

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА

ТІМЧЕНКО Ірина Сергіївна



УДК 539.171

**КУЛОНОВА СУМА ТА КУЛОНОВА ЕНЕРГІЯ
ЯДРА ${}^7\text{Li}$**

01.04.16 – фізика ядра, елементарних частинок і високих енергій

АВТОРЕФЕРАТ
дисертації на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Харків – 2019

Дисертацією є рукопис.

Роботу виконано в Інституті фізики високих енергій і ядерної фізики Національного наукового центру “Харківський фізико-технічний інститут” Національної академії наук України, м. Харків.

Науковий керівник: кандидат фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник
Буки Олександр Юрійович,
Інститут фізики високих енергій і ядерної фізики
ННЦ “Харківський фізико-технічний інститут”
НАН України, начальник лабораторії.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор
Бережний Юрій Анатолійович,
Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна МОН України,
професор кафедри теоретичної ядерної фізики та
вищої математики імені О. І. Ахієзера;

доктор фізико-математичних наук, професор
Куліш Юрій Веніамінович,
Український державний університет залізничного
транспорту МОН України (м. Харків),
професор кафедри вищої математики.

Захист дисертації відбудеться “07” червня 2019 р. о 15⁰⁰ годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 64.051.12 у Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна МОН України за адресою: 61108, м. Харків, пр-т Курчатова, 31, ауд. 301.

З дисертацією можна ознайомитися в Центральній науковій бібліотеці Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна МОН України за адресою: 61022, м. Харків, майдан Свободи, 4.

Автореферат розісланий “18” квітня 2019 року.

Учений секретар
спеціалізованої вченої ради



Гак А.Г.

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Спектр інклюзивного розсіяння електронів, нормований на переріз Мотта, в рамках однофотонного наближення можна розвинути на поздовжню $R_L(q_c, \omega)$ та поперечну $R_T(q_c, \omega)$ функції відгуку при постійному переданому імпульсі q_c . Поздовжня функція відгуку описує розсіяння електронів, що відбувається внаслідок їхньої кулонової (електростатичної) взаємодії з ядром, і вона чутлива до моделі нуклон-нуклонної взаємодії та структури ядра. Поперечна функція відгуку чутлива до мезонних обмінних струмів, конвекційних струмів протонів, магнітних моментів ядра та нуклонів. Отже, порівняно з перерізом функції відгуку містять більш диференційовану та однозначну інформацію про ядро.

Теоретичні розрахунки функцій відгуку, що ґрунтуються на сучасних моделях нуклон-нуклонної взаємодії, складні та нині виконані тільки для ядер з атомною вагою $A \leq 4$. Одним з найбільш достовірних методів теоретичного розрахунку є модельно-незалежні правила сум, які, на відміну від розрахунку функцій відгуку, не потребують знання хвильових функцій початкового стану системи. Результатами таких розрахунків є моменти функцій відгуку ядра, з яких нульовий момент поздовжньої функції відгуку $S_L(q)$ або кулонова сума (KC) розглядається найчастіше. Залежність KC від переданого імпульсу при $q < 2 \text{ фм}^{-1}$ чутлива до нуклон-нуклонних кореляцій, а з інтеграла $S_L(q)$ по переданому імпульсу можна визначити повну кулонову енергію E_{coul} , яка пов'язана із ступенем кластеризації ядра.

Дотепер експериментальні значення KC здобуті для 11-ти ядер: $^2,^3\text{H}$, $^3,^4\text{He}$, ^6Li , ^{12}C , $^{40,48}\text{Ca}$, ^{56}Fe , ^{208}Pb та ^{238}U . Усі ці ядра, за винятком ^6Li , некластеризовані або слабо кластеризовані. У перших результатах по KC ядра ^6Li було виявлено аномальну поведінку $S_L(q)$, яка проявилася в більш ранньому, порівняно з іншими ядрами, виході KC на постійні значення (плато функції). Було висловлено припущення, що це явище у випадку ядра ^6Li може бути пов'язане з проявом у KC кластеризації, яка властива цьому ядру. Ця гіпотеза була підтверджена на прикладі низки ядер: ^4He , ^6Li , ^{12}C , $^{40,48}\text{Ca}$, ^{56}Fe , та було встановлено зв'язок між параметром x ступеня кластеризації ядра та величиною переданого імпульсу, який відповідає виходу на плато KC . Крім того, проведено порівняння експериментальних значень KC для ^6Li з розрахунком цієї величини на основі кластерної моделі ядра, і доведено узгодження теорії та експерименту.

Однак, при більш строгому підході до питання зв'язку KC з кластеризацією ядра потрібно було б провести подібні дослідження і на ^7Li , яке має таку ж високу ступінь кластеризації, як і ядро ^6Li . Якщо в поведінці KC ядра ^7Li проявиться така ж аномалія, як і у випадку ^6Li , це стало б підтвердженням висунутої гіпотези про зв'язок $S_L(q)$ зі ступенем кластеризації ядра.

Отже, все сказане вище визначає актуальність дисертаційної роботи, присвяченої дослідженню кулонової суми і кулонової енергії ядра ^7Li використовуючи дані інклюзивного розсіяння електронів у широкому діапазоні початкових енергій E_0 та кутів розсіяння θ .

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Роботу виконано в рамках держбюджетних тем Інституту фізики високих енергій та ядерної фізики Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут»:

– «Дослідження взаємодії електронів і γ -квантів з ядрами в реакціях розсіяння, поділу, розщеплення, збудження ізомерних станів ядер на лінійному та електростатичному прискорювачах електронів ННЦ ХФТІ», НДР 080906UP0010;

– «Дослідження фото-електроядерних реакцій та механізмів взаємодії випромінення з речовиною на реконструйованому прискорювачі ЛПЕ-300», НДР 0111U009551.

Мета і завдання дослідження. Метою роботи є знаходження в широкому діапазоні переданих імпульсів q експериментальних значень поздовжньої функції відгуку $R_L(q, \omega)$, кулонової суми $S_L(q)$ та кулонової енергії E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$. Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити наступні наукові задачі:

– виконати математичне моделювання фотонародження e^+, e^- -пар у мішені та оцінити величину внеску фона електронів з e^+, e^- -пар у спектрах ${}^7\text{Li}(e, e')$, використовуваних у роботі;

– виконати літературний пошук та аналіз наявної інформації про радіаційно-іонізаційне коригування спектрів розсіяних електронів і розробити програмний код для проведення цих коригувань;

– виконати обробку первинних даних ${}^7\text{Li}(e, e')$ з урахуванням усіх типів фона та поправок, здобути експериментальні перерізи розглядуваного процесу;

– обробити спектри пружного розсіяння електронів на ядрах ${}^{12}\text{C}$ і провести ревізію літературних даних формфактора основного стану цього ядра, які потім будуть використані як еталонні для абсолютизації даних ${}^7\text{Li}(e, e')$;

– здобути значення кутових функцій відгуку $R_\theta(q, \omega)$ досліджуваного ядра у широкому діапазоні початкових енергій E_0 та кутів розсіяння θ електронів;

– використовуючи метод Розенблюта, розвинути кутові функції відгуку $R_\theta(q, \omega)$ на поздовжню $R_L(q, \omega)$ та поперечну $R_T(q, \omega)$ функції відгуку при постійних значеннях переданого імпульсу q ;

– провести екстраполяцію значень поздовжньої функції відгуку в область великих переданих енергій, де немає експериментальних даних;

– знайти значення кулонової суми $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$ у широкому діапазоні переданих імпульсів q ;

– визначити значення E_{coul} досліджуваного ядра.

