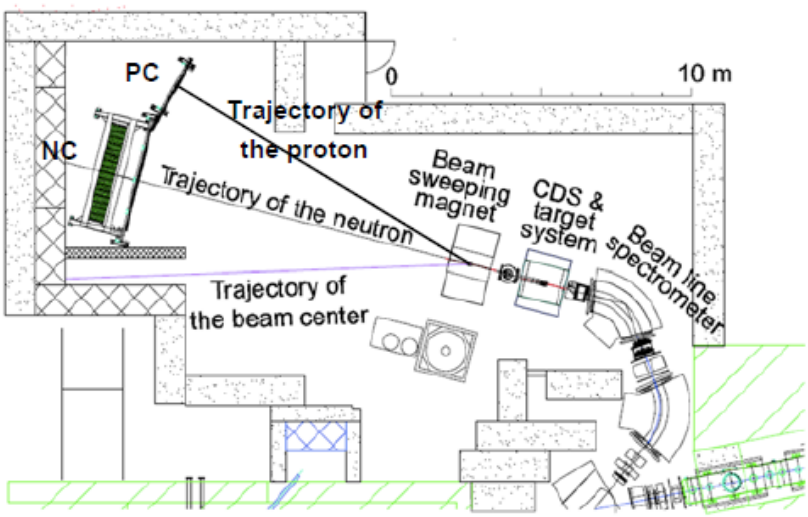


Figure 2 – Schematic view of the K1.8BR spectrometer

E31 experimental setup

The E31 experiment is performed at the K1.8BR beamline in the Hadron Experiment Hall of the J-PARC. The schematic drawing of the K1.8BR spectrometer and E31 setup is shown in Fig. 2 [18]. The beam momentum is analyzed by a beam-line spectrometer with a resolution of 2.2 MeV/c at 1.0 GeV/c. Decay charged particles associated with the d(Kbar ,n) reaction are measured by the cylindrical detector system (CDS) surrounding the target to obtain those of momentum and TOF, which also make it's particle identification possible. CDS operates in a magnetic field of 0.7 T. The Neutron Counter (NC) and Proton Counter (PC) which detects forward scattered neutron and proton are placed 15 m ahead in the forward direction. Since Λ(1405) is recoiled backward, the decay proton from Σ0π0 mode (0π0 → Λγπ0 → pπ-γπ0) [19] is emitted backward, which is detected by backward proton detector (BPD) and chamber (BPC) placed in the upstream of the target.

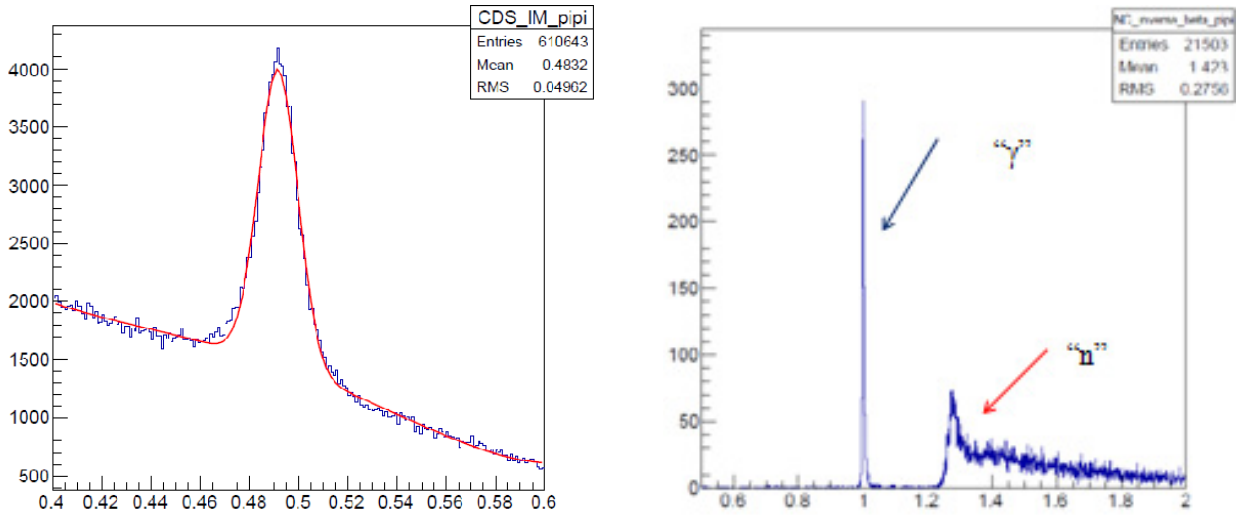
Preliminary results

The second E31 physics run was performed in January and February, 2018. About 40GeV kaons were used. π- / π + and neutrons particles are detected by CDS and NC, respectively (Fig. 3). Among these events X="n" is identified in the missing-mass spectrum of the d (K-, Σπ) «X» reaction, as shown in Fig.4.

Also, for investigation of Λ(1405), we have to identify Σ+ and Σ-. By using the information and data, which mentioned in the Fig. 3 and Fig. 4., we can easily define Σ+ and Σ- spectrums, as shown in Fig. 5.

We decomposed the d (K^-, Σπ)"n" spectrum into d (K^-, Σ+π-)"n" and d (K^-, Σ-π+)"n". The decomposed Invariant Mass of the Σ-π^+ and Σ+π^- in the d (K^-, Σπ)"n" reaction are shown in Fig. 6. The difference of the two spectra is observed clearly. Also, we can clearly see the peaks, which correspond to Λ(1405) and Λ(1520).

But, we have to noticed that Λ(1520) is used as a reference, actually we are interested in Λ(1405).



Invariant Mass of $\pi^+\pi^-$ (GeV/ c^2) 1/β

Figure 3 – (left) Identification of π- / π + by using CDS detector. (right) 1/ β distribution of the forward neutral particles detected with the NC

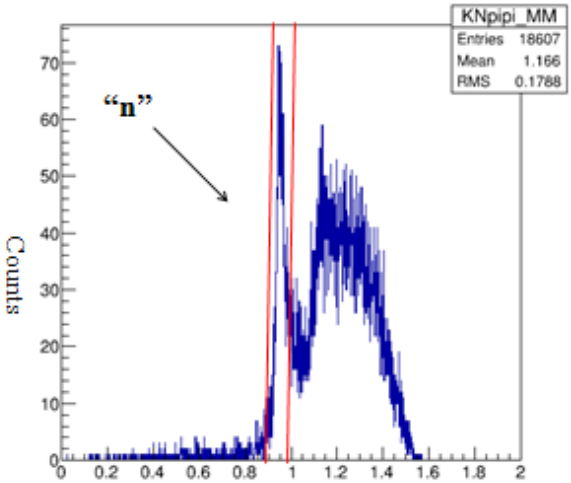


Figure 4 – Missing Mass of d(K^-, n$\pi^+\pi^-$)"X" (GeV/c^2)

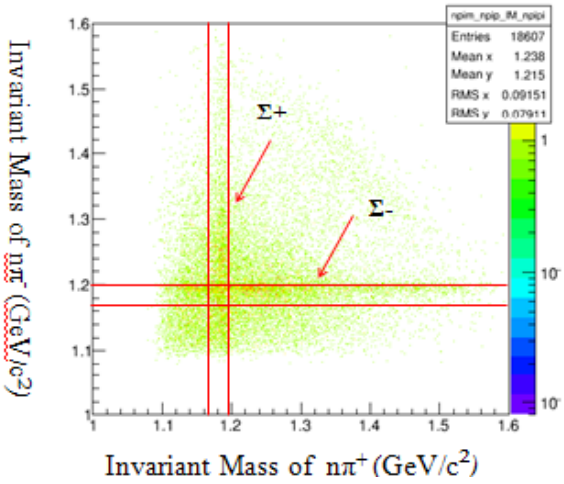


Figure 5 – Invariant Mass of nπ^+ and nπ^-.
The strong focusing cross-image corresponds to Σ-decay event

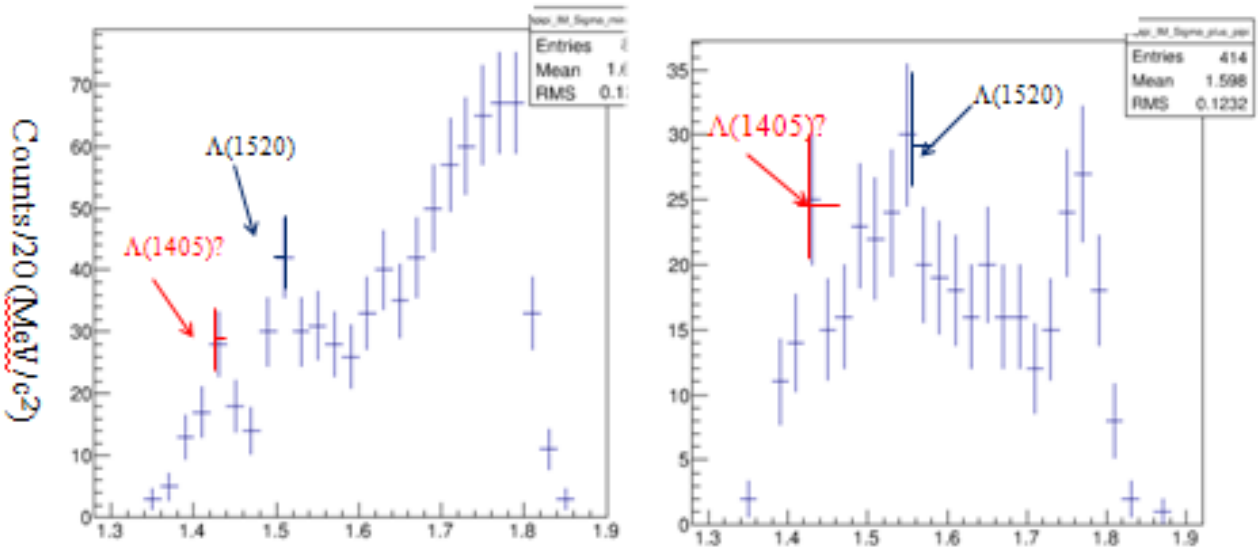


Figure 6 – Invariant Mass of Σ-π^+ and Σ+π^-(GeV/c²) in the d (K^-, Σπ)"n" reaction

Conclusion

The J-PARC E31 experiment was performed to investigate the spectrum shape of Λ(1405) directly generated in KbarN → Σπ by the d (K^-, Σπ)"n" reaction at the incident kaon momentum of 1.0 GeV/c. The second E31 physics run was performed in January and February, 2018. The experiment for E31 second physics run is performed at the K1.8BR beamline in the Hadron Experiment Hall of the J-PARC [20]. About 40GeV kaons were used. The difference of the d (K^-, Σ+π-)"n" and d (K^-, Σ-π+)"n" spectrums shown clearly. We have to noticed that these preliminary results based on the first E31 physics run. We could increase 10 times more statistics and measure angular dependence of widely production of Λ(1405) in the d (K^-, Σπ)"n" reaction.

References

1 Oluve K.A. and Particle Data Group. Review of Particle Physics // Chin. Physics C. – 2014. – Vol.38. – 090001.

2 Amsler C. et al. The Review of Particle Physics // Physics Letters B. – 2008. – Vol.667, No.1-5. – P.1-6; Particle Data Group, http://ccwww.kek.jp/pdg/index.html.

3 Dalitz R.H. and Deloff A. The shape and parameters of the Lambda (1405) resonance // J. Phys. G. – 1991. – Vol.17. – P. 289.

4 Hemingway R.J. Production of Λ(1405) in K−p reactions at 4.2 GeV/c Nucl. Phys. B. – 1985. – Vol.253. – P. 742-752.

5 Hendry A.W., Lichtenberg D.B. Properties of Hadrons in Quark Model // Progress of Physics. – 1985. – Vol.33 (3). – P. 139-231.

6 Hirenzaki S., Okumura Y., Toki H., Oset E., and Ramos A. Chiral unitary model for the kaonic atom // Phys. Rev. C. – 2000. – Vol.61. – 055205.

7 Jido D. et al. Chiral dynamics of the two Λ(1405) states // Nuclear Physics A. – 2003. – Vol.725. – P.181-200.

8 Niiyama M. et al. Photoproduction of Λ(1405) and Σ0(1385) n the proton at Eγ=1.5−2.4 GeV // Phys. Review C. – 2008. – Vol. 78. – 035202.

9 Braun O. et al. New information about the Kaon-nucleon-hyperon coupling constants g(KNΣ(1197)), g(KNΣ(1385)) and g(KNΛ(1405)) // Nucl. Phys. B. – 1977. – Vol.129. – P. 1– 18.

10 Iwasaki M. et al. Observation of Kaonic Hydrogen Kα X Rays // Phys.Rev.Lett. – 1997. – Vol. 78. – 3067.

11 Piano S. The search for bound kaonic states in nuclei, experimental status and theoretical predictions // INFN sez. Trieste, Hadron 07 - LNF - 11/10/2007.

12 Akaishi Y. and Yamazaki T. Nuclear ¯K bound states in light nuclei // Phys. Rev. C. – 2002. – Vol.65. – 044005; Akaishi Y. and Yamazaki T. Basic ¯K nuclear cluster, K−pp, and its enhanced formation in the p+p→K++X reaction // Phys. Rev. C. – 2007. – Vol.76. – 045201.

13 Hyodo T., Jido D., and Hosaka A. Exotic Hadrons in s-Wave Chiral Dynamics // Phys. Rev. Lett. 97, 192002 (2006); Hyodo T., Jido D. and Hosaka A. Study of exotic hadrons in S-wave scatterings induced by chiral interaction in the flavor symmetric limit // Phys. Rev. D. – 2007. – Vol.75. – 034002.

14 Hyodo T. and Weise A. Effective ¯KN interaction based on chiral SU(3) dynamics // Phys. Rev. C. – 2008. – Vol.77. – 035204.

15 Noumi H. et al. J-PARC E31 proposal. http://jparc/researcher/Hadron/en/pac 0907/pdf/Noumi.pdf

16 Noumi H. et al. Proposal for the J-PARC 50 GeV Proton Synchrotron. Spectroscopic study of hyperon resonances below KbarN threshold via the (K-n) reaction on Deuteron.

17 Jido D., Oset E., and Sekihara T. Kaonic production of Λ(1405) off deuteron target in chiral dynamics // The European Physical Journal A. – 2009. – Vol.42. – P.257; Jido D. Private communication, 2009.

18 Noumi H. et al. J-PARC E31 proposal. http://jparc/researcher/Hadron/en/pac0907/ pdf/Noumi.pdf

19 Kawasaki S. et al. Spectroscopic Experiment Of Λ(1405) Via The In-flight d(K−,, n) Reaction At J-PARC K1.8BR // Proc. of the 14th Intern. Conf. on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon (MENU2016).

20 Iwasaki M., Nagae T. et al. J-PARC E15 proposal // http://j-parc.jp/NuclPart/pac 0606/pdf/p15-Iwasaki.pdf

References

1 K.A. Oluve and Particle Data Group, Chin. Physics C 38, 090001 (2014). doi: 10.1088/1674-1137/38/9/090001

2 C. Amsler et al., Phys. Lett. B667, 1 (2008); doi org/10.1016/j.physletb.2008.07.018. Particle Data Group, http://ccwww.kek.jp/pdg/index.html.

3 R.H. Dalitz and A. Deloff, J. Phys. G17, 289 (1991). doi: org/10.1088/0954-3899/17/3/011

4 R.J. Hemingway, Nucl. Phys. B253, 742-752 (1985). doi: org/10.1016/0550-3213(85)90556-5

5 A.W. Hendry, D.B. Lichtenberg, Prog. of Phys., 33 (3), 139-231 (1985). doi: org/10.1103/PhysRevC.61.055205

6 S. Hirenzaki, Y. Okumura, H. Toki, E. Oset, and A. Ramos, Phys. Rev. C 61, 055205 (2000). doi: org/10.1103/PhysRevC.61.055205

7 D. Jido et al. Nuclear Phys. A 725 181 (2003). doi:org/10.1016/S0375-9474(03)01598-7.

8 M. Niiyama et al., Phys. Rev. C78, 035202 (2008). doi:org/10.1103/PhysRevC.78.035202

9 O. Braun et al., Nucl. Phys. B129, 1-17 (1977). doi.org/10.1016/0550-3213(77)90015-3

10 M. Iwasaki et al, Phys.Rev.Lett 78, 3067 (1997). doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.3067

11 S. Piano, The search for bound kaonic states in nuclei, experimental status and theoretical predictions, INFN sez. Trieste, Hadron 07 - LNF - 11/10/2007

12 Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C65, 044005(2002) doi.org/10.1103/PhysRevC.65.044005; Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C76, 045201 (2007). doi.org/10.1103/PhysRevC.76.045201

13 T. Hyodo, D. Jido, and A. Hosaka, Phys. Rev. Lett. 97, 192002(2006) doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.192002; T. Hyodo, D. Jido and A. Hosaka, Phys. Rev. D75, 034002(2007) doi.org/10.1103/PhysRevD.75.034002

14 T. Hyodo and A. Weise, Phys. Rev. C77, 035204 (2008) doi.org/10.1103/PhysRevC.77.035204

15 H. Noumi et al. J-PARC E31 proposal. http://jparc/researcher/Hadron/en/pac_0907/pdf/Noumi.pdf

16 H. Noumi et al. Proposal for the J-PARC 50 GeV Proton Synchrotron. Spectroscopic study of hyperon resonances below KbarN threshold via the (K-n) reaction on Deuteron.

17 D. Jido, E. Oset, and T. Sekihara, The European Physical Journal A 42, P.257, (2009) doi.org/10.1140/epja/i2009-10875-5; D. Jido, private communication, 2009.

18 H. Noumi et al.: J-PARC E31 proposal. http://jparc/researcher/Hadron/en/pac_0907/pdf/Noumi.pdf

19 S. Kawasaki et al., Proc. of the 14th Intern. Conf. on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon (MENU2016).

20 M. Iwasaki, T. Nagae et al., J-PARC E15 proposal. http://j-parc.jp/NuclPart/pac0606/pdf/p15-Iwasaki.pdf

МРНТИ 29.15.53

Дюсамбаев Д.С.*, Гизатулин Ш.Х., Шаймерденов А.А., Чекушина Л.В., Буртебаев Н.Т.

РГП «Институт ядерной физики» МЭ РК,
г. Алматы, Казахстан, *e-mail: d.daulet.s@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЯ ТОПЛИВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ГАЗООХЛАЖДАЕМЫХ РЕАКТОРОВ В МИРЕ

Высокотемпературный газоохлаждаемый реактор обладает повышенной безопасностью, имеют самозащищенность и практически исключена такая тяжелая авария, как расплавление активной зоны, а также относится к энергосистемам четвертого поколения. Во многих странах ведутся научно-исследовательские и проектно-конструкторские разработки топлива, технологий и дизайна ВТГР. В Казахстане планируется строительство атомной энергетической станции и одним из претендентов является станция на базе ВТГР. В РГП «Институт ядерной физики» Министерства Энергетики Республики Казахстан совместно с Агентством атомной энергии Японии ведутся исследования топлива и материалов ВТГР. В данной работе приведен обзор современного состояния исследований топлива высокотемпературного газоохлаждаемого реактора в мире, включая результаты ресурсных испытаний трех структурного изотропного топлива высокотемпературного газоохлаждаемого реактора до выгорания 90 ГВт·д/т при рабочих режимах работы ВТГР в активной зоне исследовательского реактора ВВР-К. Топливо покрыто двумя слоями пироуглерода и слоем из карбида кремния. Во время облучения проводился контроль образовывавшихся газообразных продуктов деления. Одной из главных задач этих исследований является разработка топлива, которое будет обеспечивать максимальную целостность оболочки топлива при его глубоком выгорании.

Ключевые слова: ВТГР, ВВР-К, топливо, выгорание.

Dyussambayev D.S.*, Gizatulin Sh.Kh., Shaimerdenov A.A., Chekushina L.V., Burtebayev N.T.

The Institute of Nuclear Physics under the Ministry of the Energy,
Almaty, Kazakhstan, *e-mail: d.daulet.s@gmail.com

Investigations of the high temperature gas-cooled reactors fuel in the world

The high-temperature gas-cooled reactor has increased safety, self-protection and virtually eliminates such a serious accident as the core meltdown, and also belongs to the fourth-generation power systems. In many countries, research, development and engineering studies of fuel, technology and design of the HTGR are conducted. In Kazakhstan, it is planned to build a nuclear power plant. One of the applicants is a station based on the HTGR. The RSE "Institute of Nuclear Physics" of the Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan, together with the Agency of Atomic Energy of Japan, conducts researches on fuel and materials of the HTGR. This paper provides an overview of the current state of researches of a high-temperature gas-cooled reactor in the world, including the results of resource tests of three structural isotropic fuels of a high-temperature gas-cooled reactor before burning out at 90 GW d / t under operating conditions of HTGR in the core of the WWR-K research reactor. The fuel is coated with two layers of pyrolytic carbon and a layer of silicon carbide. During the irradiation, the gaseous fission products formed were monitored. One of the main tasks of these studies is the development of fuel, which will maintain the maximum integrity of the shell with its deep burnout.

Key words: HTGR, WWR-K, fuel, burnup.

© 2018 Al-Farabi Kazakh National University

Дюсамбаев Д.С.*, Гизатулин Ш.Х., Шаймерденов А.А.,
Чекушина Л.В., Бүртебаев Н.Т.
РМК «Ядролық физика институты» ҚР ЭМ,
Алматы қ., Қазақстан, *e-mail: d.daulet.s@gmail.com

Әлемдегі жоғары температуралы газбен салқындырылатын реактордың отының зерттеу

Жоғары температуралық газбен салқындырылатын реактор аса жоғары қауіпсіздікке, өзінөзі қорғау жүйесіне ие және бұл реакторда белсенді аймақтың балқуы секілді ауыр авариялар толық алдын алынған, сондай-ақ ол төртінші буындағы энергия жүйелеріне жатады. Көптеген елдерде ЖТГР-дің дизайнын, технологиясын және отынын дайындау бойынша ғылыми-зерттеу және жобалық-конструкторлық әзірлемелер жүргізілуде. Қазақстанда атом энергетикалық станциясын салу жоспарлануда және оған ЖТГР үміткерлердің бірі болып табылады. Қазақстан Республикасы Энергетика Министрлігі «Ядролық физика институты» РМК-і Жапонияның Атом энергиясы агенттігімен бірлесе отырып ЖТГР отыны мен материалдарын зерттеу жұмыстарын жүргізуде. Осы жұмыста әлемдегі жоғары температуралық газбен салқындырылатын реактор отынына жүргізілген зерттеу жұмыстарының жай-күйіне шолу жасалған, соның ішінде ССР-Қ зерттеу реакторының белсенді аймағында ЖТГР жұмыстық режимі кезіндегі жоғары температуралы газбен салқындырылатын реактордың үш құрылымдық изотроптық отынын 90 ГВт·д/т дейін жануын сынақтан өткізудің нәтижелері де бар. Отын пирокөміртектің екі және кремний карбидтің бір қабыршағымен көмкерілген. Сәулелендіру кезінде түзілген газ тәріздес ыдырау өнімдеріне бақылау жасалды. Бұл зерттеулердің басты міндеттерінің бірі отын терең жанған кезде оның қабықшасының максималды тұтастығын қамтамасыз ететін отын әзірлеу болып табылады.

Түйін сөздер: ЖТГР, ССР-Қ, отын, күйіп кету.

Введение

С ростом мировой экономики увеличивается потребление электроэнергии. Для удовлетворения этого спроса необходимо строить новые станции по производству электроэнергии. Основными требованиями к любой станции являются безопасность и наименьшая эмиссия углекислого газа в окружающую среду. Высокотемпературный газоохлаждаемый реактор (ВТГР - HTTR) является одним из претендентов, который полностью удовлетворяет этим требованиям. Поэтому во многих развитых странах ведутся научно-исследовательские и проектно-конструкторские разработки (НИОКР) топлива, технологий и дизайна ВТГР.

ВТГР позволяют перейти к энергетически чистой водородной энергетике, вырабатывать электроэнергию с КПД до 50% для потребителей малой и средней мощности; применять получаемую высокую температуру напрямую в различных производствах и других промышленных предприятиях, связанных с использованием высоких температур.

ВТГР обладают повышенной безопасностью, имеют самозащищенность (большой отрицательный температурный коэффициент реактивности) и практически исключена такая тяжелая авария, как расплавление активной зоны.

Использование гелия, как теплоноситель связано с его химической инертностью, он обладает хорошими ядерно-физическими свойствами (слабо поглощает нейтроны и не активируется под облучением) и теплопроводностью, что обеспечивает отличные условия отвода тепла в первом контуре [1].

В 2000 году был создан международный форум по энергосистемам четвертого поколения (Generation IV International Forum). Целью форума является проведение НИОКР инновационных энергосистем следующего поколения. В настоящее время членами этого форума являются: Аргентина, Австралия, Бразилия, Канада, Китай, Франция, Япония, Корея, Россия, ЮАР, Швейцария, Великобритания и США.

ВТГР являясь основой сверхвысокотемпературного газоохлаждаемого реактора (СВТГР) относится к реакторам четвертого поколения. Согласно дорожной карте для энергосистем четвертого поколения одной из основных задач по СВТГР является проведение НИОКР по материалам и топливу, которые позволят достигать выгорание 150-200 ГВт·д/т при температуре 1000 °С [2].

В 2015 году на исследовательском реакторе ВВР-К Республиканского государственного предприятия «Институт ядерной физики» Министерства энергетики (РГП ИЯФ) были завершены испытания трех структурного изотропного топлива ВТГР, в которых достигнуто выгорание урана 90 ГВт·д/т [3-6].

Обзор ВТГР в мире

Дизайн активной зоны ВТГР может быть двух типов: с насыпной или призматической активной зоной. В ВТГР используются шаровые или призматические твэлы на основе микротвэлов. Микротвэлы представляют собой сферу с топливом, которая имеет защитные оболочки.

Первые исследования по ВТГР были начаты в 1950 году. В настоящее время в шести странах построены ВТГР. Основные характеристики этих проектов ВТГР приведены в таблице 1.

Реактор DRAGON в Великобритании был первым демонстрационным высокотемпературным газоохлаждаемым реактором, построенным в 1960-х годах. Основная задача реактора была удовлетворение растущих потребностей научного сообщества в облучательных испытаниях топлива и топливных элементов, а также технологических испытаниях компонентов и материалов. Активная зона реактора DRAGON представляла собой призму с эффективным диаметром 1,08 м и формировалось 37 кластерами твэлов, удерживаемыми между верхним блоком и нижним кольцом и расположенными в шестиугольной решетке. Из-за небольшого размера активной зоны реактора и последующей утечки нейтронов кластер топливных элементов состоял из шести топливных стержней, содержащих высокообогащенное топливо (ВОУ), окружающих центральный стержень, который содержал экспериментальный участок. Топливный стержень состоял из 30 кольцевых графитовых топливных компактов в графитовых рукавах. Стандартный топливный элемент DRAGON имел общую длину 2,54 м, причем оба конца содержали отражающий материал и средний участок 1,60 м для топлива. При такой конструкции топлива можно было облучать экспериментальные типы топлива до 1000 дней и более, при замене ВОУ топлива каждые 200 дней. Гелиевый теплоноситель протекал через кольцевой зазор между графитовой трубкой и топливным корпусом. Кластеры топливных элементов могли быть индивидуально продуты от делящихся газов, что оказалось очень полезным для отслеживания дефектного топлива. Существовала значительная гибкость в конструкции топливных элементов. В ходе эксплуатации DRAGON было разработано 25 типов топливных элементов [7, 8].

В США были построены два ВТГР в Пич Боттом и Форт Сейнт Врейн. Проект Пич Боттом был начат в 1958 году и произвел первое электричество в 1967 году. Конструкция топливного элемента состояла из графитовых рукавов высотой 3660 мм и диаметром 89 мм, которые содержали кольцевые уплотнения. Компакты топлива изготавливались путем смешивания покрытых частиц с графитовым порошком и связующим веществом с последующим горячим прессованием. Проект «Форт Сейнт Врейн» был начат в 1965 году, и первое электричество было произведено в конце 1976 года. Топливный элемент состоял из гексагонального графитового блока с сечением 356 мм и высотой 790 мм [2, 7].

В Японии на реакторе HTTR используется призматическое топливо, которое имеет конструкцию стержня в блоке с различными конфигурациями топлива и каналами для теплоносителя. Длина графитового блока 580 мм и поперечное сечение 360 мм. Гелиевый теплоноситель проходит вниз в кольцевом промежутке между топливными стержнями по отверстиям, просверленным в графитовом блоке. Каждый топливный стержень содержит 14 цилиндрических компактов топлива [7, 8].

В Китае на реакторе HTR применяются призматические топливные элементы гексагональной формы с высотой 800 мм и сечением 360 мм, изготовленные из графита. В графитовом блоке просверлены отверстия для топлива и теплоносителя. Топливные компакты диаметром 12,5 мм и длиной 50 мм содержат топливные частицы с трехслойным покрытием [7, 8].

Исследования топлива высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов

Покрытое защитной оболочкой топливо ВТГР представляет собой сферу. В призматических твэлах сферическое топливо спрессовывается в графит, образуя топливный компакт. Далее из компактов собираются стержни, которые устанавливаются в ТВС.

Таблица 1 – Параметры построенных ВТГР [3-6]

Параметр	Пич-Боттом	Форт-Сент-Врейн	Драгон	AVR	THTR-300	HTTR	HTR-10	HTR-PM
Страна	США	США	Великобритания	Германия	Германия	Япония	Китай	Китай
Статус	Снят с эксплуатации (1967-1974)	Снят с эксплуатации (1979-1989)	Снят с эксплуатации (1965-1975)	Снят с эксплуатации (1968-1988)	Снят с эксплуатации (1985-1989)	Эксплуатирует-ся (с 1998)	Эксплуатирует-ся (с 2000)	Строится
Тепловая/ электрическая мощность, МВт	115 / 40	842 / 330	20 / -	46 / 15	750/300	30/-	10/-	500/211
Плотность энерговыделения (МВт/м^3)	8,3	6,3	14	2,3	6	2.5	2	3,3
Температура теплоносителя (на входе/на выходе), °С	377/750	400/775	350/750	270/950	270/750	395/950	300/900	250/750
Давление теплоносителя, бар	22,5	48	20	11	40	40	40	70
Топливный элемент	Цилиндрический	Гексагональный	Цилиндрический	Сферический	Сферический	Гексагональный	Сферический	Сферический
Тип топлива	$(Th,U)C_2$	$(Th,U)C_2$	UO_2; UO_2/ThO_2; UO_2+10C/ThO_2; $(Th,U)O_2$	$(Th,U)C_2$; $(Th,U)O_2$; UO_2/ThO_2; UC_2/ThO_2; UCO/ThO_2; UO_2	$(Th,U)O_2$	UO_2	UO_2	UO_2
Покрытие топлива	BISO	TRISO	TRISO TRISO/BISO; TRISO/TRISO; TRISO	BISO; BISO/TRISO; BISO/TRISO; BISO/TRISO; TRISO; BISO/TRISO	BISO	TRISO	TRISO	TRISO
Обогащение топлива	HEU	HEU	LEU; HEU	HEU; LEU	HEU	LEU	LEU	LEU

Микротвэлы с двумя оболочками из PyC получили название BISO-микротвэлов (Bistructural ISOtropic – двух структурное изотропное), а с трехслойными оболочками из PyC и SiC — TRISO-микротвэлов (TRistructural-ISOtropic - трех структурное изотропное). Для топлива типа BISO температура топлива не должна превышать 1000 °C. При более высоких температурах некоторые продукты деления (например, цезий) мигрируют через слой в графит матрицы и далее в теплоноситель. Чтобы устранить этот недостаток, было разработано топливо типа TRISO с дополнительным слоем из SiC. Температура топлива типа TRISO может достигать 1500 °C. Важной особенностью микротвэлов в условиях нейтронного облучения является способность снижать выход продуктов деления в теплоноситель (соотношение R/B, R – скорость выделения и B – скорость образования соответствующих продуктов деления) [11].

Основные требования к свойствам материалов оболочки для трех структурного изотропного топлива следующие:

Слой PyC:

● должен быть непроницаем для C_2 (для достижения ядра) и CO (для достижения SiC);

● иметь изотропную текстуру;

● осаждаться при достаточно низкой температуре, чтобы избежать загрязнения U и Th.

Внутренний слой пироуглерода:

● удерживать газообразные продукты деления;

● обеспечивать диффузионный барьер для металлических продуктов деления;

● действовать, как механическая подложка для осаждения SiC

Наружный слой пироуглерода:

● удерживать газообразные продукты деления;

● создать сжимающее напряжение на SiC при облучении (усадка);

● обеспечить связующий слой с матрицей.

Слой SiC:

● должен иметь бета модификацию SiC с кристаллической структурой, которая образуется при температурах ниже 1700 °C;

● иметь близкую к теоретической плотность, выше 3,19 г/см^3;

● иметь равно осную микроструктуру, мелкие зерна и несколько дефектов;

● стык PyC-SiC должен обладать достаточной прочностью.

● представлять основной барьер для продуктов деления;

● удерживать все газообразные и твердые продукты деления;

● действовать в качестве несущего слоя.

Буферный слой:

● должен обеспечить свободный объем для локализации делящихся газов и CO;

● компенсировать увеличение объема топливного ядра вследствие термического расширения и радиационного распухания;

Многие научно-исследовательские центры проводят исследования топлива ВТГР и на сегодня накоплено много экспериментальных данных по испытаниям топлива, как при рабочих, так и при аварийных режимах.

В Китае НИОКР по ВТГР, включая топливо, начался с середины 1970-х годов и был частью Китайской программы по высоким технологиям. Научно-исследовательские работы (НИР) по топливу для ВТГР проводились в лабораторных масштабах до 1991 года. С 1991 года исследовательская деятельность была сосредоточена на технологии изготовления первого топлива для активной зоны китайского 10 МВт высокотемпературного газоохлаждаемого реактора (HTR-10). Институт ядерных энергетических технологий (INET) Университета Цинхуа успешно разработал собственные технологии изготовления сферических топливных элементов для HTR-10. В 2000 и 2001 годах было изготовлено 20 541 сферических топливных элементов.

Топливная частица с покрытием TRISO для HTR-10 состоит из низкообогащенного ядра UO_2 и четырех слоев: пористого буферного слоя PyC (95 μм) с низкой плотностью, внутреннего изотропного PyC-слоя (40 μм) с высокой плотностью, SiC слоя (35 μм) и внешнего изотропного слоя PyC (40 μм) высокой плотности. На реакторе HTR-10 было достигнуто выгорание топлива на уровне 80 ГВт д/т [7].

Во Франции, комиссариат по атомной и альтернативным видам энергии (CEA) проводит НИОКР по ВТГР. Долгосрочной целью программы развития французского топлива СВТГР является оптимизация конструкции частиц с оболочкой для обеспечения глубокого выгорания при очень высокой температуре реактора.

Создана экспериментальная производственная линия, названная CAPRI (CEA AREVA PROMUCTION Integrated). Линия CAPRI состоит из двух частей: линии GAIA в CEA (Кадараш, Франция), предназначенная для производства частиц TRISO, и линии прессования в CERCA (Римляне, Франция), предназначенная для производства топливных элементов. Проводятся ис-

следования топлива из UO_2 с оболочкой из SiC и UCO с оболочкой из ZrC [7].

В Германии, компания NUKEM сотрудничая с ядерным исследовательским центром Jullich, разработали топливо для ВТГР. К 1989 году NuKEM уже произвела миллион топливных элементов для реактора AVR и ториевого высокотемпературного реактора (THTR). В 1975 году разработка топлива с оболочкой привела к разработке конструкции с патрубками, пригодной для использования в THTR-300. Частица состояла из торий-уранового ядра с пироуглеродным покрытием, полученным из метана.

В период между 1975 и 1980 годами эталонное покрытие для покрытия частиц изменилось на покрытие TRISO, что обеспечило большую степень стойкости при облучении быстрыми нейтронами и значительно более высокую степень удержания продуктов деления. Прослойка SiC является окончательным барьером продукта деления в этой конструкции. Использовалось высокообогащенное топливо (Th, U)O_2. В 1979 году начаты разработки низкообогащенного уранового топлива (НОУ).

Главной целью немецкой программы по разработке топливных элементов для ВТГР было создание универсального топлива, пригодного для широкого диапазона температур.

На реакторе AVR с ториевым топливом было продемонстрирован высокий коэффициент конверсии и глубокое выгорание топлива. Более 80% всех топливных элементов, загружаемых в реактор состояли из ториевого топлива, в котором достигнуто максимальное выгорание 150 ГВт·д/т. На реакторе AVR был наработан опыт работы с различными типами топлива, который был применен для следующего ВТГР – реактора THTR-300. THTR-300 был создан уже только для торий-уранового цикла, где было также достигнуто максимальное выгорание топлива 150 ГВт д/т. [7, 12].

В Японии, высокотемпературный инженерный испытательный реактор HTTR представляет собой высокотемпературный газоохлаждаемый реактор блочного типа. Топливо HTTR представляет собой стержень. Ядро реактора HTTR состоит из сменного гексагонального отражателя и 150 гексагональных топливных блоков, каждый из которых окружен постоянным отражателем. Существует два типа топливных блоков, один из которых загружен 31 топливным стержнем, а другой - с 33 топливными стержнями. Топливные блоки с 33 твэлами загружаются во внутреннюю область активной зоны, а блоки с 31 топливными стержнями во внешней области.

Топливный блок представляет собой шестигранную призму шириной 360 мм и высотой 580 мм. Топливные стержни вставлены в графитовый блок. Топливный компакт-диск имеет форму кольцевого цилиндра, который состоит из графитовой матрицы и около 13500 покрытых топливом TRISO частиц топлива. Топливо состоит из ядра с низкообогащенным ураном, покрытого четырьмя слоями: слой PyC с низкой плотностью, внутренний PyC слой с высокой плотностью, SiC слой и PyC слой с высокой плотностью. Достигнутое среднее выгорание топлива равняется 22 ГВт д/т [7, 13, 14].

В 2006 году Корейский научно-исследовательский институт атомной энергии (KAERI) приступил к проекту разработки технологии СВТГР, которая включала разработку топливных технологий и разработку материалов и компонентов реактора. Работа в KAERI была посвящена разработке фундаментальных технологий топливных частиц с покрытием, которая включают в себя изготовление уранового керна, технологию нанесения покрытий для пиролитического углерода и карбида кремния и технологию определения характеристик материалов [7-9, 15].

В Южной Африканской Республике, реализуется проект модульного реактора с шаровыми твэлами (PBMR). Ожидается, что PBMR достигнет целей безопасного, эффективного, экологически приемлемого и экономичного производства энергии при высокой температуре для производства электроэнергии и использования тепла для промышленных процессов.

В PBMR используется топливо, состоящее из топливного керна с обогащенным ураном, встроенного в графитовые шарики. Топливный керн покрыт последовательными слоями. Внутренний слой представляет собой пористый углерод, который позволяет собирать продукты деления без создания внутреннего давления. Следующий слой представляет собой пиролитический углерод, затем карбид кремния и внешний пиролитический углеродный слой. Эти внешние три слоя создают комплексный барьер против выпуска продуктов деления, в котором доминирующим является покрытие из карбида кремния. Затем заданная масса этих уже «содержащихся» топливных частиц (каждый примерно 1 мм в диаметре) внедряется внутрь графитовой сферы с диаметром 50 мм, которая затем покрывается 5-мм без масляным графитовым слоем. Графит, образующий сферу,

действует, как замедлитель, а наружный слой защищает топливные частицы от механических воздействий, таких как трение [7-9].

Исследования топлива ВТГР в Казахстане

РГП ИЯФ эксплуатирует исследовательский реактор ВВР-К, который является водо-водяным, гетерогенным реактором с тепловым спектром нейтронов. Установленная тепловая мощность 6 МВт.

РГП ИЯФ совместно с Японским агентством по атомной энергии проводит исследования трех структурного изотропного топлива, разработанного на основе топлива реактора HTTR [16-20]. Размеры исследуемого топлива приведены в таблице 2. Топливо впрессовано в графитовый компакт, имеющим наружный диаметр 10 мм, внутренний диаметр 2 мм и высоту 12 мм. Объемная доля топливных частиц в компакте составляет 30 %. Исследования состоят из двух этапов: первый – получение образцов топлива с глубоким выгоранием; второй – послереакторные исследования топлива с целью его квалификации.

Таблица 2 – Параметры исследуемого топлива

Диаметр частицы, мкм	506±10
Толщина буферного слоя, мкм	94±9
Толщина IPyC, мкм	40±2
Толщина SiC, мкм	33±1
Толщина IPyC, мкм	41±2

На первом этапе облучено топливо при температуре (1050±100) °С с параллельным контролем образовавшихся газообразных продуктов деления и достигнуто выгорание топлива 90 ГВт•д/т.

Второй этап исследований начат в 2017 году. Длительность исследований составляет 2 года. По окончанию исследований будет охарактеризовано трех структурное изотропное топливо, достигшее глубокого выгорания.