Об'єкт дослідження – інклюзивне розсіяння електронів на ядрі ${}^7\text{Li}$.

Предмет дослідження – поздовжня функція відгуку $R_L(q, \omega)$, кулонова сума $S_L(q)$ та кулонова енергія E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$.

Методи дослідження – метод числового моделювання проходження електронів крізь речовину (GEANT-3) для оцінки внеску в спектри ${}^7\text{Li}(e, e')$ фона e^- з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені; метод найменших квадратів для знаходження параметрів функцій екстраполяції та інтерполяції експериментальних даних; метод Розенблюта для розвинення перерізів на поздовжню та поперечну функції відгуку.

Наукова новизна здобутих результатів. Уперше здобуто значення поздовжньої функції відгуку, кулонової суми та кулонової енергії ядра ${}^7\text{Li}$. Виявлено аномалію в поведінці KC ядра ${}^7\text{Li}$, як і раніше у випадку ядра ${}^6\text{Li}$.

При цьому виконано наступні розробки:

- розроблено алгоритм, який дає змогу істотно скоротити час моделювання процесу фотонародження e^+, e^- -пар у речовині мішені;
- запропоновано методику аналізу поведінки поздовжньої функції відгуку при великих переданих енергіях і знайдено значення показника степеневі функції, яка використовується для екстраполяції функції відгуку в область $\omega \rightarrow \infty$.
- проведено ревізію даних формфактора основного стану ядра ${}^{12}\text{C}$, що вважаються еталонними, і знайдено в них 3%-ву систематичну похибку.

Практична значимість здобутих результатів. Здобуто експериментальні значення $R_L(q, \omega)$ та $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$, які можуть бути використані для тестування сучасних моделей нуклон-нуклонної взаємодії в ядрі.

Виявлена залежність значення переданого імпульсу виходу на плато KC від параметра x ступеня кластеризації ядра може бути використана для експериментального визначення величини x .

Знайдені величини кулонової енергії E_{coul} та її складових I_1, I_2 ядра ${}^7\text{Li}$ разом з такими ж даними для ${}^4\text{He}$ та ${}^6\text{Li}$ мають важливе значення для дослідження кластеризації легких ядер.

Особистий внесок здобувача. Усі наукові результати, які виносяться на захист, здобуто за безпосередньої участі дисертанта. Постановка наукових задач, обговорення результатів, їх узагальнення і формулювання висновків проведені спільно з науковим керівником – к.ф.-м.н., с.н.с. Буки Олександром Юрійовичем. Відзначимо, що задача радіаційно-іонізаційного коригування спектрів розсіяних електронів у основному розроблялася здобувачем: було проведено аналіз наявної в літературі інформації з цього питання, розроблено алгоритм і написано програмний код для розрахунку радіаційних поправок у спектрах, проведено тестування програми на прикладі розрахунків інших авторів.

У циклі робіт [1;4;11] автор займався обробкою первинних даних вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e, e')$, здобув експериментальні значення поздовжньої функції відгуку в широкому діапазоні переданих імпульсів; займався обчисленням значень кулонової суми досліджуваного ядра; приймав участь в аналізі здобутих результатів.

Для робіт [2;12] автором створено програми розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіяння, як у точному підході, так і в наближеному – методі еквівалентного радіатора; визначено межі застосування цього методу; проведено розрахунки радіаційного хвоста піка пружного розсіяння для низки ядер у різних підходах.

У роботах [3;15] автор проводив дослідження KC ядра ${}^7\text{Li}$ при $q \rightarrow 0$ для визначення величини кулонової енергії, приймав участь у знаходженні значень кулонової енергії та її складових, а також в аналізі здобутих результатів.

У роботах [5;14] автор провів аналіз експериментальних значень KC ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{6,7}\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$ для дослідження залежності KC від переданого імпульсу;

приймав участь в аналізі зв'язку знайдених значень переданого імпульсу q_p , при якому кулонова сума досліджуваних ядер виходить на свої постійні значення в межах експериментальних похибок, з параметром x ступеня кластеризації ядра.

При виконанні робіт [6;9] здобувач займався обчисленням параметрів функції екстраполяції, яка описує поведінку $R_L(q_c, \omega)$ у районі великих переданих енергій; дослідженням вибору необхідної кількості експериментальних значень функції відгуку в області апроксимації екстраполяційної функції.

У роботах [7;10] автор проводив ревізію та коригування еталонних даних зарядового формфактора основного стану ядра ^{12}C .

У роботах [8;13] автор виконав моделювання на GEANT-3 процесу проходження електронів крізь речовину мішені, приймав участь у розробці методики оптимізації моделювання фотонародження e^+, e^- -пар у мішені; проводив розрахунок величини фону e^- з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені для умов вимірювань на ^{208}Pb , дані з яких були доступні в літературі; також розраховував величину внеску фону e^- з фотонародження e^+, e^- -пар в умовах вимірювань спектрів $^7\text{Li}(e, e')$, що використовувалися в роботі.

Апробація результатів дослідження. Основні результати дисертаційної роботи доповідалися та здобули позитивну оцінку на конференціях:

- «Конференції по фізиці високих енергій, ядерній фізиці та прискорювачам», м. Харків, 2005, 2007, 2008, 2009, 2013, 2015, 2016 рр.;
- Міжнародна школа молодих учених по ядерній фізиці та енергетиці, м. Алушта, Крим, 2007 р.;
- «LV national conference on nuclear physics. Frontiers in the physics of nucleus», St. Petersburg, Russia, 2005 р.;
- Міжнародна конференція «Сучасні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики», м. Київ, 2008 р.

Публікації. Результати, що викладені в дисертації, опубліковано в 15 наукових роботах, з них 4 статті у наукових виданнях, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus [1–4], 1 стаття у фаховому виданні України [5], 3 статті додатково відображають результати дисертації [6–8] та 7 тез доповідей на фахових наукових конференціях [9–15].

Усі публікації виконано у співавторстві.

Структура дисертації. Дисертаційна робота містить вступ, 4 розділи основного тексту, загальні висновки, список використаних джерел, який складається із 124 найменувань, і двох додатків. Загальний обсяг дисертації становить 161 сторінку. З них основний текст – 121 сторінки, в яких 44 рисунки та 10 таблиць.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ ДИСЕРТАЦІЇ

У **вступі** обґрунтовується актуальність здобуття в широкому діапазоні переданих імпульсів експериментальних значень поздовжньої функції відгуку і кулонової суми ядра ^7Li , та кулонової енергії досліджуваного ядра. Наводиться перелік методичних задач, які потрібно розв'язати для досягнення поставленої мети.

Подано відомості про наукову новизну здобутих результатів та їхнє практичне значення, про особистий внесок здобувача в результати дослідження, про публікації та апробацію результатів дисертації, структуру та основний зміст дисертації.

Перший розділ дисертації містить відомості про кулонову поправку до енергії електронів, що взаємодіють з ядром, а також перелік основних термінів і формул, які використовуються в тексті для викладення матеріалів дисертації.

У **другому розділі** наведено відомості про експериментальне устаткування СП-95 на лінійному прискорювачі ЛПЕ-300 та 8-ми каналний сцинтиляційно-черенківський лічильник, за допомогою яких були здобуті дані з інклюзивного розсіяння електронів на ядрах ${}^7\text{Li}$. Описано мішені, які використовувалися у вимірюваннях, і наведено їхні основні характеристики, що необхідно для перетворення первинної інформації про кількість апаратних відліків у перерізи розсіяних електронів.

Третій розділ містить перелік методик обробки результатів вимірювань, які були розроблені та використовувалися для знаходження значень поздовжньої функції відгуку та KC досліджуваного ядра.

У цьому розділі описані різні типи фону у вимірюваних спектрах розсіяних електронів і спосіб їхнього урахування в даних. Обговорюється питання фону випадкових збігів, фізичного фону і фону e^+, e^- від фотонародження e^+, e^- -пар у мішені.

Фон від фотонародження e^+, e^- -пар у мішені в експерименті на ${}^7\text{Li}$ не вимірювався, тому його величину необхідно було розрахувати. Оцінка часу, який знадобиться для розрахунку цього фону на GEANT-3 довела, що для того, щоб статистика виходу фонових частинок була достатньою для їхньої реєстрації в реальних вимірюваннях, буде потрібно близько 10^3 діб роботи ПК. Тому була

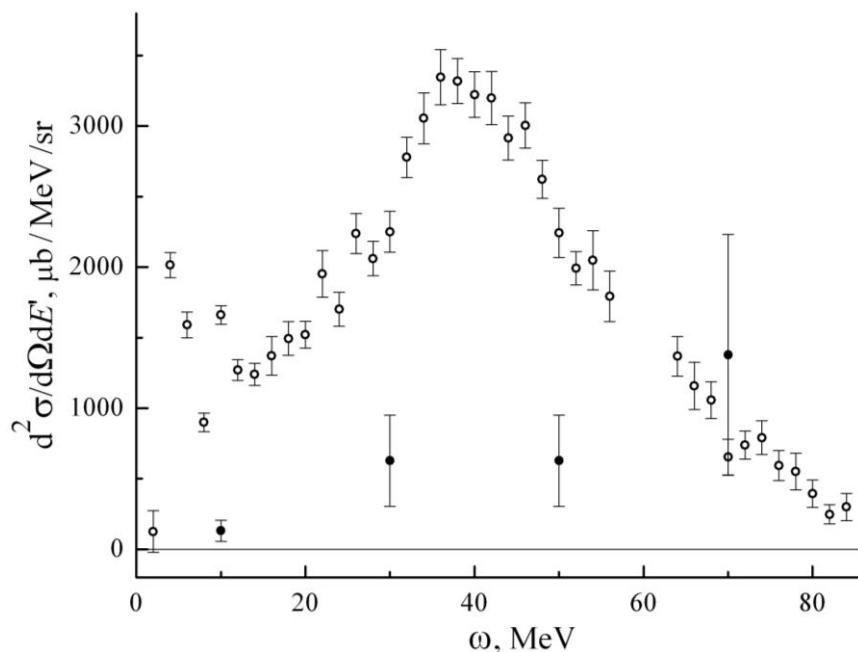


Рис. 1. Спектр електронів розсіяних на ядрах ${}^7\text{Li}$, виміряний при $E_0 = 129$ MeV і $\theta = 160^\circ$. Відкритими кружками зображено точки спектра, закритими – розрахований фон e^- з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені, помножений на 10^3

розроблена методика [8;13], яка дала змогу скоротити час моделювання на декілька порядків. Ця методика була протестована на прикладі вимірювань спектрів позитронів з мішені ${}^{208}\text{Pb}$, що були доступні в літературі, та знайдено добре узгодження розрахунку з цими даними.

Застосувавши розроблену методику до умов вимірювання на мішені ${}^7\text{Li}$ нашої роботи, розраховано фон з фотонародження e^+, e^- -пар, величина якого була набагато меншою за похибку експериментальних даних (див. рис.1).

Мішені з літію, що використовувалися в експерименті, містили 93.8% ${}^7\text{Li}$ і 6.2% ${}^6\text{Li}$. Тому необхідно було врахувати вплив домішки ізотопу ${}^6\text{Li}$ на результати вимірювань. Для того, щоб привести дані вимірювань до вигляду, який вони мали б у випадку вимірювань на мішені зі 100%-вим вмістом ${}^7\text{Li}$, була використана методика вимірювань фізичних характеристик компонента в багатокомпонентних зразках.

У роботі особливу увагу приділено питанню внеску радіаційних та іонізаційних ефектів у спектри розсіяних електронів. Для виконання радіаційно-іонізаційного коригування (рад. коригування) спектрів проведено аналіз наявної в літературі інформації з цього питання, розроблено алгоритм і написано програмний код, тестування якого виконано за прикладами розрахунків інших авторів.

Для проведення рад. коригування спектра передусім потрібно рад. коригувати пік пружного розсіяння, тобто знайти площу цього піка так, якби при розсіянні електронів не було рад. втрат енергії. Рад. коригування піка пружного розсіяння проводиться за допомогою k_{rad} – множника до експериментального перерізу $d\sigma/d\Omega_{\text{el, exp}}(E_0, \Delta E)$, величина якого дорівнює площі піка пружного розсіяння від E_0 до енергії обрізання ($E_{\text{el}} - \Delta E$):

$$d\sigma/d\Omega_{\text{el}}(E_0) = d\sigma/d\Omega_{\text{el, exp}}(E_0, \Delta E) \times k_{\text{rad}}, \quad (1)$$

де $d\sigma/d\Omega_{\text{el}}(E_0)$ – площа рад. коригованого піка пружного розсіяння. Точність процедури рад. коригування піка пружного розсіяння залежить від точності визначення величини $d\sigma/d\Omega_{\text{el, exp}}(E_0, \Delta E)$ і множника k_{rad} .

Після рад. коригування піка пружного розсіяння електронів потрібно обчислити рад. хвіст цього піка та подати спектр без його урахування. Вираз для рад. хвоста піка пружного розсіяння за енергією розсіяного електрона E' записується у вигляді

$$\frac{d^2\sigma_{\text{el, t+r}}}{d\Omega dE'}(E_0, E', T) = F_{\text{soft}} \cdot \left(\frac{d^2\sigma_{\text{el, t}}}{d\Omega dE'}(E_0, E', T) + \frac{d^2\sigma_{\text{el, r}}}{d\Omega dE'}(E_0, E') \right), \quad (2)$$

де перший доданок відповідає за зовнішні втрати енергії електрону при проходженні мішені товщиною T , а другий – за внутрішні втрати, F_{soft} – коефіцієнт, що враховує внесок багаторазового випромінювання низькоенергетичних фотонів.