Выводы

ВТГР являются конкурентоспособными реакторами следующего поколения, поэтому НИОКР в области ВТГР является актуальным во всем мире. Основными целями данных научных исследований являются: основное ориентирование разработок на ВТГР с температурой теплоносителя на выходе из активной зоны 700-950°С; проведение НИОКР по материалам и топливу, которые позволят достигать выгорание 150-200 ГВт·д/т при температуре 1000 °С и разработка технологий применения высокоэнтальпийного тепла.

В РГП ИЯФ на исследовательском реакторе ВВР-К проводятся исследования в области ВТГР и были разработаны технологии по созданию необходимых режимов испытания топлива и материалов. В рамках проекта МНТЦ К-1797 на реакторе ВВР-К проведено облучение трех структурного изотропного топлива ВТГР при температуре (1050±100) °С до выгорания 90 ГВт д/т. В 2017-2019 гг. планируется провести послереакторные исследования топлива с целью его квалификации.

В статье показано, что исследования, проводимые в РГП ИЯФ и получаемые результаты, находятся на передовых позициях в мире.

Литература

1 Гребенник В.Н., Кухаркин Н.Е., Пономарев-Степной Н.Н. Высокотемпературные газоохлаждаемые реакторы – инновационное направление развития атомной энергетики // Энергоатомиздат, Москва 2008. – 136 с.

2 Technology roadmap update for Generation IV nuclear energy systems // OECD Nuclear Energy Agency, Europe, 2014. – 47 с.

3 Возобновление эксплуатации реактора ВВР-К // Алматы, А.о. ИАЭ НЯЦ РК, 1998. – 248 с.

4 Такибаев Ж.С., Ибрагимов Ш.Ш., Батырбеков Г.А., Околович В.Н. Модернизированный реактор ВВР-К и его использование в народном хозяйстве Казахстана // Вестник Академии наук Казахской ССР.– 1972. – №2 (322). – С. 15-26.

5 Такибаев Ж.С., Батырбеков Г.А., Околович В.Н., Юровский Л.А. Казахстанский научно-исследовательский реактор ВВР-К // Вестник Академии наук Казахской ССР.– 1968. – №9. – С. 3-12.

6 Батырбеков Г.А. Избранные труды // Алматы, 2014. – 400 с.

7 Advances in high temperature gas cooled reactor fuel technology // IAEA-TECDOC-1674, Vienna, 2012 – С. 49-120.

8 Зеленский В.Ф., Одейчук Н.П., Яковлев В.К., Гурин В.А. Современное состояние работ по высокотемпературным газоохлаждаемым реакторам (ВТГР) в мире и перспективы их применения в Украине // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение.– 2009. – №4-2. – С. 247-255.

9 High Temperature Gas Cooled Reactor Fuels and Materials // IAEA-TECDOC-1645, Vienna. – 2010. – С. 12-23.

10 Соколова И.Д. Топливо для высокотемпературных реакторов // Атомная техника за рубежом. – 2015. – №6. – С. 3-17.

11 Алексеев С.В., Зайцев В.А., Толстоухов С.С. Дисперсионное ядерное топливо // Техносфера, Москва, 2015. – 135 с.

12 Verfondern K., Nabielek H., Kania M. J., Irradiation testing of HTR fuels in AVR and in material test reactors, Proc. 5th Int. Top. Meeting on High Temperature Reactor Technology HTR2010. – Prague, 2010. – 64 p.

13 Ueta S., Umeda M., Sawa K., Sozawa S., Shimizu M., Ishigaki Y., Obata H. Preliminary test results for post irradiation examination on the HTTR fuel // Journal Nuclear Science Technol. –2007. – Vol. 44. – P.1081-1088.

14 Sawa K., Sumita J., Ueta Sh., Suzuki Sh., Tobita T., Saito T., Minato K., Koya T., Sekino H., Integrity confirmation tests and post-irradiation test plan of the HTTR first-loading fuel // Journal of nuclear science and technology. – 2001. – Vol.38. - No.6. – P.403–410.

15 Zhang Z., Dong Y., Li F., Zhang Zh., Wang H., Huang X., Li H., Liu B., Wu X., Wang H., Diao X., Zhang H., Wang J., The Shandong Shidao Bay 200 MWe high-temperature gas-cooled reactor pebble-bed module (HTR-PM) demonstration power plant: an engineering and technological innovation. –Journal Engineering // Journal Engineering. – 2016. – Vol. 2. – P. 112-118.

16 Ueta Sh., Shaimerdenov A., Gizatulin Sh., Chekushina L., Honda M., Takahashi M., Kitagawa K., Chakrov P., Sakaba N. Irradiation Performance of HTGR Fuel in WWR-K Research Reactor // Proc. of the International conference HTR-2014, Weihai. – 27-31 October, 2014.

17 Ueta Sh., Aihara J., Shaimerdenov A., Dyussambayev D., Gizatulin Sh., Chakrov P., Sakaba N. Irradiation test and post irradiation examination of the high burnup HTGR fuel // Proc. of the 8th International Topical Meeting on High Temperature Reactor Technology, Las Vegas. – 6-10 November, 2016. – P. 246-252.

18 Gizatulin Sh., Shaimerdenov A., Dyussambayev D., Chekushina L., Koltochnik S., Chakrov P., Sumita J., Shibata T., Sakaba N. Irradiation of oxidation-resistant graphite in WWR-K research reactor and pie plan // the International Symposium HANARO. - Daejeon, 11 – 15 May 2015. – P.191-192.

19 Ueta Sh., Aihara J., Mizutani Y., Ohashi H., Sakaba N., Tachibana Y., Honda M., Tanaka H., Furihata N. Conceptual design study of Small-sized High Temperature Gas-cooled Reactor for developing countries // Proc. of the 2013 Fall Meeting of the Atomic Energy Society of Japan (AESJ). – Tokyo. – September 3-5, 2013. – P. 292.

20 Ueta Sh., Shaimerdenov A., Gizatulin Sh., Chekushina L., Honda M., Takahashi M., Kitagawa K., Chakrov P., Sakaba N. Irradiation performance of HTGR fuel in WWR-K research reactor // Proceeding of International conference HTR-2014. – Weihai. - 27-31 October, 2014.

References

1 V.N. Grebennik, N.E. Kukharkin, and N.N. Ponomarev-Stepnoy, Vysokotemperaturnyye gazookhlazhdayemyye reaktory - innovatsionnoye napravleniye razvitiya atomnoy energetiki, (Energoatomizdat, Moscow, 2008),136 p. (in Russ.)

2 Technology roadmap update for Generation IV nuclear energy systems, (OECD Nuclear Energy Agency, Europe, 2014), 47 p.

3 Vozobnovleniye ekspluatatsii reaktora WWR-K, (AE IAE NNC RK, Almaty, 1998), 248 p. (in Russ.)

4 Zh.S. Takibaev, Sh.S. Ibragimov, G.A. Batyrbekov, and V.N. Okolovich, Bulletin of the Academy of Sciences of the Kazakh SSR 2, 15-26, (1972).

5 Zh.S. Takibaev, G.A. Batyrbekov, V.N. Okolovich, and L.A. Yurovsky, Bulletin of the Academy of Sciences of the Kazakh SSR 9, 3-12, (1968).

6 G.A. Batyrbekov, Selected Works, (Almaty, 2014), 400 p. (in Russ.)

7 Advances in high temperature gas cooled reactor fuel technology, (IAEA-TECDOC-1674, Vienna, 2012), p. 49-120.

8 V.F. Zelensky, N.P. Odeychuk, V.K. Yakovlev and V.A. Gurin, Problems of Atomic Science and Technology. Series: Physics of Radiation Damage and Radiation Material Science 4-2, 247-255, (2009).

9 High Temperature Gas Cooled Reactor Fuels and Materials, (IAEA-TECDOC-1645, Vienna, 2010), p. 12-23.

10 I.D. Sokolova, Nuclear technology abroad 6, 3-17, (2015).

11 S.V. Alekseyev, V.A. Zaytsev and S.S. Tolstoukhov, Dispersionnoye yadernoye toplivo, (Tekhnosfera, Moskva, 2015), p. 135.

12 K. Verfondern at all., Proc. 5th Int. Top. Meeting on High Temperature Reactor Technology HTR2010, (Prague, 2010), 64 p.

13 S. Ueta, M. Umeda, K. Sawa, S. Sozawa, M. Shimizu, Y. Ishigaki and H. Obata, J. Nuclear Science Technol. 44, 1081-1088 (2007). https://doi.org/10.1080/18811248.2007.9711349.

14 K. Sawa, J. Sumita, Sh. Ueta, Sh. Suzuki, T. Tobita, T. Saito, K. Minato, T. Koya, and H. Sekino, J of nuclear science and technology, 38 (6), 403–410 (2001). https://doi.org/ 10.3327/taesj.J06.038– 2001.

15 Z. Zhang, Y. Dong, F. Li, Z. Zhang, H. Wang, X. Huang, H. Li, B. Liu, X. Wu, H. Wang, X. Diao, H. Zhang, and J. Wang, J. Engineering 2, 112-118, (2016), https://doi.org/10.1016/J.ENG.2016.01.020

16 S. Ueta, A. Shaimerdenov, Sh. Gizatulin, L. Chekushina, M. Honda, M. Takahashi, K. Kitagawa, P. Chakrov and N. Sakaba, Proc. of the Intern. Conf. HTR-2014, (Weihai., 27-31 October, 2014).

17 S. Ueta, J. Aihara, A. Shaimerdenov, D. Dyussambayev, Sh. Gizatulin, P. Chakrov and N. Sakaba, Proc. of the 8th Intern. Topical Meeting on High Temperature Reactor Technology, (Las Vegas, 6-10 November, 2016), p. 246-252.

18 Sh. Gizatulin, A. Shaimerdenov, D. Dyussambayev, L. Chekushina, S. Koltochnik, P. Chakrov, J. Sumita, T. Shibata and N. Sakaba, Proc. of the Intern. Symp. HANARO, (Daejeon, 11 – 15 May 2015), p.191-192.

19 S. Ueta, J. Aihara, Y. Mizutani, H. Ohashi, N. Sakaba, Y. Tachibana, M. Honda, H. Tanaka and N. Furihata, Proc. of the 2013 Fall Meeting of the Atomic Energy Society of Japan, (Tokyo, 3-5 September, 2013), 292 p.

20 S.Ueta, A. Shaimerdenov, Sh. Gizatulin, L. Chekushina, M. Honda, M. Takahashi, K. Kitagawa, P. Chakrov and N. Sakata, Proc. of Intern. Conf. HTR-2014, (Weihai 27-31 October, 2014).

МРНТИ 58.34.03

Хасанов М.*, Отарбек Н.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан, *e-mail: manas_khassanov@mail.ru

РАСЧЕТ КОЛИЧЕСТВА ТЕПЛА, ИСПУСКАЕМОГО КАТАЛИТИЧЕСКИМ СОСТАВОМ (PB, BI, PO) ПРИ РАЗНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА В ПРОГРАММНОМ КОМПЛЕКСЕ "IBUS"

В работе рассматривается расчет количества тепла при взаимодействии тепловых нейтронов с элементами каталитического состава, состоящих из изотопов Pb^{206}, Pb^{207}, Pb^{208}, Pb^{209}, Bi^{209}, Bi^{210}, Po^{210} при разных значениях нейтронного потока в программном комплексе "IBUS". Концентрация нейтронов изменяется в среде со временим облучения до достижения стабильного состояния и зависит от нейтронного потока. Это стабильное состояние зависит от величины потока нейтронов, которая изменяется в диапазоне 10^{13} и 10^{16} на см^2.

Для моделирования процесса взаимодействия тепловых нейтронов с различными изотопами и для расчета изменения концентрации облучаемых изотопов в зависимости от времени, а также для расчета концентрации нарабатываемых продуктов и для многих других задач, связанных с облучением изотопов тепловыми нейтронами был создан программный комплекс "IBUS" (Isotopes Burn Up Software) на языке программирования C# с применением детерминированного метода расчета. В данной работе с помощью программного комплекса "IBUS" было рассчитано количество тепла, испускаемый каталитическим составом (Pb, Bi, Po) в единичном объеме в единицу времени Дж/см^{3}с. Начальные концентрации изотопов каталитического состава, задаваемые как начальные входные параметры для программы, были взяты из работ [1-7].

Ключевые слова: каталитический состав, программный комплекс "IBUS", циклическая реакция.

Khassanov M.*, Otarbek N.

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

Heat density calculation of the interaction of thermal neutrons with catalytic composition (Pb, Bi, Po) for variety value of the neutron flux by "IBUS" software

The purpose of this work is to simulate by the "IBUS" software the heat release during the interaction of thermal neutrons with catalytic composition, which consist of isotopes Pb^{206}, Pb^{207}, Pb^{208}, Pb^{209}, Bi^{209}, Bi^{210}, Po^{210} for different values of the neutron flux. During the simulation, the concentration of the neutrons is not constant and depend on time until catalytic composition reaches the stable state which means the concentration is not changes any more. This stable state depends on the value of the neutron flux, which is changes in the range 10^{13} and 10^{16} per cm^2.

For simulating the change of concentration process and for calculating the concentration of isotopes products the "IBUS" (Isotopes Burn Up Software) software was developed on C# using deterministic methods. The program can also be used to calculate the concentration of products to be produced and for many other problems associated with the irradiation of isotopes by thermal neutrons. Using this code we calculated heat density J/cm^{3}sec of catalytic composition (Pb, Bi, Po). The initial concentrations of each isotope of the catalytic composition was calculated in works [1-7].

Key words: catalytic composition, "IBUS" software, cyclic reaction.

© 2018 Al-Farabi Kazakh National University

Хасанов М.*, Отарбек Н.

[1]Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Алматы қ., Қазақстан, *e-mail: manas.khassanov@mail.ru

Жылулық нейтрондардың катализдық қоспамен (Pb, Bi, Po) нейтрон ағынының әр турлі мәнінде әсерлесу кезіндегі бөлінетін жылуды "IBUS" компьютерлік бағдарламалау кешенімен есептеу

Жұмыстың мақсаты жылулық нейтрондардың Pb^{206}, Pb^{207}, Pb^{208}, Pb^{209}, Bi^{209}, Bi^{210}, Po^{210} изотоптарынан тұратын катализдік қоспамен нейтрон ағынының әр турлі мәнінде әсерлесу кезіндегі бөлінетін жылуды "IBUS" компьютерлік бағдарламалау кешені арқылы есептеу. Бұл ортадағы нейтрондардын концентрациясы тұрақты және уақыттан тәуелсіз деп есептеледі. Бұл тұрақты күй нейтрондық ағынның шамасына байланысты, ол 10^{13} және 10^{16} см^2 ауқымында өзгереді. Нейтрондармен әрекеттесу нәтижесінде изотоптардың концентрациясының өзгерісін есептеу үшінжәне де әсерсесу нәтижесінде пайда болған жаңа изотоптардың концентрациясын есептеу жүргізу ушін C# бағдарлау тілінде "IBUS" компьютерлік бағдарламалық кешені құрылды. Бағдарлама өндірілетін өнімнің шоғырлануын және жылу нейтрондары арқылы изотоптардың сәулеленуіне байланысты басқа да көптеген міндеттерді есепке алу үшін пайдалануға болады. Бастапқы мезеттегі катализдік қоспадағы әр изотоптың концентрациясы [1-7] жұмыстардан алынған.

Түйін сөздер: катализдік қоспа, "IBUS" компьютерлік бағдарламалық кешені, циклдық реакция.

Введение

В физике и технике часто встречаются задачи на определения изменения концентрации изотопов, продуктов реакций, выделяемой энергии и т.д. при облучения нейтронами систем, состоящих из разных изотопов в различных интервалах времени.

Рассмотрим реакцию нейтронного катализа с упрощенной моделью, в которой существует один единственный канал распада для всех неустойчивых изотопов и учитывается только реакция захвата изотопами нейтронов. С помощью этой упрощенной модели дифференциальное уравнение для численной плотности изотопов может быть получено следующим образом [8-11]:

$$\frac{dN_i(\mathrm{t})}{dt} = -\lambda_i N_i(t) - \sigma_i \varphi N_i(t) + \\ + \sum_{j\neq \mathrm{i}}^{n} \left\lfloor -\lambda_j P_{j\to i} N_j(t) \right\rfloor + \sum_{j\neq \mathrm{i}}^{n} \left\lfloor \sigma_j \varphi Q_{j\to i} N_j(t) \right\rfloor, \quad (1)$$

где λ_i и σ_i обозначают константу распада и сечение захвата нейтронов нуклидом i, соответственно, $P_{j\to i}$ и $Q_{j\to i}$ – вероятности нуклида j для преобразования в нуклид i за счет распада и реакции захвата нейтронов, φ – поток тепловых нейтронов. Общее значение тепловыделения, генерируемое распадом H записывается как

$$H(t) = \sum_i^n \lfloor E_i \lambda_i N_i(t) \rfloor. \quad (2)$$

Дифференциальные уравнения для плотностей нуклидов могут быть представлены в матричной форме как

$$\frac{d\boldsymbol{N}(\boldsymbol{t})}{dt} = \mathbf{AN}(\mathbf{t}), \quad (3)$$

где $\mathbf{N}$ – вектор плотности, определяемый как $\mathbf{N}(\mathbf{t}) = \{N_1, N_2, N_3 \dots N_i\}$, а$\mathbf{A}$ – матрица сжигания. Решение уравнения (3) можно записать в виде

$$\mathbf{n}(t) = \mathbf{n}(0)\exp(\mathbf{A}t), \quad (4)$$

где $\exp(\mathbf{A}t)$ – матричная экспонента [16-20]. Матричную экспоненту можно вычислить численно несколькими способами. Они будут объяснены позже.

Условия равновесия для каталитического состава записывается как

$$\frac{d\mathbf{N}}{dt} = \mathbf{AN} = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) предполагает, что матрица $\mathbf{A}$ должна иметь собственное значение, равной нулю, при достижении состава равновесного состояния. Плотность в состоянии равновесия представляет собой собственный вектор, соответствующий нулевому собственному значению [15]. Плотность в равновесном состоянии также может быть легко получена, если при числовых расчетах взять предел $t \to \infty$ [12-14].

Мы можем принять значения λ, σ, P, Q и вычислить численную зависимость от времени N_i нуклидов, включенных в цепь нейтронного катализа. При этом должна наблюдаться взаимосвязь между выраженной тепловой плотностью (на единицу объема) и уровнем потока тепловых нейтронов в равновесном состоянии. Исходными композициями интересующей нас среды могут быть природный состав свинца. При этом нам необходимо знать, сколько времени требуется для достижения состояния равновесия. Этот период, как показано ниже, зависит от нейтронного потока.

Программный комплекс "IBUS"

Если речь идёт о нескольких изотопах, то, применяя уравнение Бэйтмана (1), для каждого изотопа можно построить систему дифференциальных уравнении и решить задачу аналитическим методом. Но когда число изотопов достигает сотен или тысячи, или же даже когда число возможных продуктов реакции могут достигать сотен или тысячи, то в этом случае процесс построения систем дифференциальных уравнений становится весьма затруднительным, не говоря уже о решении такой системы уравнений.

Для устранения этих трудностей нами был разработан программный комплекс "IBUS" (Isotopes Burn Up Software). Программный комплекс "IBUS" имеет очень удобный интерфейс (Рисунок 1) и предоставляет возможность работать со всеми изотопами, которые определены в базе данных ENDF/BVII.1.

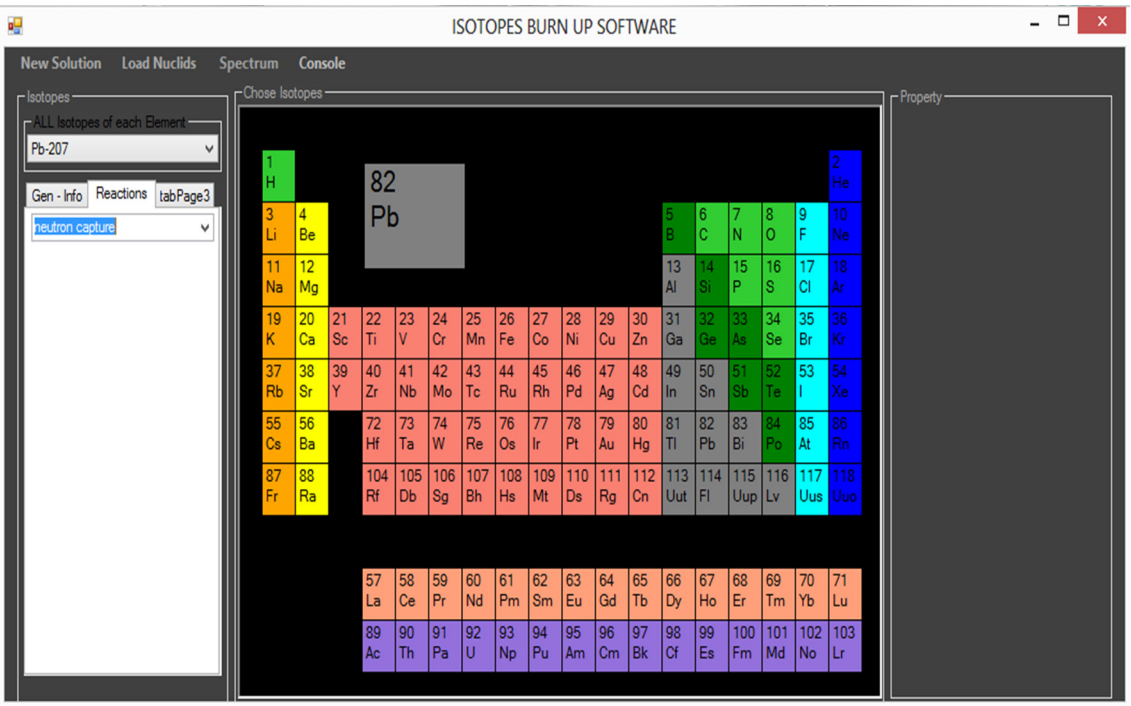


Рисунок 1 – интерфейс программного комплекса"IBUS"

Данный программный комплекс предназначен для решения задач по определению изменений концентраций изотопов, для определения продуктов реакции под действием тепловых нейтронов. Для этого программный комплекс "IBUS" считывает данные из файлов ENDF/BVII.1. о всех существующих изотопах в базе данных и в автоматическом режиме строит матрицу сжигания (burn up matrix) для всех изотопов (2).

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} -\lambda_1 - F\sigma_1 & \lambda_2 P_{2\to1} + Q_{2\to1}F\sigma_{2\to1} & \cdots & \lambda_n P_{n\to1} + Q_{n\to1}F\sigma_{n\to1} \\ \lambda_1 P_{1\to2} + Q_{1\to2}F\sigma_{1\to2} & -\lambda_2 - F\sigma_2 & & \lambda_n P_{n\to2} + Q_{n\to2}F\sigma_{n\to2} \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ \lambda_1 P_{1\to n} + Q_{1\to n}F\sigma_{1\to n} & \lambda_2 P_{2\to n} + Q_{2\to n}F\sigma_{2\to n} & \cdots & -\lambda_n - F\sigma_n \end{pmatrix} \quad (6)$$

После того как матрица сжигания построена, программа, пользуясь матричным равенством (4) и, используя метод PADE, находит матрицу, элементы которого представляют концентрацию изотопов после облучения и концентрацию наработанных изотопов [20-25].

Также программный комплекс предоставляет возможность вычислять количества тепла выделяемой при облучение нейтронами.

Расчет тепла, испускаемый каталитическим составом

В работе [1] были найдены и изучены наиболее подходящие элементы для каталитического состава и вычислены концентрации элементов для этого состава. В качестве входных параметров для программного комплекса "IBUS" были переданы начальные концентрации изотопов образующий нейтронный катализ, процентное соотношение которых приведено в таблице 1.

Таблица 1 – Процентное соотношение изотопов

Изотоп	процентное содержание изотопов
Po^{210}	1,6 %
Pb^{206}	0,0435 10^{-7}%
Po^{211}	0,0126 10^{-7}%
Pb^{207}	0,0317 %
Pb^{208}	97,53 %
Pb^{209}	0,01898 %
Bi^{210}	0,673 %
Bi^{209}	0,07 %

После внесения входных параметров в программный комплекс "IBUS", программа запускает расчет разных значений нейтронного потока, результаты которого приведены на рисунке 2.

На рисунке 3 представлена зависимость количество тепла, выделяемое каталитическим составом для различных значений потоков нейтрона в зависимости от времени. Как видно из рисунка 3, количество тепла выделяемой каталитическим составом растет линейным образом в зависимости от нейтронного потока.

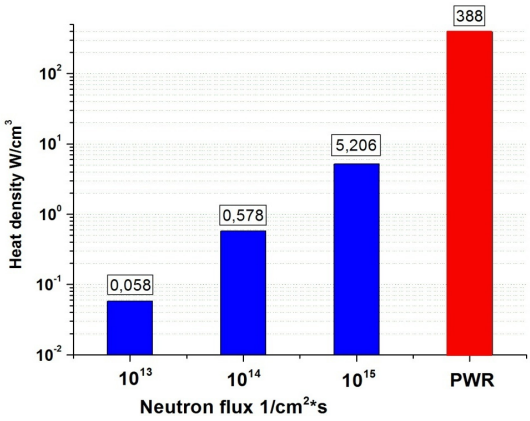


Рисунок 2 – Количество тепла, выделяемой каталитическим составом для различных значений потоков нейтрона

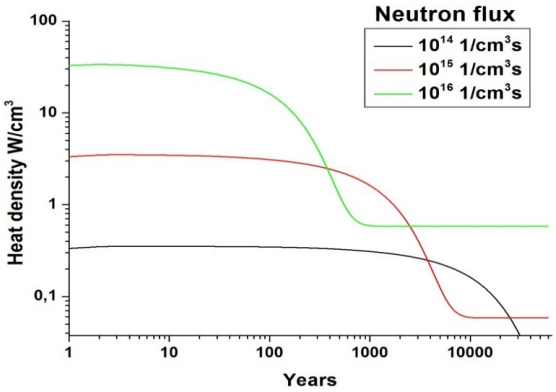


Рисунок 3 – Количество тепла, выделяемое каталитическим составом для различных значений потоков нейтрона в зависимости от времени

Заключение

Таким образом, результаты расчетов показали, что даже при потоке нейтронов 10^{15} количества тепла, выделяемое каталитическим составом почти в 75 раз меньше тепла, выделяемого в реакторах типа PWR. При потоке нейтронов 10^{16} тепло, выделяемое в реакторах типа PWR больше в 20 раз. Дальнейшее увеличение нейтронного потока технический не представляется возможным на данный момент.

Литература

1 Абишев М., Хасанов М., Кенжебаев Н. О циклической реакции с участием тепловых нейтронов // Вестник НАН РК. – 2013. – № 6. – С. 15-19.

2 Кунаков С., Кенжебаев Н. Моделирование накопление трития в бериллиевом материале при нейтронном облучении //Известия НАН РК. – 2014. – №2. – С. 82-86.

3 Burbidge E., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F. Synthesis of the Elements in Stars // Reviews of Modern Physics – 1957. – Vol.29. – №4. – С.547.

4 Хаустов И.Н., Тихомиров С.Т., Бейзин С.Д. Функция возбуждения и выходы изотопов висмута и свинца в реакции 203Ti с ионами 3He // Известия АН КазССР. – 1990. – №2. – С.3.

5 Bateman H. Solution of a System of Differential Equations Occurring in the Theory of Radio-active Transformations // Proc. Cambridge Phil. Soc. IS. – 1910. – №423. – С.12-19.

6 Otto Schwerer. EXFOR Formats Description for Users. – IAEA Nuclear Data Section, 2014. – 3 p.

7 Oppenheimer J. R and Volkoff G. M. On massive neutron cores // Phys. Rev. - 1939. - Vol. 55(4). - P.374-381.

8 Kepler S.O., Romero A.D., Pelisoli I., Ourique G. White Dwarf Stars // International Journal of Modern Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 45. – P.1760023 (23).

9 Kepler S.O., Koester D., Ourique G. A white dwarf with an oxygen atmosphere // Science. – 2016. – Vol. 352, – Iss. 6281. – P. 67-69.

10 Schutz B.F. A first course in general relativity. – Cambridge: Cambridge University Press, 1985. –376 p.

11 Misner C.W., Thorne K.S. and Wheeler J.A. Gravitation. – San Francisco: W.H. Freeman and Co., 1973. –1215 p.

12 Tolman R. C. Static solutions of Einstein's field equations for spheres of fluid // Phys. Rev. – 1939. – Vol. 55 (4). – P. 364-373.

13 Oppenheimer J.R. and Volkoff G. M. On massive neutron cores // Phys. Rev. – 1939. – Vol. 55 (4). – P. 374-381.

14 Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Теория тяготения и эволюция звезд. – М.: Наука, 1971. – 484 с.

15 Зельдович Я.Б., Блинников С.И., Шакура Н.И. Физические основы строения и эволюции звезд. – М.: Издательство МГУ, 1981. – 160 с.

16 Бошкаев К.А., Жами Б.А., Калымова Ж.А., Балгимбеков Г.Ш., Таукенова А.С., Бришева Ж.Н., Койшыбаев Н. Теоретическое определение основных параметров белых карликов // Известия НАН РК. Серия физ.-мат. – 2016. – Т. 3 (307). – С.49-60.

17 Boshkayev K., Quevedo H. and Zhami B. I-Love-Q relations for white dwarf stars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2017. – Vol. 464. – Iss. 4. – P. 4349-4359.

18 Boshkayev K., Rueda J.A., Zhami B., KalymovaZh., Balgymbekov G., InternationalJournal of Modern Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 42. – P. 1660129 (7).

19 Бошкаев К.А., Жами Б.А., Калымова Ж.А., Бришева Ж.Н. Статические белые карлики с учетом эффектов конечных температур и общей теории относительности // Известия НАН РК. Серия физ.-мат. – 2017. – Т. 6 (316). – С. 27-38.

20 De Carvalho S.M., Rotondo M., Rueda J.A. and Ruffini R. Relativistic Feynman-Metropolis-Teller treatment at finite temperatures // Phys. Rev. C – 2014. – Vol. 89. – P. 015801 (10).

21 Fort E., Thuong T.Q., and Lafond D. В нейтронных данных структурных материалов для быстрых реакторов. K.H. Bockhoff – Oxford: Pergamon Press, 1977. - С.190.

22 Hond L.D., Beer H., and Kappeler F. // Proc. 22 Colloque Int. d' Astrophysique, Liege. – 1977. – С.79.

23 Cameron A.G.W. Abundances of the elements in the solar system // Space Sci. Rev. – 1973. – Vol. 15. – P.121-146; Cameron A.G.W. Elemental and nuclidic abundances in the solar system // in Essays in Nuclear Astrophysics, eds. C. A. Barnes, D. D. Clayton, and D. N. Schramm. – Cambridge: Cambridge University Press, 1982. – P.23-43

24 Clayton D.D. Spectrum of carbonaceous-chondrite fission xenon // Geochim. Cosmochim. Acta. – 1976. – Vol.40. – P. 563-565; Clayton D.D. Cosmic radioactivity: a gamma-ray search for the orogins of atomic nuclei // in Essays in Nuclear Astrophysics, eds. C. A. Barnes, D. D. Clayton, and D. N. Schramm. – Cambridge: Cambridge University Press, 1982. – P.401-426.

25 Clayton D.D., Fowler W.A., Hull T.E., and Zimmerman B.A. // Ann. Phys. – 1961. – Vol.12. – P.331.

References

1 M. Abishev, M. Hasanov, and N. Kenzhebaev, Journal of National Academy of Sciences of Kazakhstan, 6, 12-16, (2013). (in Russ).

2 S. Kunakov and N. Kenzhebaev. Proceedings of the National Academy of Sciences of Kazakhstan, 2, 82-86, (2014). (in Russ).

3 E. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, and F. Hoyle, Reviews of Modern Physics, 4, 547-554, (1957).

4 I.N. Khaustov, S.V. Tikhomirov, and S.D. Baisin, Proceedings of the Academy of Sciences of the Kazakh SSR, 2, 3-8, (1990). (in Russ).

5 H. Bateman, Proc. Cambridge Phil. Soc. IS, 423, 12-19, (1910).

6 O. Schwerer, IAEA Nuclear Data Section, 3, 345, (2014).

7 J.R. Oppenheimer and G.M. Volkoff, Phys. Rev., 55(4), 374-381, (1939).

8 S.O. Kepler, A.D. Romero, I. Pelisoli and G. Ourique, International Journal of Modern Physics: Conference Series, 45, 1760023, (2017).

9 S.O. Kepler, D. Koester, and G. Ourique, Science, 352 (6281), 67, (2016).

10 B.F. Schutz, A first course in general relativity (Cambridge University Press, Cambridge, 1985).
11 C.W. Misner, K.S. Thorne and J.A Wheeler, Gravitation, (W.H. Freeman and Co., San Francisco, 1973).
12 R.C. Tolman, Phys. Rev., 55(4), 364, (1939).
13 J.R. Oppenheimer and G.M. Volkoff, Phys. Rev., 55(4), 374, (1939).
14 Ya. B. Zel'dovich and I.D. Novikov, Teoriya tyagoteniya I evoliutsii zvezd (Moskva: Nauka, 1971), 484 p. (in Russ).
15 Ya.B. Zel'dovich, S.I. Blinnikov, and N.I. Shakura, Fizicheskie osnovy stroeniya I evoliutsii zvezd, (Moskva: Izdatel'stvo MGU, 1981), 160 p.
16 K.A. Boshkayev, B.A. Zhami, Zh.A. Kalymova, G.Sh. Balgimbekov, A.S. Taukenova, Zh. N. Brisheva and N. Koyshybaev, News of NAS RK, physico-mathematical series, 3 (307), 49 (2016).
17 K. Boshkayev, H. Quevedo and B. Zhami, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 464 (4), 4349 (2017).
18 K. Boshkayev, J.A. Rueda, B. Zhami, Zh. Kalymova and G. Balgymbekov, International Journal of Modern Physics: Conference Series 42, 1660129, (2016).
19 K.A. Boshkayev, B.A. Zhami, Zh.A. Kalymova and Zh. N. Brisheva, News of NAS RK, physico-mathematical series, 6 (316), 27, (2017).
20 S.M. de Carvalho, M. Rotondo, J.A. Rueda and R. Ruffini, Phys. Rev. C., 89, 015801 (2014).
21 Fort, E., Thuong, T.Q., and Lafond, D., in Neutron Data of Structural Materials for Fast Reactors, ed. K. H. Bockhoff (Oxford: Pergamon Press,1977), p. 190.
22 Hond, L. D., Beer, H., and Kappeler, F., Proc. 22 Colloque Int. d' Astrophysique, Liege, p. 79. (1979).
23 A.G.W. Cameron, Space Sci. Rev., 15, 121-146 (1973); A.G.W. Cameron, in Essays in Nuclear Astrophysics, eds. C. A. Barnes, D. D. Clayton, and D. N. Schramm (Cambridge: Cambridge University Press, 1982), pp.23-43.
24 D.D. Clayton, Geochim. Cosmochim. Acta, 40, 563-565, (1976); D.D. Clayton, in Essays in Nuclear Astrophysics, eds. C. A. Barnes, D. D. Clayton, and D. N. Schramm (Cambridge: Cambridge University Press, 1982), pp.401-426.
25 D.D. Clayton, W.A. Fowler, T.E. Hull, and Zimmerman B.A., Ann. Phys., 12, 331 (1961).

МРНТИ 29.15.19

[1]Усабаева Г.*, [1,2]Жолдыбаев Т.К., [2]Садыков Б.М., [2]Дуйсебаев Б.А., [1,2]Насурлла М.

[1]Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан
[2]Институт ядерной физики, г. Алматы, Казахстан
*e-mail: gulnazim85@inbox.ru

ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ ИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 29МЭВ С ЯДРАМИ ^{27}AL И ^{59}CO

Представлены новые экспериментальные дважды-дифференциальные и интегральные спектры реакций (^{4}He, xp) при энергии налетающих ионов ^{4}He 29 МэВ на ядрах ^{27}Al и ^{59}Co, используемых в качестве конструкционных элементов и элементов мишенного узла проектируемых гибридных ядерных установок (ADS). Для измерения сечений реакций был использован стандартный dE-E метод, где происходит регистрация двух параметров детектируемой частицы: удельной ионизации и полной энергии. Систематическая ошибка измеренных дважды-дифференциальных сечений не превышала 10%. Статистическая ошибка изменялась в диапазоне от 5% до 15% в зависимости от энергетического диапазона вылетающих протонов и угла их регистрации. Выполнен теоретический анализ полученных экспериментальных данных в рамках расчетного кода PRECO-2006, в основу которого заложены современные теоретические модели распада ядер. Определены формирующие их механизмы ядерных реакций. Полученные экспериментальные результаты восполняют отсутствующие величины сечений исследованных реакций и могут быть использованы при разработке новых подходов теории ядерных реакций, а также при конструировании гибридных ядерно-энергетических установок, в ядерной медицине.

Ключевые слова: циклотрон, ядерные реакции, инклюзивные сечения реакций, предравновесный распад, составное ядро, экситонная модель.

[1]Ussabayeva G.*, [1,2]Zholdybayev T.K., [2]Sadykov B.M., [2]Duisebayev B.A., [1,2]Nassurlla M.

[1]Al Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan
[2]Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan
*e-mail: gulnazim85@inbox.ru

Inclusive spectra of protons from the interaction of alpha particles with 29Mev energy with ^{27}Al and ^{59}Co

New experimental double-differential and integral spectra of the (^{4}He,xp) reactions are presented at the 29 MeV energy of incident ions ^{4}He on the ^{27}Al and ^{59}Co nuclei which used as structural elements and elements of the target assembly of the projected hybrid nuclear installations (ADS). To measure the cross sections of the reactions, a standard dE-E method was used, where two parameters of the detected particle are recorded: specific ionization and total energy. The systematic error of the measured double-differential cross sections did not exceed 10%. The statistical error varied from 5% to 15%, depending on the energy range of the emitted protons and the angle of their detection. The theoretical analysis of the experimental data is carried out within the framework of the PRECO-2006 code, which is based on modern theoretical models of nuclear decay. The mechanisms of nuclear reactions that form them are determined. The obtained experimental results fill the missing values of the cross sections of the studied reactions and can be used in the development of new approaches to

© 2018 Al-Farabi Kazakh National University

the theory of nuclear reactions, as well as in the construction of hybrid nuclear power plants and in nuclear medicine.

Key words: cyclotron, nuclear reactions, inclusive reaction cross sections, pre-equilibrium decay, compound nucleus, exciton model.

[1]Усабаева Г.*, [1,2]Жолдыбаев Т.К., [2]Садыков Б.М.,
[2]Дуйсебаев Б.А., [1,2]Насурлла М.

[1] Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан
[2]Ядролық физика институты, Алматы қ., Қазақстан
*e-mail: gulnazim85@inbox.ru

29 МэВ энергиялы әлфа бөлшектерінің ^{27}Al және ^{59}Co ядроларымен әсерлесуіндегі протондардың инклюзивті спектрлері

Құрылым элементтері және гибридтік ядролық қондырғыларды жобалаудағы нысана түйін элементтері ретінде қолданылатын 29 МэВ энергиялы 4He иондарымен 27Al және 59Co ядросындағы (4He,xp) реакциялардың эксперименттік екінші реттік–дифференциалдық және интегралдық спектрлері алынды. Реакцияның қималарын өлшеу үшін стандартты dE-E әдісі қоданылады, онда табылған бөлшектердің екі параметрлері тіркеледі: нақты ионизация және жалпы энергия. Екінші реттік–дифференциалдық қимасы өлшенген жүйелік қателігі 10% аспады. Статистикалық қателік 5% дан 15% аралығында ұшып шығатын протондардың энергетикалық ауқымына және тіркелу бұрышына тәуелді өзгерді. Алынған эксперименттік деректерді талдау ядролық ыдыраудың заманауи теориялық үлгілеріне негізделген PRECO-2006 конструкторлық коды шеңберінде жүзеге асырылады. Ядролық реакцияның оларды құрайтын механизмдері анықталды. Алынған эксперименталдық мәліметтердің нәтижелері зерттеліп жатқан қималар шамасын толықтыруға және ядролық реакциялар теориясы, сондай-ақ ядролық медицинада гибридті АЭС құрылысында жаңа тәсілдерді әзірлеуге көмектеседі.

Түйін сөздер: циклотрон, ядролық реакциялар, инклюзивті реакция қимасы, тепе-теңді ыдырау, құрама ядро, экситондық үлгі.

Введение

В настоящее время в мире остро стоит проблема производства энергии в масштабах, необходимых для обеспечения устойчивого экономического роста без нарушения экологического баланса. При этом следует учесть накопление в атмосфере в большом количестве углекислого газа в результате выработки энергии из органических материалов, приводящее к изменению климата на планете. В этой ситуации, в мире идет поиск альтернативных путей развития ядерной энергетики, позволяющих решить такие задачи, как повышение уровня безопасности, снижение количества отработавшего ядерного топлива и исключение неконтролируемого распространения ядерного оружия.