У цьому виразі другий доданок має складний вигляд і для його розрахунку потрібно використовувати числове інтегрування. Для спрощення цих обчислень було розроблено кілька методів наближеного розрахунку рад. хвостів, одним з яких є метод еквівалентного радіатора (*MEP*). Вираз для рад. хвоста піка пружного розсіяння в наближенні *MEP* записується у вигляді

$$\frac{d^2\sigma_{\text{el, t+r}}}{d\Omega dE'}(E_0, E', T) = F_{\text{soft}} \cdot \frac{d^2\sigma_{\text{el, t}}(E_0, E', T + 2t_r)}{d\Omega dE'}, \quad (3)$$

де t_r – товщина еквівалентного радіатора.

Ця напівемпірична формула ґрунтується на припущенні, що ефект внутрішнього гальмівного випромінювання є еквівалентним випромінюванню від двох радіаторів з однаковими товщинами t_r , які розміщені на траєкторії електрона до і після акта розсіяння.

У роботі [2;12] були визначені межі застосування MEP і доведено, що це наближення можна використовувати для рад. коригування спектра непружного розсіювання після віднімання з нього рад. хвоста піка пружного розсіювання. У наближенні MEP вираз для рад. коригування спектра непружного розсіювання записується

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E_0, E') = k_{rad}^{inel}(E_0, E') \cdot \left(\frac{d^2\sigma_{exp}}{d\Omega dE'}(E_0, E') - \int_{E_{0,min}(E')}^{E_0-R\Delta} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E_{0,x}, E') \cdot f_s(E_{0,x}, E') \cdot dE_{0,x} - \int_{E'+\Delta}^{E'_{max}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E_0, E'_x) \cdot f_p(E_0, E'_x) \cdot dE'_x \right). \quad (4)$$

Оскільки перерізи розсіяних електронів вимірюють при декількох початкових енергіях E_0 , але в широкому діапазоні енергій розсіяних електронів E' , то інтегрування по E'_x (другий інтеграл) виконується по щойно рад. коригованому спектру, а для знаходження величини інтегралу по $E_{0,x}$ (перший інтеграл) знадобиться проведення низки інтерполяцій експериментальних значень перерізів. Процедура інтерполяції має проводитись уздовж лінії, на якій переріз є монотонною функцією початкової енергії E_0 . У дисертації доведено, що такими є лінії постійних значень енергій збудження: $\varepsilon = const$.

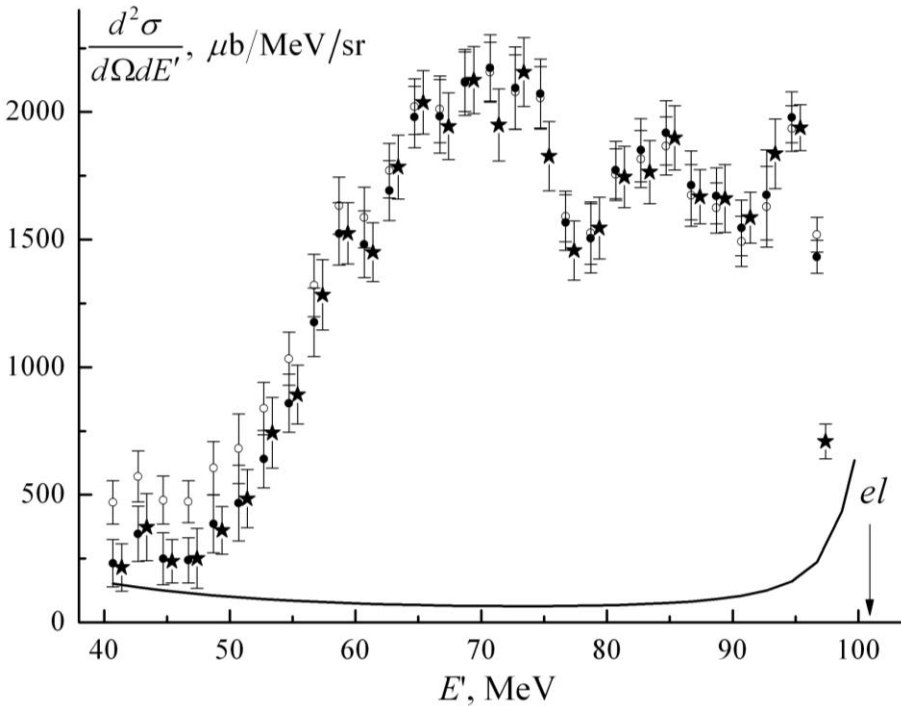


Рис. 2. Рад. коригування спектра ${}^7\text{Li}(e,e')$, виміряного при $\theta = 160^\circ$, $E_0 = 104 \text{ MeV}$ і $T = 0.236\%$ рад. довжини. Відкриті кружки – спектр до рад. коригування, закриті – повне рад. коригування спектра, зірочки – «плоске» рад. коригування. Крива – розрахунок рад. хвоста піка пружного розсіювання в точному підході (вираз (2)). Стрілка вказує на положення піка пружного розсіювання

Розглянута нами процедура рад. коригування застосовується для набору спектрів, виміряних при одному куті розсіювання θ . Однак при потребі рад. коригувати один, окремо виміряний спектр, можна використати «плоске» рад. коригування, в якому інтеграл по $E_{0,x}$ замінюється інтегралом по E'_x . Нами доведено, що у випадку проведення «плоского» рад. коригування спектра, похибка результату була в межах похибки експериментальних даних (як приклад, див. рис. 2).

Для абсолютизації даних у експерименті, крім вимірювань на досліджуваному ядрі, також вимірюють перерізи пружного розсіювання електронів на одному з ядер, для якого є «еталонні» дані (^{12}C або ^1H , ^4He). Здобуті для такого ядра перерізи перетворюють на значення формфактора основного стану ядра $F_{\text{exp}}(q)$ і знаходять коефіцієнти абсолютизації

$$K_a = F_{\text{el}}^2(q) / F_{\text{exp}}^2(q), \quad (5)$$

де $F_{\text{el}}(q)$ – еталонні значення формфактора.

Для того, щоб перевірити можливу наявність систематичної похибки в еталонних даних, скористаймося визначенням поняття формфактора: при $q \rightarrow 0$ має бути $F_{\text{el}}^2(q) = 1$. Тоді перевірювані дані потрібно апроксимувати функцією

$$f^2(k, a_i, q) = k \cdot F_{\text{th}}^2(a_i, q), \quad (6)$$

де k та a_i – параметри апроксимації, $F_{\text{th}}^2(a_i, q)$ – аналітичний запис формфактора. При відсутності систематичної похибки в еталонних даних значення k , знайдене в апроксимації, у межах похибки Δk має дорівнювати 1.0. Якщо ж це не так, то k – величина систематичної похибки еталонних даних, яку потрібно враховувати при використанні цих даних для абсолютизації.