В середине прошлого столетия была выдвинута идея создания ядерно-энергетической системы, реализованная к настоящему времени как Accelerator Driven System (ADS), состоящая из ускорителя протонов (дейтонов) с энергией 0,8–1,5 ГэВ и током 30–100 мА, нейтронопроизводящей мишени мощностью 30–100 МВт и подкритического реактора (бланкета) с потоком тепловых нейтронов $(1–5)10^{15}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ [1-4]. Помимо получения энергии, система позволяет проводить трансмутацию долгоживущих радиоактивных отходов атомной промышленности [5].

Согласно физическому сценарию работы ADS (рисунок 1), высокоэнергичные протоны при прохождении мишенной сборки порождают не только нейтронный поток, но и спектр более сложных нуклидов водорода и гелия, которые выступают в качестве агентов инициирующих реакции с испусканием вторичных нейтронов. Диапазон нуклонного состава и энергий возбуждения в системе ADS существенно шире чем в традиционных реакторах. Необходимы новые дополнительные данные по ядерным реакциям с нуклидами водорода и гелия, происходящим в мишенном, топливном узлах, конструкционных материалах [5, 6].

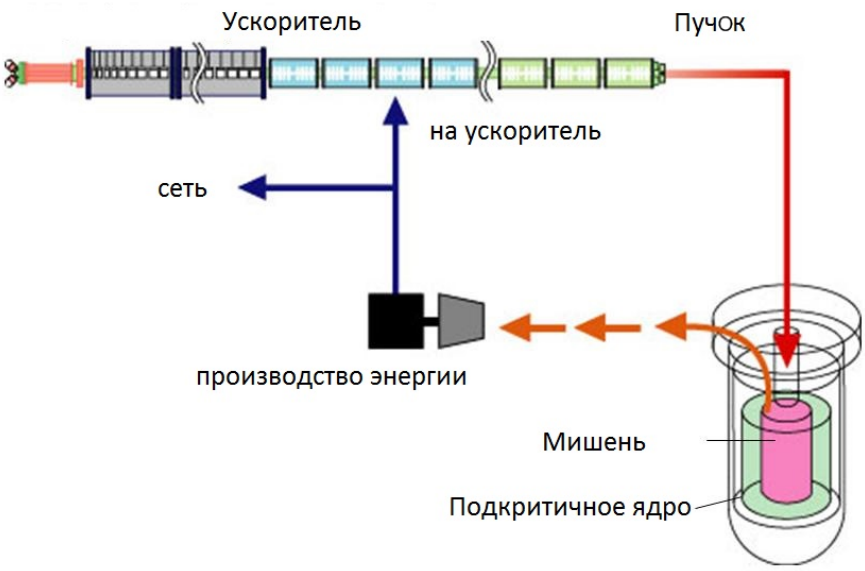


Рисунок 1 – Принципиальная схема работы ADS

Изотопы и элементы, экспериментальные данные по которым необходимы для разработки систем ADS [7], приведены в таблице 1.

Физически и экономически невозможно измерить в столь широком диапазоне энергий и масс все необходимые сечения ядерных реакций. В этой ситуации важную роль играет развитие ядерных моделей, обладающих достаточной предсказательной силой. На базе таких моделей разработаны компьютерные программы, способные рассчитывать все возможные каналы ядерных реакций и позволяющие моделировать оцененные ядерные данные в диапазоне энергий от 1 кэВ до 200 МэВ. Для уточнения модельных параметров и отладки работы программ важно получение новых экспериментальных данных по сечениям ядерных реакций. Обзоры по имеющимся экспериментальным данным в реакциях с нуклонами и более тяжелыми частицами представлены в работах [8-10].

Таблица 1 – Изотопы и элементы, данные по которым необходимы для ADS

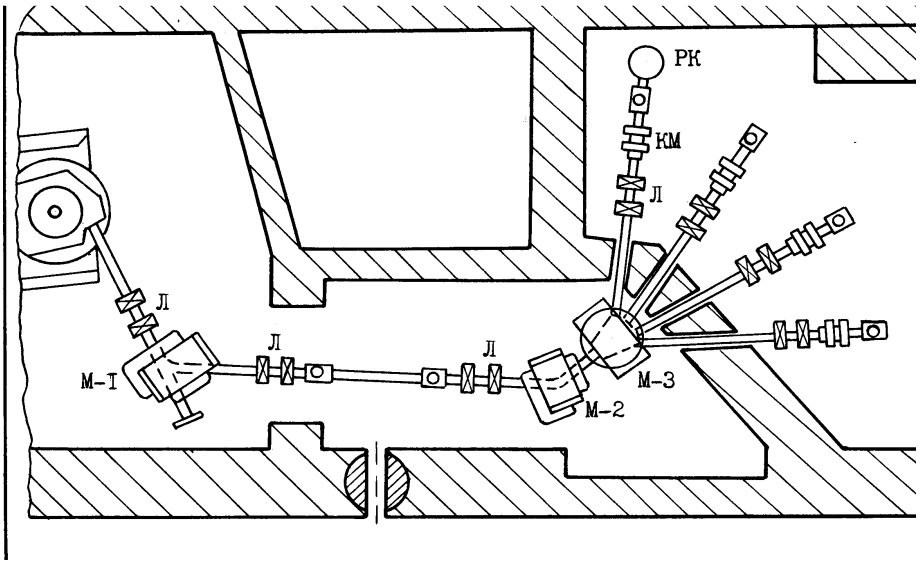
Объект	Элементы/Изотопы
Мишенный узел	^{209}Bi, ^{208}Pb, ^{207}Pb, ^{206}Pb, ^{204}Pb, Pb ^{186}W, ^{184}W, ^{183}W, ^{182}W, W, ^{181}Ta, Ta Zr, Sn, Hg, U, Pu, F, Cl, Na, Fe, Al
Производство Po	^{209}Bi(p,xn)^{207,208,209}Po ^{209}Bi(n,γ)^{210}Bi→^{210}Po
Минорные актиниды	^{237}Np, ^{238}Np, ^{241}Am, ^{242}Am, ^{243}Am, ^{242}Cm, ^{243}Cm, ^{244}Cm, ^{245}Cm, ^{246}Cm, ^{247}Cm
Долгоживущие продукты деления	^{79}Se, ^{93}Zr, ^{99}Tc, ^{107}Pd, ^{126}Sn, ^{129}I, ^{135}Cs
Топливный узел	^{238}U, ^{235}U, ^{239}Pu, ^{238}Pu, ^{14,15}N, O, F, Cl
Ториевый цикл	^{232}Th, ^{231}Pa, ^{232}Pa, ^{233}Pa, ^{233}U, ^{234}U
Конструкционные материалы	Zn, Cu, Ni, Co, Fe, Mn, Cr, Ti, Ca, Ar, Al, Mg, Na, O, N, C, B, Be, He
Защита	O, Si, P, Ca, Ti, Fe

Эксперимент

Экспериментальный комплекс располагается на изохронном циклотроне У-150М Института ядерной физики (ИЯФ) [11, 12]. Схема транспортировки пучка ускоренных ионов от камеры циклотрона до реакционной камеры, расположенной в 25 м от выхода пучка, приведена на рисунке 2. Она включает в себя систему квадрупольных линз, два поворотных, разводящий, два нацеливающих магнита и систему коллиматоров. Тройное изменение направления пучка поворотными и разводящими магнитами в канале, на котором установлена

камера рассеяния, расположенном под углом относительно первоначального направления пучка, позволяет значительно уменьшить нейтронный и гамма фон в измерительном комплексе. Максимальная угловая неопределенность коллиматора составляет ±24. Это обеспечивало линейные размеры пучка на мишени ~3 мм. Юстировка положения коллиматора и камеры рассеяния относительно оси ионопровода осуществлялась оптическим методом. Контроль осуществлялся при помощи кварцевых экранов и телевизионных камер, передающих изображение на пульт управления циклотрона.

Для определения числа частиц, падающих на мишень, применялась система цилиндр Фарадея-интегратор тока. Погрешность в определении постоянной интегратора не превышала 1%.



Л – квадрупольные линзы, М-1, М-2 – поворотные магниты, М-3 – разводящий магнит, КМ – корректирующие магниты, РК – камера рассеяния.

Рисунок 2 – Схема транспортировки пучка ускоренных ионов до камеры рассеяния

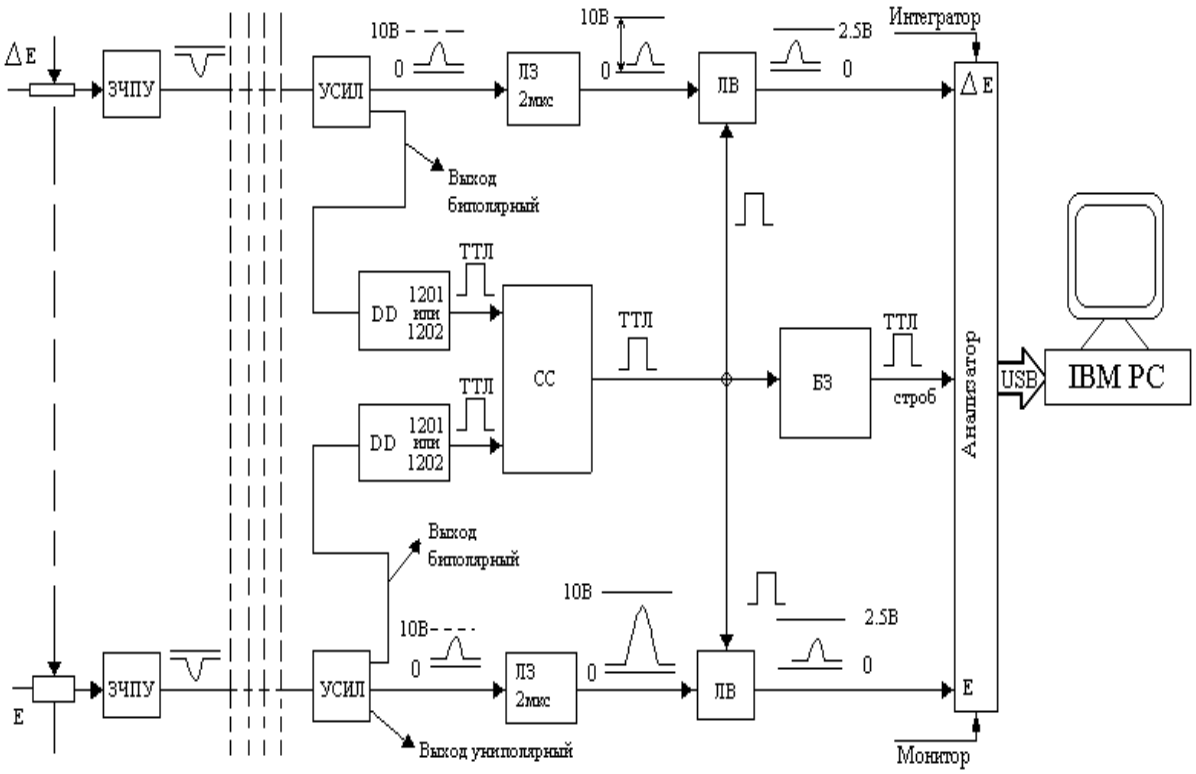
Далее нами были выполнены расчеты кинематических характеристик. На основе котрых подобраны рабочие толщины используемых детекторов. Для регистрации протонов в качестве стопового использовали полупроводниковый кремниевый детектор толщиной 2 мм. В качестве пролетного детектора был установлен полупроводниковый кремниевый детектор толщиной 100 мкм. Выбранная конфигурация телескопа позволила регистрировать вылетающие протоны до энергии 17 МэВ.

В качестве мишени выбраны ^{27}Al и ^{59}Co, как конструкционные элементы и элементы мишенного узла проектируемых ADS [7]. Были подготовлены обогащенные фольги из указанных изотопов, толщина и однородность которых определялась с помощью измерения потери энергии альфа-частиц от изотопа ^{226}Ra. Характеристики мишеней приведены в таблице 2.

Для идентификации продуктов реакций по массам и энергии принята (ΔE – E) методика, реализованная на базе системы регистрации и идентификации заряженных частиц с использованием спектрометрических линеек на основе электроники фирм ORTEC и POLON, блок-схема которой представлена на рисунке 3.

Таблица 2 – Характеристика мишеней

Мишень	Толщина, (мг/см^2)	Обогащение, (%)
^{27}Al	3,65	моноизотоп
^{59}Co	2,3	моноизотоп



ЗЧПУ – зарядово-чувствительный предусилитель, УСИЛ – усилитель,
ЛЗ – линия задержки, СС – схема совпадений, ЛВ – линейные ворота, БЗ – блок задержки.
Рисунок 3 – Блок-схема системы регистрации и идентификации заряженных частиц

Экспериментальные спектры ядерных реакций (^{4}He,xp) на ядрах ^{27}Al и ^{59}Co получены на изохронном циклотроне У–150М ИЯФ. Энергия налетающих ионов ^{4}He составила 29 МэВ. Измерения выполнены в угловом диапазоне 30^0 – 135^0 в лабораторной системе координат с шагом 15^0.

Энергетическая калибровка проводилась по пикам, отвечающим известным состояниям конечных ядер (мишени ^{12}C и CH_2). Вычитая из кинетической энергии регистрируемой частицы потерю энергии в мишени и ΔE-детекторе, находим опорную калибровку, связывающую значение энергии, поглощенной E-детектором и номер канала. На ее основе с учетом потери энергии в ΔE-детекторе и мишени, находим энергию частицы, покинувшей ядро.

Результаты расчетов

После обработки экспериментальных спектров рассчитаны дважды-дифференциальные сечения реакции (^{4}He,xp) на ядрах ^{27}Al и ^{59}Co. Полная систематическая ошибка не превышала 10% и обусловлена, главным образом, погрешностями в определении толщины мишени (<7%) и телесного угла спектрометра (1,3%). Энергия пучка ускоренных частиц измерялась с точностью 1%. Полная статистическая ошибка, изменялась в диапазоне от 5% до 15%.

Далее были определены интегральные спектры указанных реакций, представленных на рисунках 4, 5.

Современная трактовка предравновесного механизма берет свое начало из экситонных моделей (ЭМ), первая из которых была предложена Гриффином [13]. С момента своего создания данная модель была существенно дополнена. Несмотря на все неоднозначности, экситонная модель остается одним из самых мощных инструментов в описании инклюзивных спектров.

В двухкомпонентной экситонной модели протонные и нейтронные степени свободы учитываются раздельно [14] и принимается, что ядро характеризуется параметрами p_π, h_π, p_ν и h_ν, где p и h обозначают частичные и дырочные, а π и ν – протонные и нейтронные степени сво-

боды, соответственно. Компаунд ядро формируется с частично-дырочной конфигурацией, которая учитывает только налетающие нуклоны как частичные степени свободы и не учитывает дырочные. Такая конфигурация обозначается как $(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu) = (Z_a, 0, N_a, 0)$, где a относится к бомбардирующей частице. Разность между числом частиц и дырок в процессе перехода в равновесное состояние сохраняется. Расчеты плотности одночастичных состояний рассчитываются раздельно для протонов $g_{\pi 0}$ и нейтронов $g_{\nu 0}$:

$$g_{\pi 0} = \frac{Z}{K_g}, \tag{2}$$

$$g_{\nu 0} = \frac{N}{K_g}, \tag{3}$$

где K_g – нормировочный коэффициент. Плотность частично-дырочных состояний [15]:

$$\omega_{ESM}(p, p_\pi, E) = \\ = \frac{(g_{\pi 0})^{n_\pi} (g_{\nu 0})^{n_\nu} (E - A(p, p_\pi, E))^{n-1}}{p_\pi! h_\pi! p_\nu! h_\nu (n-1)!}, \tag{4}$$

где $A(p,p_\pi,E)$ – поправка, учитывающая выполнение принципа запрета Паули. Эти плотности используются для вычисления вероятностей переходов, которые переводят ядро из одной частично-дырочной конфигурации в другую.

В силу предположения о малости остаточных двухчастичных взаимодействий для нахождения отнесенной к единице времени вероятности внутриядерных переходов λ используется первый порядок теории возмущения [15]:

$$\lambda = (2\pi / \hbar) \left\langle |M|^2 \right\rangle \omega, \tag{5}$$

где $|M|^2$ – среднеквадратичный матричный элемент, определяющий интенсивность внутриядерных переходов, то есть переходов между состояниями с различным n, а ω – плотность конечных состояний, реально достижимых при данном переходе. Предполагается, что матричные элементы имеют одинаковую формулу и отличаются только нормализующими коэффициентами K_{ij} [16]:

$$|M_{ij}|^2 = K_{ij} A_a g_0^{-3} \left(\frac{E}{3A_a} + 20.9 \right)^{-3}, \tag{6}$$

где A_a – масса налетающей частицы.

На любом этапе релаксации системы возможна эмиссия частиц типа b в канал с энергией ε. Скорость испускания частицы из этого состояния рассчитывается по формуле:

$$W_b(p, p_\pi, E, \varepsilon) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 h^3} \mu_b \varepsilon \sigma_b(\varepsilon) \times \\ \times \frac{\omega(p_\pi - Z_b, h_\pi, p_\nu - N_b, h_\nu, U)}{\omega(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E)}, \tag{7}$$

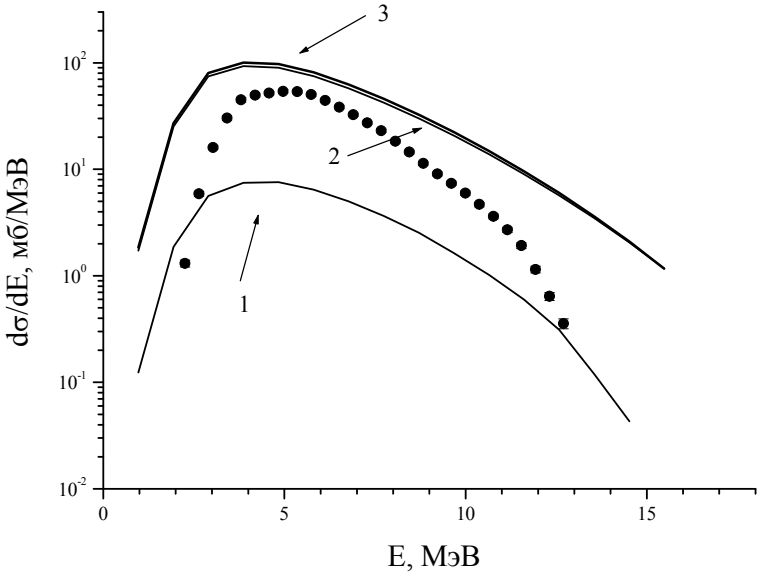
где Z_b и N_b – число протонов и нейтронов вылетевшей частицы, S_b – ее спин, а μ_b – ее масса. Величина $\sigma_b(\varepsilon)$ – сечение инверсного процесса образования составного ядра, U – энергия возбуждения, определяемая как $U = E - \varepsilon - B_b$, где B_b – энергия связи испускаемой частицы.

Теоретические расчеты проведены в рамках компьютерного кода PRECO–2006 [17], оптимизированного для рассматриваемого случая. В качестве исходной бралась $(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu) = (2, 0, 2, 0)$ частично–дырочная конфигурация. Нормировочный коэффициент K_g принимался равным 15 МэВ. Параметризация квадратов матричных элементов проводилась с использованием нормировочных констант: $K_{\pi\pi}$: $K_{\pi\nu}$: $K_{\nu\nu}$= 2200:900:900 МэВ^2.

Для полного описания эмиссии частиц в ядерных реакциях, в дополнение к вычислениям в рамках экситонной модели, были проведены расчеты в рамках других механизмов. При вычислении равновесного сечения использовался формализм распада составного ядра Вайскопфа. Определены вклады прямых процессов (передача – выбивание нуклонов, неупругое рассеяние).

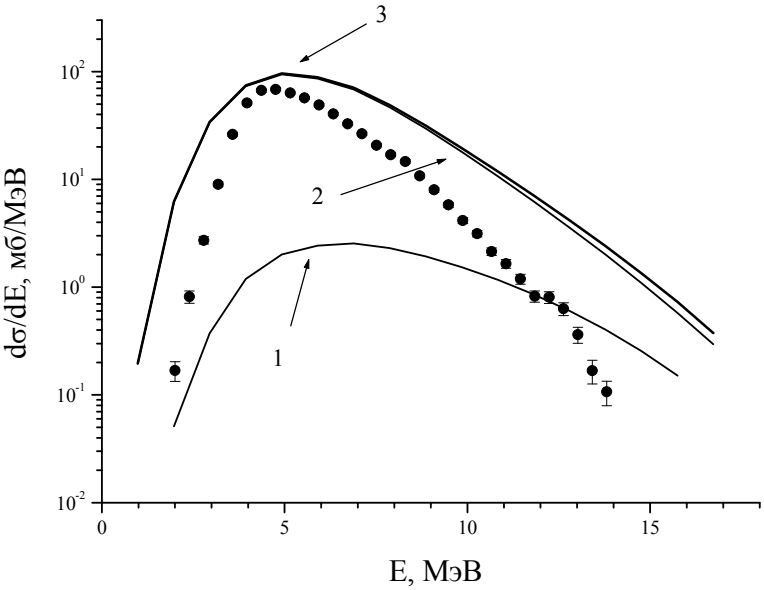
Результаты расчетов приведены совместно с экспериментальными данными на рисунках 4, 5.

Из сравнения экспериментальных и теоретически рассчитанных интегральных сечений следует, что формирование спектра в области энергий до 17 МэВ идет в основном через механизм составного ядра. Роль предравновесного механизма незначительна.



Символы – эксперимент, 1 – предравновесная компонента, 2 – равновесная эмиссия, 3 – суммарное интегральное сечение.

Рисунок 4 – Сравнение экспериментальных интегральных сечений реакций $^{27}Al(^{4}He,xp)$ с расчетами в рамках экситонной модели



Символы – эксперимент, 1 – предравновесная компонента, 2 – равновесная эмиссия, 3 – суммарное интегральное сечение.

Рисунок 5 – Сравнение экспериментальных интегральных сечений реакций $^{59}Co(^{4}He,xp)$ с расчетами в рамках экситонной модели

Экспериментальные спектры ядерных реакций (^{4}He,xp) на ядре ^{59}Co получены на изохронном циклотроне У–150М ИЯФ. Энергия налетающих ионов ^{4}He составила 29 МэВ. Измерения выполнены в угловом диапазоне 30^{0} – 135^{0} в л.с.к. с шагом 15^{0}.

После обработки экспериментальных спектров рассчитаны дважды-дифференциальные

сечения реакции (^{4}He,xp) на ядре ^{59}Co, которые представлены на рисунке 10. Полная систематическая ошибка не превышала 10% и обусловлена, главным образом, погрешностями в определении толщины мишени (<7%) и телесного угла спектрометра (1,3%). Энергия пучка ускоренных частиц измерялась с точностью 1%. Полная статистическая ошибка, изменялась в диапазоне от 5% до 20%.

После интегрирования по углу дважды-дифференциальных сечений был определен интегральный спектр сечений реакции (^{4}He,xp) на ядре ^{59}Co (рисунок 5).

Из сравнения экспериментальных и теоретически рассчитанных интегральных сечений реакций ^{59}Co(^{4}He,xp) при энергии ионов ^{4}He 29 МэВ следует, что формирование спектра в области энергий до 17 МэВ идет аналогично случаю ^{27}Al(^{4}He,xp). Основной вклад дает механизм составного ядра. Роль предравновесного механизма незначительна.

Заключение

Таким образом, получены экспериментальные дважды-дифференциальные и интегральные спектры реакций (^{4}He,xp) при энергии налетающих ионов ^{4}He 29 МэВ на ядрах ^{27}Al и ^{59}Co. Определены экспериментальные парциальные сечения исследованных реакций.

Выполнены теоретические расчеты экспериментальных инклюзивных спектров реакции (^{4}He,xp) при энергии налетающих ионов ^{4}He 29 МэВ на ядрах ^{27}Al и ^{59}Co в рамках модифицированной двухкомпонентной экситонной модели предравновесного распада ядер. Из теоретического описания дважды-дифференциальных и интегральных сечений реакций (^{4}He,xp) на ядрах ^{27}Al и ^{59}Co установлено, что формирование спектра вторичных протонов в области энергий до 17 МэВ идет в основном через механизм составного ядра. Роль предравновесного механизма незначительна.

Полученные экспериментальные результаты восполняют отсутствующие величины сечений исследованных реакций и могут быть использованы при разработке новых подходов теории ядерных реакций, а также при конструировании безопасных и безотходных гибридных ядерно-энергетических установок, расчетах распределений первично выбитых атомов в радиационном материаловедении, космической технике.

Литература

1 Риволь Ж.-П. Электроядерная установка для уничтожения ядерных отходов // УФН. – 2003. – Т. 173, Вып. 7. – С. 747-755.

2 Бзнуни С.А., Барашенков В.С., Жамкочан В.М., Соснин А.Н., Полянски А., Худавердян А.Г. Перспективные электроядерные системы // ЭЧАЯ. – 2003. – Т. 34, Вып. 4. – С. 976-1032.

3 Carminati F., Geles C., Klapisch R. et al. An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator // CERN report CERN/AT/93-47(ET).

4 Bowman C.D., Arthur E.D., Lisowski P.W., Lawrence G.P., Jensen R.J., Anderson J.L., Blind B., Cappiello M., Davidson J.W., England T.R., Engel L.N., Haight R.C., Hughes III H.G., Ireland J.R., Krakowski R.A., LaBauve R.J., Letellier B.C., Perry R.T., Russell G.J., Staudhammer K.P., Versamis G., Wilson W.B. Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A. – 1992. – Vol. 320. – P. 336-367.

5 Герасимов А.С., Киселев Г.В. Научно-технические проблемы создания электроядерных установок для трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов и одновременного производства энергии (российский опыт) // ЭЧАЯ 2001. – Т. 32, Вып. 1. С. 143-188.

6 Игнатюк А.В., Николаев М.Н., Фурсов В.И. Развитие банка оцененных ядерных данных для современных технологий // Атомная энергия. – 2014. – Т. 116. – С. 209-216.

7 Ikeda Y. Nuclear Data Relevant to Accelerator Driven System // Journal of Nuclear Science and Technology. – 2002. – Suppl. 2. – P. 13-18.

8 Koning A.J., Duijvestijn M.C. A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on the optical model potential // Nucl. Phys. A – 2004. – Vol. 744. – P. 15-76.

9 Kalbach C. Pre-equilibrium reactions with complex particle channels // Phys. Rev.C – 2005. – Vol. 71. – P.034606 (23).

10 Hodgson P.E., Betak E. Cluster emission, transfer and capture in nuclear reactions // Phys. Rep. – 2003. – Vol. 374. – P. 1-89.

11 Арзуманов А.А., Неменов Л.М., Анисимов О.И. и др. Изохронный циклотрон с регулируемой энергией ионов // Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат. – 1973. – № 4. – С. 6-15.

12 Дуйсебаев А.Д., Иванов Г.Н., Рыбин С.Н. Камера рассеяния для исследования продуктов ядерных реакций на пучке циклотрона // Изв.АН КазССР, сер. физ. –мат. – 1983. – № 2. – С. 80-81.

13 Griffin J.J. Statistical model of intermediate structure // Phys. Rev. Lett. 1966. Vol. 17, № 9. P. 478-481.

14 Kalbach C. Two–component exciton model: Basic formalism away from shell closures // Phys. Rev. C. – 1986. – Vol. 33. – P. 818-833.
15 Williams F. C. Particle–hole state density in the uniform spacing model // Nucl. Phys. A. – 1971. – Vol. 166. – P. 231-240.
16 Williams F. C. Intermediate state transition rates in the Griffin model // Phys. Lett. B. – 1970. – Vol. 31. – P. 184-186.
17 Kalbach C. PRECO-2006: Exiton model preequilibrium nuclear reaction code with direct reaction. – Durham NC 27708–0308, 2007. – 184 p.
18 Kalbach C. Phenomenology of continuum angular distributions. II. Griffin preequilibrium model // Phys.Rev. C – 1981. – Vol. 23, № 1. – P. 124-135.

References

1 Zh.P. Rivol, Electroyadernaya ustanovka dlya unichtozheniya yadernykh otkhodov (UPHN, 2003) p.747-755. (in Russ)
2 S.A. Bznuni, B.S. Barashenkov, B.M. Zhamkochan, A.N. Sosnin, A. Polyanski and A.G. Khudaverdyan, Perspektivnye elektroyadernye sistemy (ECHAYA, 2003), p.976-1032. (in Russ)
3 F. Carminati, C. Geles and R. Klapisch. et.al. An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator" (CERN report CERN/AT/93-47(ET)).
4 C.D. Bowman, E.D. Arthur, P.W. Lisowski, G.P. Lawrence, R.J. Jensen, J.I.Anderson, B.Blind, M. Cappiello, J.W. Davidson, T.R. England, L.N. Engel, R.C. Haight, H.G. Hughes III, J.R. Ireland, R.A. Krakowski, R.J. Labauve, B.C. Letellier, R.T.Perry, G.J.Russell, K.P. Staudhammer, G.Versamis and W.B.Wilson, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 320, 336-367 (1992), https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90795-6
5 A.S. Gerasimov and G.B. Kiselev, ECHAYA, 32(1), 143-188 (2001) (in Russ).
6 A.V. Gnatuk, M.N. Nikolaev and V.I. Phursov, Atomnaya energiya, 116, 209-216 (2014), (in Russ)
7 Y. Ikeda, J of Nuclear Science and Technology, 2, 13-18. (2002) DOI: 10.1080/00223131.2002.10875029
8 A.J. Koning,M.C. Duijvestijn, Nucl.Phys,A, 744, p.15-76. (2004) https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa. 2004.08.013
9 C. Kalbach, Phys.Rev.C, 71, 1-23 (2005) DOI: 10.1103/PhysRevC.71.034606
10 P.E. Hodgson and E.Betak, Phys.Rep, 374, 1-89 (2005). https://doi.org/10.1016/S0370-1573(02)00268-5
11 A.A. Arzumanov, L.M. Nemenov, and O.I.Anisimov, Izv.AN KazSSR, 4, 6-15 (1973) (in Rus).
12 A.D. Duisebaev, G.N. Ivanov, S.N. Rybin Izv.AN KazSSR, 2, 80-81 (1983) (in Rus)
13 J.J. Griffin, Phys. Rev. Lett, 17 (9), 478-481 (1966).
14 C. Kalbach, Phys.Rev., p.818-833 (1986). https://doi.org/10.1103/PhysRevC.33.818
15 F.C. Williams, Nucl.Phys, 166, 231-240 (1971). https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90426-X
16 F.C. Williams, Phys.Lett, 31, 184-186 (1970). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.17.478
17 C. Kalbach, PRECO-2006: Exciton model pre-equilibrium nuclear reaction code with direct reaction" p.184, (Durham, 2007). doi: 10.1103/PhysRevC.95.014606
18 C. Kalbach, Phys.Rev.C, 23(1) 124-135 (1981). https://doi.org/10.1103/PhysRevC.23.124.

2-бөлім

ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫ

Раздел 2

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Section 2

PLASMA PHYSICS

МРНТИ 29.27.35

**Рамазанов Т.С.*, Коданова С.К., Бастыкова Н.Х.,
Молдабеков Ж.А., Агатаева А.А.**

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан, *e-mail: ramazan@physics.kz

КЛАССИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ ИОНА ПОД ВЛИЯНИЕМ ЭФФЕКТА ПОЛЯРИЗАЦИИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

В данной работе были исследованы классические процессы рассеяния и поглощения ионов пылевой частицей. Были получены поправки к классическим сечениям рассеяния и поглощения ионов за счет эффекта поляризации пылевых частиц, для низко заряженной пылевой частицы (с зарядом Z = 10). При исследовании газов с низкой плотностью и степенью ионизации или при наличии относительно слабого излучения в межзвездном пространстве важно знать динамику пылевой частицы с низким зарядом. Траектория иона вокруг пылевой частицы используется для визуальной иллюстрации влияния поляризации пылевых частиц на рассеяние. Поправка к сечению рассеяния из-за поляризации пылевых частиц может быть до 25%, в режиме сильной ионно-пылевой связи и до 10% в случае с умеренной связью. Коррекция к сечению поглощения оказывается почти постоянной (14%) для умеренной, а также сильной ионно-пылевой связи. Полученные результаты показывают, что эффект поляризации пылевых частиц важен для понимания динамики пылевых частиц в криогенной пылевой плазме.

Ключевые слова: Комплексная плазма, сечение рассеяния, сечение поглощения, эффект поляризации пылевых частиц.

Ramazanov T.S.*, Kodanova S.K., Bastykova N.Kh.,
Moldabekov Zh.A., Agatayeva A.A.

IETP, Al-Farabi Kazakh National university,
Almaty, Kazakhstan, *e-mail: ramazan@physics.kz

Classical scattering of an ion influenced by polarization effect of dust particles

In this paper, the classical processes of scattering and absorption of ions by a dust particle was investigated. Corrections to the classical ion-grain scattering and capture cross sections due to polarization charges on the dust particle, which acts as an image charge, have been obtained for a low charged grain (with the charge number Z = 10). The trajectory of the ion around the dust particle is used for visual illustration of the influence of the grain polarization on scattering. The correction to the scattering cross section due to the image force can be as large as 25 % in the strong ion-grain coupling regime and up to 10 % in the moderately coupled case. The correction to the capture cross section turns out to be nearly constant (14 %) for moderate as well as strong ion-grain coupling. In studies of gases with low density and degree of ionization, or in the presence of relatively weak radiation in interstellar space, it is important to know the dynamics of a dust particle with a low charge.

Key words: Complex plasma, Scattering cross section, Collection cross section, Polarization of the dust particle.

© 2018 Al-Farabi Kazakh National University

Рамазанов Т.С.*, Қоданова С.К., Бастықова Н.Х.,
Молдабеков Ж.А., Ағатаева А.Ә.
ЭТФҒЗИ, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Алматы қ., Қазақстан, *e-mail: ramazan@physics.kz

Тозаңды бөлшек поляризациясының әсерінен иондардың тозаңды бөлшекте классикалық шашырауы

Бұл жұмыста иондардың классикалық шашырау және жұтылу қималары зерттелді. Тозаңды бөлшектердің поляризация эффектінен болатын иондардың классикалық шашырау және жұтылу қималарына түзетулер(тозаңды бөлшек зарядының аз мәнінде Z = 10) алынды. Тозаңды бөлшек динамикасы (тозаңды бөлшек зарядының аз мәнінде) тығыздығы және иондалу дәрежесі төмен газдарды немесе жұлдызаралық кеңістікті зерттеу кезінде маңызды. Иондардың тозаңды бөлшек айналасындағы траекториясы тозаңды бөлшек поляризациясының шашырауға әсерін анықтау үшін келтірілген. Поляризация эффектінің әсерінен шашырау қимасына түзету күшті байланыс кезінде 25% дейін және әлсіз байланыс кезінде 10% жетуі мүмкін. Жұтылу қимасына түзету күшті және әлсіз байланыс үшін 14% құрайды (β барлық мәнінде). Алынған нәтижелер тозаңды бөлшек поляризациясының криогенді тозаңды плазмадағы тозаңды бөлшек динамикасын түсіну үшін қажет екендігін көрсетеді.

Түйін сөздер: Кешенді плазма, шашырау қимасы, жұтылу қимасы, тозаңды бөлшектің поляризация эффекті.

Введение

Помещенная в плазму пылевая частица становится заряженной, поэтому необходимо изучить процессы зарядки и процессы связанные с передачей импульса из за упругих и неупругих столкновений частиц плазмы с пылевой частицей. Существует огромное количество экспериментальных данных, теоретических моделей о статических и динамических свойствах пылевой плазмы [1-7], а также компьютерное моделирование процессов зарядки пылевой частицы [8,9]. Было установлено, что пылевые частицы могут существенно менять свойства плазмы [10-12]. Влияние пылевой частицы зависит от плотности числа пылевых частиц и от ионного и электронного сечения рассеяния.

Знание величины силы ионного увлечения в широком диапазоне параметров плазмы необходимо для понимания многих процессов в космической и в лабораторной пылевой плазме. Сила ионного увлечения – сила связанная с передачей импульса от плазменных частиц к пылевым частицам. И эта передача связана с двумя процессами: передача импульса при неупругих столкновениях (поглощение ионов пылевой частицей) и передачей импульса в упругих столкновениях (рассеяние ионов в электрическом поле частицы). Передача импульса между различными компонентами играет черезвычайно важную роль в комплексной плазме. Передача импульса от ионов к заряженной частице играет важную роль в таких процессах как пространственное расположение пылевых частиц [13], вращение пылевой структуры при наличий внешнего магнитного поля [14], процесс диффузии невзаимодействующих Броуновских пылевых частиц [15], волновых дисперсии пылевых частиц [16], образование войдов [17] и т.д. Обычно поляризацей в пылевой плазмы пренебрегают. Поэтому целью этой работы является изучение поправки к сечениям рассеяния и поглощения и к силе ионного увлечения [18,19].

Процесс рассеяния характеризуется следующими безразмерными параметрами: параметр связи $\beta = e^2Z/mv^2\lambda$, радиус пылевой частицы нормализуется Дебаевской длиной $\alpha = a/\lambda$. В экспериментах с газовым разрядом ионная температура ~ 300К, электронная температура ~ 1-3 эВ $\beta = 1 - 30, z \sim 10^3 - 10^4$ Для пылевой частицы с таким большим зарядом эффектом поляризации пылевых частиц можно пренебречь [20]. Однако в экспериментах на криогенных условиях [21-23], когда z=10 эффект поляризации пылевых частиц становится важной. В криогенной пылевой плазме температура нейтрального атома находится от $\sim 5\ K\ до\ \sim 100K$, параметр связи $\beta \sim 1 - 100$. Динамика пылевой частицы с низким зарядом может вызвать интерес к исследованию газов с низкой плотностью и степенью ионизации или при наличии относительно слабого излучения в межзвездном пространстве. Поэтому в работе [21,24] главным образом приведены эксперименты по криогенной комплексной плазме $z = 10; 1 \leq \beta \leq 100$.

Процессы рассеяния

В этой работе влияние поляризации пылевых частиц на рассеяние положительно заряженного иона от отрицательно заряженных пылевых частиц рассматривается на основе следующего потенциала взаимодействия ионов с пылевой частицей [20]:

$$U(r) = -\left[\frac{e^2 z}{r} + \frac{\varepsilon e^2 a^3}{2r^2(r^2-a^2)}\right]\exp(-rK_D), \quad (1)$$

K_D – длина обратного экранирования ($1/\lambda_D$), α – радиус пылевых частиц, $\varepsilon = \frac{(\epsilon_d-1)}{\epsilon_d} + 1$ – для диэлектрическсских пылевых частиц. Первый член уравнения относится к потенциалу Юкава, а второе слагаемое поправка парного взаимодействия вызванная эффектом поляризации.

Классический угол рассеяния для двух частиц с массой m_1, m_2 и с потенциалом взаймодействия U(R) для заданного прицельного параметра ρ равен:

$$\chi(\rho) = |\pi - 2\varphi(\rho)|, \varphi(\rho) = \rho\int_{r_0}^{\infty}\frac{dr}{r^2\sqrt{1-U_{eff}(r,\rho)}} \quad (2)$$

и эффективная энергия взаймодействия U_{eff} в единицах кинетической энергии $E = \frac{mv^2}{2}$ с учетом центробежной силы

$$U_{eff}(r,\rho) = \frac{\rho^2}{r^2} + \frac{2U(r)}{mv^2} \quad (3)$$

Сечение упругого рассеяния можно получить с помощью угла рассеяния $\chi(\rho)$ стандартным образом [25]:

$$\sigma_s = 2\pi\int_0^{\infty}(1 - cos\chi(\rho))\rho d\rho \quad (4)$$

где, расчеты должны быть выполнены с учетом условия, что расстояние ближайшего подхода больше радиуса пылевой частицы $r_0 > a$.

Коллективное сечение рассеяния рассчитывается по следующей формуле [26]:

$$\delta_c = \pi\rho_c^2, \rho_c = a\sqrt{1 + 2\beta\left(\frac{\lambda}{a}\right)} \quad 5)$$

Поглощение ионов происходит когда прицельный параметр иона меньше чем параметр захвата ($\rho < \rho_c$). В случае экранированного потенциала (1) прицельный параметр захвата получается из условии, что расстояние ближайшего подхода r_0 меньше ($r_0 < a$).

На рисунке 1 (а) эффективный потенциал (3) для радиального движения ионов в поле пылевой частицы, полученные с использованием потенциала Юкавы и потенциала взаимодействия (1) при $\alpha = 0.1, z = 10, \beta = 100$ при разных прицельных параметрах $\frac{\rho}{\lambda}$. Как видно, эффект поляризаций важен на малых расстояниях вблизи поверхности пылевой частицы. Для рассматриваемых значении прицельного параметра, появляется отклонение от результата Юкавы при $a < r < 0.2\lambda$

На рисунке 1 (б) показаны расстояния минимального (ближайшего) подхода, полученного с использованием потенциала (1) по сравнению с расчетами полученными с использованием потенциала Юкава. Когда учитывается эффект поляризации значение r_0 больше, чем когда ею пренебрегают. Следовательно, это приводит к увеличению радиуса поглощения ионов пылевой частицей.