У наших вимірюваннях абсолютизація проводилась за еталонними значеннями формфактора основного стану ядра ^{12}C . У роботах [7;10] виконано перевірку цих даних щодо наявності в них систематичної похибки, а в якості $F_{\text{th}}^2(a_i, q)$ було використано: розвинення формфактора за ступенями q^2 та вираз для формфактора, що відповідає розподілу густини заряду в оболонковій моделі. Було доведено присутність систематичної похибки в значеннях $F_{\text{el}}^2(q)$ ядра ^{12}C , яка становить $(2.6 \div 2.9) \%$, що враховано при використанні цих даних як еталонних.

Унаслідок проведених розрахунків із даних вимірювань (кінематичні характеристики спектрів $^7\text{Li}(e, e')$, використаних у роботі наведено в Табл. 1), знайдено кутові функції відгуку $R_0(q, \omega)$, з яких потрібно здобути значення поздовжньої функції відгуку $R_L(q, \omega)$ при постійних переданих імпульсах q_c .

Два спектри, що виміряні при різних кутах розсіювання, один з яких $\theta_2 = 160^\circ$, а другий – малий кут θ_1 , у площині (q, ω) мають тільки одну точку перетинання. Тому, для виділення з набору експериментальних спектрів значень $R_L(q, \omega)$ при постійних переданих імпульсах q_c , потрібно провести наступні процедури:

1. інтерполяцію між кутовими функціями відгуку $R_{\theta_2}(q, \omega)$, що виміряні при одному і тому ж куті розсіювання $\theta_2 = 160^\circ$, до значень переданого імпульсу $q_{\theta_1, i} = q(\omega, \theta_{1, i})$, які відповідають лінії аргументів малого кута розсіювання $\theta_{1, i}$.
2. виділити поздовжню функцію відгуку при значеннях переданого імпульсу $q_{\theta_1, i}$ за методом Розенблюта. У цьому випадку здобуті $R_L(q_{\theta_1, i}, \omega)$ будуть розташовані вздовж лінії аргументів малого кута розсіювання $(q_{\theta_1, i}, \omega)$.

3. Після того як пункти 1 і 2 будуть виконані для всіх i -тих значень малих кутів $\theta_{1,i}$, необхідно провести інтерполяцію між усіма здобутими $R_L(q_{\theta_{1,i}}, \omega)$ до заданих значень постійних переданих імпульсів q_c .

Для інтерполяції в площині аргументів (q, ω) використовувалися лінії, вздовж яких дані змінюються найбільш монотонно. В області спектра, де домінують піки збуджених станів ядра, для ліній інтерполяцій використовується вираз:

$$\omega = \varepsilon_j + Q^2/2M, \quad (7)$$

де ε_j відповідає різним лініям інтерполяції, M – маса ядра. Такі лінії у випадку ядра ${}^7\text{Li}$ були використані для $\varepsilon \leq (25 \div 30)$ MeV. При більших переданих енергіях ω у спектрі перерізу домінує широкий пік квазіпружного розсіяння електронів на нуклонах ядра, а лінії для інтерполяції в цьому випадку мають вигляд

$$\omega = C + K_j Q^2, \quad (8)$$

де $C = \text{const}$, від вибору значення якої результат практично не залежить (ми використовували $C = 17.5$ MeV), а K_j відповідає різним лініям для інтерполяції в області квазіпружного розсіяння.

Таблиця 1

Кінематичні характеристики спектрів ${}^7\text{Li}(e, e')$, використовуваних у роботі

E_0 , MeV	θ , град	ω_{max} , MeV	E_0 , MeV	θ , град	ω_{max} , MeV
258.9	34.2°	82	103.7	95°	60
259.1	40.5°	96	103.7	111.5°	70
259.1	47°	110	103.4	160°	72
259.1	53.3°	120	116.1	160°	78
259.0	60.5°	128	128.8	160°	90
259.1	61°	128	142.8	160°	100
259.1	68.5°	132	159.4	160°	115
258.8	77.5°	135	176.4	160°	128
258.8	94.2°	138	203.3	160°	138
160.3	40.5°	68	232.2	160°	138
160.3	49°	70			

Примітка: ω_{max} – величина максимальної переданої енергії, до якої виміряно спектр.

Запропонований спосіб розрахунку поздовжньої функції відгуку дав змогу здобути значення $R_L(q_c, \omega)$ у діапазоні $q_c = (0.875 \div 1.625)$ фм⁻¹ (рис. 3). Однак, при менших переданих імпульсах ми мали тільки спектри виміряні при різних θ_2 , тому для виділення значень $R_L(q_c, \omega)$ у діапазоні $q = (0.750 \div 1.000)$ фм⁻¹ була розроблена наближена методика, в якій пункти 1 і 2 виконувалися для великих кутів $\theta_{2,i}$ та їхніх ліній $q_{\theta_{2,i}} = q(\omega, \theta_{2,i})$, а не для малих кутів θ_1 , як це робилося раніше. Крім того, у пункті 2 для розвинення перерізу на поздовжню та поперечну функції відгуку за методом Розенблюта використано середнє значення малих кутів θ_1 , яке дорівнювало 40.5°.