На рисунке 2 (а) зависимость угла рассеяния от прицельного параметра . Сплошной линией показан угол рассеяния на основе потенциала Юкава. При меньших значениях прицельного параметра видны отклонения потенцияла Юкава от потенциала взаимодействия.

На рисунке 2 (б) траектория ионов вокруг пылевой частицы. Когда α = 0.1 и учитывается эффект поляризации угол рассеяния соответственно больше. Когда α = 0.3 ион поглощается в пылевой частице.

$$F_{i,orb} \sim \sigma_s, F_{i,coll} \sim \sigma_c$$

а) σ_s, σ_c – сечение найденное с учетом потенциала Юкава.

б) σ_s^*, σ_c^* – сечение найденное с учетом потенциала взаимодействия.

Показаны сечения рассеяния и поглощения для потенциала Юкавы и потенциала взаимодействия (Рис. 4а). Видно что эффект поляризации пылевых частиц может возрастать сечение рассеяния при 30 < β < 80 и уменьшатся при 1 < β < 30 и 80 < β < 100.

На рисунке 5 приведены отношение сечения рассеяния и поглощения. Поправка к сечению рассеяния составляет 25 %. Поправка к сечению поглощения составляет 14 % во всех значениях β. Так как сила ионного увлечения прямо пропорционален к сечению, то эти поправки относятся и к силе ионного увлечения.

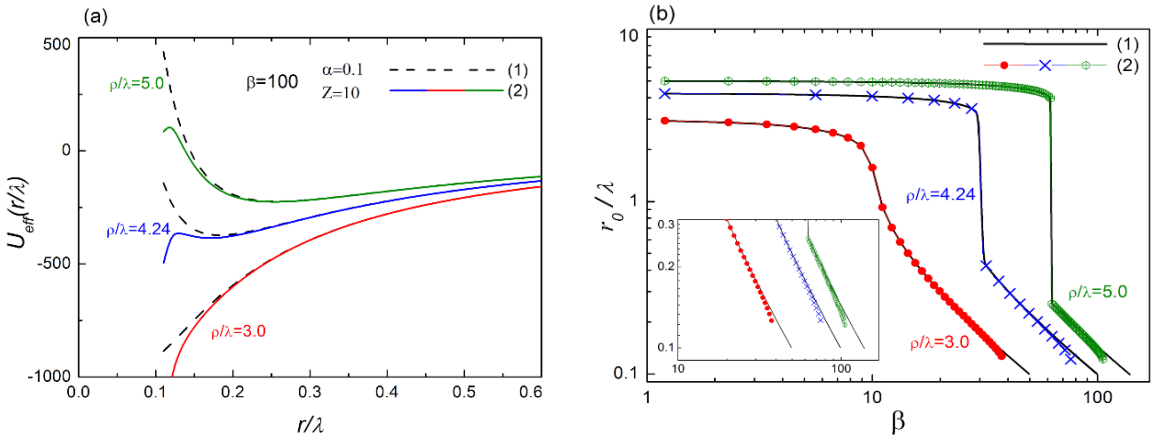


Рисунок 1 – a) Эффективные потенциалы для радиального движения ионов вокруг пылинки от разных прицельных параметров; b) Зависимость минимального расстояния между ионом и пылевой частицей от параметра связи. (1) Потенциал Юкавы, (2) Потенциал взаймодействия

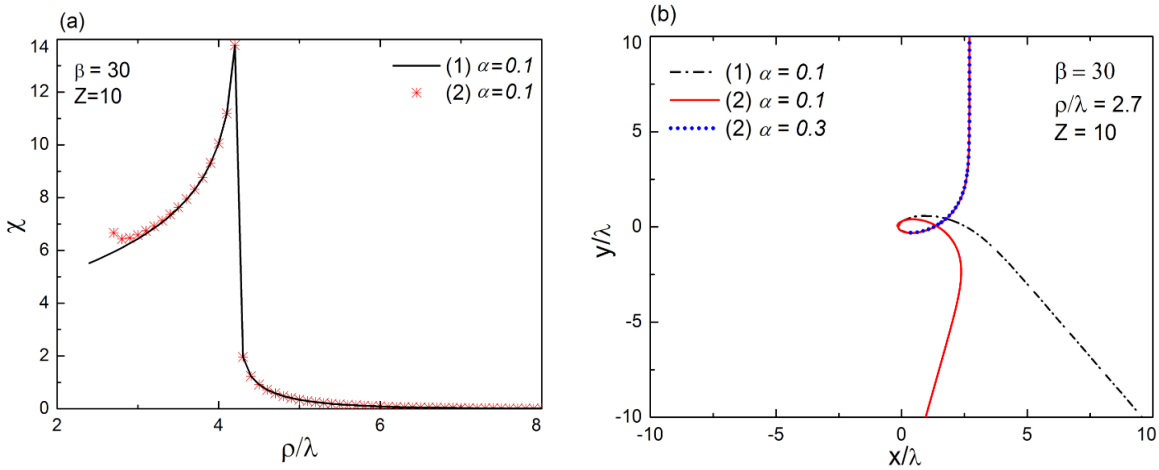


Рисунок 2 – a) Угол рассеяния.
b) Траектория ионов во время соударения с пылевой частицей.
(1) Потенциал Юкавы, (2) Потенциал взаймодействия

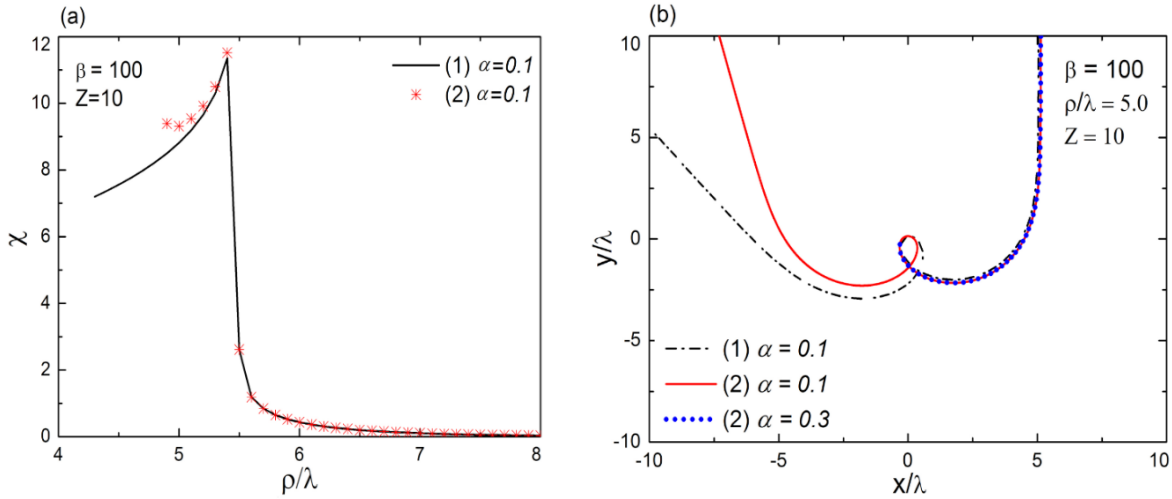


Рисунок 3 – a) Угол рассеяния. b) Траектория ионов во время соударения с пылевой частицей
(1) Потенциал Юкавы, (2) Потенциал взаймодействия

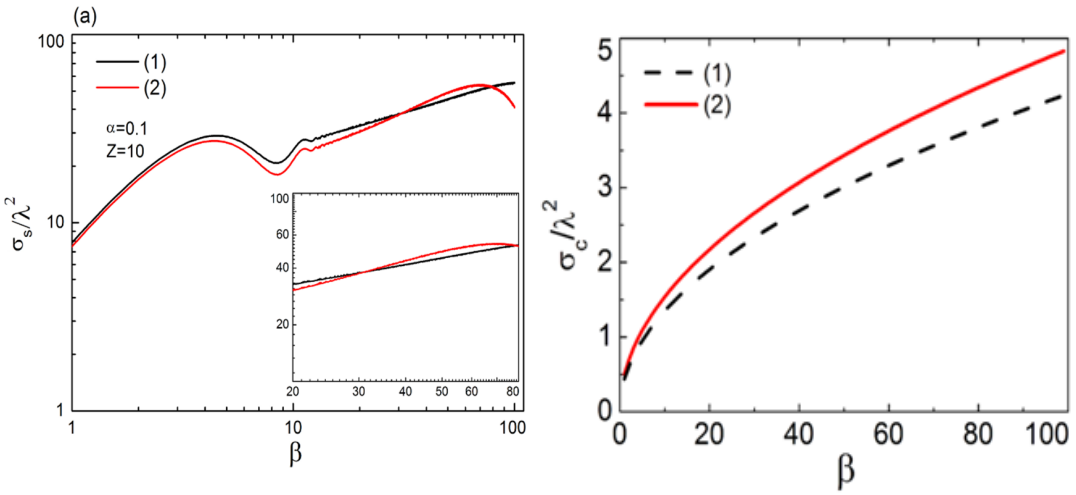
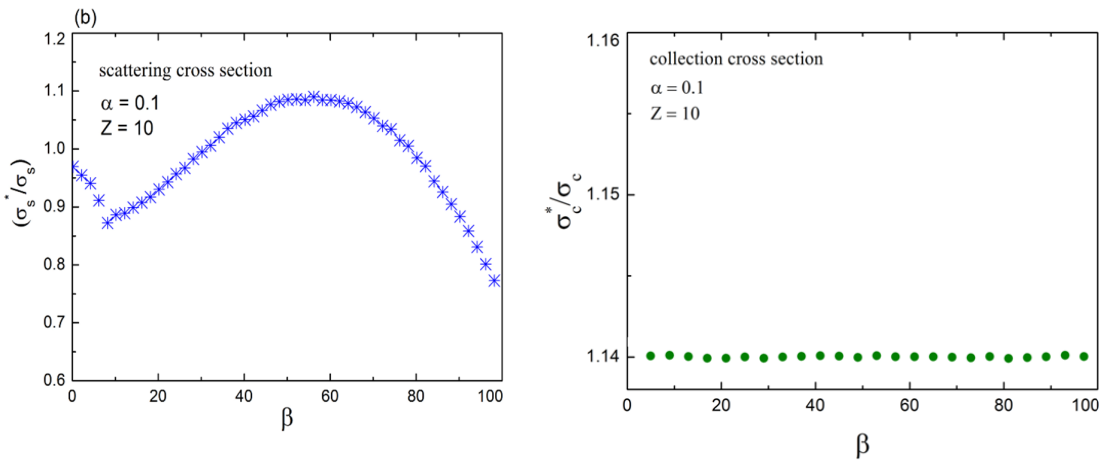


Рисунок 4 – a) Сечение рассеяния. b) Сечение поглощения
(1) Потенциал Юкавы, (2) Потенциал взаймодействия



$F_{i,orb} \sim \sigma_s$, $F_{i,coll} \sim \sigma_c$

Рисунок 5 – Отношение сечении

Заключение

В данной работе представлены поправки к сечению рассеяния и поглощения ионов пылевой частицей из за поляризации, для случая $z = 10$ и $\lambda = 0.1$. Поправка к сечению поглощения слабое но постоянное 14 % для 1<<β<<100. Однако, поправка к сечению рассеяния ионов из за поляризации пылевых частиц является немонотонной и может быть значимой для определенных значений (до 25% при $\beta \approx 100$). Параметры расчетов относятся к криогенной пылевой плазме. Полученные результаты показывают, что эффект поляризации пылевых частиц важен для понимания динамики пылевых пылевых частиц в криогенной пылевой плазме.

Благодарности

Выполненные исследования проведены в рамках проекта №AP05133536 «Исследование свойств низкотемпературной комплексной плазмы во внешнем магнитном поле (2018-2020 гг.)» КН МОН РК.

Литература

1 Wattieaux G. and Boufendi L. Discharge impedance evolution, stray capacitance effect, and correlation with the particles size in a dusty plasma // Phys. Plasmas. – 2012. – Vol. 19. – P. 33701.

2 Wattieaux G., Mezeghrane A. and Boufendi L. Electrical time resolved metrology of dust particles growing in low pressure cold plasmas // Phys. Plasmas. – 2011. – Vol. 18. – P. 093701.

3 Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N. and Dosbolayev M.K. Application of dust grains and Langmuir probe for plasma diagnostics // EPL – 2014. – Vol. 105. – P. 15002.

4 Orazbayev S.A., Muratov M.M., Ramazanov T.S., Dosbolayev M.K., Silamiya M., Jumagulov M.N. and Boufendi L.The diagnostics of dusty plasma in RF discharge by two different methods // Contrib. Plasma Phys. – 2013. – Vol. 53. – P. 5.

5 Maiorov S.A., Kodanova S.K., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S., Golyatina R.I., Bastykova N.Kh. and Utegenov A.U. The role of gas composition in plasma-dust structures in RF discharge // Phys. Plasmas. – 2015. – Vol. 22. – P. 033705.

6 Quinn R.A. and Goree J. Single-particle Langevin model of particle temperature in dusty plasmas // Phys. Plasmas. – 2000. – Vol. 7. – P. 10.

7 Bonitz M., Henning C. and Block D. Complex plasmas: a laboratory for strong correlations // Rep. Prog. Phys. – 2010. – Vol. 73. – P. 066501.

8 Fortov V.E., Petrov O.F., Usachev A.D. and Zobnin A.V. Micron-sized particle-charge measurements in an inductive rf gas-discharge plasma using gravity-driven probe grains // Physical Review E. – 2004. – Vol. 70. – P. 046415.

9 Kodanova S.K., Bastykova N.Kh., Ramazanov T.S. and Maiorov S.A. Dust Particle Evolution in the Divertor Plasma // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2016. – Vol. 44. – P. 525.

10 Fedoseev A.V., Sukhinin G.I., Ramazanov T.S., Kodanova S.K. and Bastykova N.Kh. Interaction between glow discharge plasma and dust particles // Thermophysics and Aeromechanics. – 2011. – Vol. 18. – P. 615.

11 Iwashita S., Schngel E., Schulze J., Hartmann P., Donko Z., Uchida G., Koga K., Shiratani M. and Czarnetzki U. Transport control of dust particles via the electrical asymmetry effect: experiment, simulation and modeling // J.Phys. D: Appl. Phys. – 2013. – Vol. 46. – P. 245202.

12 Sukhinin G.I. and Fedoseev A.V. Influence of dust-particle concentration on gas-discharge plasma // Phys. Rev. E. – 2010. – Vol. 81. – P. 016402.

13 Barnes M.S. and et.al. Transport of dust particles in glow-discharge plasmas // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol. 68. – P. 313.

14 Konopka U. and et.al. Pattern formation in a complex plasma in high magnetic fields // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 61. – P.1890.

15 Trigger S.A. Fokker-Planck equation for Boltzmann-type and active particles: Transfer probability approach // Phys. Rev. E. – 2003. – Vol. 67. – P. 046403.

16 D'Angelo N.Dusty plasma ionization instability with ion drag // Phys. Plasmas. – 1998. – Vol. 5. – P. 3155.

17 Fedoseev A.V., Sukhinin G.I., Dosbolayev M.K. and Ramazanov T.S. Dust-void formation in a dc glow discharge // Phys. Rev. E. – 2015. – Vol. 92. – P. 023106.

18 Jackson J. Classical electrodynamics. – NY: Wiley, 1999. – 142 p.

19 Baimbetov F.B., Davletov A.E., Kudyshev Zh.A. and Mukhametkarimov E.S.New Model of Dusty Plasma Particles Interaction // Contrib. Plasma Phys. – 2011. – Vol. 51. – P. 533.

20 Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Bastykova N.Kh. and Moldabekov Zh.A. Effect of dust particle polarization on scattering processes in complex plasmas // Phys. Plasmas. – 2015. – Vol 22. – 063703.

21 Antipov S.N., Schepers L.P.T., Vasiliev M.M. and Petrov O.F. Dynamic Behavior of Polydisperse Dust System in Cryogenic Gas Discharge Complex Plasmas: Dynamic Behavior of Polydisperse Dust System in Cryogenic Gas Discharge Complex Plasmas // Contrib. Plasma Phys. – 2016. – Vol. 56. – P. 296.

22 Polyakov D.N., Vasilyak L.M. and Shumova V.V. Transformation of dust structures in a dc discharge in neon // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. – 2015. – Vol. 51. – P. 143.

23 Sekine W. and Ishihara O. Coulomb cluster in a plasma under cryogenic environment // J. Plasma Fusion Res. SERIES. – 2009. – Vol. 9. – P. 0416.

24 Kubota J., Kojima Ch., Sekine W., and Ishihara O. Coulomb cluster in a plasma under cryogenic environment // J. Plasma Fusion Res. – 2009, Ser. 8. – P.0286.

25 Landau L.D. and Lifshitz U.M. Theory of Fields. – M: Physmathlit, 2003. – 65 p.

26 Khrapak S.A., Ivlev A.V. and Morfill G. Momentum transfer in complex plasmas // Phys. Rev. E. – 2004. – Vol. 70. – P. 056405.

References

1 G. Wattieaux and L. Boufendi, Phys. Plasmas 19, 033701, (2012).

2 G. Wattieaux, Abdelaziz Mezeghrane and L. Boufendi, Phys. Plasmas 18, 093701 (2011).

3 Y.A. Ussenov, T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova and M.K. Dosbolayev, EPL 105, 15002 (2014).

4 S.A. Orazbayev, M.M. Muratov, T.S. Ramazanov, M.K. Dosbolayev, M. Silamiya, M. N. Jumagulov and L. Boufendi, Contrib. Plasma Phys. 53, 5 (2013).

5 S.A. Maiorov, S.K. Kodanova , M.K. Dosbolayev, T.S. Ramazanov , R.I. Golyatina , N.Kh. Bastykova and A.U. Utegenov, Physics of Plasmas 22, 033705 (2015).

6 R.A. Quinn and J. Goree, Phys. Plasmas 7, 10 (2000).
7 M. Bonitz, C. Henning and D. Block, Rep. Prog. Phys. 73, 066501 (2010).
8 V.E. Fortov, O.F. Petrov, A.D. Usachev and A.V. Zobnin, Physical Review E 70, 046415 (2004).
9 S.K. Kodanova, N.Kh. Bastykova, T.S. Ramazanov and S.A. Maiorov, IEEE Transactions on Plasma Science 44, 525 (2016).
10 A.V. Fedoseev, G.I. Sukhinin, T.S. Ramazanov, S.K. Kodanova and N.Kh.Bastykova, Thermophysics and Aeromechanics 18, 615 (2011).
11 S. Iwashita, E. Schngel, J. Schulze, P. Hartmann, Z. Donko, G. Uchida, K. Koga, M. Shiratani and U. Czarnetzki, J.Phys. D: Appl. Phys. 46, 245202 (2013).
12 G.I. Sukhinin and A.V. Fedoseev, Phys. Rev. E81, 016402 (2010).
13 M.S. Barnes and et.al., Phys. Rev. Lett. 68, 313 (1992).
14 U. Konopka and et.al., Phys. Rev. E61, 1890 (2000).
15 S.A. Trigger, Phys. Rev. E 67, 046403 (2003).
16 N. D'Angelo, Phys. Plasmas 5, 3155 (1998).
17 A.V. Fedoseev, G.I. Sukhinin, M.K. Dosbolayev and T.S. Ramazanov, Phys. Rev. E92, 023106 (2015).
18 J. Jackson, Classical electrodynamics, (Wiley, 1999), P.142.
19 F.B. Baimbetov, A.E. Davletov, Zh.A. Kudyshev and E.S. Mukhametkarimov, Contrib. Plasma Phys. 51, 533 (2011).
20 S.K. Kodanova, T.S. Ramazanov, N.Kh. Bastykova and Zh.A. Moldabekov, Phys. Plasmas 22, 063703 (2015).
21 S.N. Antipov, L.P.T. Schepers, M.M. Vasiliev and O.F. Petrov, Contrib. Plasma Phys. 56, 296 (2016).
22 D.N. Polyakov, L.M. Vasilyak and V.V. Shumova, Surface Engineering and Applied Electrochemistry 51, 143 (2015).
23 W. Sekine and O. Ishihara, J. Plasma Fusion Res. SERIES 9, 0416 (2009).
24 J. Kubota, Ch. Kojima, W. Sekine and O. Ishihara, J. Plasma Fusion Res. Ser. 8, 0286 (2009).
25 L D. Landau and U.M. Lifshitz, Theory of Fields, (Moscow, 2003), p.65.
26 S.A. Khrapak, A.V. Ivlev and G. Morfill, Phys. Rev. E 70, 056405 (2004).

IRSTI 29.27.03

Arkhipov Yu.V.[1*], Askaruly A.[1], Ashikbayeva A.B.[1], Dubovtsev D.Y.[1], Syzganbayeva S.A.[1], Tkachenko I.M.[2]

[1]Al-Farabi Kazakh National University,
IETP, Almaty, Kazakhstan
[2]Departamento de Matemática Aplicada, Universidad Politécnica de Valencia,
Camino de Vera s/n, 46022 Valencia, Spain
[*]e-mail: yarkhipov@yahoo.ca

STOPPING OF CHARGED PARTICLES IN DENSE ONE-COMPONENT PLASMAS

In this paper, we examine the energy losses of charged particles, moving at different initial velocities in an electron fluid. It is illustrated that the stopping power at high velocities lies below the asymptotics of Bethe-Larkin. At low particle velocities, υ, the dependence of energy losses on velocity in the random phase approximation behaves rectilinear. In the current article, we use the method of moments, which allows us to determine the stopping power of a non-ideal plasma without small-parameter expansion. The universality of this approach is that it allows one to use for calculations various effective potentials of interparticle interaction. Another important advantage of the approach is the opportunity to determine the dynamic characteristics of Coulomb systems by obtained static ones, that can be found from the solution of the Ornstein-Zernike equation in the hypernetted chain approximation, using the potentials specified in the work. The peculiarity of calculations in the method of moments application consists in the determination of so-called Nevanlinna parameter-function, included in the computed relations. In this contribution, we employ an empirical expression for Nevanlinna parameter-function.

Key words: one-component plasma, stopping power, method of moments, Coulomb system, Nevanlinna formula.

Архипов Ю.В.[1*], Асқарұлы Ә.[1], Ашықбаева Ә.Б.[1], Дубовцев Д.Ю.[1], Сызғанбаева С.А.[1], Ткаченко И.М.[2]

[1]Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
ЭТФҒЗИ, Алматы қ., Қазақстан
[2]Валенсия Политехникалық университетінің таза және қолданбалы математика институты,
Camino de Vera s/n, 46022 Валенсия қ., Испания
[*]e-mail: yarkhipov@yahoo.ca

Тығыз біркомпонентті плазмадағы зарядталған бөлшектердің тежелуі

Бұл жұмыста әртүрлі бастапқы жылдамдықтармен қозғалатын электронды сұйықтықтағы зарядталған бөлшектердің энергетикалық шығындары қарастырылады. Жоғары жылдамдықтағы тежелу қабілеті Бета-Ларкин асимптотикасынан төмен жатқаны дәлелденген. υ бөлшектердің төменгі жылдамдықтарында υ-дің энергетикалық шығынының тәуелділігі хаостық фазалардың жуықтауы жұмысында көрсетілгендей түзу сызықты болады. Осы ескертуде кіші параметр бойынша ыдырауды пайдаланбай, идеалды емес плазманың тежелу қабілетін анықтауға мүмкіндік беретін моменттер әдісі қолданылады. Берілген әдістің әмбебаптылығы бөлшекаралық өзара әсерлесудің есептеулері үшін әртүрлі эффективті потенциалдарын қолдануға мүмкіндік береді. Моменттер әдісін қолданып, есептеу жүргізудің ерекшелігі есептік қатынастарға түсетін Неванлинна параметр-функциясын анықтаудың қажеттілігі болып табылады. Осы мақалада бұрын ұсынылған қатынас қолданылды. Берілген әдістің маңызды артықшылығы жұмыста көрсетілген потенциалдар көмегімен гипертізбекті жуықтаудағы Орнштейн-Церник теңдеуінің

© 2018 Al-Farabi Kazakh National University

шешімінен табылуы мүмкін болатын есептелген статикалық кулондық жүйелердің динамикалық сипаттамаларын анықтау болып табылады.

Түйін сөздер: біркомпонентті плазма, тежелу қабілеті, моменттер әдісі, кулондық жүйе, Неванлинна формуласы, шығындар функциясы.

Архипов Ю.В.[1*], Аскарулы А.[1], Ашикбаева А.Б.[1],
Дубовцев Д.Ю.[1], Сызганбаева С.А.[1], Ткаченко И.М.[2]

[1]Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
НИИЭТФ, г. Алматы, Казахстан
[2]Институт чистой и прикладной математики Валенсийского политехнического университета,
Camino de Vera s/n, 46022 г. Валенсия, Испания
[*]e-mail: yarkhipov@yahoo.ca

Торможение заряженных частиц в плотной однокомпонентной плазме

В данной работе рассматриваются энергетические потери заряженных частиц в электронной жидкости, движущихся с различными начальными скоростями. Показано, что тормозная способность на больших скоростях лежит ниже асимптотики Бета-Ларкина как было приведено в работах других авторов. Показано, что при малых скоростях υ частиц зависимость энергетических потерь от υ ведет себя прямолинейно, как это было показано ранее в с диэлектрической функцией в приближении хаотических фаз. В настоящей заметке используется метод моментов, который позволяет определять тормозную способность неидеальной плазмы, не используя разложения по малому параметру. Универсальность данного подхода позволяет использовать для расчетов различные эффективные потенциалы межчастичного взаимодействия. Особенностью вычислений с использованием метода моментов является необходимость определения так называемой параметр-функции Неванлинны, входящей в расчетные соотношения. В данной статье использовано соотношение, предложенное нами ранее. Важным достоинством данного подхода является возможность определения динамических характеристик кулоновских систем по рассчитанным статическим, которые могут быть найдены из решения уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении с помощью потенциалов указанных в работе.

Ключевые слова: однокомпонентная плазма, тормозная способность, метод моментов, кулоновская система, формула Неванлинны, функция потерь.

Introduction

One of the challenges of the statistical plasma physics is the description of the transition from collisionless to collision dominated regimes in different Coulomb systems, of the crossover from classical to Fermi liquid behavior in dense plasmas [1, 2]. We refer to strongly coupled plasmas characterized by a wide range of variation of temperature and mass density spanning a few orders of magnitude. Under such conditions thermal, Coulomb coupling, and quantum effects compete between them and impede the construction of a bridge theory capable of including of all of these effects in the description of static, kinetic, and dynamic properties of the above systems of high relevance for inertial fusion devices [3] and advanced laboratory studies, e.g., in ultracold plasmas [4], electrolytes and charged stabilized colloids [5], laser-cooled ions in cryogenic traps [6], and dusty plasmas [7]. In Nature strongly coupled plasmas app ear in various settings as well, e.g. in white dwarfs and neutron stars [8].

The scientific and technological revolution that began in the last century has greatly increased the energy needs of mankind [11]. This led the scientists to turn to one of the most promising areas in the energy sector – energy production using the reaction of controlled thermonuclear fusion due to the fusion of light nuclei with the consequent release of enormous amounts of energy. One of the problems that arise in connection with this problem is the heating of the plasma to high temperatures. If, initially, there were used powerful lasers [12, 13] for this purpose, recently beside that beams of charged ions [14] have also been used.

The experiments, related to the interaction of the plasma and the ion beam moving in it, stimulated the development of theoretical methods for determining the energy losses of a charged particle in a plasma medium, i.e. the study of the so-called stopping power of the plasma due to the polarizational losses.

Polarizational losses

In 1930, Bethe developed a formula for the energy loss by a fast particle, assuming that the atoms of the medium behave like quantum-mechanical oscillators [15]. Later, Larkin [16] had shown that in the case when fast ions penetrate the electron gas, a similar formula is applicable, but with the replacement of the average excitation frequency by the plasma frequency ω_p:

$$-\frac{dE}{dx} \underset{\upsilon \gg \upsilon_F}{\simeq} \left(\frac{Z_p e \omega_p}{\upsilon} \right)^2 \ln \frac{2m\upsilon^2}{\hbar \omega_p}, \qquad (1)$$

where $Z_p e$ and υ are the charge and velocity of particle, respectively.

The polarization mechanism is used to calculate the energy losses of a fast particle passing through the Coulomb system in disregard of the collision and ionization losses. In 1959, Lindhard received an expression, relating the energy loss due to polarization with the dielectric function of the medium [17]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2(Z_p e)^2}{\pi \upsilon^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_0^{k\upsilon} \omega \operatorname{Im} \varepsilon^{-1}(k,\omega) d\omega . \qquad (2)$$

This ratio gives the relationship of polarization energy losses of a moving charged particle in a plasma with the longitudinal permittivity of the medium $\varepsilon(k, \omega)$. From his view, we can conclude that the loss of energy of the test charge in the plasma does not depend on the mass of particles and depends only on its charge and velocity.

Formula (2) for the calculating of the polarizational losses of the test charge, moving in the plasma, is valid in the one-particle approximation, in which the deceleration of the ion beam is represented as the deceleration of single ions not interacting with each other. This approximation is valid for ion flux densities of many smaller medium densities, which is performed for most modern experiments.

In this paper, we investigate the stopping power (2) of a one-component hydrogen Coulomb system for the dielectric function, found by the method of moments [18].

Plasma parameters

The potential of the interparticle interaction is

$$\varphi(r) = \frac{e^2}{r},$$

and to describe the state of the plasma, the parameters of coupling and density are respectively used

$$\Gamma = \frac{e^2}{a k_B T}, \qquad r_s = \frac{a}{a_B}.$$

The Wigner-Seitz radius is entered here as

$$a = \sqrt[3]{3/4\pi n},$$

where e – electron charge, k_B – Boltzmann constant, T – temperature, a_B – Bohr radius, n – plasma concentration.

Method of moments

In order to study the properties of non-ideal plasma with the parameters of the coupling and degeneration of the order and more than unity, we should use the non-perturbative method of moments [18], which does not require any small parameters.

This method allows one to determine the dielectric properties of the Coulomb system, using the first few moments of the loss function,

$$L(k,\omega) = -\frac{1}{\omega} \operatorname{Im} \frac{1}{\varepsilon(\omega,k)}, \qquad (3)$$

which can be calculated through the potential of interparticle interaction and the static structural factors of the system. The latter can be computed from the solution of the Ornstein-Zernike equation in the hypernetted chain approximation (HNC) [19].

We can write the Nevanlinna formula that determines the dielectric properties of the medium in the form of [18]:

$$\frac{1}{\varepsilon(k,\omega)} = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega + Q(k))}{\omega(\omega^2 - \omega_2^2(k)) + Q(k)(\omega^2 + \omega_1^2(k))} . \qquad (4)$$

Here $\omega_1^2(k) = C_2(k)/C_0(k)$, $\omega_2^2(k) = C_4(k)/C_2(k)$, and $Q(k) = \frac{i}{\sqrt{2}}\frac{\omega_2^2(k)}{\omega_1(k)}$ is the function of the Nevanlinna class, obtained in [20]. The parameters are defined as the power frequency moments of the loss function:

$$C_\nu(k) = -\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \omega^{\nu-1}\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{-1}(k,\omega)d\omega\,. \qquad (5)$$

Evaluation of moments allows us to write explicit expressions for them, based on the following considerations. The zero moment is obtained using the quantum potential [21] by the dielectric response method [22]:

$$C_0(k) = \frac{\kappa^2\chi^4}{q^4\kappa^2 + q^2\chi^4 + \kappa^2\chi^4},$$

where

$$\kappa = \sqrt{6\Gamma},\ \chi = (12r_s)^{1/4}, \qquad (6)$$

and $\beta^{-1} = k_B T$ is the temperature of system in energy units.

The second frequency moment of the loss function, according to the f – sum rule [18], is equal to the square of the plasma frequency of the system:

$$C_2 = \omega_p^2\,. \qquad (7)$$

The expression for the fourth sum rule is written as follows

$$C_4(k) = \omega_p^4(1 + K(k) + U(k))\,. \qquad (8)$$

Below are the designations of the values included in (8)

$$K(k) = \frac{\langle \upsilon_{th}\rangle^2 k^2}{\omega_p^2} + \left(\frac{\hbar}{2m}\right)^2 \frac{k^2}{\omega_p^2}, \qquad (9)$$

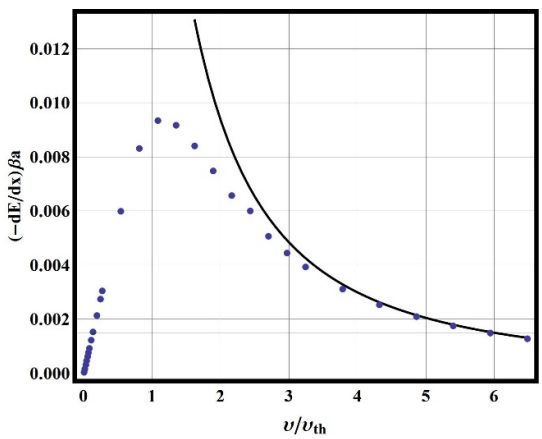
$$U(k) = \\ = (1/2\pi^2 n)\int_0^\infty p^2\left[S(p) - 1\right] f(p,k)\,dp, \qquad (10)$$

$\langle \upsilon_{th}\rangle^2$ is the square of average thermal velocity of electrons, m – their mass, $\hbar$ – Plank's constant, and

$$f(p,k) = 5/12 - (p^2/4k^2) + \frac{(k^2 - p^2)}{8pk^3}\ln\left|\frac{p+k}{p-k}\right|.$$

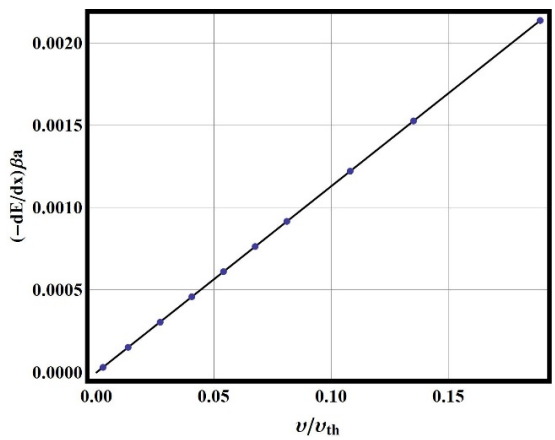
Obtained results

Figures 1-3 present the results of calculations of polarizational losses of heavy charged particles in a one-component plasma in a wide range of velocities (a) and particularly at low velocities (b).



Dots are calculated data by formula (2), the solid line is the asymptotic form of the Bethe-Larkin (1)

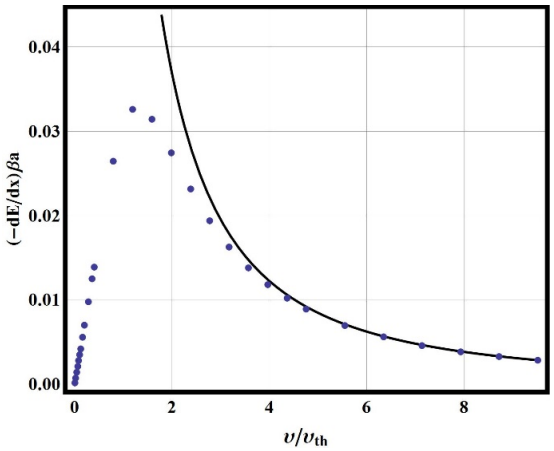
(a)



Dots are calculated data by formula (2), a solid line is a straight line $C\frac{\upsilon}{\upsilon_{th}}$, where C = 0.003

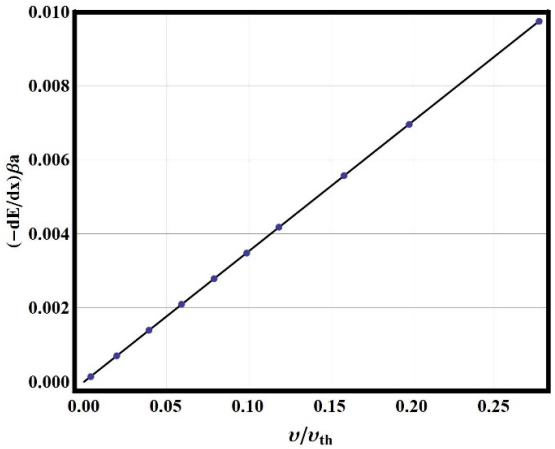
(b)

Figure 1 – Stopping power at Γ = 0.05 and r_s = 2.5256



Dots are calculated data by formula (2), the solid line is the asymptotic form of the Bethe-Larkin (1)

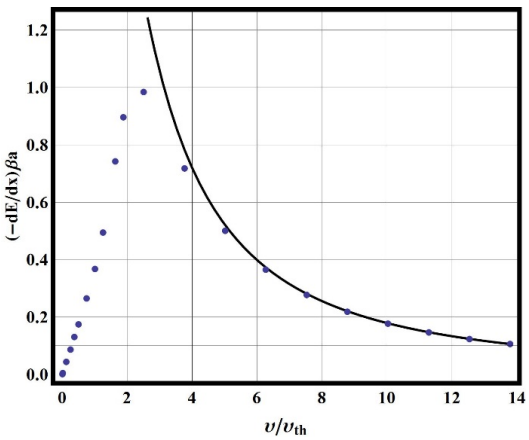
(a)



Dots are calculated data by formula (2), a solid line is a straight line $C\frac{\upsilon}{\upsilon_{th}}$, where C = 0.014

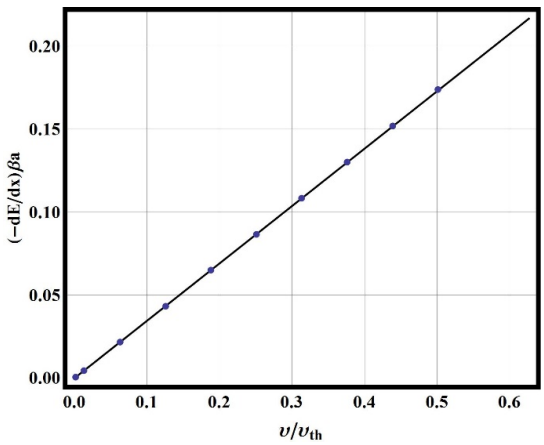
(b)

Figure 2 – Stopping power at Γ = 0.11 and r_s = 2.5256



Dots are calculated data by formula (2), the solid line is the asymptotic form of the Bethe-Larkin (1)

(a)



Dots are calculated data by formula (2), a solid line is a straight line $C\frac{\upsilon}{\upsilon_{th}}$, where C = 0.433

(b)

Figure 3 – Stopping power at Γ = 1.1 and r_s = 2.5256

From the above plots that describe the stopping power of one-component plasma in the wide interval of the coupling parameter, it is possible to conclude that the good agreement of calculation results with the asymptotics of the Bethe-Larkin, and for small velocities the curves are in good agreement with theoretical calculations, obtained with using of the ideas of [23].

Conclusion

The corresponding evaluated data in the part indicated by the letter (a), which represents the dependences of energy losses in one-component plasma on the velocity of projectiles, are always below the asymptotic Bethe-Larkin curve (1) just as it should be [24, 25]. At low velocities, the dependence of the stopping power (b) represents a straight line. The last statement in the random phase approximation was proved in [23].

Acknowledgements

This work was supported by a grant from the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan № AP05132333.

References

1 Ross J.S. et al. Transition From Collisional to Collisionless Regimes in Interpenetrating Plasma Flows on the National Ignition Facility // Phys. Rev. Lett. – 2017. – Vol. 118. – P.185003.

2 Daligault J. Crossover from Classical to Fermi Liquid Behavior in Dense Plasmas // Phys. Rev. Lett. – 2017. – Vol. 119. – P. 045002.

3 Murillo M.S. Strongly coupled plasma physics and high energy-density matter // Phys. Plasmas. – 2004. – Vol. 11. P. 2964.

4 Fortov V., Iakubov I., Khrapak A. Physics of Strongly Coupled Plasma. – Oxford University Press on Demand, 2006. – Vol. 135.

5 Graziani F., Desjarlais M.P., Redmer R., and Trickey S.D.B. Frontiers and Challenges in Warm Dense Matter. – Berlin: Springer, 2014.

6 T.C. Killian, T. Pattard, T. Pohl, J.M. Rost Ultracold neutral plasmas // Phys. Reports. 2007. – Vol. 449. – P. 77.

7 Alexander S., Chaikin P.M., Grant P., Morales G.J., and Pincus P. Charge renormalization, osmostic pressure, and bulk modulus of colloidal crystals: Theory // J. Chem. Phys. – 1984. – Vol. 80. – P. 5776.