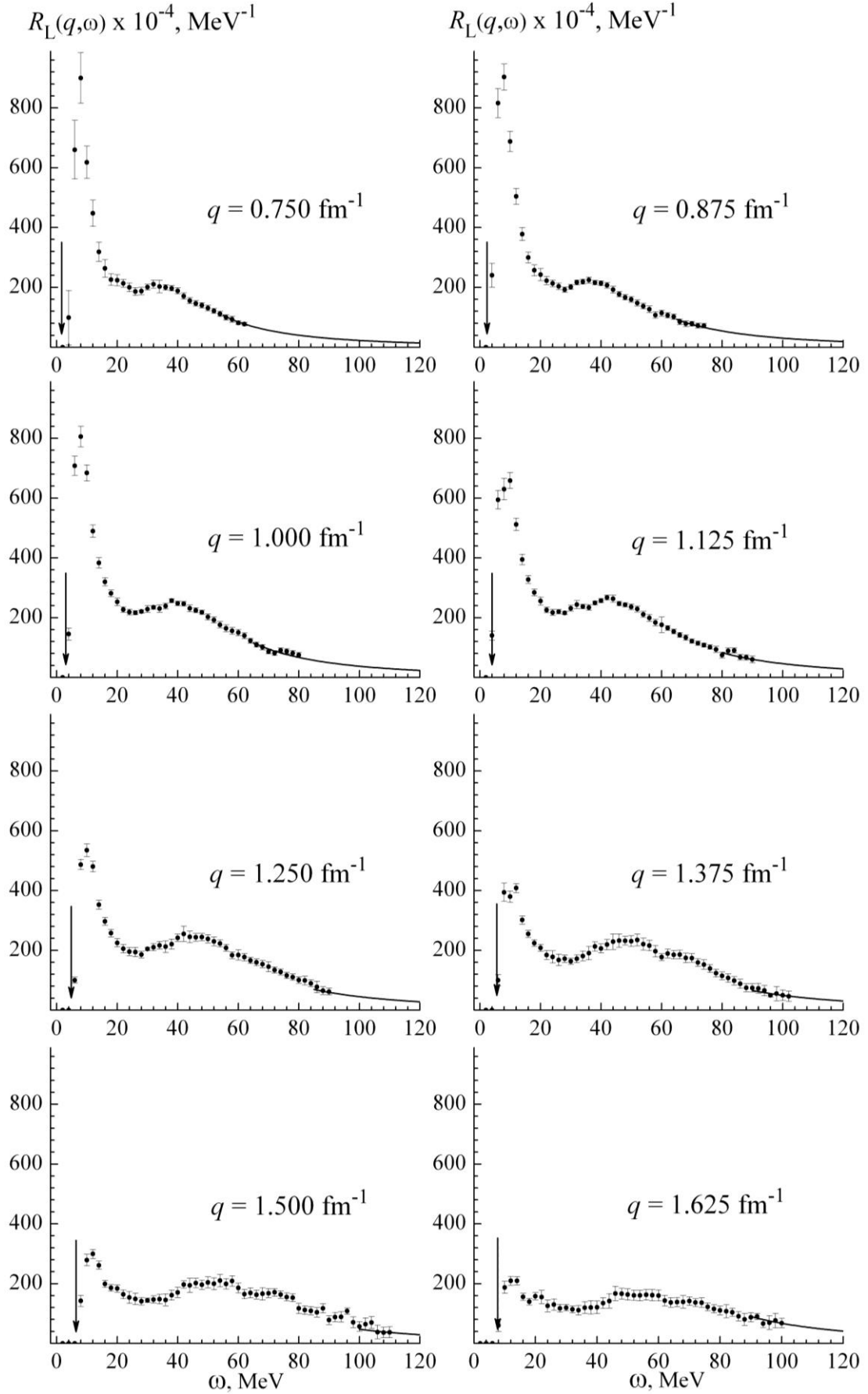


Рис. 3. Поздовжня функція відгуку $R_L(q_c, \omega)$ ядра ${}^7\text{Li}$ у діапазоні $q_c = (0.750 \div 1.625) \text{ fm}^{-1}$. Кружки – дані функції відгуку, криві – екстраполяції функцій відгуку в область великих переданих енергій ω степеневою функцією з $\alpha = 2.5$. Стрілки вказують на положення піка пружного розсіяння

Оцінка похибки застосування цього наближення розрахована з порівняння поздовжніх функцій відгуку, знайдених у різних підходах при $q_c = 0.875 \text{ фм}^{-1}$. Різниця кулонових сум, побудованих на функціях відгуку з цих двох підходів, не перевищувала 1.5%.

Здебільшого експериментальні дані по $R_L(q, \omega)$ подають у вигляді кулонової суми $S_L(q)$. Вираз для розрахунку експериментальних KC має вигляд

$$S_L(q) = \int_{\omega_{el}}^{\omega_{max}} \frac{R_L^{\text{exp}}(q, \omega)}{G_E^2(Q^2)} d\omega + \int_{\omega_{max}}^{\infty} \frac{R^{\text{th}}(q, \omega)}{G_E^2(Q^2)} d\omega, \quad (9)$$

де $G_E^2(Q^2) = \frac{1+Q^2/4m^2}{1+Q^2/2m^2} [ZG_{E,p}^2(Q^2) + NG_{E,n}^2(Q^2)]$, N і Z – число нейтронів та протонів в ядрі; m – маса нуклона; $G_{E,p}(Q^2)$ і $G_{E,n}(Q^2)$ – електричні формфактори протона та нейтрона, відповідно. Перший доданок знаходять з експериментальних функцій відгуку $R_L^{\text{exp}}(q, \omega)$, починаючи від енергії піка пружного розсіяння ω_{el} (але без внеску цього піка в інтеграл) і до максимальної переданої енергії ω_{max} , до якої здобуто функції відгуку. У другому доданку використовується функція $R^{\text{th}}(q, \omega)$, яка екстраполює експериментальні функції відгуку в область великих переданих енергій. У дисертації для $R^{\text{th}}(q, \omega)$ застосовано степеневу функцію

$$R^{\text{th}, \alpha}(q, \omega) = C_\alpha(q) \cdot (\omega - \omega_{el})^{-\alpha}, \quad (10)$$

де α та $C_\alpha(q)$ – параметри, знайдені в апроксимації експериментальних даних в районі переданих енергій близьких до ω_{max} . У роботі [6;9] досліджено екстраполяцію функцій відгуку на прикладі ядер ^4He і ^2H та встановлено відповідність степеневій функції експериментальним даним $R_{L/T}(q, \omega)$. Ця методика була застосована до даних ядра ^7Li та знайдено значення параметра $\alpha(^7\text{Li}) = 2.50 \pm 0.10$ [1].

Спектри, виміряні при $E_0 = 160.3 \text{ MeV}$ і $\theta = 40.5^\circ, 49^\circ$ (див. рис. 4) були використані для оцінки значень $S_L(q)$ при переданих імпульсах $q \approx 0.60 \text{ фм}^{-1}$. Для цього, було зроблено кілька припущень. Оскільки в розглядуваних спектрах q для заданих E_0 і θ в межах $\Delta q = 0.05 \text{ фм}^{-1}$ можна вважати незмінним, то для оцінки значень KC передані імпульси взято рівними середнім значенням q уздовж цих спектрів. Так, для $E_0 = 160.3 \text{ MeV}$ і $\theta_1 = 40.5^\circ$ було прийнято $q = 0.55 \text{ фм}^{-1}$, а для $E_0 = 160.3 \text{ MeV}$ і $\theta_1 = 49^\circ$ – $q = 0.65 \text{ фм}^{-1}$. Зі зменшенням переданого імпульсу внесок $R_T(q, \omega)$ у спектри швидко убуває, тому його значення в KC можна врахувати у вигляді поправки. У дисертації доведено, що величина внеску $R_T(q, \omega)$ в області піка з енергією збудження $\varepsilon \approx (4 \div 15) \text{ MeV}$ складає $(10 \div 13)\%$ від величини перерізу, а в даних піка квазіпружного розсіяння електронів виміряного при $q = 0.55 \text{ фм}^{-1}$ та 0.65 фм^{-1} дорівнює 14% та 18%, відповідно.