8 Gilbert S.L., Bollinger J.J., and Wineland D.J. Shell-Structure Phase of Magnetically Confined Strongly Coupled Plasmas // Phys. Rev. Lett. – 1988. – Vol. 60. – P. 2022.

9 Ohta H. and Hamaguchi S. Wave Dispersion Relations in Yukawa Fluids // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84. – P. 6026.

10 Ichimaru S. Nuclear fusion in dense plasmas // Rev. Mod. Phys. – 1993. – Vol. 65. – P. 255.

11 Wagner F. Physics of magnetic confinement fusion // EPJ Web of Conferences. – 2013. – Vol. 54. – P. 01007. DOI: 10.1051/epjconf/20135401007.

12 Bruecker K.A., Jorna S. Laser-driven fusion // Rev. Mod. Phys. – 1974. – Vol.46. – P.325.

13 More R.M. in Applied atomic collision physics, edited by Massey H.S.W., McDaniel E.W., Bederson B. – New York:Academic. – 1984. – Vol. 2.

14 Duderstadt George., Moses G., Inertial fusion / English TRANS., edited by L. V. Belov. – Moscow: Energoatomizdat. – 1984. – 304 p.

15 Bethe H. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie [Theory of the Passage of Fast Corpuscular Rays Through Matter] // Ann. Physik – 1930. – Vol. 397. – P. 325-400.

16 Larkin I. Passage of particles through plasma // JETP – 1959. – Vol. 37. – P. 264.

17 Arista N.R. Low-velocity stopping power of semidegenerate quantum plasmas // J. Phys. C: Solid State Physics. – 1985. – Vol. 18. – P. 5127.

18 Tkachenko I.M., Arkhipov Yu.V., Askaruly A. The method of moments and its applications in plasma physics. – Germany: Lap Lambert Academic Publishing. – 2012. – 125 p.

19 Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Voronkov V.V., Davletov A. E., Tkachenko I.M. Static structural properties of nonideal plasmas // International scientific conference "Actual problems of modern physics". – Almaty. – 2013. – P. 171.

20 Arkhipov Yu. V., Askaruly A., Davletov A. E., Dubovtsev D.Yu., Donkó Z., Hartmann P., Korolov I., Conde L., and Tkachenko I. M. Direct Determination of Dynamic Properties of Coulomb and Yukawa Classical One-Component Plasmas // Phys. Rev. Lett. – 2017. – Vol. 119 – P. 045001.

21 Adamyan V.M. and Tkachenko I.M. High frequency electrical conductivity of a collisional plasma// Teplofizika Vysokikh Temperatur. – Vol. 21 – P. 417-425.

22 Arkhipov Yu. V., Baimbetov F. B., Davletov A. E., Starikov K. V. Pseudopotential theory of high-temperature dense plasma. – Almaty: Kazakh University. – 2002. – 113 p.

23 Ortner J., Tkachenko I.M. Stopping power of strongly coupled electronic plasmas: Sum rules and asymptotic forms // Physical Review E. – 2001. – Vol. 63. – P. 026403.

24 Barriga-Carrasco M.D. Influence of damping on proton energy loss in plasmas of all degeneracies // Phys. Rev. E. – 2007. – Vol. 76. – P. 016405.

25 Barriga-Carrasco M.D. Dynamical local field corrections on energy loss in plasmas of all degeneracies // Phys. Rev. E. – 2009. – Vol. 79. – P. 027401.

References

1 J.S. Ross et al., Phys. Rev. Lett, 118, 185003 (2017).
2 J. Daligault, Phys. Rev. Lett, 119, 045002 (2017).
3 M.S. Murillo, Phys. Plasmas 11, 2964 (2004).
4 V. Fortov, I. Iakubov, A. Khrapak, Physics of Strongly Coupled Plasma (Oxford, Clarendon Press, 2006).
5 F. Graziani, M.P. Desjarlais, R. Redmer, and S. D. B. Trickey, Frontiers and Challenges in Warm Dense Matter, Springer, Berlin, 2014.
6 T.C. Killian, T. Pattard, T. Pohl, and J.M. Rost, Phys. Reports 449, 77 (2007).
7 S. Alexander, P.M. Chaikin, P. Grant, G.J. Morales, and P. Pincus, J. Chem. Phys. 80, 5776 (1984).
8 S.L. Gilbert, J.J. Bollinger, and D.J. Wineland, Phys. Rev. Lett. 60, 2022 (1988).
9 H. Ohta and S. Hamaguchi, Phys. Rev. Lett. 84, 6026 (2000).
10 S. Ichimaru, Rev. Mod. Phys. 65, 255, (1993).
11 F. Wagner., EPJ Web of Conferences., 54. 01007 (2013) doi: 10.1051/epjconf/20135401007).
12 Bruecker K.A., Jorna S., Rev. Mod. Phys., 46, 325 (1974).
13 R.M. More in Applied atomic collision physics, edited by Massey H.S.W., McDaniel E.W., Bederson B. (New York:Academic, 1984).
14 G. Duderstadt, G. Moses, Inertial fusion / English TRANS., edited by L. V. Belov, (Moscow: Energoatomizdat, 1984), 304 p.
15 H.A. Bethe, Ann. Phys. (Berlin), 5, 325 (1930).
16 Larkin A. I., Zh. Eksp. Teor. Fiz., 37, 264 (1959) (Sov. Phys. JETP, 37 186, (1960)).
17 N.R.J. Arista Phys. C 18, 5127 (1985).
18 I.M. Tkachenko, Y.V. Arkhipov, and A. Askaruly, The Method of Moments and its Applications in Plasma Physics (Lambert, SaarbruËcken, 2012).
19 Yu.V. Arkhipov, A.B. Ashikbayeva, A. Askaruly, V.V. Voronkov, A.E. Davletov, I.M. Tkachenko International scientific conference "Actual problems of modern physics" (Almaty, 2013), p. 171.
20 Yu.V. Arkhipov et al., Phys.Rev.Lett., 119, 045001 (2017)
21 V.M. Adamyan, I.M. Tkachenko, High Temp., 21 307 (1983).
22 Yu.V. Arkhipov, F.B. Baimbetov, A.E. Davletov, K.V. Starikov Pseudopotential theory of high-temperature dense plasma, (Almaty: Kazakh University, 2002), 113 p. (in Russ).
23 J. Ortner, I.M. Tkachenko, Phys. Rev. E 63 026403 (2001).
24 M.D. Barriga-Carrasco, Phys. Rev. E 76, 016405 016405 (2007).
25 M.D. Barriga-Carrasco, Phys. Rev. E 79, 027401 027401 (2009).

МРНТИ 29.27.43; 29.27.49

Акильдинова А.К.[1,2], Усенов Е.А.[1,2],
Пазыл А.С.[1,2], Габдуллин М.Т.[1],
Досболаев М.К.[1], Рамазанов Т.С.[1], Данияров Т.Т.[2]

[1]Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа,
Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан
[2]ТОО «Институт прикладных наук и информационных технологий»,
г. Алматы, Казахстан, *e-mail: akildinova@bk.ru

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОПЛАНАРНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА

В данной статье были изучены электрические и оптические свойства диэлектрического копланарного поверхностного барьерного разряда (ДКПБР). Были получены вольт-амперная характеристика и спектры излучения диэлектрического копланарного поверхностного барьерного разряда. Динамическая вольт-амперная характеристика была получена с использованием пояса Роговского, высоковольтного щупа и осциллографа с высокой разрешающей способностью. С целью дальнейшего исследования обработки различных материалов была измерена температура поверхности RPS400, на которой зажигалась плазма. Температура поверхности измерялась с помощью пирометра. Результаты исследований электрических свойств ДКПБР показали, что разряд носит емкостный характер, с наблюдаемыми пиками тока проводимости поверх тока смещения, которые возникают из-за наличия одиночных микроразрядных каналов. Результаты оптико-эмиссионной спектроскопии показали наличие в спектре излучения ДКПБР молекулярных полос азота, а именно второй положительной (N_2 (C-B)) и первой отрицательной (N_2^+ (B-X)) систем, а также линии OH и NO с низкой интенсивностью.

Ключевые слова: плазма атмосферного давления, диэлектрический барьерный разряд, электрические и оптические свойства, диэлектрический копланарный поверхностный барьерный разряд.

Akildinova A.K.[1,2], Ussenov Y.A.[1,2], Pazyl A.S.[1,2], Gabdullin M.T.[1],
Dosbolayev M.K.[1], Ramazanov T.S.[1], Daniyarov T.T.[2]

[1]National nanotechnology laboratory of open type, Al-Farabi KazNU, Almaty, Kazakhstan
[2]LLP „Institute of Applied Sciences and Information Technologies“,
Almaty, Kazakhstan, *e-mail: akildinova@bk.ru

Electrical and optical properties of diffuse coplanar surface barrier discharge

In this paper, the electrical and optical properties of a dielectric coplanar surface barrier discharge (DCSBD) were studied. The current-voltage characteristic and the emission spectrum of a dielectric coplanar surface barrier discharge were obtained. A dynamic current-voltage characteristic was obtained with using the Rogowski Belt, a high-voltage probe, and an oscilloscope with high resolution. In order to further study the processing of various materials, the surface temperature of the RPS400, on which the plasma was ignited, was measured. The surface temperature was measured with a pyrometer. The results of investigations of the electrical properties of DCSBD showed that the discharge character is capacitive with the observed conduction current peaks above the bias current that arise from the presence of single micro-discharge channels. The results of optical emission spectroscopy showed the presence of molecu-

© 2018 Al-Farabi Kazakh National University

lar bands of nitrogen in the emission spectrum of DCSBD, namely, the second positive (N_2 (C-B)) and the first negative (N_2^+ (B-X)) systems, as well as low-intensity OH and NO lines.

Key words: atmospheric pressure plasma, dielectric barrier discharge, electrical and optical properties, dielectric coplanar surface barrier discharge.

Акильдинова А.К.[1,2], Үсенов Е.А.[1,2], Пазыл А.С.[1,2], Габдуллин М.Т.[1], Досболаев М.Қ.[1], Рамазанов Т.С.[1], Данияров Т.Т.[2]

[1]Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы қ., Қазақстан
[2]ЖШС „ Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты“, Алматы қ., Қазақстан, *e-mail: akildinova@bk.ru

Диэлектрлік копланар беттік барьер разрядының электрлік және оптикалық қасиеттері

Осы мақалада диэлектрлік копланар беттік барьер разрядының (ДКББР) электрлік және оптикалық қасиеттері зерттелді. Диэлектрлік копланар беттік барьер разрядының вольт-амперлік сипаттамасы мен эмиссиялық спектрі алынды. Динамикалық вольт-амперлік сипаттама Роговский белдігі, жоғары кернеулі щуп пен жоғары ажыратымдылық осциллограф қолданумен алынды. Әртүрлі материалдарды өңдеуді одан әрі зерттеу мақсатында плазманың жанатын RPS400 қондырғысының бетінің температурасы өлшенді. Беттік температура пирометр көмегімен өлшенді. ДКББР-ның электрлік қасиеттерін зерттеу нәтижелері разрядтың көлемдік қасиетке ие болатынын, сонымен қатар дара микроразрядтық каналдардың бар болуы үшін пайда болатын ығысу тогының үстіндегі өткізгіштік токтың шыңдары байқалатынын көрсетті. Оптикалық-эмиссиялық спектроскопия нәтижелері ДКББР-ның сәулелену спектрінде азоттың молекулалық сызықтары, атап айтқанда екінші оң (N_2 (C-B)) және бірінші теріс (N_2^+ (B-X)) жүйелердің, төмен интенсивтікті OH пен NO сызықтарын көрсетті.

Түйін сөздер: атмосфералық қысымдағы плазма, диэлектрлік барьер разряды, электрикалық және оптикалық қасиеттер, диэлектрлік копланар беттік барьер разряды.

Введение

Диэлектрический барьерный разряд (ДБР) это разряд, который зажигается в узком газовом зазоре между плоскими или коаксиальными электродами, один из которых или оба покрыты диэлектриком. Особенностью данного вида разряда является то, что он генерируется при атмосферном давлении и в комнатных условиях, не нуждаясь в громоздком вакуумном оборудовании. Отсутствие громоздкого и недешевого вакуумного оборудования для получения плазмы атмосферного давления делает перспективным использование ДБР в технологических процессах, в производственных линиях для обработки очень больших поверхностей и материалов. Также к достоинству диэлектрического барьерного разряда можно отнести получение низкотемпературной, так называемой «холодной» плазмы атмосферного давления. Плазма атмосферного давления (ПАД), получаемая на основе ДБР широко развивается втечение последнего десятилетия и уже активно используется в области плазменной медицины [1,2], для уничтожения раковых клеток [3], агропромышленности [4,5], для обеззараживания воды и остаточных газов [6,7], для обработки поверхности различных материалов и в нанотехнологии [8-11].

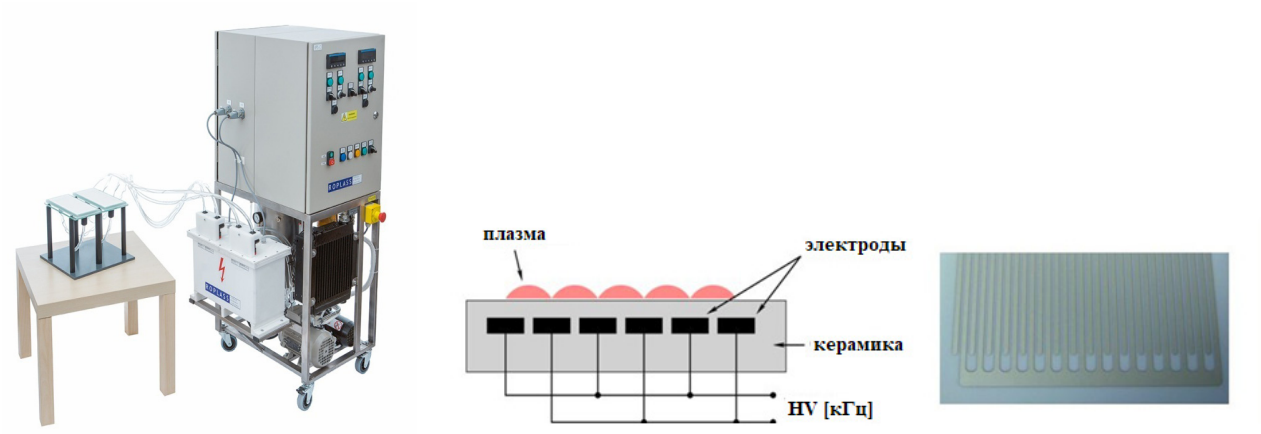
Существуют три типа диэлектрических барьерных разрядов. Они могут быть определены в соответствии с пространственной геометрией, в которой зажигается разряд. В большинстве экспериментов два электрода отделены друг от друга небольшим зазором, заполненным газом. В этом случае плазма генерируется главным образом в объеме, заданном газовым зазором и геометрией электродов. Этот тип разряда в литературе упоминается как объемный диэлектрический барьерный разряд (ОДБР) [12-15]. Если зазор между электродами заполнен твердым диэлектрическим материалом, плазма генерируется на поверхности диэлектрика, что приводит к возникновению диэлектрического барьерного разряда (второй тип разряда), который известен как поверхностный диэлектрический барьерный разряд (ПДБР) или поверхностный микроразряд [12,16-18]. На основе ПДБР создаются устройства для управления газодинамическим потоком, называемые актуаторами. В основном актуаторы используются в сфере аэродинамики, целью их практического применения являются: снижение сопротивления элементов конструкции летательных аппаратов, инициирование и интенсификация процессов горения в камерах сгорания двигателей и др. [18,19]. Также в работах [20-22] упоминается третий тип диэлек-

трического барьерного разряда – копланарный диэлектрический барьерный разряд. Отличие конфигурации данного разряда от предыдущих в том, что оба электрода встроены в изолятор, и разряд зажигается в газе над поверхностью диэлектрика. Этот тип диэлектрического барьерного разряда занимает промежуточное положение между объемным и поверхностным разрядами и широко используется в электронике, агропромышленности, медицине. В таких разрядных ячейках электроды расположены вдоль поверхности на равных расстояниях друг от друга и сверху закрыты слоем диэлектрика.

В данной статье рассматриваются электрические и оптические свойства третьего типа ДКПБР, который генерируется при атмосферном давлении и может использоваться для обработки различных полимерных, сельскохозяйственных материалов, текстильных изделий и др. Исследования проводились на установке ДКПБР компании Roplass модели RPS400. Несмотря на то, что в последнее время много внимания уделяется исследованию плазмы атмосферного давления, что связано с перспективностью его применения в разных сферах деятельности человека, ДКПБР все еще является недостаточно изученным типом диэлектрического барьерного разряда.

Экспериментальная установка

Эксперименты были проведены на установке диэлектрического копланарного поверхностного барьерного разряда компании Roplass модели RPS400. RPS400 полнофункциональный плазменный генератор атмосферного давления, обеспечивающий площадь плазмы около 8 х 20 см. Система RPS400 использует диффузный копланарный поверхностный барьерный разряд для создания плазмы атмосферного давления. Он подходит для обработки текстильных изделий, пластмасс, металлов, дерева, стекла и др. На рисунке 1 приведен общий вид экспериментальной установки RPS400.



а) б)

Рисунок 1 – Общий вид экспериментальной установки (RPS400) для генерации плазмы (а) и схематическое изображение электродной системы ДКПБР (б)

Электродная система ДКПБР устроена следующим образом: две системы параллельных ленточных электродов (ширина 1,8 мм, толщина 0,1 мм, длина 230 мм), сделанных из серебра, были встроены в 96%-ный оксид алюминия. Толщина керамического слоя между плазмой и электродами составляла 0,4 мм [23]. Разряд включался синусоидальным высоковольтным напряжением (17 кГц, примерно 3 кВ от пика до пика), поставляемым с помощью плазменного источника питания HV.

Электрические параметры разряда измерялись с помощью пояса Роговского с подключением сопротивления номиналом 47 Ом и высоковольтным щупом Tektronix P6015 (1:1000). Сигналы регистрировались цифровым осциллографом Le Croy.

С целью предварительного исследования химического состава и кинетических реакций разряда были изучены оптические свойства диэлектрического копланарного поверхностного барьерного разряда. Для этого был использован

оптико-эмиссионный спектрометр фирмы Solar Systems. Спектрометр состоит из оптической системы, собранной в единый блок для регистрации сигнала, оптического волокна для передачи излучения и из самого спектрометра. Далее полученный сигнал обрабатывается через персональный компьютер. Время экспозиции варьировалось между 500-1500 мкс, для уменьшения шумов измеренный спектр окружающего фона был исключен через программное обеспечение спектрометра. Схематическое изображение измерительной системы ДКПБР показано на рисунке 2.

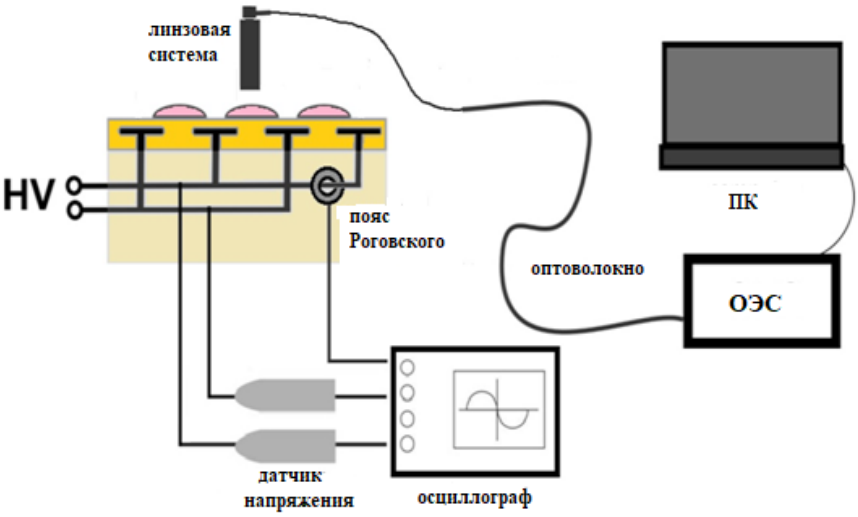


Рисунок 2 – Схематическое изображение измерительной системы ДКПБР

Результаты экспериментов

Электроды расположены на равном расстоянии друг от друга на поверхности под слоем диэлектрика. При подаче высоковольтных импульсов от источника питания на поверхности зажигается разряд. Высоковольтные импульсы имеют частоту повторения импульсов 16,5 кГц и имеют форму синусоиды с максимальным пиковым напряжением 3 кВ (Рис. 3). Как видно из рисунка 3, текущие характеристики напряжения демонстрируют емкостный характер с фазовым сдвигом тока на 90 °. Также из осциллограммы тока видно, что есть пики разрядного тока поверх тока смещения, которые возникают из-за одиночных стримеров.

Эксперименты проводились при разных мощностях от 81 Вт до 300 Вт с шагом 20 Вт. Результаты экспериментов показали, что с увеличением мощности, число микроразрядов растет, постепенно заполняя поверхность. Полное заполнение поверхности происходит при мощности 220 Вт. Ниже, на рисунке 4, приведены изображения поверхности экспериментальной установки при мощности 120 Вт (поверхность частично заполнена) и при мощности 220 Вт (поверхность полностью заполнена микроразрядами).

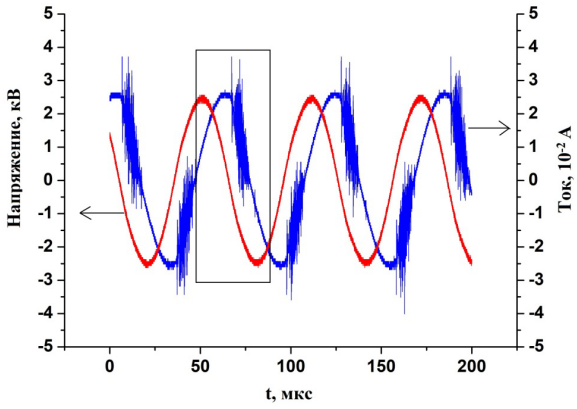
Суммарная мощность, потребляемая плазмой разряда, рассчитывалась по измеренным значениям тока I (t) и напряжения U (t)

$$P = \frac{1}{\Delta t}\int_{t_1}^{t_2} I(t)\cdot U(t)dt$$

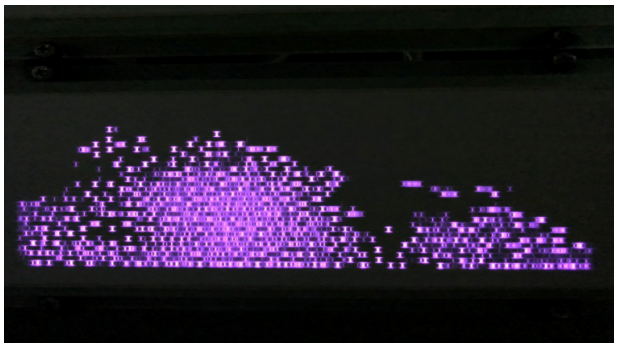
Суммарная мощность составляет в среднем около 9 Вт. Ниже, на рисунке 5, приведена зависимость мощности, рассчитанной по измеренным значениям тока I (t) и напряжения U (t) разряда, от подаваемой мощности. Как видно из графика зависимость имеет линейный характер, при этом суммарная мощность на порядок меньше подаваемой мощности. Высокие токи и напряжения создают нагрузку на цепь источника питания и в конечном счете существенно увеличивают потери мощности в электрической цепи и на диэлектриках [24].

Химический состав плазмы был определен с помощью оптико-эмиссионной спектроскопии. В спектре излучения ДКПБР наблюдались

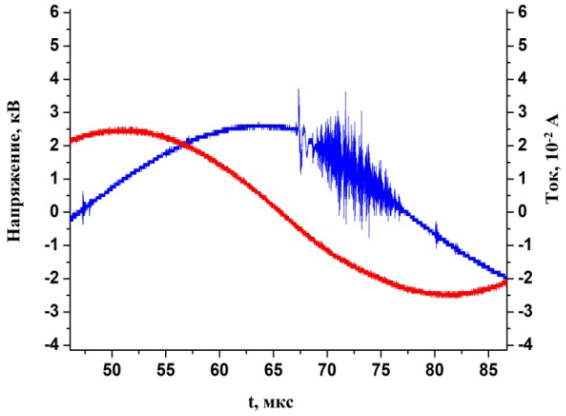
молекулярные полосы азота, а именно вторая положительная (N_2 (C-B)) и первая отрицательная (N_2^+ (B-X)) системы. На рисунке 6 наблюдаемые пиковые значения от 300 нм до 470 нм состоят из радикалов OH (308 нм), N_2 (337 нм и 357 нм), N_2^+ (380 нм, 390 нм, 427 нм и 470 нм). Из-за обилия молекул азота в атмосфере, азотные полосы, естественно, являются доминирующими. OH радикалы также видны из-за наличия пара воды в воздухе [25]. Интенсивности выбросов других радикалов, таких как NO, которые ожидаются в условиях, приведенных во влажной атмосфере, были пренебрежимо низкими из-за низкой плотности и эффективного столкновительного гашения соответствующих возбужденных состояний.



а)



б)

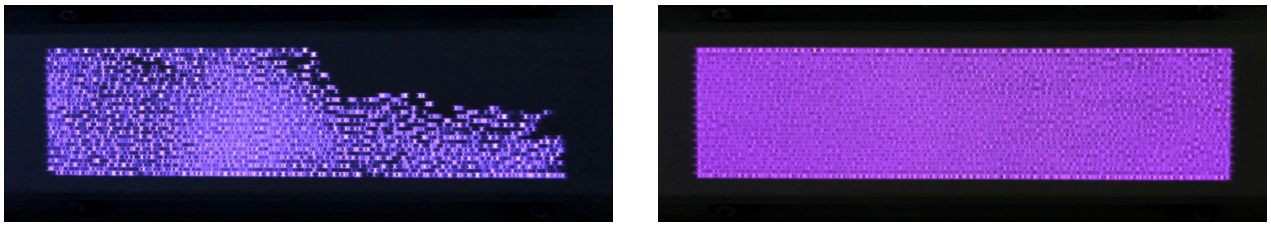


с)

Рисунок 3 – а) Вольт-амперная характеистика ДКПБР для частоты повторения импульсов f=16,5 кГц и напряжения U = 3 кВ; б) фотография поверхности ДКПБР при подаваемой мощности 81 Вт и частоты повторения импульсов f=16,5 кГц; с) пики разрядного тока поверх тока смещения

Также был проведен ряд экспериментов для измерения температуры поверхности экспериментальной установки. Данные измерения проводились с целью определения температуры при разных подаваемых мощностях, а также для исключения тепловых эффектов диэлектрического копланарного поверхностного барьерного разряда при дальнейших исследованиях по обработке агрокультур и полимерных материалов. Температура поверхности измерялась с помощью пирометра UNIT UT 303C. Эксперименты были проведены при различных мощностях от 200 Вт до 260 Вт, с шагом 20 Вт. Результаты измерений показали, что с увеличением мощности температура возрастает, при мощности 200 Вт температура поверхности была равна 58^{0}C, а при макси-

мальной мощности 260 Вт температура достигла 63^0С (таблица 1). В таком случае можно предположить, что при дальнейших исследованиях по обработке полимеров и сельскохозяйственных культур тепловые эффекты при данном диапазоне мощностей можно исключить.



а) б)

Рисунок 4 – Изображения поверхности экспериментальной установки при мощностях 120 Вт (а) и 220 Вт (б)

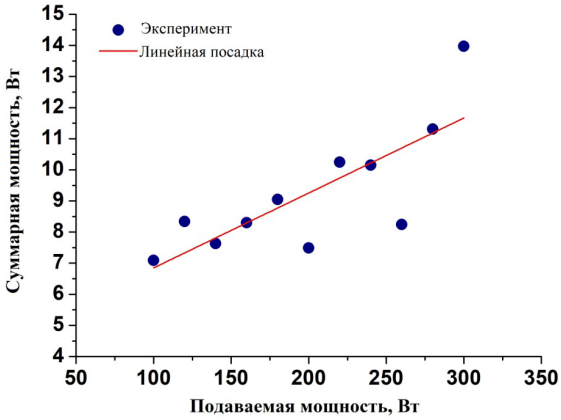
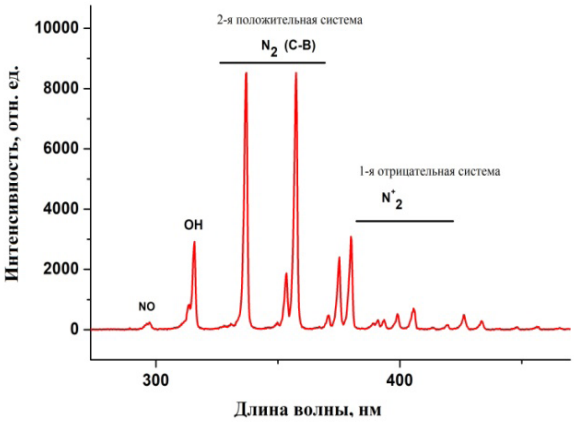


Рисунок 5 – Зависимость суммарной мощности, рассчитанной по значениям тока I (t) и напряжения U (t) разряда, от подаваемой мощности



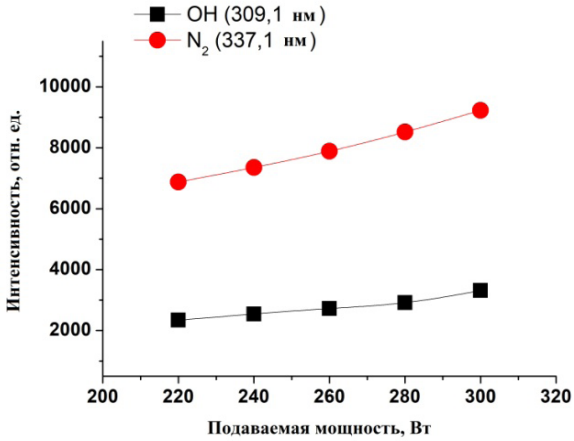


Рисунок 6 – Спектр излучения диэлектрического копланарного поверхностного барьерного разряда в диапазоне волн 300-470 нм (слева) и интенсивности линий OH и N_2 при приложенных мощностях 200-320 Вт

Таблица 1 – Значения температур, измеренных при разных мощностях

P, Вт	200	220	240	260
<T>, ^{0}C	58	60	62	63

Заключение

Исследована вольт-амперная характеристика и спектры излучения ДКПБР. Показано, что ДКПБР носит емкостный характер, с наблюдаемыми пиками разрядного тока поверх тока смещения, которые возникают из одиночных стримеров. Результаты оптико-эмиссионной спектроскопии показали наличие в спектре излучения ДКПБР молекулярных полос азота, а именно второй положительной (N_2 (C-B)) и первой отрицательной (N_2^+ (B-X)) систем. Полученные экспериментальные данные могут быть полезны при исследовании физических процессов в ДКПБР. Эксперименты проводились при разных мощностях от 81 Вт до 300 Вт с шагом 20 Вт. Результаты экспериментов показали, что с увеличением мощности, число микроразрядов растет, постепенно заполняя поверхность. Полное заполнение поверхности происходит при мощности 220 Вт. Также был проведен ряд экспериментов для измерения температуры поверхности экспериментальной установки. Эксперименты были проведены при различных мощностях от 200 Вт до 260 Вт, с шагом 20 Вт. Результаты измерений показали, что с увеличением мощности температура возрастает, при мощности 200 Вт температура поверхности была равна 58^{0}C, а при максимальной мощности 260 Вт температура достигла 63^{0}C. В таком случае можно предположить, что при дальнейших исследованиях по обработке полимеров и агрокультур тепловые эффекты при данном диапазоне мощностей можно исключить.

Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РК в рамках проекта ИРН AP05134280.

Литература

1 Laroussi M., From Killing Bacteria to Destroying Cancer Cells: 20 Years of Plasma Medicine // Plasma Process. Polym. – 2014. Vol. 11(1138). – P. 345.

2 Laroussi M., Low-Temperature Plasma Jet for Biomedical Applications: A Review // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2015. – Vol. 43(3). – P. 13.

3 Keidar M., Plasma for cancer treatment // Plasma Sources Sci. Technol. – 2015. Vol. 24. P.138.

4 Mariotti D., Belmonte T., Benedikt J., Velusamy T., Jain G., Svrcek V., Low-Temperature Atmospheric Pressure Plasma Processes for ‘‘Green’’ Third Generation Photovoltaics // Plasma Process. Polym. – 2016. – Vol. 13. –P. 70.

5 Lakshman K., Gerard J., de Groot J., Non-Thermal Plasma Treatment of Agricultural Seeds for Stimulation of Germination, Removal of Surface Contamination and Other Benefits: A Review // Plasma Process. Polym. – 2015. Vol. 12. – P. 136.

6 Massines F., Sarra-Bournet C., Fanelli F., Naude N., Gherardi N., Atmospheric Pressure Low Temperature Direct Plasma Technology: Status and Challenges for Thin Film Deposition // Plasma Process. Polym. – 2012. – P.105.

7 Christopher J., Whitehead Plasma–catalysis: the known knowns, the known unknowns and the unknown unknowns // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2016. Vol. 49.– P. 120.

8 Kortshagen U., Nonthermal Plasma Synthesis of Nanocrystals: Fundamentals, Applications, and Future Research Needs // Plasma Chem Plasma Process. – 2016. Vol. 36.– P. 105.

9 Dogan I., Mauritius C., van de Sanden M., Gas-Phase Plasma Synthesis of Free-Standing Silicon Nanoparticles for Future Energy Applications // Plasma Process. Polym. – 2016. – Vol. 13. –P. 19.

10 Kyong N., Seung M., Anurag M., Geun Y., Atmospheric Pressure Plasmas for Surface Modification of Flexible and Printed Electronic Devices: A Review // Thin Solid Films. – 2015.– P. 103.

11 Sun H., Chiu Y. and Chen W., Renewable polymeric materials for electronic applications // Polymer Journal. – 2017. – Vol. 49(61). – P. 73.

12 Gibalov V., Pietsch G., Dynamics of dielectric barrier discharges in coplanar arrangements// J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. Vol. 33. P. 2618–2636.

13 Pietsch G., Peculiarities of Dielectric Barrier Discharges // Contrib. Plasma Phys. 2001. Vol. 41. P. 620–628.

14 Усенов Е.А., Габдуллин М.Т., Досболаев М.К., Данияров Т.Т., Рамазанов Т.С., Электрические и оптические свойства диэлектрического барьерного разряда // KazNU Bulletin. Physics series. – 2016. – T. 1(56). – C. 13.

15 Adamovich I., The 2017 Plasma Roadmap: Low temperature plasma science and technology // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2017. – Vol. 50(323001). –P. 84.

16 Jeon J., Rosentreter T., Li Y., Isbary G., Thomas H., Zimmermann J., Morfill G., Shimizu T. Sporicidal properties from surface micro-discharge plasma under different plasma conditions at different humidities // Plasma Process. Polym. 2014. Vol. 11. – P. 426–436.

17 \Пазыл А.С., Акильдинова А.К., Данияров Т.Т., Ysенов Е.А., Досболаев М.К.,. Рамазанов Т.С, Габдуллин М.Т., Низкотемпературная плазма струйного типа при атмосферном давлении // Журнал проблем эволюции открытых систем. 2016. Т. 2. С.52.

18 Reece R., Aerodynamic Flow Acceleration Using Paraelectric and Peristatic Electrohydrodynamic Effects of a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma // Phys. of Plasmas. ¬ 2003. ¬ Vol.10(5). ¬ P.2117.

19 Aminy E., Flexible photovoltaic power systems: integration opportunities, challenges and advances // Flex. Print. Electron. – 2017. – Vol. 2(013001). –P. 201.

20 Brandenburg R., Dielectric barrier discharges: progress on plasma sources and on the understanding of regimes and single filaments // Plasma Sources Science and Technology. 2017. Vol. 26. P. 29.

21 Ito M., Oh J., Ohta T., Shiratani M., Hori M. Current status and future prospects of agricultural applications using atmospheric-pressure plasma technologies // Plasma Process Polym. 2017. No. 1700073. P. 1-15.

22 . Gandhiraman R., Singh E., Plasma jet printing for flexible substrates // Applied Physics Letters. – 2016. – Vol. 108. – P. 234.

23 http://www.roplass.cz/products/product/rps400-roplass-plasma-system-400-w/

24 Cech J., Zemánek M., Stahel P., Dvoráková H., Cernák M., Influence of substrate thickness on diffuse Coplanar surface barrier discharge properties // Acta Polytechnica. 2014. Vol. 54(6). – P. 383–388.

25 Offerhaus B., Lackmann J., Kogelheide F., Spatially resolved measurements of the physical plasma parameters and the chemical modifications in a twin surface dielectric barrier discharge for gas flow purification // Plasma Process Polym. 2017. P. 1-14.

References

1 M. Laroussi, Plasma Process. Polym. 11, 345 (2014).
2 M. Laroussi, IEEE Transactions on Plasma Science 43(3), 13 (2015).
3 M. Keidar, Plasma Sources Sci. Technol.24, 138 (2015).
4 D. Mariotti, T. Belmonte, J. Benedikt, T. Velusamy, G. Jain, and V. Svrcek, Plasma Process. Polym. 13, 70 (2016).
5 K. Lakshman, J. Gerard, and J. de Groot, Plasma Process. Polym. 12, 136 (2015).
6 F. Massines, C. Sarra-Bournet, F. Fanelli, N. Naude, and N. Gherardi, Plasma Process. Polym. 105 (2012).
7 J. Christopher, J. Phys. D: Appl. Phys. 49, 120 (2016).
8 U. Kortshagen, Plasma Chem Plasma Process. 36, 105 (2016).
9 Dogan and C. Mauritius, M. van de Sanden, Plasma Process. Polym. 13, 19 (2016).
10 N. Kyong, M. Seung, M. Anurag, and Y. Geun, Thin Solid Films. 103 (2015).
11 H. Sun, Y. Chiu, and W. Chen, Polymer Journal 49(61), 73 (2017).
12 V. Gibalov and G. Pietsch, J. Phys. D: Appl. Phys. 33, 2618-2636 (2004).
13 G. Pietsch, Contrib. Plasma Phys. 41, 620-628 (2001).
14 E. Usenov, M. Gabdullin, M. Dosbolaev, T. Daniyarov, and T. Ramazanov, Recent Contributions to Physics, 1(56), 13 (2016). (in Russ)
15 Adamovich, J. Phys. D: Appl. Phys. 50(323001), 84 (2017).
16 J. Jeon, T. Rosentreter, Y. Li, G. Isbary, at al., Plasma Process. Polym. 11, 426-436 (2014).
17 Pazil, A. Akildinova, T. Daniyarov, E. Ysenov, M. Dosbolaev, T. Ramazanov, and M. Gabdullin, Journal of the Problems of Evolution of Open Systems.2, 52 (2016). (in Russ)
18 R. Reece, Phys. of Plasmas.10(5), 2117 (2003).
19 E. Aminy, Flex. Print. Electron. 2(013001), 201 (2017).
20 R. Brandenburg, Plasma Sources Science and Technology 26, 29 (2017).
21 M. Ito, J. Oh, T. Ohta, M. Shiratani, and M. Hori, Plasma Process Polym. 1700073, 1-15 (2017).
22 R. Gandhiraman, E. Singh, Applied Physics Letters. 108, 234 (2016).
23 http://www.roplass.cz/products/product/rps400-roplass-plasma-system-400-w/
24 J. Cech, M. Zemánek, P. Stahel, H. Dvoráková, and M. Cernák, Acta Polytechnica 54(6), 383-388 (2014).
25 B. Offerhaus, J. Lackmann, and F. Kogelheide, Plasma Process Polym. 1-14 (2017).

3-бөлім

ҚАТТЫ ДЕНЕ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ МАТЕРИАЛТАНУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ

Раздел 3

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

Section 3

SOLID STATE PHYSICS AND MATERIALS SCIENCE PROBLEMS

МРНТИ 29.19.16

Дмитриева Е.А.*, Мухамедшина Д.М., Мить К.А., Лебедев И.А., Грушевская Е.А.

Физико-технический институт, Сатпаев Университет,
г. Алматы, Казахстан, *e-mail: dmitriyeva2017@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ОТЖИГА НА ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК SNO_2, ЛЕГИРОВАННЫХ ФТОРОМ

В данной статье проведен сравнительный анализ влияния изотермического отжига (400°C) на оптические спектры пропускания, поверхностное сопротивление и адсорбционную чувствительность к парам этанола пленок оксида олова легированных ионами фтора и пленок, полученных без добавления фторирующего агента. Показано увеличение прозрачности пленок при отжиге в течение 3-х часов. Дальнейший отжиг приводит к существенному снижению прозрачности тонких пленок. Рассчитанная из спектров пропускания ширина запрещенной зоны изучаемых пленок соответствует значению ширины запрещенной зоны SnO_2 при комнатной температуре (Eg = 3,6 эВ). Значение ширины запрещенной зоны пленок, полученных из золя с добавлением NH_4F, с длительностью отжига менялась в пределах точности измерений. С увеличением длительности отжига пленок поверхностное сопротивление увеличивается. Пленки, полученные из золя с добавлением NH_4F, обладают меньшим поверхностным сопротивлением, чем пленки, полученные из золя без добавок. Что подтверждает наличие в составе пленок ионов фтора в качестве дополнительных источников свободных носителей заряда. Показано, что увеличение длительности отжига при 400°C до трех часов приводит к увеличению поверхностного сопротивления и уменьшению чувствительности к парам этанола. Что, возможно, связано с уменьшением мелких дефектов и разрывам связей между отдельными частицами золя. Шестичасовой отжиг при 400°C приводит к еще большему увеличению поверхностного сопротивления и увеличению чувствительности к парам этанола. Возможно, это связано с появлением микротрещин и разрушением отдельных частиц золя.

Ключевые слова: тонкие пленки SnO_2, изотермический отжиг, легирование фтором, золь-гель метод, прозрачность, поверхностное сопротивление, адсорбционная чувствительность, пары этанола.

Dmitrieva E.A.*, Mukhamedshina D.M., Mit K.A., Lebedev I.A., Grushevskaya E.A.

Institute of Physics and Technology, Satbaev University,
Almaty, Kazakhstan, *e-mail: dmitriyeva2017@mail.ru

The influence of isothermal annealing on the optical and electrical properties of thin SnO_2 films doped with fluorine

In this paper, a comparative analysis of the effect of isothermal annealing (400°C) on optical transmission spectra, surface resistance and adsorption sensitivity to ethanol vapor of tin oxide films doped with fluorine ions and films obtained without the addition of a fluorinating agent, is carried out. An increase in the transparency of the films is shown during annealing for 3 hours. Further annealing leads to a significant decrease in the transparency of thin films. The band gap calculated from the transmission spectra corresponds to the value of the band gap of SnO_2 at room temperature (Eg = 3.6 eV).The value of the gap width of films obtained from the sol with the addition of NH_4F, with the duration of annealing varied within the accuracy of the measurements. With increasing duration of film annealing, the surface resistance increases. Films obtained from the sol with the addition of NH_4F have a lower surface resis-

© 2018 Al-Farabi Kazakh National University

tance than films obtained from the sol without additives. This is confirmed by the presence of fluoride ions in the films as additional sources of free charge carriers. It is shown that an increase in the annealing time at 400°C to three hours leads to an increase in the surface resistance and a decrease in the sensitivity to ethanol vapor. This, perhaps, is associated with the reduction of small defects and the rupture of bonds between individual sol particles. Six-hour annealing at 400°C leads to an even greater increase in surface resistance and an increase in sensitivity to ethanol vapor. Perhaps this is due to the appearance of microcracks and the destruction of individual sol particles.

Key words: thin SnO_2 films, isothermal annealing, fluorine doping, sol-gel method, transparency, surface resistance, adsorption sensitivity, ethanol vapor.

Дмитриева Е.А.*, Мухамедшина Д.М., Мить К.А., Лебедев И.А., Грушевская Е.А.

Физика-техникалық институты, Сәтбаев университеті,
Алматы қ., Қазақстан, *e-mail: dmitriyeva2017@mail.ru

Изотермиялық күйдірудің фтор ендірілген SnO_2 қабықшаныың оптикалық, электрикалық қасиеттеріне әсері

Бұл мақалада изитермиялық күйдіру кезіндегі (400°C) фтор иондары енгізілген қалайы тотығыныңоптикалық өткізу спектрі, беттік кедергі және адсорциялық сезімталдылық қасиеттерінеэтанол буының әсері талданды. 3 сағат бойы күйдірген кезде қабықшаның мөлдірлігі артатындығы анықталды. Одан әрі күйдіру қабықшаныі мөлдірлігін айтарлықтай төмендетеді. Зертеліп отырылған үлгінің жоспарланған өткізу спектріндегі тыйым салынған аймағының ені, бөлме температурасындағы SnO_2 тыйым салынған аймақ ені мәніне сәйкес келеді(Eg = 3,6 эВ). Золь әдісімен NH_4F қосу арқылы алынған қабықшаның тыйым салынған аймақ енінің мәні, қыздыру уақытын арттырған сайын беттік кедергісі артады. Золь әдісімен NH_4F қосу арқылы алынған қабықшаның, осы әдіспен бірақ қоспасыз алынған қабықшаға қарағанда беттік кедергісінің мәні төмен. Бұл қабықша құрамында фтор иондарының (еркін заряд тасмалдаушы көзі ретінде) бар екендігін растайды. 400°C температурада күйдіру ұзақтығын 3 сағатқа дейін артырғанда, беттік кедергінің артатындығын, ал этанол буына деген сезімталдылығы төмендейтіндігі анықталды. Бұл золь бөлшектерінің арасындағы байланыстың үзілуіне және кіші дефектілерге (ақаулар) байланысты болуы мүмкін. 400°C температурада 6 сағат бойы қыздыру, беттік кедергісін одан әрі арттырып, этанол буына деген сезімталдығын күшейтеді. Бұл золь бөлшектерінде микро жырықтардың жіне байланыстарының үзілуіне байланысты болуы мүмкін.

Түйін сөздер: SnO_2 жұқа қабықшасы, изотермиялық күйдіру, фторды ендіру, золь-гель әдісі, мөлдірлік, беттік кедергі, адсорбциялық сезімталдылық, этанол буы.

Введение

Пленки оксида олова интенсивно применяются в качестве чувствительного элемента сенсоров для определения различных газов в атмосферном воздухе [1-5]. Принцип действия этих сенсоров основан на модуляции приповерхностной области пространственного заряда и изменении электросопротивления кристаллов пленки при адсорбции молекул газов. Для того, чтобы физико-химические процессы протекали на поверхности чувствительного слоя достаточно быстро, обеспечивая время отклика на уровне нескольких секунд, сенсор разогревается до температуры 100-450 °C, что «активизирует» его поверхность. Применяются сенсоры экологическими службами, химическими предприятиями, нефтегазовой промышленностью – везде, где необходимо экспресс-определение концентраций таких газов как: озон, метан, водород, пары этилового спирта.

Пленки на основе SnO_2 применяются и в качестве ультрафиолетовых фотодетекторов [6], пассивирующего слоя в прозрачных теплоотражающих зеркалах [7], прозрачных проводящих покрытий [8-10]. Для проводящих покрытий важной технической характеристикой является сопротивление пленок. Достижение необходимой электропроводности возможно добавлением в пленкообразующий раствор различных примесей. В частности, для уменьшения электросопротивления и увеличения газовой чувствительности в пленки добавляют небольшие концентрации соединений, являющиеся источниками ионов фтора. Ионы фтора являются донорами свободных носителей заряда. Тонкие пленки длительное время находятся в нагретом до 400°C состоянии. Определение того, как долго пленка может сохранять свои полезные свойства в рабочем режиме – является актуальной научной и практической задачей.

В связи с вышесказанным, в данной работе была поставлена цель – провести анализ влияния изотермического отжига (400°C) на прозрачность, поверхностное сопротивление и

адсорбционную чувствительность к парам этанола пленок оксида олова легированных ионами фтора.

Эксперимент

В качестве подложек для осаждения пленок использовались заранее очищенные микроскопные слайды с размерами: длина – 7,6 см, ширина – 2,6 см, высота – 0,1см производства Германии. Золь оксида олова готовили из раствора безводного $SnCl_4$ в 96%этаноле. Проводили полное осаждение оловянной кислоты добавлением концентрированного раствора гидроксида аммония (NH_4OH). Образовавшийся гель оловянной кислоты перемешивали со скоростью 160 об/мин и параллельно нагревали до 100ºС, для удаления растворителей и связанной с оксидом олова воды. Для поддержания необходимой кислотности раствора по каплям через каждый час добавлялся концентрированный гидроксид аммония. Процедура длилась 11 часов. По окончанию сушки был получен порошок белого цвета. Порошок оксида олова заливали этанолом из расчета получения раствора с концентрацией оксида олова 0,13 моль/л. Содержимое сосуда перемешивали со скоростью 100 об/мин без нагревания до полного перехода осадка в раствор. Процедура длилась 4 часа. В золь оксида олова добавляли фторирующий агент – фторид аммония (NH_4F). Соотношение ионов олова к ионам фтора составляло 10/4. Кристаллы фторида аммония (NH_4F) в этиловом золе диоксида олова растворяли в течение 2-х часового помешивания со скоростью 140 об/мин при параллельном нагревании – 35˚С на шейкере орбитального вращения «ЛАБ-ПУ-01».

Полученные золи начинали коагулировать через 30 минут после прекращения вращения колбы, поэтому, перед нанесением каждого слоя колбу встряхивали, пока ее содержимое не становилась однородным и прозрачным.

Перед нанесением пленок очищенные микроскопные слайды устанавливали в специально разработанные держатели в центрифуге. На поверхность стекла наносили слой растворителя, столик с держателями раскручивался до полного испарения спирта. После высыхания растворителя наносили первый слой пленки.

Золи наносились на всю поверхность стеклянной подложки и раскручивались ротором центрифуги до скорости 3000 об/мин. При этом весь избыточный раствор под действием центробежных сил удалялся с поверхности подложки. Время центрифугирования составляло от 3 до 5 сек. Подложки с оставшимся тонким слоем золя высушивались с помощью инфракрасного излучателя при температуре 80°С в течение 2-3 минут. Затем образец помещался в муфельную печь и отжигался при температуре 400°С в течение 15 минут, для закрепления слоя на подложке. После остывания наносили следующий слой. Всего было нанесено 15 слоев.

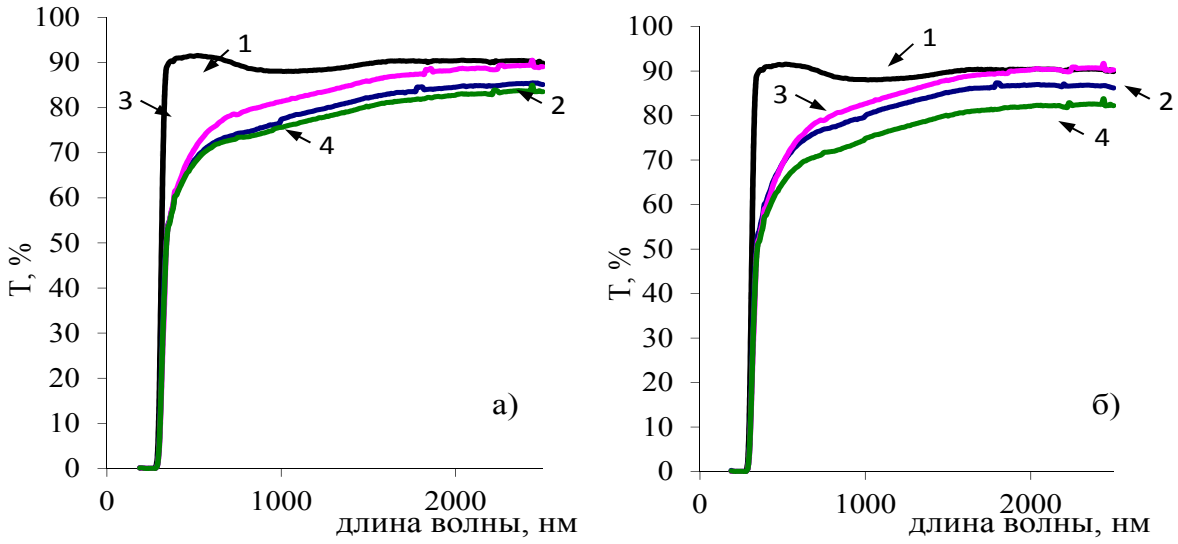
Отжиг образцов проводился в муфельной печи SNOL 6.7/1300 литовского производства при температуре 400 °С в течение 15 минут, 3 и 6 часов.

Спектры пропускания измерялись на двулучевых спектрофотометрах СФ-256 УВИ (диапазон длин волн190- 1200 нм) и СФ-256 (диапазон длин волн 1100-2500 нм). Поверхностное сопротивление пленок измеряли четырёхзондовым методом. Чувствительность к парам этанола определяли на экспериментальной установке, позволяющей проводить измерения в диапазоне температур от комнатной до 300°С.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлены спектры пропускания тонких пленок SnO_2 после изотермического отжига.

Из рисунка 1 видно, что пленки, полученные из золя без добавок и пленки, полученные с добавлением NH_4F после отжига 400°Св течение 15 минут, обладают прозрачностью 70-80% в диапазоне длин волн 550-2300нм. Отжиг при 400°С в течение 3 часов приводит к увеличению прозрачности в этом же диапазоне длин волн на 5-7%. Увеличение прозрачности может быть связано с уменьшением дефектов структуры. Дальнейший отжиг до 6 часов приводит к уменьшению прозрачности пленок, полученных из золя без добавок, до тех же значений, что и при отжиге 400°С 15 минут (Рисунок 1а кривая 2 и 4). Отжиг пленок, полученных из золя с добавлением NH_4F, при 400°С до 6 часов приводит к уменьшению прозрачности в диапазоне длин волн 550-2300нм до 66-82% (Рисунок 1б, кривая 4). Уменьшение прозрачности пленок с увеличением длительности отжига до 6 часов может быть связано с увеличением неоднородности пленок по структуре, появлением микротрещины и других дефектов.



1 – стеклянная подложка; 2 – пленка после 15 минут отжига;
3 – пленка после 3 часов отжига; 4 – пленка после 6 часов отжига.
а) спектры пропускания пленок SnO_2, полученных из золя без добавок.
б) спектры пропускания пленок SnO_2, полученных из золя с добавлением NH_4F.

Рисунок 1 – Спектры пропускания тонких пленок SnO_2

В таблице 1 приведены значения ширины запрещенной зоны, рассчитанной из оптических спектров.

Из таблицы 1 видно, что ширина запрещенной зоны изучаемых пленок соответствует значению ширины запрещенной зоны SnO_2 при комнатной температуре (Eg = 3,6 эВ). Значение ширины запрещенной зоны пленок, полученных из золя с добавлением NH_4F, с длительностью отжига менялась в пределах точности измерений. Изменения энергии запрещенной зоны может быть вызвана увеличением плотности носителей заряда за счет увеличения размера зерен [11]. Отклонения значений ширины запрещенной зоны пленок, полученных из золя без добавок, с увеличением длительности отжига могут быть связаны с нестехиометричностью по кислороду [10].

Поверхностное сопротивление тонких пленок SnO_2 определялось по 5 измерениям на разных участках при доверительной вероятности P = 0,95 и коэффициенте Стьюдента $t_{0.95,\,4}$ = 2,776. Результаты измерении представлены в таблице 2.

Таблица 1 – Значения ширины запрещенной зоны, рассчитанной из оптических спектров

Состав пленкообразующего золя	Ширина запрещенной зоны		
	15 минут отжига	3 часа отжига	6 часов отжига
Золь без добавок	3,61эВ	3,62эВ	3,61эВ
Золь с добавлением NH_4F	3,60эВ	3,60эВ	3,60эВ

Таблица 2 – Поверхностное сопротивление пленок после изотермического отжига

Состав пленкообразующего золя	Поверхностное сопротивление пленок после отжига при 400 °С		
	15 минут, кОм·см	3 часа, кОм·см	6 часов, кОм·см
Золь без добавок	78,8±21,2	355,3±25,9	970,6±84,8
Золь с добавлением NH_4F	69,4±8,2	143,8±18,2	897,9±118,3

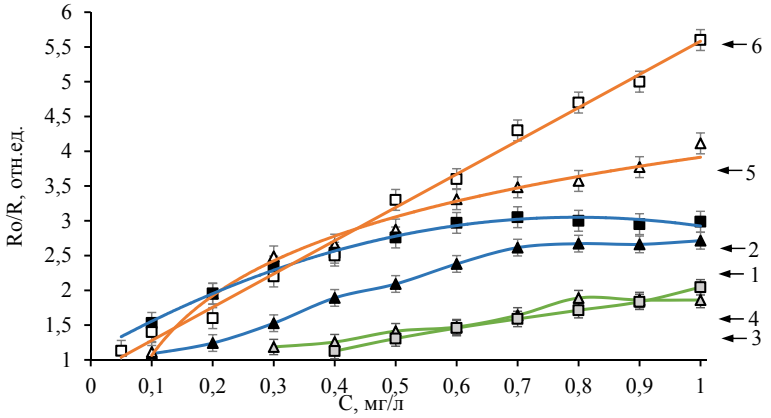
Как видно из таблицы 2, пленки, полученные из золя без добавок, после отжига 15 минут при 400°С обладают поверхностным сопротивлением 78,8±21,2кОм·см. Точность измерения составила 27%, что указывает на высокую неоднородность поверхностного сопротивления по поверхности пленки. Уменьшение прозрачности и низкие сопротивления пленок, являются необходимыми требованиями для их применения в качестве прозрачных электродов в фотогальванике [12-15].Увеличение длительности отжига до 3 часов приводит к значительному увеличению поверхностного сопротивления, однако точность измерений увеличивается до 7%. Это может быть вызвано разрушением связей между отдельными частицами золя, что и привело к увеличению сопротивления и снижению неоднородности пленки. Дальнейший отжиг до 6 часов приводит к еще большему увеличению поверхностного сопротивления, без значительного изменения в точности измерений. Вероятно, это связано с разрушением частиц золя до отдельных кристаллитов SnO_2.

Пленки, полученные из золя с добавлением NH_4F, обладают меньшим поверхностным сопротивлением, чем пленки, полученные из золя без добавок (таблица 2). Что подтверждает наличие в составе пленок ионов фтора в качестве дополнительных источников свободных носителей заряда [16-19]. Увеличение длительности отжига приводит к увеличению поверхностного сопротивления, как и у пленок, полученных из золя без добавок. Следует отметить, что точность измерений мало меняется с длительностью отжига и составляет 12-13%.

На рисунке 2 представлена зависимость чувствительности пленок от концентрации паров этанола.

Из рисунка 2 видно, что пленки после отжига 400°С 15 минут обладают чувствительностью к парам этанола в пределах концентраций 0,1-0,7 мг/л.Дальнейшее увеличение концентрации этанола не приводит к увеличению высвобождающихся электронов и чувствительность меняется в пределах точности измерений (рисунок 2 кривая 1 и 2). То есть, все, находящиеся на поверхности пленки центры хемо-сорбированного кислорода уже участвуют во взаимодействии с этанолом[20]. Причем пленка, полученная из золя с добавлением NH_4F, обладает большей чувствительностью к парам этанола, чем пленка, полученная из золя без добавок. После 3-х часов отжига при 400°С чувствительность на пары этанола уменьшается (рисунок 2, кривая 3 и 4). Следует отметить, что обе пленки проявляют одинаковую (в пределах точности измерений) чувствительность на пары этанола.

Это косвенно подтверждает предположение о разрушении мелких дефектов на поверхности которых и происходили реакции адсорбции-десорбции. Изотермический отжиг также приводит и к увеличению размеров кристаллитов [21-25], за счет разрушения мелких дефектов. Увеличение длительности отжига до 6 часов приводит к увеличению чувствительности (рисунок 2, кривая 5 и 6).



1 – чувствительность пленок, полученных из золя без добавок после отжига 400°С 15 минут; 2 – чувствительность пленок, полученных из золя с добавлением NH_4F после отжига 400°С 15 минут; 3 – чувствительность пленок, полученных из золя без добавок после отжига 400°С 3 часа; 4 – чувствительность пленок, полученных из золя с добавлением NH_4F после отжига 400°С 3 часа; 5 – чувствительность пленок, полученных из золя без добавок после отжига 400°С 6 часов; 6 – чувствительность пленок, полученных из золя с добавлением NH_4F после отжига 400°С 6 часов.

Рисунок 2 – Чувствительность пленок SnO_2от концентрации паров этанола

Предполагаемое выше образование микротрещин и частичное разрушение частиц золя, может привести к увеличению удельной поверхности на которой адсорбируется кислород, забирая на себя электроны из зоны проводимости и увеличивая сопротивление пленок. Увеличение хемо-сорбированного кислорода может являться причиной увеличения чувствительности к парам этанола.

Заключение

Проведен сравнительный анализ влияния изотермического отжига (400°C) на оптические спектры пропускания, поверхностное сопротивление и адсорбционную чувствительность к парам этанола пленок оксида олова легированных ионами фтора и пленок, полученных без добавления фторирующего агента. Показано, что увеличение длительности отжига при 400°C до трех часов приводит к увеличению прозрачности пленок, увеличению поверхностного сопротивления и уменьшению чувствительности к парам этанола. Что, возможно, связано с уменьшением мелких дефектов и разрывам связей между отдельными частицами золя.

Шестичасовой отжиг при 400°Сприводит к уменьшению прозрачности пленок SnO_2, еще большему увеличению поверхностного сопротивления и увеличению чувствительности к парам этанола. Предположительно, это связано с появлением микротрещин и разрушением отдельных частиц золя.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках проекта AP05134263/ГФ и BR05236404/ПЦФ

Литература

1 Пономарева А.А. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук. – Санкт-Петербург, 2013. – 18 с.

2 Kadhim I.H., Abu Hassan H., and Abdullah Q.N. Hydrogen Gas Sensor Based on Nanocrystalline SnO2 Thin Film Grown on Bare Si Substrates // Nano-Micro Lett. – 2016. Vol. 8(1). – P.20-28.

3 Fedorenko G., Oleksenko L., Maksymovych N., Skolyar G., and Ripko O. Semiconductor Gas Sensors Based on Pd/SnO2 Nanomaterials for Methane Detection in Air // Nanoscale Research Letters. – 2017. – Vol. 2. – P.329.

4 Sokovykh E.V., Oleksenko L.P., Maksymovych N.P., and Matushko I.P. Influence of Conditions of Pd/SnO2 Nanomaterial Formation on Properties of Hydrogen Sensors // Nanoscale Research Letters. – 2017. – Vol. 12. – P.383.

5 Korotcenkov G., Brinzari V. and Cho B.K. In2O3- and SnO2-Based Thin Film Ozone Sensors: Fundamentals // Journal of Sensors. – 2016. ID 3816094 (31).

6 Zhao J.L., Deng R., Qin J.M., Song J., Jiang D.Y., Yao, B., and Li Y.F. Photoresponse enhancement in SnO2 -based ultraviolet photodetectors via coupling with surface plasmons of Ag particles // Journal of alloys and compounds. – 2018. – Vol. 748. – P.398-403.

7 Dalapati G.K., Kushwaha A.K., Sharma M., Suresh V., Shannigrahi S., Zhuk S., and Masudy-Panah S. Transparent Heat Regulating (THR) Materials and Coatings for Energy Saving Window Applications: Impact of Materials Design, Micro-Structural, and Interface Quality on the THR Performance // Progress in materials science. – 2018. – Vol. 95. – P.42-131.

8 Kondrashin V.I. Determination of SnO2 thin optically transparent films' thickness by the envelope method // Engineering sciences. Electronics, measuring equipment and radio engineering. – 2016. – Vol. 2(38). – P.93–101.

9 Kumar K.D.A., Valanarasu S., Jeyadheepan K., Kim H.S., and Vikraman D. Evaluation of the physical, optical, and electrical properties of SnO2: F thin films prepared by nebulized spray pyrolysis for optoelectronics // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. – 2018. — Vol. 29(5). – P.3648–3656.

10 Белоусов С.А., Носов А.А., Меньшикова Т.Г., Рембеза С.И. Электрофизические свойства металлооксидных пленок SnO2, изготовленных по золь-гель технологии // Вестник Воронежского Государственного технического университета. – 2016. – С.22-25.

11 Kabir A., Boulainine D., Bouanane I., Schmerber G., and Boudjema B. Physical properties of SnO2 thin films prepared by isothermal oxidation of vacuum evaporated Sn // Journal of materials science-materials in electronics. – 2017. – Vol. 28(3). – P.2481-2486.

12 Fukumoto M., Nakao S., Hirose Y., and Hasegawa T. Fabrication of textured SnO2 transparent conductive films using self-assembled Sn nanospheres // Japanese journal of applied physics. – 2018. – Vol. 57(6). – P.060307.

13 Mukhamedshina D.M., Mit' A., Beisenkhanov N.B., Dmitriyeva A., and Valitova I.V. Influence of plasma treatments on the microstructure and electrophysical properties of SnO x thin films synthesized by magnetron sputtering and sol–gel technique // J Mater Sci: Mater Electron. – 2008. – Vol.19. – P.382-387.

14 Mukashev B.N., Aimagambetov A.B., Mukhamedshina D.M., Beisenkhanov N.B., Mit' K.A., Valitova I.V., and Dmitrieva E.A. Study of structural, optical and electrical properties of ZnO and SnO2 thin films // Superlattices and microstructures. – 2007. – Vol.42(1). – P.103-109.

15 Kumar V., Singh K., Jain M., Manju, Kumar A., Sharma J., Vij A. and Thakur A. // Applied surface science, 552-558 (2018). doi: 10.1016/j.apsusc.2018.03.063

16 Esmaeeli A., Ghaffarinejad A., Zahedi A., and Vahidi O. Copper oxide-polyaniline nanofiber modified fluorine doped tin oxide (FTO) electrode as non-enzymatic glucose sensor // Sensors and Actuators B-Chemical. – 2018. – March. – P.294-301.

17 Rodrigues S.P., Evaristo M., Carvalho S., and Cavaleir A. Fluorine-carbon doping of WS-based coatings deposited by reactive magnetron sputtering for low friction purposes // Applied surface science. – 2018. – Vol.445. – P.575-585.

18 Riapanitra A., Asakura Y., Cao W.B., Noda Y., and Yin S. Supercritical temperature synthesis of fluorine-doped VO2(M) nanoparticle with improved thermochromic property // Nanotechnology. – 2018. – Vol. 29(24).

19 Anitha M., Saravanakumar K., Anitha N., and Amalraj L. Influence of a novel co-doping (Zn+F) on the physical properties of nano structured (111) oriented CdO thin films applicable for window layer of solar cell // Applied surface science. – 2018. – Vol.443. – P.55-67.

20 Wei J., Li X., Han Y., Xu J., Jin H., Jin D., Peng X., Hong B., Li J., Yang Y., Ge H. and Wang X. Highly improved ethanol gas-sensing performance of mesoporous nickel oxides nanowires with the stannum donor doping // Nanotechnology. – 2018. – Vol. 29 (24). – P.245501.

21 Miguel F.L., Mueller R., Mathur S., and Muecklich F. On the thermal stability of electrodeposited Ni-matrix-nanocomposite films reinforced with Ag-coated SnO2 nanowires // Surface & coatings technology. – 2016. – Vol.287. – P.93-102.

22 Fu B., Han J., Guo S.Q., Wang Z., Zhang P., Pan Z.J., and Xu Q. Room-temperature and high-temperature magnetic permeability of Co-doped nanocrystalline alloys // Rare metals. – 2018. – Vol.37(10). – P.427-432.

23 Srivastava A., Tiwari S.N., Alvi M.A., and Khan S.A. Phase change studies in Se85In15−xZnx chalcogenide thin films // Journal of applied physics. – 2018. – Vol.123(12). – P.125105.

24 Ho C.E., Hsieh W.Z., Lee P.T., Huang Y.H., and Kuo T.T. High-temperature stability of Au/Pd/Cu and Au/Pd(P)/Cu surface finishes // Applied surface science. – 2018. – Vol.434. –P.1353-1360.

25 Kozyukhin S., Vorobyov Yu., Lazarenko P., and Presniakov M. Isothermal and CW laser crystallization of amorphous Ge2Sb2Te5 thin films// Journal of non-crystalline solids. – 2018. – Vol. 480(15). – P.51-56.

References

1 A.A. Ponomareva Avtoreferat dissertacii na soiskanie uchenoj stepeni kandidata tehnicheskih nauk. (St. Petersburg, 2013), 18 p. (in Russ).

2 I.H. Kadhim, H. Abu Hassan, and Q.N. Abdullah, Nano-Micro Lett., 8(1), 20–28 (2016). doi 10.1007/s40820-015-0057-1

3 G. Fedorenko, L. Oleksenko, N. Maksymovych, G. Skolyar, and O. Ripko, Nanoscale Research Letters, 12:329 (2017), doi: 10.1 186/s11671-017-2102-0

4 E.V. Sokovykh, L.P. Oleksenko, N.P. Maksymovych, and I.P. Matushko, Nanoscale Research Letters, 12:383 (2017). doi: 10.1 186/s11671-017-2152-3

5 G. Korotcenkov, V. Brinzari, and B.K. Cho, Journal of Sensors, 31, 3816094 (2016).

6 J.L Zhao, R. Deng, J.M. Qin, J. Song, D.Y. Jiang, B. Yao, and Y.F. Li, Journal of alloys and compounds, 748, 398-403 (2018). doi: 10.1016/j.jallcom.2018.03.180

7 G.K. Dalapati, A.K. Kushwaha, M. Sharma, V. Suresh, S. Shannigrahi, S. Zhuk, and S. Masudy-Panah, Progress in materials science, 95, 42-131 (2018). doi: 10.1016/j.pmatsci.2018.02.007

8 V.I. Kondrashin, Engineering sciences. Electronics, measuring equipment and radio engineering, 2(38), 93–101 (2016). doi: 10.21685/2072-3059-2016-2-8

9 K.D.A. Kumar, S. Valanarasu, K. Jeyadheepan, H.S. Kim, and D. Vikraman, Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 29(5), 3648–3656 (2018). doi:10.1007/s10854-017-8295-2

10 S.A. Belousov, A.A. Nosov, T.G. Men'shikova, and S.I. Rembeza, Vestnik Voronezhskogo Gosudarstvennogo Tehnicheskogo Universiteta, 22-25 (2016). (in Russ)

11 A. Kabir, D. Boulainine, I. Bouanane, G. Schmerber, and B. Boudjema, J of materials science-materials in electronics, 28(3), 2481-2486 (2017). doi: 10.1007/s10854-016-5821-6

12 M. Fukumoto, S. Nakao, Y. Hirose, and T. Hasegawa, Japanese journal of applied physics, 57(6), 060307 (2018). doi: 10.7567/JJAP.57.060307

13 D.M. Mukhamedshina, A. Mit', N.B. Beisenkhanov, A. Dmitriyeva, and I.V. Valitova, J Mater Sci: Mater Electron, 19, 382-387 (2008). doi: 10.1007/s10854-008-9695-0

14 B.N. Mukashev, A.B. Aimagambetov, D.M. Mukhamedshina, N.B. Beisenkhanov, K.A. Mit', I.V. Valitova, and E.A. Dmitrieva, Superlattices and microstructures, 42(1), 103-109 (2007). doi: 10.1016/j.spmi.2007.04.057

15 V. Kumar, K. Singh, M. Jain, Manju, A. Kumar, J. Sharma, A. Vij, and A. Thakur, Applied surface science, 552-558 (2018). doi: 10.1016/j.apsusc.2018.03.063

16 A. Esmaeeli, A. Ghaffarinejad, A. Zahedi, and O. Vahidi, Sensors and Actuators B-Chemical, March, 294-301 (2018). doi: 10.1016/j.snb.2018.03.132

17 S.P. Rodrigues, M. Evaristo, S. Carvalho, A. and Cavaleiro, Applied surface science, 445, 575-585 (2018). doi: 10.1016/j.apsusc.2018.03.113

18 A. Riapanitra, Y. Asakura, W.B. Cao, Y. Noda, and S. Yin, Nanotechnology, 29(24) (2018) doi: 10.1088/1361-6528/aab752

19 M. Anitha, K. Saravanakumar, N. Anitha, and L. Amalraj, Applied surface science, 443, 55-67 (2018). doi: 10.1016/j.apsusc.2018.02.231

20 J. Wei, X. Li, Y. Han, J. Xu, H. Jin, D. Jin, X. Peng, B. Hong, J. Li, Y. Yang, H. Ge, and X. Wang, Nanotechnology, 29 (24), 245501 (2018). doi: 10.1088/1361-6528/aab9d8

21 F.L. Miguel, R. Mueller, S. Mathur, and F. Muecklich, Surface & coatings technology, 287, 93-102 (2016). doi: 10.1016/j.surfcoat.2015.12.085

22 B. Fu, J. Han, S.Q. Guo, Z. Wang, P. Zhang, Z.I. Pan, and Q. Xu, Rare metals, 37(10), 427-432 (2018). doi: 10.1007/s12598-018-1037-7

23 A. Srivastava, S.N. Tiwari, M.A. Alvi, and S.A. Khan, Journal of applied physics, 123(12), 125105 (2018). doi: 10.1063/1.5018777

24 C. Ho, E. Hsieh, W.Z. Lee, P.T. Huang, Y.H. and T.T. Kuo, Applied surface science, 434, 1353-1360 (2018). doi: 10.1016/j.apsusc.2017.11.247

25 S. Kozyukhin, Yu. Vorobyov, P. Lazarenko, and M. Presniakov, Journal of non-crystalline solids, 480(15), 51-56 (2018). doi: 10.1016/j.jnoncrysol.2017.07.014.

МРНТИ 29.03.37

Грушевская Е.А.[1], Дмитриева Е.А.[1], Лебедев И.А.[1*], Рябикин Ю.А.[1], Темиралиев А.Т.[1], Федосимова А.И.[1,2]

[1]Физико-технический институт, Сатпаев Университет, г. Алматы, Казахстан
[2]Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан
[*]e-mail: lebedev692007@yandex.ru

СПОСОБ УВЕЛИЧЕНИЯ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ/ШУМ В ЭПР СПЕКТРОСКОПИИ

Целью данного исследования было развитие методики повышения чувствительности спектроскопии, основанной на явлении электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), для анализа объектов, для которых исследования методом ЭПР имеют ограничения из-за малой концентрации в них парамагнитных центров. Исследования таких объектов затруднены ввиду низкого отношения сигнал/шум и как следствие низкой чувствительностью научной аппаратуры. В данной работе представлен способ увеличения отношения сигнал/шум в ЭПР спектроскопии. Способ может быть использован для увеличения чувствительности спектроскопических приборов, работающих в непрерывном режиме. Способ основан на том, что производится выделение полезного сигнала из шума путем сочетания двух действий: накопление отклонений от среднего значения спектра вдоль спектра (горизонтальное накопление) и усреднение спектра по времени (вертикальное накопление). Для анализа и количественной оценки величины накопленного отклонения значений анализируемой последовательности был использован модифицированный метод Херста, позволяющий выполнять поиск и анализ корреляций в спектрах различных типов. Представленный способ позволяет достигнуть того же отношения сигнал/шум, что и используемый в спектроскопии магнитного резонанса стандартный способ усреднения по времени (вертикального накопления спектра), за время, примерно на два порядка меньшее.

Ключевые слова: ЭПР спектроскопия, чувствительность спектроскопических приборов, выделение сигнала, отношение сигнал/шум, накопление спектра, метод Херста.

Grushevskaya E.A[1]., Dmitrieva E.A.[1], Lebedev I.A.[1*], Ryabikin Yu.A.[1], Temiraliev A.T.[1], Fedosimova A.I.[1,2]

[1]Institute of Physics and Technology, Satbaev University, Almaty, Kazakhstan
[2]Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan
[*]e-mail: lebedev692007@yandex.ru

Method of increase of signal/noise ratio in EPR spectroscopy

The purpose of the study was to develop a technique for increasing the sensitivity of spectroscopy based on the phenomenon of electron paramagnetic resonance (EPR) for the analysis of objects for which EPR studies have limitations because of the low concentration of paramagnetic centers in them. Studies of such objects are difficult because of the low signal-to-noise ratio and, as a consequence, the low sensitivity of scientific equipment. A method for increasing the signal-to-noise ratio in EPR spectroscopy is presented. The method can be used to increase the sensitivity of spectroscopic instruments operating in a continuous mode. The method is based on the fact that a useful signal is extracted from noise by combining two actions: the accumulation of deviations from the mean value of the spectrum along the spectrum (horizontal accumulation) and averaging the spectrum over time (vertical accumulation). To analyze and quantify the value of the accumulated deviation of the values of the analyzed sequence, a modified Hurst method was used, which makes it possible to search for and analyze correlations in

© 2018 Al-Farabi Kazakh National University

spectra of various types. The method achieves the same signal-to-noise ratio as the standard method of time averaging (vertical accumulation of the spectrum) used in magnetic resonance spectroscopy, for time period about two orders less.

Key words: EPR spectroscopy, sensitivity of spectroscopy instruments, signal extraction, signal-to-noise ratio, spectrum accumulation, Hurst method.

Грушевская Е.А.[1], Дмитриева Е.А.[1], Лебедев И.А.[1*],
Рябикин Ю.А.[1], Темиралиев А.Т.[1], Федосимова А.И.[1,2]

[1]Физика-техникалық институты, Сәтбаев университеті, Алматы қ., Қазақстан
[2]Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан
[*]e-mail: lebedev692007@yandex.ru

Спектроскопиядағы ЭПР сигналының / шуыл қатынасын аңықтау

Электрондық парамагниттік резонанс (ЭПР) құбылысы неғізідегі спектроскопия сезімталдығын ұлғайту әдісін жеғілдіру зерттеудің мақсаты. Парамагнит орталықтарындағы концентрациялардың аздығы ЭПР әдісімен зерттеуге шектеу қояды. Сигнал/шуыл қатнасының төмендігі мұндай объектілерді зерттеуге киыншылық тудырады және ғылыми аспаптардың сезімталдығының төмен болуыне себеп. ЭПР спектроскопиясында сигнал/шуыл қатнасын ұлғайту әдістемесі жұмыста ұсынылған. Әдістеме үздіксіз жұмыс істейтін спектроскопиялық құралдардың сезімталдығын арттыру үшін пайдалануы мүмкін. Әдістеме екі амалды біріктіре отырып, шуылдан пайдалы сигнал шығарылады: спектр бойынша өрташа мәнінен ауытқуды жинактау (кәлденен жинактау) және уақыт бойынша спектрді орташалау (тік жинактау). Әртүрлі типтерде спектрдің корреляциясын іздеу, талдау үшін және ауыткудың сапалы мәнінің шамасының өзгерістерін бағалау үшін Хорст әдісі қолданылды. Магниттік-резонанстық спектроскопияда пайдаланатын уақыт бойынша орташа ессептеу әдісі (спектрдің тік жинақтылығы) арқылы алынатын сигнал/шуыл қатнасын бұл әдіс арқылы шамамен екі реттен аз уақыттың аралығында қол жеткізуге болады.

Түйін сөздер: ЭПР спектроскопия, спектроскопиялық аспаптардың сезімталдығы, сигналды анықтау, сигнал/шуыл қатнасы, спектрді жинактау, Хорст әдісі.

Введение

Метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) находит широкое применение при изучении парамагнитных свойств наноструктурированных материалов в физике [1-3], химии [4-6], биологии [7-9] и в других областях науки и практико-технических приложениях [10-12]. По величинам g-фактора и спин-спинового расщепления в спектрах ЭПР можно определить структуру свободных радикалов, ион-радикалов и комплексов переходных металлов с органическими легандами [13-14].

При этом существенное изменение свойств объекта может быть вызвано даже при малом изменении концентрации парамагнитных центров. Образование наноструктур приводит к существенному уменьшению парамагнитных центров за счет связи нескомпенсированных электронов, находящихся на внешних оболочках соседних атомов [15-19]. Исследования таких объектов затруднены ввиду низкого отношения сигнал/шум как следствие низкой чувствительностью научной аппаратуры [20].

Предлагаемый способ направлен на существенное увеличение отношения сигнал/шум при экспрессных измерениях спектра.

Метод

В современных спектрометрах, работающих в непрерывном режиме, для реализации максимальной чувствительности часто используется способ усреднения по времени [21], теоретический анализ которого подробно рассмотрен в работе [22]. Назовем его условно способом накопления сигнала по вертикали, поскольку сигнал накапливается в каждом канале изменения спектра. Сущность этого способа заключается в проведении определенного числа идентичных измерений одного и того же спектра. Затем получаемые последовательности спектров складываются, сигналы магнитного резонанса при этом суммируются, а шум вследствие своей хаотичной природы частично усредняется. В случае белого шума при этом происходит увеличение отношения сигнал/шум в $\sqrt{n}$ раз, где n – число записей в идентичных условиях

исходного спектра магнитного резонанса. Таким образом, чем большее число записей спектра производится, т.е. чем больше времени уходит на измерение, тем выше отношение сигнал/шум и, соответственно, чувствительность аппаратуры. Отсюда видно, что требования к повышению чувствительности аппаратуры таким способом и требования к экспрессности измерений находятся в противоречии. Поэтому в тех случаях, когда необходимо проведение экспрессных измерений, способ увеличения отношения сигнал/шум с помощью усреднения спектров по времени становится малоэффективным.

Техническим результатом предлагаемого способа является увеличение отношения сигнал/шум при сканировании спектра на спектрометрах, работающих в непрерывном режиме, с минимальной затратой времени. Сущность способа заключается в сочетании двух действий: накопление отклонений от среднего значения спектра вдоль спектра (горизонтальное накопление) и усреднение спектра по времени (вертикальное накопление). При этом сигналы магнитного резонанса накапливаются как по горизонтали, так и по вертикали, а шум, вследствие своей хаотичной природы, частично усредняется как при горизонтальном, так и при вертикальном накоплении.