Первинні дані були здобуті з недостатнім енергетичним розрізненням, тому пік збудження ядра з енергією $\varepsilon = 0.47 \text{ MeV}$ не можливо було відділити від піка

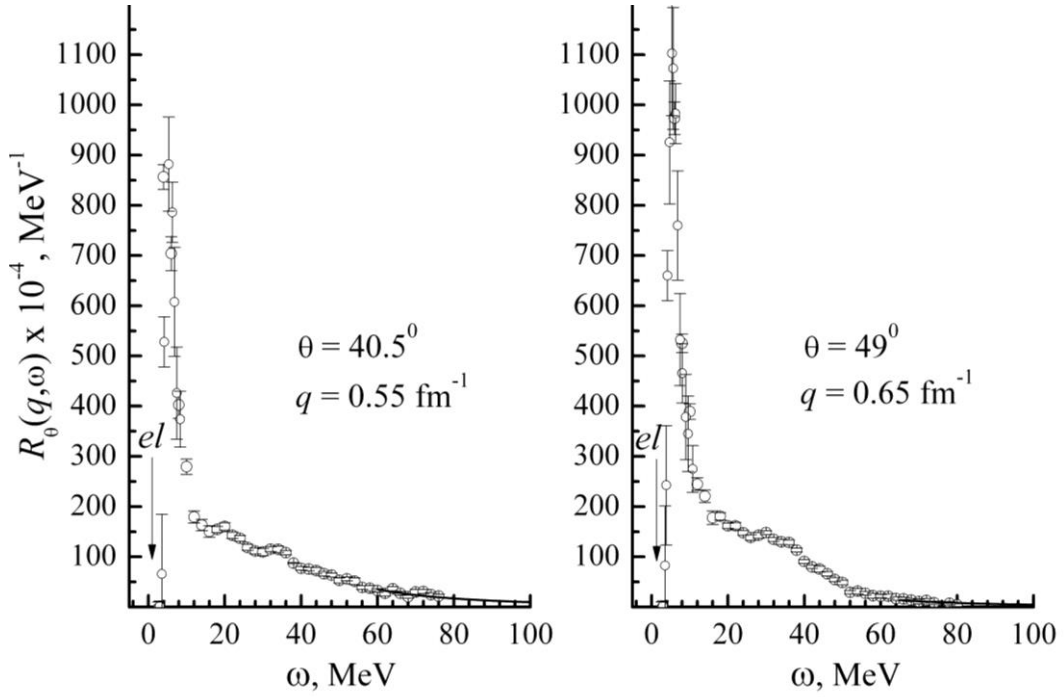


Рис. 4. Кутова функція відгуку $R_0(q, \omega)$ ядра ${}^7\text{Li}$ при $E_0 = 160.3$ MeV і $\theta = 40.5^\circ$ і 49° . Стрілками вказано положення піка пружного розсіювання. Крива – екстраполяція даних у область великих переданих енергій ω степеневою функцією з $\alpha = 2.50$. На кожному графіку наведено середнє значення q , якому відповідає спектр

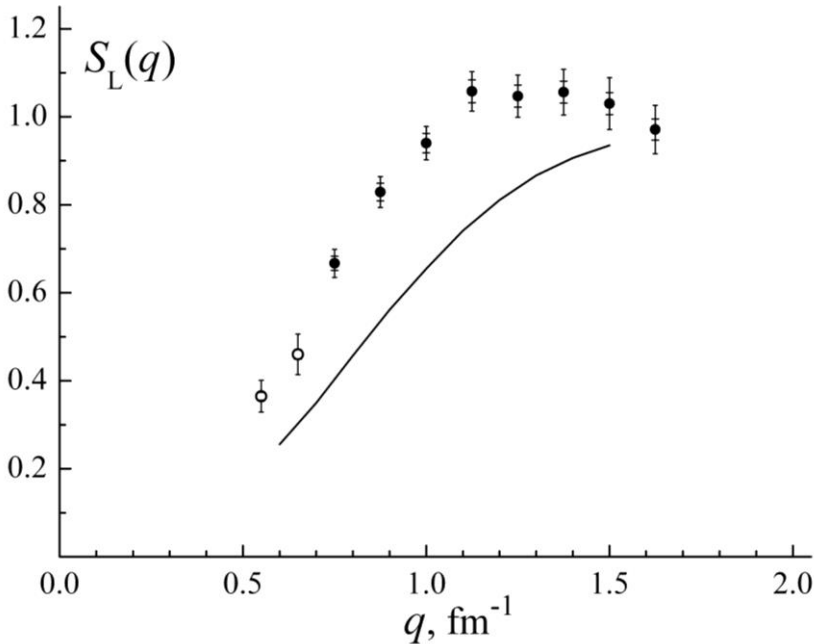


Рис. 5. Кулонова сума $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$. Закриті кружки – значення знайдені по експериментальним $R_L(q_c, \omega)$, пусті – оцінки $S_L(q)$ із спектрів $E_0 = 160.3$ MeV і $\theta = 40.5^\circ$, 49° . Похибки при точках – сума систематичної та статистичної похибок. На лінії сумарної похибки окремо наведено систематичні похибки. Крива – теоретичний розрахунок у підході двокластерної моделі ядра (розходження теорії та експерименту обговорюється в тексті)

пружного розсіювання електронів. Внесок цього піка в значення KC було враховано використовуючи дані з літератури і в $S_L(q)$ цей внесок становить $(1.5 \div 2.5)\%$. Здобуті експериментальні значення KC наведено на рис. 5 і в табл. 2. Систематична похибка в цих даних склала 2.4% , а статистична – $(1.7 \div 3.3)\%$.

У розділі чотири обговорюються здобуті експериментальні значення KC ядра ${}^7\text{Li}$, у залежності від переданого імпульсу яких проявилася така ж аномалія, як і раніше у випадку ядра ${}^6\text{Li}$ (див. на рис. 6 порівняння поведінки $S_L(q)$ ядер ${}^7\text{Li}$ та ${}^4\text{He}$). У роботі [1] висловлена гіпотеза про те, що порівняно низьке значення q , при якому

функція $S_L(q)$ виходить на плато своїх значень, у випадку ізотопів літію пов'язано з проявом у KC кластеризації, що властива цим ядрам.

У роботі [5;14] для об'єктивного обґрунтування запропонованої гіпотези було формалізовано визначення переданого імпульсу, що відповідає виходу на плато функції $S_L(q)$ – імпульсу q_p (див. рис. 6). Для ядер ${}^6,{}^7\text{Li}$ та ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40,48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$ знайдені значення q_p та побудована залежність q_p ядер як функції параметру ступеня кластеризації $x = b/a$, який є відношенням параметру b хвильової функції відносного руху до параметру a хвильової функції α -частинки.

Таблиця 2

Експериментальні значення кулонової суми $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$

q, fm^{-1}	$S_L(q)$	$\Delta S_{L, \text{syst}}$	$\Delta S_{L, \text{stat}}$	$S_{\text{tail}}/S_L, \%$	$\omega_{\text{max}}, \text{MeV}$
0.550	0.371	0.009	0.037	9.7	77
0.650	0.473	0.011	0.047	3	81
0.750	0.668	0.016	0.017	17.5	63
0.875	0.829	0.020	0.015	14.4	77
1.000	0.949	0.022	0.016	15	81
1.125	1.058	0.026	0.020	14.2	91
1.250	1.047	0.025	0.023	16.7	91
1.375	1.056	0.025	0.027	14.0	103
1.500	1.030	0.025	0.034	12.9	111
1.625	0.971	0.024	0.031	22.3	111

Примітка: S_{tail} – частина величини KC , знайдена з екстраполяції функції відгуку в область великих переданих енергій $\omega \geq \omega_{\text{max}}$. $\Delta S_{L, \text{syst}}$ та $\Delta S_{L, \text{stat}}$ – систематична та статистична похибки, відповідно.