В случае белого шума происходит увеличение отношения сигнал/шум в $\sqrt{n}\frac{S}{t}$ раз, где s – площадь под кривой сигнала, а

$$t \approx \sqrt{\sum_{i=1}^{k} \frac{i}{k}\left(\frac{k-i}{k}\right)^{2(2H-1)}},$$

где k – полное число каналов изменения спектра, H – показатель скоррелированности (индекс Херста). В случае белого шума H=0,5 [23].

Таким образом, предлагаемый способ обеспечивает уменьшение затрат времени на накопление спектра для получения требуемого отношения сигнал/шум в $(s/t)^2$ раз по сравнению со стандартным способом накопления по времени.

Результаты и обсуждение

Для понимания сущности предлагаемого метода, рассмотрим некий теоретический пример, в котором точно известны форма сигнала, шума, их отношение и т.д. Рассмотрим некоторый спектр $П_i$, который представляет собой в общем случае суперпозицию полезного сигнала и шума. Формально для теоретического примера накопление сигнала вдоль спектра можно представить в виде величины X_m – накопленного отклонения от среднего

$$X_m = \sum_{i=1}^{m}(П_i - \langle П \rangle), \quad (1)$$

где m – число каналов, по которым проводится накопление отклонений от среднего значения спектра, $1 \leq m \leq k$; $П_i$ – значение спектра в i-том канале, $1 \leq i \leq k$; $\langle П \rangle = \frac{1}{k}\sum_{i=1}^{k} П_i$ – среднее значение спектра П на протяжении всего спектра (k каналов).

Выберем k=1024 каналов, что характерно для большинства современных спектрометрических приборов. На выходе большинства стандартных приборов сигналы магнитного резонанса имеют вид производных от формы сигнала поглощения, которые чаще всего представляют собой функции Гаусса или Лоренца. Поэтому в качестве функции полезного сигнала C_i используем дифференциальную гауссову функцию с областью изменения значений [-1; 1], с дисперсией σ = 200 и средним значением i_o=512, что соответствует центру спектра при k=1024 [24]:

$$C_i = -1{,}4\,\frac{1{,}386(i-i_0)}{0{,}5\sigma}\,exp\left\{-0{,}693\left(\frac{i-i_0}{0{,}5\sigma}\right)^2\right\} \quad (2)$$

Для вычисления функции шума $Ш_i$ используем стандартную подпрограмму-функцию RNDM [25], задающую случайное число в интервале [0; 1]. Чтобы область изменения $Ш_i$ была [-1; 1], т.е. соответствовала области изменения полезного сигнала, преобразуем эту функцию следующим образом:

$$Ш_i = 2\cdot \mathrm{RNDM}(i) - 1, \quad (3)$$

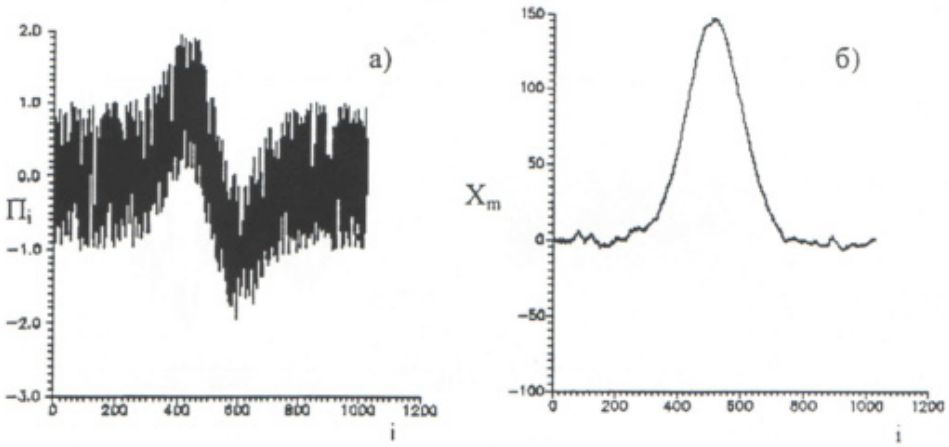
где RNDM(i) – значение, заданное подпрограммой-функцией RNDM(i) в i-том канале.

Представим значения анализируемого теоретического спектра в i-том канале в виде суммы полезного сигнала и шума в следующем виде:

$$П_i = A\cdot C_i + B\cdot Ш_i, \quad (4)$$

где A и B – некоторые коэффициенты, с помощью которых можно задавать любое начальное отношение сигнал/шум.

На рисунке 1а представлены значения анализируемого теоретического спектра $П_i$ (4) с параметрами A=B=1, а на рисунке 1б – значения X_m для того же спектра после накопления вдоль спектра.



а) – $П_i$; б) – X_m

Рисунок 1 – Спектр $П_i$ с параметрами A=B=1 и накопленное отклонение от среднего X_m

Из рисунка 1 видно существенное увеличение отношения сигнал/шум в результате накопления спектра по предлагаемому способу. Пока нет сигнала (C_i=0), вследствие хаотичности шума не происходит сколько-нибудь значительного регулярного накопления отклонений от среднего. Но ситуация существенно изменяется, как только C_i становится отличным от нуля на протяжении достаточно большого числа каналов. В этом случае происходит значительное накопление отклонений от среднего <П> за счет накопления сигнала. При этом, для положительных значений сигнала (C_i>0) накопленное отклонение от среднего возрастает, а для отрицательных (C_i<0) – уменьшается без учета шума на величину, равную $\sum_{i=1}^{n} C_i$. Таким образом, исходный дифференциальный сигнал в результате накопления по горизонтали получается в суммационной (интегральной) форме, т.е. в виде сигнала поглощения, что в ряде случаев представляет значительный интерес. При этом происходит существенное возрастание амплитуды сигнала относительно амплитуды шума.

В таблице 1 приведены значения отношения сигнал/шум (R=S/N), где S –максимальная амплитуды полезного сигнала; N – дисперсия функции $Ш_i$, [8]:

$$N=\left(\frac{1}{k}\sum_{i=1}^{k}\left(Ш_i-\frac{1}{k}\sum_{j}^{k}Ш_j\right)^2\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (5)$$

в зависимости от числа прохождений n для спектра (4) с параметрами A=B=1, накопленного предлагаемым способом. Для сравнения приведены значения сигнал/шум (R_1) для того же спектра, накопленного по стандартной методике, и отношение R/R_1.

Таблица 1 – Зависимость отношения сигнал\шум от числа измерений для значений спектра (4) с параметрами A=B=1

n	R_1	R	R/R_1
1	1,74	36,61	21,01
4	3,34	68,71	20,57
9	5,07	87,52	17,27
16	6,79	105,48	15,54
100	17,12	247,77	14,47
10000	183,48	1878,45	10,23

Как видно из таблицы 1, в случае обычного усреднения по времени для n измерений происходит увеличение отношения сигнал\шум примерно в $\sqrt{n}$ раз. Но если использовать предлагаемый способ, то это отношение увеличивается еще более, чем на порядок.

Таким образом, время измерений для получения одинакового отношения сигнал\шум уменьшается более, чем на два порядка по сравнению со стандартной методикой накопления по времени.

В таблице 2 приведены зависимости отношения R/R_1 от параметра σ, входящего в уравнение (2) для последовательности (4) с параметрами A=B=1. При этом видно, то R прямо пропорционально σ (для k=const), т.е. чем больше каналов занимает сигнал, тем больше отношение сигнал\шум. Экспериментально это означает, что для получения максимального отношения сигнал\шум спектры магнитного резонанса надо записывать, по возможности, при минимальной развертке магнитного поля.

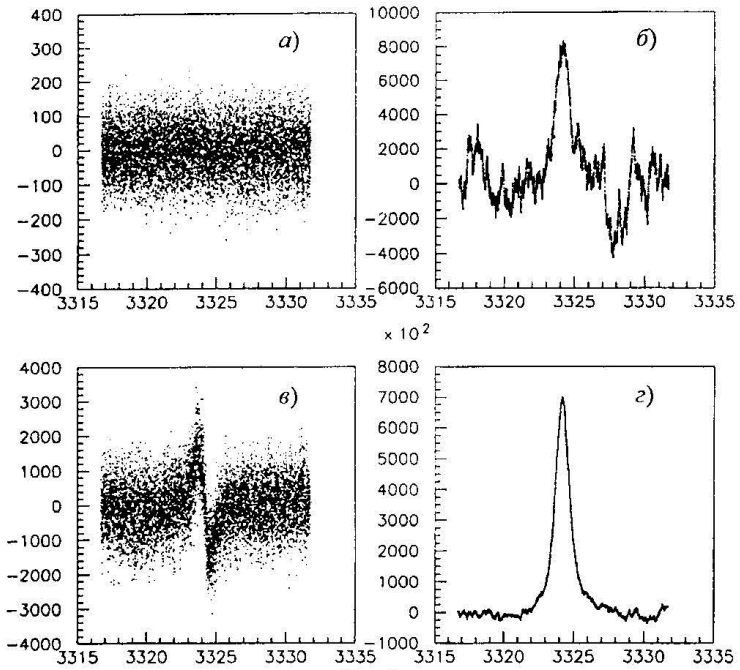
Таблица 2 – Зависимость отношения сигнал\шум от σ для спектра (4) с параметрами A=B=1 (для одного прохождения)

σ	R	R/R_1
150	21,01	15,75
200	36,61	21,01
250	45,77	26,25

Использование предлагаемого способа может быть особенно полезным, когда требуется существенное увеличение отношения сигнал\шум при экспрессных измерениях, а исходное отношение сигнал\шум очень мало.

На рисунке 2 представлен спектр третьей компоненты сверхтонкой структуры марганца, записанный на спектрометре ESR-300E при следующих параметрах записи спектра: резонансное значение магнитного поля H_0=3409,95 гс, амплитуда развертки магнитного поля H_p=100,1 гс, амплитуда высокочастотной модуляции магнитного поля H_m=0,1 гс, подводимая к резонатору микроволновая мощность P=15,9 мВт, частота модуляции магнитного поля f_m=100 кГц.

Как видно рисунка 2а сигнал практически не обнаруживается. Даже после 100 накоплений спектра по стандартной методике сигнал слабо различим на фоне шума (рисунок 2в). В то же время использование предлагаемого способа позволяет не только обнаружить местоположение полезного сигнала, но и проводить анализ выделенного сигнала (рис. 2б и 2г).



а) – исходный спектр; б) – X_m исходного спектра
в) – исходный спектр после 100 накоплений по стандартной методике; г) – X_m исходного спектра после 100 накоплений

Рисунок 2 – Спектр третьей компоненты сверхтонкой структуры марганца

Заключение

Предложен способ увеличения отношения сигнал/шум в спектроскопии для приборов, работающих в непрерывном режиме, заключающийся в накоплении и усреднении спектра исследуемого материала по времени, отличающийся тем, что перед усреднением по времени производят накопление отклонений текущих значений сигнала от среднего значения вдоль одного спектра.

Работа поддержана грантом МОН РК №BR05236404.

Литература

1 Garifullin I.A. EPR study of superconductors // J. low Temp. Phys. – 2015. – Vol.178. – P.243-271.
2 Nadolinny V., Komarovskikh A., Palyanov Y. Incorporation of Large Impurity Atoms into the Diamond Crystal Lattice: EPR of Split-Vacancy Defects in Diamond // Crystals – 2017. – Vol.7. – Iss.8. – N.237.
3 Niklas J., Poluektov O.G. Charge Transfer Processes in OPV Materials as Revealed by EPR Spectroscopy // Adv. En. Materials – 2017. – Vol.7. – Iss.10 SI. – N1602226.
4 Roessler M.M., Salvadori E. Principles and applications of EPR spectroscopy in the chemical sciences // Chem.Soc.Rev. – 2018. – Vol.47. – N.8. – P.2534-2553.
5 Kemsley J. Actinide covalency measured by EPR // Chem. Eng. News – 2017. – Vol.95. – N.25. – P.8.
6 Olczyk P., Komosinska-Vassev K., Ramos P., Mencner L., Olczyk K., Pilawa B. Free Radical Scavenging Activity of Drops and Spray Containing Propolis-An EPR Examination // Molecules – 2017. – Vol.22. – Iss.1. – N.128.
7 Stefaniuk I., Wróbel D., Skręt A., Skręt-Magierło J., Góra T., Szczerba P. The Electron Paramagnetic Resonance in the study of tissue specimens // Current Topics in Biophysics. – 2014. – Vol.37. – P.23-28.
8 Hawkins C.L., Davies M.J. Detection and characterisation of radicals in biological materials using EPR methodology // Biochimica et Biophysica Acta-General Subject – 2014. – Vol.1849. – Iss.2 SI. – P.708-721.
9 El Mkami H., Norman D.G. EPR Distance Measurements in Deuterated Proteins // Methods in Enzymology – 2015. – Vol.564. – P. 125-152.
10 Guzzo P.L., Nobrega B.G., Obryk B. EPR spectroscopy in LiF:Mg,Cu,P thermoluminescent powder samples irradiated with high gamma doses // J.Lumin. – 2018. – Vol.198. – P.284-288.
11 Berliner L.J. The evolution of biomedical EPR (ESR) // Biomedical Spectroscopy and Imaging – 2016. – Vol.5. – Iss.1. – P. 5-26.
12 Marciniak A., Ciesielski B. EPR dosimetry in nails-A review // App.Spec.Rev. – 2016. – Vol.51. – Iss.1. – P.73-92.
13 Chumakova N.A., Ivanova T.A., Golubeva E.N. To the Precision of Measuring Concentrations of Nitroxide Radicals in Polymers by EPR Technique // Appl.Mag.Res. – 2018. – Vol.49. – Iss.5. – P. 511-522.
14 Andronenko S.I., Misra S.K. A Review of EPR Studies on Magnetization of Nanoparticles of Dilute Magnetic Semiconductors Doped by Transition-Metal Ions // App.Mag.Res. – 2015. – Vol.46. – Iss.6. – P.693-707.
15 Kausteklis J., Cevc P., Arcon D., Nasi L., Pontiroli D, Mazzani M., Ricco M. EPR study of nano-structured graphite // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol.84. – Iss.12. – N.125406.
16 Pivtsov A., Wessig M., Klovak V., Polarz S., Drescher M. Localization of Guest Molecules in Nanopores by Pulsed EPR Spectroscopy // J. Phys. Chem. C – 2018. – Vol.122. – Iss.10. – P. 5376-5384.
17 Savoyant A., Alnoor H., Bertaina S., Nur O., Willander M. EPR investigation of pure and Co-doped ZnO oriented nanocrystals // Nanotechnology – 2017. – Vol.28. – Iss.3. – N. 035705.
18 Guskos N. et al.EPR Study of nanocrystalline TiO_2 subjected to different modifications // Rev. Adv. Mat. Sci. – 2017. – Vol.52. – Iss.1-2. – P.14-17.
19 Nosenko V. et al. The Crystal Structure of Micro- and Nanopowders of ZnS Studied by EPR of Mn2+ and XRD // Nanoscale Research Lett. – 2016. – Vol.11. – N.517.
20 Дзюба С.А. Основы магнитного резонанса. – Новосибирск: НГУ, 2010. – 294 с.
21 Klein M.P., Barton G.W. Enhancement of signal-to-noise ratio by continuous averaging: application to magnetic resonance // RSI. – 1963. – Vol.34. – N.7. – P.754-759.
22 Ernst R.R. Sensitivity enhancement in magnetic resonance. I. Analysis of the method of time averaging // RSI. –1965. – V.36. – N.12. – P. 1689-1695.
23 Feder J. Fractals. – New York: Plenum Press, 1988.
24 Пул Ч. Техника ЭПР-спектроскопии. – М.: Мир, 1972.
25 Brun R., Lienard D. CERN computer center program library long write-up. 1987. – 108 p.

References

1 I.A. Garifullin, J. low Temp. Phys. 178, 243-271 (2015).
2 V. Nadolinny, A. Komarovskikh and Y. Palyanov, Crystals 7(8), 237 (2017). doi: 10.3390/cryst7080237
3 J. Niklas and O.G. Poluektov, Adv. En. Materials 7(10SI), 1602226 (2017). doi: 10.1002/aenm.201602226
4 M.M. Roessler and E. Salvadori, Chem. Soc. Rev. 47(8), 2534-2553 (2018).
5 J. Kemsley, Chem. Eng. News 95(25), 8-8 (2017).
6 P. Olczyk, K. Komosinska-Vassev, P. Ramos, L. Mencner, K. Olczyk, and B. Pilawa Molecules 22(1), 128 (2017). doi: 10.3390/molecules22010128.

7 Stefaniuk, D. Wróbel, A. Skręt, J. Skręt-Magierło, T. Góra, and P. Szczerba, Current Topics in Biophysics. 37, 23-28 (2014).
8 C.L. Hawkins and M.J. Davies, Biochimica et Biophysica Acta-General Subject 1849 (2SI), 708-721 (2014). doi: 10.1016/j.bbagen.2013.03.034.
9 H. El Mkami and D.G. Norman, Methods in Enzymology, 564, 125-152 (2015). doi: 10.1016/bs.mie.2015.05.027.
10 P.L. Guzzo, B.G. Nobrega and B. Obryk, J. Lumin. 198, 284-288 (2018). doi: 10.1016/j.jlumin.2018.02.048.
11 L.J. Berliner, Biomedical Spectroscopy and Imaging 5(1), 5-26 (2016). doi: 10.3233/BSI-150128.
12 Marciniak and B. Ciesielski, App. Spec. Rev. 51(1), 73-92 (2016). doi: 10.1080/05704928.2015.1101699.
13 N.A. Chumakova, T.A. Ivanova and E.N. Golubeva, Appl. Mag. Res. 49(5), 511-522 (2018).
14 S.I. Andronenko and S.K. Misra, App. Mag. Res. 46(6), 693-707 (2015). doi: 10.1007/s00723-015-0686-z.
15 J. Kausteklis, P. Cevc, D. Arcon, L. Nasi, D. Pontiroli, M. Mazzani and M. Ricco, Phys. Rev. B. 84(12), 125406 (2011).
16 Pivtsov, M. Wessig, V. Klovak, S. Polarz and M. Drescher, J. Phys. Chem. C 122(10), 5376-5384 (2018). doi: 10.1021/acs.jpcc.7b10758.
17 Savoyant, H. Alnoor, S. Bertaina, O. Nur and M. Willander, Nanotechnology 28(3), 035705, (2017). doi: 10.1088/1361-6528/28/3/035705.
18 N. Guskos et al. Rev. Adv. Mat. Sci. 52 (1-2), 14-17 (2017).
19 V. Nosenko et al. Nanoscale Research Lett. 11, 517 (2016). doi: 10.1186/s11671-016-1739-4
20 S.A. Dzyuba, Osnovy magnitnogo rezonansa (Novosibirsk, NGU, 2010). (in Russ).
21 M.P. Klein and G.W. Barton, RSI 7, 754-759 (1963).
22 R.R. Ernst, RSI 36, N12, 1689-1695 (1965).
23 J. Feder, Fractals (Plenum Press, New York, 1988).
24 Ch.Pul, Tekhnika EPR-spektroskopii (Mir, 1972), (in Russ).
25 Brun R., Lienard D. CERN computer center program library long write-up.

МРНТИ 29.19.21

Купчишин А.И.*, Ниязов М.Н., Таипова Б.Г., Ходарина Н.Н., Шаханов К.Ш.

Казахский национальный педагогический университет им. Абая,
г. Алматы, Казахстан, *e-mail: ankupchishin@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДЕФОРМАЦИЮ ОРГСТЕКЛА И ТЕКСТОЛИТА ПРИ ИСПЫТАНИИ НА ИЗГИБ

Проведены эксперименты по зависимости деформации (ε) от напряжения (σ) при испытании на изгиб необлученных и облученных (электронами) образцов рифлёного оргстекла и текстолита. Установлено, что облучение приводит к заметному изменению деформационно-прочностных характеристик материала, проявляющиеся в уменьшении пластичности. Относительный прогиб полосатого оргстекла после облучения изменяется на 20%, а пирамидного – на 40 %. При этом изменение прочности не происходит. Визуальный анализ показывает, что светопропускаемость (прозрачность) уменьшается, образцы окрашиваются в коричневый цвет. Учет горизонтальной составляющей несущественно влияет на величину относительного удлинения. Были получены зависимости деформации от напряжения для образцов текстолита, при котором происходит изгиб. Вычислены максимальная нагрузка (предел прочности) и максимальная стрела прогиба, предшествующие моменту разрушения. Для образцов текстолита коричневого текстолита предел прочности равен 67 МПа, а для желтого – 102 МПа, а ε_{max} = 100 и 95 %. Полученные кривые удовлетворительно описываются в рамках линейной (для образцов полосатого и рифленного оргстекла) и экспоненциальной моделей (для текстолита). С увеличением σ ε растет по линейному и экспоненциальномузакону.

Ключевые слова: напряжение, деформация, полимер, изгиб, сила, энергия, облучение, доза

Kupchishin A.I.*, Niyazov M.N., Taipova B.G., Khodarina N.N., Shakhanov K.Sh.

Abay Kazakh National Pedagogical University,
Almaty, Kazakhstan, *e-mail: ankupchishin@mail.ru

A study of the influence of high-energy electron irradiation on the deformation of the plexiglas during the bending test

Experiments was carried out on the dependence of deformation (ε) voltage (σ) when the bending test of non-irradiated and irradiated (electrons) of the samples patterned plexiglass and the PCB. It is established that irradiation leads to a noticeable change in the deformation and strength characteristics of the material, manifested in a decrease in plasticity. Relative deflection striped acrylic plastic after irradiation is changed to 20%, and the pyramid – 40%. In this case, the strength change does not occur. Visual analysis shows that the light transmittance (transparency) is reduced, the samples are colored in brown. Accounting for the horizontal component does not significantly affect the value of the relative elongation. Were obtained based on stress-strain for samples of the PCB, wherein the bending occurs. The maximum load (tensile strength) and the maximum deflection boom preceding the moment of failure are calculated. For samples of brown textolite, the strength limit is 67 MPa, and for yellow – 102 MPa, and ε_{max} = 100 and 95 %.The obtained curves are satisfactorily described in the framework of linear (for samples of striped and corrugated Plexiglas) and exponential models (for textolite). With the increase σ ε grows linear and eksponentsialnogo.

Key words: stress, deformation, polymer, bending, force, energy, radiation, dose.

© 2018 Al-Farabi Kazakh National University

Купчишин А.И.*, Ниязов М.Н., Таипова Б.Г., Ходарина Н.Н., Шаханов К.Ш.
Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті,
Алматы қ., Қазақстан, *e-mail: ankupchishin@mail.ru

Иілу сынағының кезінде жоғары энергиялық электронды сәулеленудің органикалық шыны және текстолит деформациясына әсерін зерттеу

Сынақта кернеудің (σ) сәулеленбеген және сәулеленген гофрленген плексиглос және текстолитте деформация бойынша (ε) жүргізілген. Сәулелеу материалдың деформациялық беріктігі сипаттамаларының едәуір өзгеруіне әкеледі, бұл пластиканың төмендеуінде көрінеді. Визуалды талдау жарық өткізгіштігінің (ашықтықтың) азаюы, үлгілердің қоңыр түске боялған көрсетеді. Көлденең компонентті есепке алу салыстырмалы артта қалудың шамасына айтарлықтай әсер етпейді. Текстолит үлгісі үшін иілу өтетін, деформацияның кернеуге тәуелділігі алынды. Максималды жүктеме (беріктік шегі) және жойылу сәтіне дейінгі максималды бұру көрсеткіші есептелді. Сынақ үлгілері үшін соңғы күші 67 МПа, ал сары 102МПа және ε_{max} = 100 және 95 %. Алынған қисықтар желілік (сызықты және гофрленген плексигл үлгілері үшін) және экспоненталық модельдер (текстолит үшін) шеңберінде сипатталады. Кернеудің өсумен σ ε сызықты және экспоненталық өседі.

Түйін сөздер: кернеу, деформация, полимер, иілу, күш, энергия, сәулелену дозасы.

Введение

Как известно, различные материалы имеют отличные друг от друга механические и технологические свойства, которые предопределяют качество деталей, сделанных из них, а также их обрабатываемость. Эти свойства выявляют соответствующими испытаниями на растяжение, сжатие, изгиб, твердость и т.д. Испытание на изгиб проводят, в частности, для проверки стыковых соединений [1–3]. Определяет пластичность соединений и самого образца, способность материала воспринимать заданный изгиб. Он может быть статическим и ударным (динамическим) [4–8]. Плоским прямым изгибом называется такой вид испытания, когда все внешние силы, приложенные к материалу действуют в одной из плоскостей симметрии [9–13]. При этом изогнутая ось образца располагается в той же плоскости, что и внешние силы. На изгиб испытываются как пластичные, так и хрупкие материалы. Характер деформации хрупких образцов резко отличается от пластичных. Если испытанию на изгиб подвергается пластичный материал, то из-за больших деформаций его не удается разрушить и определить предел прочности. Другие механические характеристики, как, например, предел пропорциональности, предел текучести, легко определяются из опыта [6–9]. Испытание приобретает особо-важное значение при проверке прочности и жесткости хрупких материалов, так как разрушение их при работе чаще всего происходит от остаточных деформаций [14, 15]. При этом находят максимальную нагрузку и максимальную стрелу прогиба, предшествующие моменту разрушения. При максимальной нагрузке вычисляют предел прочности. Испытание на изгиб можно проводить двумя способами: одной сосредоточенной силой, приложенной посередине образца между опорами и двумя силами, приложенными симметрично относительно опор [16, 17]. Результаты испытания в значительной мере зависят от типа материала, условий нагрузки, формы и размеров образцов. Особый интерес при модификации свойств и структуры полимерных и композитных материалов представляет их облучение разными частицами, в том числе электронами. При этом в материале образуются различные дефекты (вакансии, междоузельные атомы, кластеры, разорванные связи, новые соединения и т.д.) [18–20].

Данная работа посвящена исследованию влияния напряжения и электронного облучения на деформацию рифленого оргстекла и текстолита при плоском прямом изгибе с одной сосредоточенной силой.

Методика эксперимента

Для исследования зависимости деформации ε от напряжения σ нами была разработана и изготовлена соответствующая экспериментальная установка. Она состоит из следующих частей: датчик силы, индикатор часового типа, устройство для крепления образца, соединительные провода и интерфейс, на который выводятся данные о силе. Все это устанавливается на нижней части разрывной машины РУ-50, которая служит основой для экспериментов. На установке также размещено устройство с нагружающим наконечником и опорами.

В качестве исследуемого материала было взято рифленое оргстекло двух видов (пирамиды и полосы). Толщина (h) образцов оргстекла была равна 3 мм в выпуклой части рифления, ширина (b) – 5 мм и длина L – 40 мм. Для проведения исследований на изгиб также был взят текстолит коричневого и желтого цветов, толщина которых 2 и 2,5 мм соответственно, ширина 10 мм и с рабочей длиной L=220 мм. Испытание проводились при температуре 23 °С и относительной влажности 50 %. Наименьшая толщина в вогнутой части рифления для пирамидного материала составляла 1, а для полосатого 2 мм.

Облучение образцов оргстекла электронами велось на линейном ускорителе ЭЛУ-6 с энергией 2 МэВ в воздушной среде. Доза облучения составляла 100 кГр. Эксперименты были выполнены на испытательной машине, обеспечивающей равномерную скорость передвижения – 10 мм/мин. Относительное перемещение нагружающего наконечника и опор, позволяло производить измерение нагрузки с погрешностью ±1 %, а прогиба – ±2 %.

Результаты и их обсуждение

В результате проведенных экспериментальных исследований получены зависимости деформации от напряжения для необлученных и облученных образцов рифленых оргстекол, при которых происходит плоский изгиб с учетом и без учета горизонтальной составляющей (рисунок 1а и б). Фигурами показаны результаты эксперимента, а линиями – данные расчетов. Рассмотрение физико-механический свойств проводилось в координатах ε, σ. Зависимость σ от ε не имеет физического смысла, поскольку σ является аргументом, а ε – функцией, что показано в [14].

Расчет зависимости ε от σ по экспериментальным данным производился следующим образом. Напряжение, при котором происходит изгиб вычислялось по формуле [20]:

$$\sigma = \frac{M}{W}, \qquad (1)$$

где M – изгибающий момент; W – момент сопротивления сечения образца. При этом изгибающий момент (M) находился из выражения:

$$M = \frac{FL}{4}, \qquad (2)$$

где F – нагрузка; L – расстояние между опорами. Момент сопротивления сечения образца (W) определяется из соотношения:

$$W = \frac{bh^2}{6}, \qquad (3)$$

Из (1) – (3) следует, что [14]:

$$\sigma = \frac{3FL}{2bh^2}, \qquad (4)$$

Изгибающее напряжение (σ_f) с учетом горизонтальной составляющей изгибающего момента при изгибе z, может быть вычислено по формуле:

$$\sigma_f = \frac{3FL}{2bh^2}\left(1 + \frac{4z^2}{L^2}\right), \qquad (5)$$

где z – прогиб образца в середине между опорами.

Относительный прогиб вычислялся как отношение величины прогиба к рабочей длине образца ($\varepsilon = z / L$).

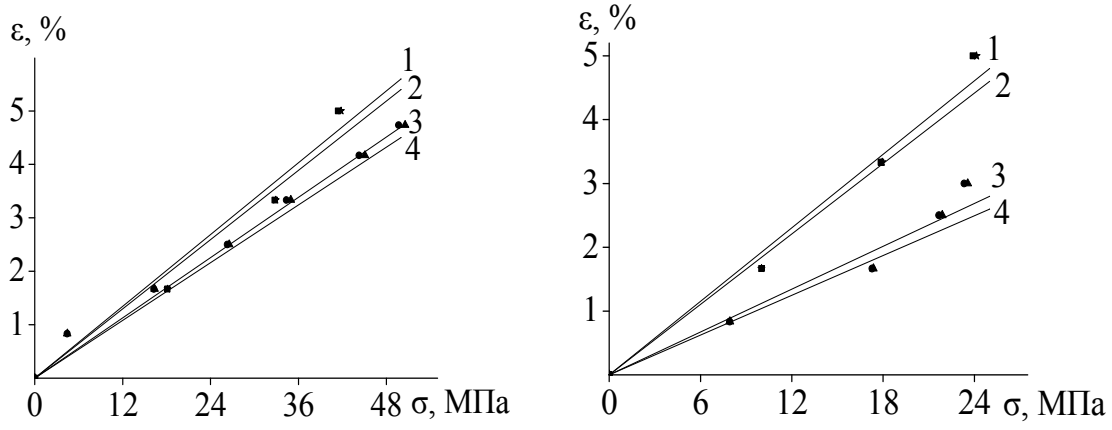
Из (5) можно получить:

$$\varepsilon_f = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\sigma_f bh^2}{3FL} - 1}. \qquad (6)$$

Как следует из результатов, при увеличении напряжения, относительное удлинение рифленых образцов оргстекла (как необлученного, так и облученного) растет по линейному закону. При этом, полосато-рифленый материал имеет большую прочность и относительное удлинение чем пирамидно-рифленый. После облучения дозой 100 кГр образцы оргстекла теряют пластичность на 20 и 40 % соответственно по сравнению с необлученными материалами. Изменений прочности материалов после облучения не происходит. Визуальный анализ показывает, что светопропускаемость (прозрачность) уменьшается, образцы окрашиваются в коричневый цвет. Учет горизонтальной составляющей несущественно влияет на величину относительного удлинения. С хорошей точностью экспериментальные данные описывается линейной моделью:

$$\varepsilon = \alpha\sigma, \qquad (7)$$

где α – тангенс угла наклона. Для необлученного полосато-рифленого стекла α = 0,14, а пирамидно-рифленого 0,2. Для облученных материалов α = 0,1 и 0,13 соответственно.



а) б)

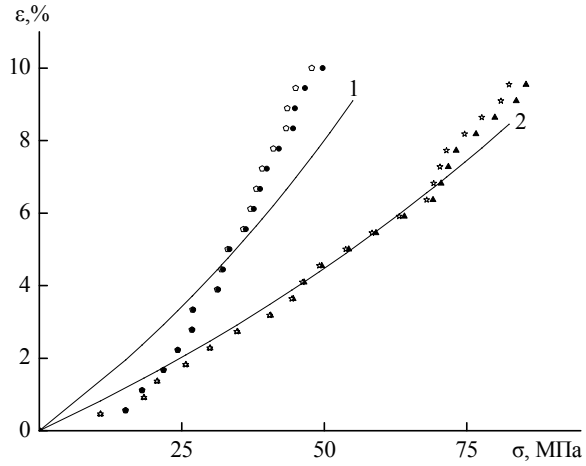
фигуры – эксперимент; линии – расчет

Рисунок 1 – Зависимость деформации от напряжения для необлученных (1, 2) и облученных электронами (3, 4) образцов полосато-рифленого (а) и пирамидно-рифленого (б) оргстекла, при плоском изгибе с учетом (квадраты и звездочки) и без учета горизонтальной составляющей соответственно (точки и треугольники)

Были получены зависимости деформации от напряжения для образцов текстолита, при котором происходит изгиб. Вычислены максимальная нагрузка (предел прочности) и максимальная стрела прогиба, предшествующие моменту разрушения. Для образцов текстолита σ_{max}= 67 для коричневого и 102 МПа для желтого текстолита, а ε_{max}= 100 и 95 %. Результаты зависимости деформации от напряжения, показаны на рисунке 2. Из рисунка следует, что экспериментальные данные (фигуры) удовлетворительно описываются в рамках предло-женной авторами экспоненциальной модели:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 [\sigma / \sigma_0 - 1],$$

ε_0 – это значение относительного прогиба, σ_0 – напряжение, при котором параметр $|\varepsilon/\varepsilon_0 - 1|$ уменьшается в е раз.



черные фигуры – эксперимент; светлые – эксперимент с учетом горизонтальной составля-ющей; 1 – расчет для текстолита; 2 – расчет для стеклотекстолита

Рисунок 2 – Зависимость деформации от напряжения для образцов текстолита, при котором происходил изгиб

Выводы

Проведены эксперименты по зависимости деформации от напряжения при испытании на плоский прямой изгиб образцов необлученного и облученного рифленого оргстекла. Установлено, что облучение приводит к заметному изменению деформационно-прочностных характеристик материала, проявляющиеся в уменьшении пластичности. Относительное удлинение полосатого оргстекла после облучения изменяется на 20%, а пирамидного – на 40 %. При этом изменение прочности не происходит.

2. Полученные кривые зависимости ε от σ удовлетворительно описываются в рамках линейной модели.

3. Проведены эксперименты по зависимости деформации от напряжения при испытании на плоский прямой изгиб образцов текстолита. Полученные экспериментальные кривые удовлетворительно описываются экспоненциальной моделью.

Литература

1 Briskman B.A., Tlebaev K.B. Radiation Effects on Thermal Properties of Polymers. II. Polytetrafluoeroethylene // High Performance Polymers. – 2008. – Vol.20, No.1. – P.86–114.

2 Ikeda S., Tabata Y., Tabata Y., Suzuki H., Miyoshi T., Katsumura Y. Formation of cross-linked PTFE by radiation-induced solid-state polymerization of tetrafluoroethylene at low tempera-tures // Rad. Phys. Chem. – 2008. – Vol. 77. – P. 401–408.

3 Oshima A., Ikeda S., Katoh E., Tabata Y. Chemical structure and physical properties of ra-diation-induced crosslinking of polytetrafluoroethylene // Rad. Phys.Chem. – 2001. – Vol. 62, No1. – P. 39–45.

4 Katoh E., Sugisawa H., Oshima A., Tabata Y., Seguchi T., Yamazaki T. Evidence for radi-ation induced crosslinking in polytetrafluoroethylene by means of high-resolution solid-state 19F high-speed MAS NMR // Rad . Phys. Chem. – 1999. – Vol. 54, No 2. – P. 165–171.

5 Lappan U., Geißler U., Lunkwitz K.I. Changes in the chemical structure of polytetrafluo-roethylene induced by electron beam irradiation in the molten state // Rad . Phys. Chem. – 2000. – Vol. 59, No 3. – P. 317–322.

6 Rama K., Layek, Arun K. Nandi A rewiewon synthesis and propertiesof polymer function-alized grephene. // Polymer. – 2013. – Vol.54(19). – P. 5087–5103.

7 Lappan U., Fuchs B., Geiβler U., Scheler U., Lunkwitz K. Number-average molecular weight of radiation-degraded poly(tetrafluoroethylene). An end group analysis based on solid-state NMR and IR spectroscopy // Polymer. – 2002. – Vol. 43, No 13. – P. 4325–4330.

8 Lappan U., Fuchs B., Geiβler U., Scheler U., Lunkwitz K. Identification of new chemical structures in poly(tetrafluoroethylene-co-perfluoropropyl vinyl ether) irradiated in vacuum at differ-ent temperatures // Rad. Phys. Chem. – 2003. – Vol. 67, No 4. – P. 447–451.

9 Lunkwitz K., Lappan U., Fuchs B., Scheler U. Modification of perfluorinated polymers by high-energy irradiation // J. Fluor. Chem. – 2004. – Vol.125, No.5. – P. 863–873.

10 Komarov F.F., Kupchishin A.I., Pivovarov S.P., Tlebaev K.B., Kusainov A.T., Rukhin A.B. Pozdeeva T.V. Influence of γ-irradiation on the conformation of free radicals in polytetrafluo-eroethylene// J. of engineering physics and Thermophysics. – 2012. – Vol. 85, No.2. – P. 455–458.

11 Kupchishin A.I., Niyazov M.N., Voronova N.A., Kirdiashkin V.I., Abdukhairova A.T. The effect of temperature, static load and electron beam irradiation on the deformation of linear poly-mers // Materials Science and Engineering 168012017. – P.1–4.

12 Kupchishin A.I., Taipova B.G., Voronova N.A. Study of the influence of filler on the Structure Treatment systems biomaterials // Materials Science and Engineering: 168012015. – P.1-4.

13 Kupchishin A.I., Taipova B.G., Kupchishin A.A., Kozhamkulov B.A. Study on the physi-cal and mechanical properties of composites based on polyimide and polycarbonate.Mechanics of composite materials. – 2015. – Vol. 51, №1. – P. 115–118.

14 Kupchishin A.I., Taipova B.G., Kupchishin A.A., Voronova N.A., Kirdyashkin V.I., Fursa T.V. Catastrophic models of materials destruction// Material Science and Engineering. 110 012037. – 2016. – P. 1–5.

15 Rajeshbabu R. Gohs U, Naskar K et al. Preparation of Polypropylene (PP)/Ethylene Octene Copolymer (EOC) Thermoplastic Vulcanizates (Tpvs) by High Energy Electron Reactive Processing // Radiation Ph. and Ch.y. – 2011. – No. 80. – P. 1398–1405.

16 Voronova N.A., Kupchishin A.I., Taipova B.G. Nanoclusters and Electron Irradiation Ef-fect on Mechanical Properties of Polyimide-Based Composite // Key Engineering Materials. – 2018. – Vol. 769. – P. 72–77.

17 Voronova N.A., Kupchishin A.I., Niyazov M.N., Lisitsyn V.M. Uniaxial Stress and Elec-tron Irradiation Effects on Nanochains Straightening in Film Polymer Materials // Key Engineering Materials. – 2018. – Vol. 769. – P. 78–83.

18 Voronova N.A., Kupchishin A.I., Kupchishin A.A., Kuatbayeva A.A., Shmygaleva T.A. Computer Modeling of Depth Distribution of Vacancy Nanoclusters in Ion-Irradiated Materials // Key Engineering Materials. – 2018. – Vol. 769. – P.358–363.

19 Ivchenko V.A., Atomic structure of cascades of atomic displacements in metals and alloys after different types of radiation// Materials Science and Engineering 110 012003. – 2016. – P.1–5.

References

1 B.A. Briskman and K.B.Tlebaev, High Performance Polymers, 20, 1, 86-114 (2008).
2 S. Ikeda, Y. Tabata, Y. Tabata, H. Suzuki, T. Miyoshi and Y. Katsumura, Rad. Phys. Chem., 77, 401-408 (2008).
3 A. Oshima, S. Ikeda, E. Katoh, and Tabata Y., Rad. Phys.Chem. 62, 1, 39-45 (2001).
4 E. Katoh, H. Sugisawa, A. Oshima, Y. Tabata, T. Seguchi, and Yamazaki T., Rad. Phys. Chem., 54, 2, 165-171 (1999).
5 U. Lappan, U. Geißler, and Lunkwitz K.I., Rad . Phys. Chem., 59, 3, 317-322 (2000).
6 Rama K., Layek and Arun K. Nandi, Polymer, 54(19), 5087-5103 (2013).
7 U. Lappan, B. Fuchs, U. Geiβler, U. Scheler, and K. Lunkwitz, Polymer. 43, 13, 4325-4330 (2002).
8 U. Lappan, B. Fuchs, U. Geiβler, U. Scheler and K. Lunkwitz, Rad. Phys. Chem., 67, 4, 447-451 (2003).
9 K. Lunkwitz, U. Lappan, B. Fuchs and U. Scheler, J. Fluor. Chem., 125, 5, 863-873 (2004).
10 F.F. Komarov, A.I. Kupchishin, S.P. Pivovarov, K.B. Tlebaev, A.T. Kusainov, A.B. Rukhin T.V. and Pozdeeva, J. of Engineering Physics and Thermophysics, 85, 2, 455-458 (2012).
11 A.I. Kupchishin, M.N. Niyazov, N.A. Voronova, V.I. Kirdiashkin and A.T. Abdukhairo-va, Materials Science and Engineering 168 012017, 1-4 (2017) doi: 10.1088/1757-899X/168/1/012017.
12 A.I. Kupchishin, B.G. Taipova and N.A. Voronova, Materials Science and Engineering: 168 012015, 1-4 (2016) doi: 10.1088/1757-899X/168/1/012015.
13 A.I. Kupchishin, B.G. Taipova, A.A. Kupchishin and B.A. Kozhamkulov, Mechanics of composite materials, 51, 1, 115-118 (2015).
14 A.I. Kupchishin, B.G. Taipova, A.A. Kupchishin, N.A. Voronova, V.I. Kirdyashkin and T.V. Fursa, Material Science and Engineering 110 012037, 1-5 (2016) doi: 10.1088/1757-899X/110/1/012037.
15 R. Rajeshbabu Gohs U., K Naskar et al., Radiation Ph. and Ch., 80, 1398-1405 (2011).
16 N.A. Voronova, A.I. Kupchishin and B.G. Taipova, Key Engineering Materials, 769, 72-77 (2018) doi:10.4028/www.scientific.net/KEM.769.72.
17 N.A. Voronova, A.I. Kupchishin, M.N. Niyazov and V.M. Lisitsyn, Key Engineering Mate-rials, 769, 78-83 (2018) doi:10.4028/www.scientific.net/KEM.769.78.
18 N.A. Voronova, A.I. Kupchishin, A.A. Kupchishin, A.A. Kuatbayeva and T.A. Shmygaleva, Key Engineering Materials, 769, 358-363 (2018) doi:10.4028/www.scientific.net/KEM.769.358.
19 V.A. Ivchenko, Materials Science and Engineering 110 012003, 1-5 (2016) doi: 10.1088/1757-899X/110/1/012003.

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

Жусупов М.А., Жусупов А.М., Кабатаева Р.С.*, Жаксыбекова К.А.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ,
г. Алматы, Казахстан, *e-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МЕТОДИК В ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ

Настоящая статья представляет интерес для молодых ученых-исследователей и преподавателей, докторантов, магистрантов, студентов, а также учеников старших классов школ, желающих закрепить свои знания в области математики и связанной с этими знаниями физики. В частности, рассматривается методика вычисления суммы рядов из натуральных чисел; знание этой методики, например, полезно для рассмотрения различных вопросов в области квантовой механики. Например, данная методика используется в квантовой теории углового момента при доказательстве квантования углового момента из соображений теории вероятностей в предположении, что возможные проекции момента на произвольную ось равны m $\left(m = \ell, \ell - 1, ..., -\ell\right)$ и все эти значения проекции момента равновероятны, а оси равноправны. Приведены три метода для вычисления суммы из квадратов натуральных чисел: метод индукции, метод дифференциального исчисления и метод конечных разностей. Решение задачи несколькими методами может быть полезным, так как при совпадении результата, полученного разными способами, можно не сомневаться в его правильности; некоторые из методов, как будет показано ниже, могут быть обобщены для решения сходных и более сложных задач. Также приводится рассмотрение известной формулы Муавра-Эйлера, которая часто используется физиками-теоретиками в доказательствах теорем и формул, например, в борновском приближении, методе парциальных волн в квантовой теории рассеяния. Эйлер решал сложные математические задачи, результаты которых имеют практическое применение в теоретической физике, но удивляет то, что при решении этих задач, Эйлер использует только обычные математические знания и выводы с простейшими математическими функциями. В статье также приводится рассмотрение нахождения суммы рядов из обратных квадратов натуральных чисел. Приводится краткая справка о том, каким образом великая теорема Ферма была доказана группой математиков разных времен. Но главная интрига заключается в том, что до сих пор неизвестно, каким способом доказал ее сам Ферма.

Ключевые слова: квантование углового момента, сумма рядов из натуральных чисел, метод индукции, метод дифференциального исчисления, метод конечных разностей, формула Муавра-Эйлера, теорема Ферма, гипотеза Таниямы.

Zhusupov M.A., Zhusupov A.M., Kabatayeva R.S.*, Zhaksybekova K.A.

Al-Farabi Kazakh National University, IETP, Almaty, Kazakhstan
*e-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

Use of mathematical methodologies in theoretical physics

The present article is of great interest for young scientists-researchers and teachers, PhD students, master students, bachelor students and even for pupils of higher classes of schools willing to strengthen their knowledge in the field of mathematics and physics concerning it. In particular, there is a consideration of the methodology of calculation of a sum of series of natural numbers; knowledge of this methodology is of use for those who study quantum mechanics. For example, the methodology is used in quantum angular momentum theory when proving the quantization of angular momentum from considerations of probabilities theory in assumption that the possible projections of momentum for

© 2018 Al-Farabi Kazakh National University

arbitrary axes are equal to m $\left(m = \ell, \ell - 1, ..., -\ell\right)$ and all these values of the momentum projections are equally probable and the axes are equivalent. Three methods for calculation of the sum of series of natural numbers squared are given: method of induction, method of differential calculus and method of finite differences. A solution of the problem by several techniques might be of use since when the results obtained by different ways coincide, one should have no doubt in correctness of the result; some of the methods as one can see below can be generalized when solving similar or even more difficult problems. There is also a consideration of the well-known de Moivre-Euler's formula which is often used by theoretical physicists when proving theorems and formulas, for example in the Born approximation and partial waves methods in quantum scattering theory. Euler solved complicated mathematical problems, results of which have practical applications in theoretical physics, but the surprising fact is that when solving this problems Euler only used ordinary mathematical knowledge and simple derivations with simplest mathematical functions. There is a consideration of obtaining of a sum of reverse squares of natural numbers in the article. A short description of how Fermat's great theorem was proved by a group of mathematicians living in different time periods. But the main intrigue is that it is not known yet how Fermat himself proved it.

Key words: quantization of angular momentum, sum of series of natural numbers, method of induction, method of differential calculus, method of finite differences, de Moivre-Euler's formula, Fermat's theorem, Taniyama's hypothesis.

Жүсіпов М.Ә., Жүсіпов А.М., Қабатаева Р.С., Жақсыбекова К.А.

Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ, Алматы қ., Қазақстан,
*e-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

Теориялық физикада математикалық методикаларды қолдану

Нақты мақала математика және онымен байланысты физика саласында білімдерін нығайтқысы келетін жас ғалым-зерттеушілерге және оқытушыларға, докторанттарға, магистранттарға, студенттерге, тіпті мектептегі жоғары сынып оқушыларына да қызықта болып табылады. Соның ішінде, натурал сандар қатарларының суммасын есептеу әдістемесі қарастырылған; бұл әдістемені білу кванттық механика саласында оқып жүргендерге пайдалы. Мысалы, айтылған әдістеме кванттық бұрыштық момент теориясында бұрыштық моменттің кванталуын дәлелдеген кезде қолданылады, яғни ықтималдықтар теориясының түсінігінен, моменттің кез келген оське мүмкін болатын проекциялары m $\left(m = \ell, \ell - 1, ..., -\ell\right)$ тең болса және осы момент проекцияларының мәндері тең ықтималды және осьтер тең құқықты болжамында. Натурал сандар квадраттарының суммасын табу үшін үш әдіс келтірілген: индукция әдісі, дифференциалдық есептеу әдісі және шекті айырымдар әдісі. Мәселені бірнеше жолмен шешу пайдалы болып табылады, себебі әр-түрлі әдіспен алынған нәтижелер сәйкес келсе, ол нәтиженің дұрыстығында күмән болмайды; кейбір әдістер, төменде көрсетілгендей, ұқсас, тіпті күрделілеу мәселелерді шешкен кезде жалпыланып қолданыла алады. Сонымен қатар, белгілі Муавр-Эйлер формуласы қарастырылған, айтылған формуланы физик-теоретиктер теоремаларын және формулаларын дәлелдеген кезде аса жиі қолданады, мысалы, кванттық шашырау теориясындағы борндық жуықтауда және парциалдық толқындар әдісінде. Эйлер күрделі математикалық мәселелерді шешкен, сол шешімдердің нәтижелері теориялық физикада практикалық қолданыстарын табады, бірақ таңқаларлығы – сол шешімдерді тапқан кезде Эйлер тек ғана қарапайым математикалық білімді және қарапайым математикалық функциялармен дәлелдеулерді қолданған. Мақалада сонымен қатар натурал сандар квадраттарының кері мәндерінің суммасын табу жолдары қарастырылған. Әр заман математиктерінің группасы Ферманың ұлы теоремасын қалай шешкені туралы қысқаша мәлімет берілген. Бірақ ең басты интрига – Ферманың өзі бұл мәселені қалай шешкені – әлі күнге дейін белгісіз екен.

Түйін сөздер: бұрыштық моменттің кванталуы, натурал сандар қатарларының суммасы, индукция әдісі, дифференциалдық есептеу әдісі, ақырлы айырымдар әдісі, Муавр-Эйлер формуласы, Ферма теоремасы, Танияма гипотезасы.

Методика нахождения суммы рядов из натуральных чисел

На практике часто возникает необходимость в суммировании рядов с натуральными числами. Самый простой, к примеру, ряд $\sum_{n=1}^{10} n$, где $n = 1, 2, 3 \ldots$ Историки математики утверждают, что сумму ряда от 1 до 10 просуммировал в пятилетнем возрасте Карл Гаусс, в дальнейшем выдающийся ученый, прозванный современниками «королем математиков». Юный Карл обратил внимание на то, что сумма первого и последнего, второго и предпоследнего членов ряда и т.д. одинакова и равна 11. Число подобных пар равно 5. Таким образом, искомая сумма равна $11 \times 5 = 55$. По другим источникам подобная задача была поставлена перед десятилетним Гауссом, но найти надо было сумму чисел от 1 до 100. Решение очевидно: $(100+1) \times 50 = 5050$. Ответ был дан до того, как учитель успел дочитать условие задачи.

Интерес представляет вычисление сумм типа $\sum n^2$, $\sum n^3$ и т.д. Мы подробно изложим вычисление суммы $\sum n^2$ простыми математическими методами. Отметим, что вычисление данной суммы может иметь самостоятельное значение, а также данная сумма может найти применение в квантовой механике, например, при квантовании орбитального момента количества движения из соображений теории вероятностей.

В квантовой механике орбитальный момент квантуется [1-3]. Например, в работе [4] рассматривается наиболее общий случай квантования углового момента в N-мерном пространстве. Показано, что для атома водорода, при рассмотрении в этом многосвязанном пространстве, угловой момент должен быть ((N – 1)/2)-кратным. В [5] доказано, что когда водородоподобный атом рассматривается как двумерная система, чье конфигурационное пространство является многосвязанным, тогда для того, чтобы определить тот же спектр энергий, как и в модели Бора, угловой момент должен быть полуцелым. Вообще водородоподобные атомы являются хорошим примером для образовательных целей при обучении студентов квантовым методикам [6], а также при научных рассмотрениях, в частности в прецизионных расчетах при определении и уточнении квантовых констант. В трехмерном пространстве квадрат орбитального момента L^2 принимает следующие значения $L^2 = \hbar^2 \ell(\ell+1)$, где $\ell = 0, 1, 2 \ldots$ – целые положительные значения. Проекция на выбранное направление (например, на ось z) $L_z = \hbar m$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm \ell$, то есть m меняется от $+\ell$ до $-\ell$ через единицу. Здесь $\hbar = h/2\pi$, где h – постоянная Планка, имеющая размерность момента количества движения. Сформулируем задачу.

Задача 1. Используя элементарные формулы теории вероятностей, показать, что формулу $L^2 = \hbar^2 \ell(\ell+1)$ можно получить, если предположить, что возможные проекции момента на произвольную ось равны m $(m = \ell, \ell-1, \ldots, -\ell)$ и все эти значения проекции момента равновероятны, а оси равноправны. В силу равноправности осей x, y, z имеем $L^2 \equiv \overline{L^2} = \overline{L_x^2} + \overline{L_y^2} + \overline{L_z^2} = 3\overline{L_z^2}$. Здесь $\overline{L^2}$ означает среднее значение величины, то есть результат ее многократного измерения. Поскольку различные значения проекций момента равновероятны, то имеем

$$\overline{L_z^2} = \frac{\hbar^2}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} m^2 = \frac{2\hbar^2}{2\ell+1} \sum_{m=0}^{\ell} m^2.$$

Полученную сумму можно вычислить различными способами. Остановимся на трех из них. Решение задачи несколькими методами может быть полезным, так как при совпадении результата, полученного разными способами, можно не сомневаться в его правильности; некоторые из методов, как мы увидим ниже, могут быть обобщены для решения сходных, даже более сложных задач.

I. ***Метод индукции.*** Это наиболее простой способ. Составим следующую таблицу:

ℓ	1	2	3	4	5
$\sum_{m=1}^{\ell} m^2$	1	5	14	30	55
$\sum_{m=1}^{\ell} m$	1	3	6	10	15
$\sum_{m=1}^{\ell} m^2 \Big/ \sum_{m=1}^{\ell} m$	$1 = 3/3$	$5/3$	$7/3$	$9/3$	$11/3$

Из таблицы видно, что

$$\sum_{m=1}^{\ell} m^2 \Big/ \sum_{m=1}^{\ell} m = (2\ell+1)/3 .$$

Но так как

$$\sum_{m=1}^{\ell} m = \ell(\ell+1)/2 ,$$

$$\text{то} \sum_{m=1}^{\ell} m^2 = \ell(\ell+1)(2\ell+1)/6 .$$

Отсюда имеем

$$L^2 \equiv \overline{L^2} = 3\frac{2}{2\ell+1}\frac{\ell(\ell+1)(2\ell+1)}{6}\hbar^2 = \hbar^2\ell(\ell+1) ,$$

что и требовалось доказать.

II. ***Метод, использующий дифференциальное исчисление.*** Определим следующее выражение

$$\sum_{m=0}^{\ell} m^2 = \left[\frac{d^2}{d\alpha^2}\sum_{m=0}^{\ell} e^{\alpha m}\right]_{\alpha=0} = \frac{d^2}{d\alpha^2}\frac{1-e^{\alpha(\ell+1)}}{1-e^{\alpha}}\Bigg|_{\alpha=0} .$$

Здесь использована формула геометрической прогрессии со знаменателем $q = e^{\alpha}$. После двукратного дифференцирования и раскрытия с помощью правила Лопиталя полученной неопределенности (0/0) имеем тот же результат. Данный способ расчета суммы рекомендуется в некоторых учебниках по квантовой механике (см., например, сборник задач по квантовой механике [7]).

III. ***Метод конечных разностей.*** Обозначим искомую сумму $S(\ell) = \sum_{m=0}^{\ell} m^2$, где $S(0) = 0$. Запишем разностное уравнение $S(\ell+1) - S(\ell) = (\ell+1)^2$. Будем искать $S(\ell)$ в виде следующего разложения: $S(\ell) = a_0 + a_1\ell + a_2\ell^2 + a_3\ell^3 + a_4\ell^4$, $a_0 = 0$. Подставим последнее разложение в разностное уравнение:

$$a_1(\ell+1) + a_2(\ell+1)^2 + a_3(\ell+1)^3 + a_4(\ell+1)^4 - a_1\ell - a_2\ell^2 - a_3\ell^3 - a_4\ell^4 = \ell^2 + 2\ell + 1.$$

После раскрытия скобок и соответствующей группировки слагаемых, получим:

$$a_1 + a_2(2\ell+1) + a_3(3\ell^2+3\ell+1) + a_4(4\ell^3+\ldots+1) = \ell^2 + 2\ell + 1 .$$

Для произвольных ℓ это равенство выполняется, если будут равны коэффициенты при одинаковых степенях ℓ. Приравнивая их, получим систему уравнений:

при $\ell^0 \Rightarrow a_1 + a_2 + a_3 + a_4 = 1$;

при $\ell^1 \Rightarrow 2a_2 + 3a_3 = 2$;

при $\ell^2 \Rightarrow 3a_3 = 1$;

при $\ell^3 \Rightarrow a_4 = 0$.

Решая уравнения, получим $a_1 = 1/6$, $a_2 = 1/2$, $a_3 = 1/3$. Отсюда

$$S(\ell) = \sum_{m=0}^{\ell} m^2 = \frac{\ell(\ell+1)(2\ell+1)}{6}.$$

Задача 2. Используя метод конечных разностей, найти суммы:

1) $S(\ell)=\sum_{m=0}^{\ell} m^3$; 2) $S(\ell)=\sum_{m=0}^{\ell} m^4$.

1) $S(\ell)=\sum_{m=0}^{\ell} m^3$. Разностное уравнение имеет вид

$$S(\ell+1)-S(\ell)=(\ell+1)^3.$$

Запишем разложения:

$$S(\ell)=a_1\ell+a_2\ell^2+a_3\ell^3+a_4\ell^4,$$

$$S(\ell+1)=a_1(\ell+1)+a_2(\ell+1)^2+ a_3(\ell+1)^3+a_4(\ell+1)^4.$$

Разностное выражение примет вид:

$$a_1+a_2(2\ell+1)+a_3(3\ell^2+3\ell+1)+ a_4(4\ell^3+6\ell^2+4\ell+1)=\ell^3+3\ell^2+3\ell+1.$$

Выписывая коэффициенты при одинаковых степенях и решая уравнения, получим

$$a_1=0,\ a_2=1/4,\ a_3=1/2, a_4=1/4.$$

Тогда

$$S(\ell)=\frac{1}{4}\ell^2+\frac{1}{2}\ell^3+\frac{1}{4}\ell^4= \frac{1}{4}\left(\ell^2+2\ell^3+\ell^4\right)=\frac{1}{4}\ell^2(\ell+1)^2.$$

Искомая сумма равна

$$\sum_{m=0}^{\ell} m^3=\frac{1}{4}\ell^2(\ell+1)^2.$$

Вычислить такую сумму можно и методом индукции, если заметить, что

$$\sum_{m=0}^{\ell} m^3=\left(\sum_{m=0}^{\ell} m\right)^2,\ \sum_{m=1}^{\ell} m=\ell(\ell+1)/2.$$

2) $S(\ell)=\sum_{m=0}^{\ell} m^4$. Предоставляем читателю самостоятельно получить ответ для этого случая $\sum_{m=1}^{\ell} m^4=\ell\left(-1+10\ell^2+15\ell^3+6\ell^4\right)/30$.

Вышеизложенный метод конечных разностей в разных его интерпретациях широко применяется в физике и математике. Например, в работе [8] предлагается введение метода конечных разностей как одной из интереснейших тем в дисциплину «Квантовая механика» для студентов-физиков. Этот метод довольно прост для внедрения и может быть приведен в примерах в рамках шестичасового занятия, позволяя как количественные корректные, так и качественные высокоточные результаты. Благодаря широкой применимости метода, важно то, что студенты, будущие исследователи, смогут его легко воспринять. Метод рассмотрен детально и первоначально проверена его точность в расчете спектра энергий гармонического осциллятора и сделано его сравнение с хорошо известными аналитическими результатами. Также этот метод использован для ангармонического осциллятора и для осциллятора с линейным потенциалом. Для каждой их этих систем рассчитаны десять значений самых низких собственных значений энергии и соответствующие им собственные функции.

В литературе находится много других примеров использования метода конечных разностей в аэродинамике [9]. В этой работе была предложена схема конечных разностей для расчета сжимаемого дозвукового нестационарного потока, проходящего вдоль аэродинамического крыла, используя линеаризованную потенциальную теорию. Схема была протестирована на хорошо известных проблемах нестационарной аэродинамики – такие как ответная реакция на внезапное изменение угла атаки и гармоническое движение крыла – и было доказано, что этот метод является самым точным и эффективным по сравнению с другими методами, найденными в литературе.

В математике метод используется для решения большого класса уравнений, имеющих значение для физики. В работе [10] исследуется метод для вывода численного решения для большого класса нелинейных уравнений Пуассона. Эти типы задач исходят из уравнений стационарных диффузных реакций и теплопроводности, из упругости, механики жидкости,

электростатики, и геометрии. Указанный метод основан на конечных разностях и гомотопическом анализе. В статье [11] предлагается схема конечных разностей для решения нелинейного уравнения Фоккера-Планка. Приближение конечных разностей применяется для дискретизации пространственных производных. Предложенный метод имеет второй порядок точности для пространственных переменных и четвертый порядок точности для временных переменных. В [12] представлена относительно простая и эффективная символически-численная процедура, основанная на методе конечных разностей для решения дифференциальных уравнений в частных производных для систем нерегулярной формы. Метод конечных разностей используется для решения трансформированных систем зависимых переменных. Предложенная техника используется для нестационарных состояний теплопередачи.

Также метод конечных разностей используется и в расчетах наноструктур, в [13] представлен эффективный и простой метод для расчета спектра энергий и волновых функций электронов и дырок в V-образной квантовой нитевидной структуре, где для гамильтониана используется именно метод конечных разностей. В [14] предлагается эффективный и простой метод для расчета зонной структуры полупроводниковой квантовой панели. Метод комбинирует координатные преобразования, основанные на аналитической функции, и метод конечных разностей для решения однополосного уравнения Шредингера.

Несколько примеров из научного творчества Л. Эйлера

1. Л.Эйлер (1707-1783) – один из самых удивительных ученых в истории человечества. Он внес неоценимый вклад в самые различные области науки. В свое время он был приглашен императрицей Екатериной для работы в Российской Академии Наук. У него было огромное число опубликованных, а еще больше неопубликованных научных работ. Он полагал, что после его смерти Академии наук потребуется 40 лет для того, чтобы разобрать его архив. Он ошибся: на самом деле для этого потребовалось 80 лет. Один из его замечательных результатов – это формула Эйлера:

$$e^{\pm ix} = \cos x \pm i \sin x . \qquad (1)$$

Эту формулу иногда связывают с именем современника Л.Эйлера Муавра. Однако именно последний получил соотношение

$$\left[r\left(\cos\varphi + i\sin\varphi\right)\right]^n = r^n\left(\cos\varphi + i\sin\varphi\right),$$

которое следует из (1).

Сама формула (1) легко доказывается, если использовать известные разложения для экспоненты, синуса и косинуса [15]:

$$e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots . \qquad (2)$$

$$\sin x = x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} - \frac{x^7}{7!} + \dots . \qquad (3)$$

$$\cos x = 1 - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} - \frac{x^6}{6!} + \dots . \qquad (4)$$

Заменяя x на (ix), мы убеждаемся в справедливости выражения (1). Если в (1) подставить $x = \pi$ или $x = \frac{\pi}{2}$, то получим удивительную связь между тремя замечательными числами e, i и π: $e^{i\pi} = -1$; $e^{i\frac{\pi}{2}} = i$.

Приведем две цитаты из книги американских математиков [16] «Математика и фантазия»: «Эта формула, возможно, самая компактная и замечательная из всех формул – была обнаружена Эйлером еще до открытия ее Муавром. Она обращена к мистику, равно как и к естествоиспытателю, философу и математику». Далее авторы цитируют обращение некоего профессора математики к студентам: «Джентельмены, это, наверное, правда, но она (формула) абсолютно парадоксальна; мы не можем понять ее, и мы не знаем, что она значит, но мы доказали ее, и поэтому она должна быть достоверной». Отметим, что эта формула широко используется в современной физике, в частности, в квантовой теории рассеяния.

2. Еще в конце 17 века известный ученый Я.Бернулли сформулировал задачу: найти сумму ряда из обратных квадратов натуральных чисел $S = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2}$. Сам Я.Бернулли решить свою задачу не смог. За это взялся Л.Эйлер [17]. Он нашел

несколько приближенных формул для этой суммы, причем достаточных для практических приложений. Так, в одной из формул точность составляла семь значащих цифр. Однако, ученый стремился к получению точного ответа. Полученный впоследствии точный ответ выглядел так: $S=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}=\frac{\pi^6}{6}$. Вызывает удивление, каким образом при суммировании простых дробей возникает иррациональное число π? Из алгебры [2] известно, что если уравнение степени n

$$a_n x^n + a_{n-1}x^{n-1} + \ldots + a_1 x + a_0 = 0 \qquad (5)$$

имеет n различных корней, то многочлен $P_n(x)=a_n x^n + a_{n-1}x^{n-1}+\ldots+a_1 x + a_0$ можно представить в следующем виде $P_n(x)=a_n(x-x_1)(x-x_2)\ldots(x-x_n)$. Сравнивая коэффициенты при одинаковых степенях x в этих выражениях, мы получим соотношение между корнями и коэффициентами многочлена, известное как обобщенная теорема Виета. Для $n=2$ имеем просто теорему Виета:

$$a_2x^2 + a_1x + a_0 = a_2(x-x_1)(x-x_2).$$

Тогда $a_1/a_2=-x_1-x_2$ и $a_0/a_2=x_1x_2$. Исключая a_2, получим:

$$a_1=-a_0\left(\frac{x_1+x_2}{x_1x_2}\right)=-a_0\left(\frac{1}{x_1}+\frac{1}{x_2}\right).$$

Для $n=3$ имеем: $a_1=-a_0\left(\frac{1}{x_1}+\frac{1}{x_2}+\frac{1}{x_3}\right)$ и т.д. Для произвольных *n*:

$$a_1=-a_0\left(\frac{1}{x_1}+\frac{1}{x_2}+\ldots+\frac{1}{x_n}\right) \qquad (6)$$

Далее Эйлер рассматривал уравнение:

$$\frac{\sin x}{x}=0,$$

корни которого известны: $\pm\pi$, $\pm 2\pi$, $\pm 3\pi$,...

Записывая для $\sin x$ вышеприведенное разложение в виде бесконечного ряда, получим уравнение «бесконечной степени»

$$1-\frac{x^2}{3!}+\frac{x^4}{5!}-\frac{x^6}{7!}+\ldots=0.$$

Вводя обозначение $t=x^2$, имеем

$$1-\frac{t}{3!}+\frac{t^2}{5!}-\frac{t3}{7!}+\ldots=0, \qquad (7)$$

корни которого равны π^2, $(2\pi)^2$, $(3\pi)^2$, и т.д.

Предполагая, что для этого уравнения выполняются те же соотношения между коэффициентами (6), что и для обычных уравнений, получим

$$-\frac{1}{3!}=-\frac{1}{\pi^2}\left(1+\frac{1}{4}+\frac{1}{9}+\ldots\right), \qquad (8)$$

и

$$\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}=\frac{\pi^2}{6}. \qquad (9)$$

Этим же методом Эйлер вывел сумму $\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^4}$

3. Еще 2 случая, связанные с именем Л.Эйлера. Они касаются также еще одного великого ученого П.Ферма, жившего в 17 веке. Ферма не был профессиональным математиком. Он работал в суде города Тулузы. Высокообразованный человек, знавший много языков: латынь, древнегреческий, итальянский, испанский, французский. Решенные им научные проблемы и задачи, сформулированные теоремы он не публиковал в виде научных статей, рассказывая о них лишь в письмах к коллегам, среди которых были Паскаль, Гюйгенс, Декарт и др. Ферма внимательно проштудировал переизданную в начале 17 века книгу древнегреческого математика Диофанта «Арифметика». На полях этой книги он делал заметки, приводя без доказательства придуманные им теоремы. После его смерти сын переиздал труд Диофанта с пометками отца. Более 100 лет крупнейшие математики доказывали его теоремы. Ферма ни разу не ошибся: все его теоремы оказались верными и были доказаны. Все, кроме одной –

великой теоремы Ферма, которая формулируется так: «Уравнение $x^n + y^n = z^n$ не разрешимо в целых числах для $n > 2$». По поводу этой теоремы на полях Ферма написал: «Я располагаю поистине чудесным доказательством, но поля слишком узки, чтобы его разместить». Эйлер был первым, кто доказал теорему для случая $n = 3$ и 4. В дальнейшем теорема Ферма была доказана для огромного множества различных значений n, но общее доказательство для любых n отсутствовало. Оно было найдено, в конце концов, в наше время группой математиков, использовавших современную математическую технику [18]. При этом найденное доказательство нашло косвенный характер. Судите сами. В 1955 году японский математик Ю. Танияма предложил теорему. Поскольку сам он ее не доказал, то теорема получила название гипотезы Таниямы. Почти через 30 лет немецкий математик Г.Фрей предложил новую теорему: если верна гипотеза Ю.Таниямы, то верна и великая теорема Ферма, то есть теорема Ферма есть следствие гипотезы Таниямы. Строго доказал эту теорему американский математик К.Рибет. Наконец, точку в этой истории в 1994 году поставили американские математики Э.Уайлс и Р.Тейлор, доказавшие гипотезу Ю.Таниямы. Таким образом, доказательство великой теоремы Ферма явилось итогом почти сорокалетней работы пяти крупных математиков мира. Однако, главная интрига великой теоремы – как сам Ферма доказал ее – осталась. В том, что он нашел это доказательство мало кто из ученых, знакомых с его прекрасными работами, сомневается.

И все-таки в истории науки сохранилось одно ошибочное утверждение П.Ферма. В 1654 году Ферма написал Паскалю с излишней самоуверенностью: «Последовательное квадрирование двух при увеличении степеней на 1, то есть $\left(2^{2^k}+1\right)$ всегда простое число – свойство, за истинность которого я ручаюсь». Однако, Л.Эйлер показал, что при $k = 5$ получается десятизначное число, которое делится на 641. Само число 4294967297. Доказательство может быть получено на простых калькуляторах.

Литература

1 Landau L.D., Lifshitz E.M. Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory (Pergamon, Oxford, 1977), 3rd. ed.

2 Griffiths David J. Introduction Quantum Mechanics (Prentice Hall, Upper Saddle River, 1995).

3 Greiner W. Quantum Mechanics - An Introduction (Springer, New York, 2001) 4th ed.

4 Aljaber S.M. Quantization of angular-momentum in the N-dimensional space // Il Nuovo Cimento B. – 1995. – Vol. 110. (8) –P.993-995.

5 Ho V.B. On the quantization of angular-momentum // Journal of physics a-mathematical and general. – 1994. – Vol. 27(18). – P.6237-6241.

6 Жусупов М.А., Жусупов А.М., Кабатаева Р.С., Жаксыбекова К.А. Методика расчета характеристик экзотических атомов // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2017. – № 1 (60). – – С.130-135.

7 Галицкий В.М., Карнаков Б.М., Коган В.И. Задачи по квантовой механике, учебное пособие. - М. Наука, 1981. – 648 с.

8 Monerat G.A., Ferreira Filho L.G.,Correa Silva E.V., Oliveira-Neto G., Nogueira P.H.A.S., de Assumpcao A.R.P. Quantization of hamiltonian systems via finite differences method // Revista brasileira de ensino de fisica. – 2010. – Vol.32(1). – 1304.

9 Colera M., Perez-Saborid M. An efficient finite differences method for the computation of compressible, subsonic, unsteady flows past airfoils and panels // Journal of computational physics. – 2017. – Vol.345. – P.596-617.

10 Cristescu I.A. Approximate solution of nonlinear poisson equation by finite differences method // Romanian reports in physics. –2016. – Vol.68(2). – P.473-485.

11 Sepehrian B., Radpoor M.K. Numerical solution of non-linear Fokker-Planck equation using finite differences method and the cubic spline functions // Applied mathematics and computation. – 2015. – Vol.262. – P.187-190.

12 Lakner M., Plazl I. The finite differences method for solving systems on irregular shapes // Computers and chemical engineering. – 2008. – Vol.32(12). – P.2891-2896.

13 Bouazra A., Abdi-Ben Nasrallah S., Said M. Application of coordinate transformation and finite differences method for electron and hole states calculations // Physica E-low-dimensional systems and nanostructures. – 2015. – Vol. 65. – P. 93-99.

14 Stupovski B.M., Crnjanski J.V., Gvozdic D.M. Application of coordinate transformation and finite differences method in numerical modeling of quantum dash band structure // Computer physics communications. – 2011. – Vol. 182(2). – P. 289-298.

15 Аленицын А.Г., Бутиков Е.И., Кондратьев А.С. Краткий физико-математический справочник. – М.: Наука, 1990. – 368 с.

16 Kasner E.N., Newman J. Mathematics and the Imagination. – N.Y., 1940.

17 Пойа Д. Математика и правдоподобные рассуждения. – М., 1957.

18 Соловьев Ю.П. Гипотеза Таниямы и последняя теорема Ферма // Соросовский образовательный журнал. – 1998. – №2. – С.135.

References

1 L.D. Landau and E.M. Lifshitz, Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory (Pergamon, Oxford, 1977), 3rd. ed.
2 D.J. Griffiths, Introduction Quantum Mechanics (Prentice Hall, Upper Saddle River, 1995).
3 W. Greiner, Quantum Mechanics - An Introduction (Springer, New York, 2001) 4th ed.
4 S.M. Aljaber, Il Nuovo Cimento B, 110(8), 993-995 (1995.) doi: 10.1007/BF02722866.
5 V.B. Ho, Journal of physics a-mathematical and general, 27(18), 6237-6241 (1994). doi: 10.1088/0305-4470/27/18/031.
6 M.A. Zhusupov, A.M. Zhusupov, R.S. Kabatayeva, and K.A. Zhaksybekova, Recent Contributions to Physics, 1 (60), 130-135 (2017). (in Russ).
7 V.M. Galitsky, B.M. Karnakov, V.I. Kogan, Zadachi po kvantovoy mekhanike, uchebnoe posobie, (Moscow: Nauka, 1981), 648 p. (in Russ).
8 G.A. Monerat, Filho L.G. Ferreira, E.V. Correa Silva, G. Oliveira-Neto, P.H.A.S. Nogueira, A.R.P. de Assumpcao, Revista brasileira de ensino de fisica, 32 (1), 1304 (2010). doi: 10.1590/S1806-11172010000100004.
9 M. Colera, M. Perez-Saborid, Journal of computational physics, 345, 596-617 (2017). doi: 10.1016/j.jcp.2017.05.046.
10 I.A. Cristescu, Romanian reports in physics, 68 (2), 473-485, (2016).
11 B. Sepehrian, M.K.Radpoor, Applied mathematics and computation, 262, 187-190 (2015). doi: 10.1016/j.amc.2015.03.062.
12 M. Lakner, I. Plazl, Computers and chemical engineering, 32, 12, 2891-2896 (2008). doi: 10.1016/j.compchemeng.2008.02.005.
13 Bouazra, S. Abdi-Ben Nasrallah, M. Said, Physica E-low-dimensional systems and nanostructures, 65, 93-99 (2015). doi: 10.1016/j.physe.2014.08.011.
14 B.M. Stupovski, J.V. Crnjanski, D.M. Gvozdic, Computer physics communications, 182 (2), 289-298 (2011). doi: 10.1016/j.cpc.2010.09.014.
15 A.G. Alenitsyn, E.I. Butikov, A.S. Kondrat'yev Kratkiy fiziko-metematicheskiy sprovochnik (Moscow: Nauka, 1990), 368 p. (in Russ).
16 E.N. Kasner, J. Newman Mathematics and the Imagination (N.Y., 1940).
17 G. Polya Matematika i pravdopodobnye rassuzhdeniya (Moscow, 1957). (in Russ).
18 Yu.P. Solov'yov, Sorosovskiy obrazovatel'nyi zhurnal, 2, 135 (1998). (in Russ).

МАЗМҰНЫ – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім Раздел 1
Теориялық физика. Теоретическая физика.
Ядро және элементар бөлшектер физикасы. Физика ядра и элементарных частиц.
Астрофизика Астрофизика

Бошкаев К.А., Жами Б.А., Калымова Ж.А., Бришева Ж.Н., Таукенова А.С., Аймуратов Е.К.
Белые карлики с учетом ядерного состава в ОТО 4

Omar Zh.
Toward a study of Λ(1405) via the d(K-, πΣ) reaction 13

Дюсамбаев Д.С., Гизатулин Ш.Х., Шаймерденов А.А., Чекушина Л.В., Буртебаев Н.Т.
Исследования топлива высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов в мире 19

Хасанов М., Отарбек Н.
Расчет количества тепла, испускаемого каталитическим составом (Pb, Bi, Po) при разных значениях нейтронного потока в программном комплексе "IBUS" 27

Усабаева Г., Жолдыбаев Т.К., Садыков Б.М., Дуйсебаев Б.А., Насурлла М.
Инклюзивные спектры протонов из взаимодействия альфа-частиц с энергией 29 МэВ с ядрами ^{27}Al и ^{59}Co 33

2-бөлім Раздел 2
Плазма физикасы Физика физикасы

Рамазанов Т.С., Коданова С.К., Бастыкова Н.Х., Молдабеков Ж.А., Агатаева А.А.
Классическое рассеяние иона под влиянием эффекта поляризации пылевых частиц 44

Arkhipov Yu.V., Askaruly A., Ashikbayeva A.B., Dubovtsev D.Y., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.
Stopping of charged particles in dense one-component plasmas 51

Акильдинова А.К., Усенов Е.А., Пазыл А.С., Габдуллин М.Т., Досболаев М.К., Рамазанов Т.С., Данияров Т.Т.
Электрические и оптические свойства диэлектрического копланарного поверхностного барьерного разряда 58

3-бөлім Раздел 3
Қатты дене физикасы және материалтану проблемалары Физика твердого тела и проблемы материаловедения

Дмитриева Е.А., Мухамедшина Д.М., Мить К.А., Лебедев И.А., Грушевская Е.А.
Влияние изотермического отжига на оптические и электрические свойства тонких пленок SnO_2, легированных фтором 68

Грушевская Е.А., Дмитриева Е.А., Лебедев И.А., Рябикин Ю.А., Темиралиев А.Т., Федосимова А.И.
Способ увеличения отношения сигнал/шум в ЭПР спектроскопии 76

Купчишин А.И., Ниязов М.Н., Таипова Б.Г., Ходарина Н.Н., Шаханов К.Ш.
Исследование влияния высокоэнергетического электронного облучения на деформацию оргстекла и текстолита при испытании на изгиб 73

4-бөлім Раздел 4
Жоғары оқу орнында физиканы оқыту әдістемесі Методика преподавания физики в высшей школе

Жусупов М.А., Жусупов А.М., Кабатаева Р.С., Жаксыбекова К.А.
Использование математических методик в теоретической физике 90

CONTENTS

Section 1
Theoretical Physics. Nuclear and Elementary Particle Physics. Astrophysics

Boshkayev K.A., Zhami B.A., Kalymova Zh.A., Brisheva Zh.N., Taukenova A.S., Aimuratov Y.K.
White dwarf stars taking into account nuclear composition in general relativity 4

Omar Zh.
Toward a study of Λ(1405) via the d(K-, πΣ) reaction 13

Dyussambayev D.S., Gizatulin Sh.Kh., Shaimerdenov A.A., Chekushina L.V., Burtebayev N.T.
Investigations of the high temperature gas-cooled reactors fuel in the world 19

Khassanov M., Otarbek N.
Heat density calculation of the interaction of thermal neutrons with catalytic composition (Pb, Bi, Po) for variety value of the neutron flux by "IBUS" software 27

Ussabayeva G., Zholdybayev T.K., Sadykov B.M., Duisebayev B.A., Nassurlla M.
Inclusive spectra of protons from the interaction of alpha particles with 29 MeV energy with ^{27}Al and ^{59}Co 33

Section 2
Plasma Physics

Ramazanov T.S., Kodanova S.K., Bastykova N.Kh., Moldabekov Zh.A., Agatayeva A.A.
Classical scattering of an ion influenced by polarization effect of dust particles 44

Arkhipov Yu.V., Askaruly A., Ashikbayeva A.B., Dubovtsev D.Y., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.
Stopping of charged particles in dense one-component plasmas 51

Akildinova A.K., Ussenov Y.A., Pazyl A.S., Gabdullin M.T., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S., Daniyarov T.T.
Electrical and optical properties of diffuse coplanar surface barrier discharge 58

Section 3
Solid state physics and Materials Science Problems

Dmitrieva E.A., Mukhamedshina D.M., Mit K.A., Lebedev I.A., Grushevskaya E.A.
The influence of isothermal annealing on the optical and electrical properties of thin SnO_2 films doped with fluorine 68

Grushevskaya E.A., Dmitrieva E.A., Lebedev I.A., Ryabikin Yu.A., Temiraliev A.T., Fedosimova A.I.
Method of increase of signal/noise ratio in EPR spectroscopy 76

Kupchishin A.I., Niyazov M.N., Taipova B.G., Khodarina N.N., Shakhanov K.Sh.
A study of the influence of high-energy electron irradiation on the deformation of the plexiglas during the bending test 83

Section 4
Methods of teaching high school physics

Zhusupov M.A., Zhusupov A.M., Kabatayeva R.S., Zhaksybekova K.A.
Use of mathematical methodologies in theoretical physics 90