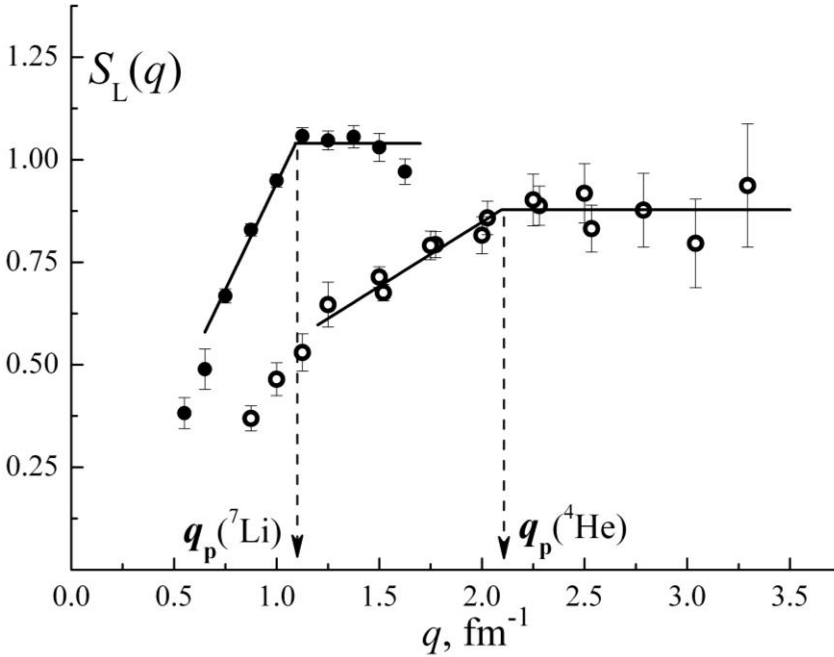


Рис. 6. Кулонова сума ядер ${}^4\text{He}$ та ${}^7\text{Li}$. Закриті кружки – ${}^7\text{Li}$, відкриті – ${}^4\text{He}$. Горизонтальна та похила лінії – апроксимація даних за методом найменших квадратів; перетинання цих прямих визначає величину q_p

Величина x змінюється в інтервалі від $x = 1$, що відповідає оболонковій моделі ядра, до $x = 0$ – граничний випадок моделі кластеризації. Тобто величина x є визначенням ступеня, в якому кластери сформовані всередині ядра. Для ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{40,48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$ величину x можна прийняти як $x = 1$, а для ядер ${}^6,{}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ взяті відомі в літературі значення x . З рис. 7 видно, що залежність q_p від x , з точністю до похибок даних, близька до лінійної, що свідчить на користь гіпотези про вплив кластеризації ядра на поведінку його KC

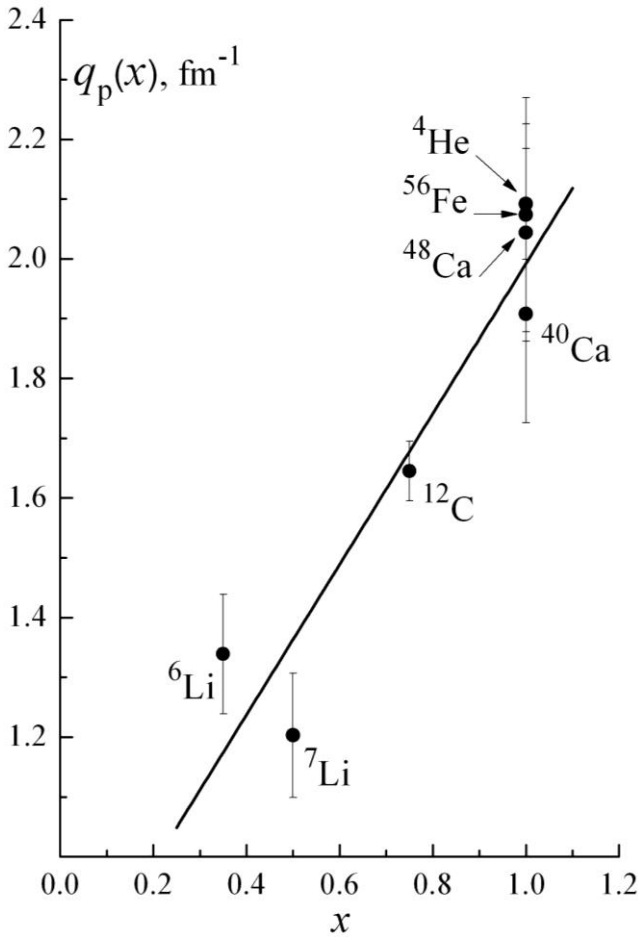


Рис. 7. Залежність переданого імпульсу q_p від параметру x ступеня кластеризації для різних ядер. Пряма – апроксимація даних лінійною функцією

[5;14]. Додатковою перевіркою розглядуваної гіпотези могли б бути результати вимірювань KC ядра ${}^9\text{Be}$ ($x = 0.5 \div 0.6$) при $q = (0.8 \div 1.7)$ фм⁻¹, завдяки яким можна було б знайти імпульс q_p цього ядра. Проте практично застосовувати властивість лінійної залежності q_p від x для визначення величини параметру ступеня кластеризації ядра не є можливим через трудомісткості здобуття експериментальних значень KC .

У роботі [4] виконано розрахунок KC ${}^7\text{Li}$ на основі кластерної моделі, в якій ядро ${}^7\text{Li}$ розглядається як система двох кластерів з середньою відстані між кластерами значно більшою за розміри самих кластерів. Порівняння теоретичних та експериментальних результатів по KC ядра ${}^7\text{Li}$ наведено на рис. 5, з якого видно, що розрахунок не описує кількісно експериментальні значення KC . Однак, якщо говорити про якісне погодження, то результат розрахунку підтверджує більш ранній, у порівнянні з іншими ядрами, вихід на плато функції $S_L(q)$.

Кулоновою енергією E_{coul} називається та частина енергії атомного ядра, яка виникає внаслідок електростатичної (кулонової) взаємодії між внутрішньоядерними протонами. Вираз для експериментального визначення E_{coul} атомного ядра не залежить від будь-яких припущень про структуру досліджуваного ядра і записується у вигляді

$$E_{\text{coul}} = \frac{e^2}{\pi} (I_1 - I_2), \quad (11)$$

$$I_1 = \int_0^\infty Z^2 F_{el}^2(q) \left(1 + \frac{q^2}{4M^2} \right) dq, \quad I_2 = \int_0^\infty Z G_{E,p}^2(q^2) (1 - S_L(q)) dq.$$

Для обчислення інтеграла I_1 використано дані формфактора основного стану ядра ${}^7\text{Li}$ відомі в літературі. Ці дані попередньо були проаналізовані щодо можливої наявності в них систематичної похибки за методикою, як у роботах [7;10], після чого розраховано значення першого доданка:

$$I_1 = (2.770 \pm 0.036 \pm 0.014) \text{ MeV},$$

де перша похибка статистична, а друга – систематична.

Для обчислення другого доданка в формулі кулонової енергії E_{coul} підінтегральні функції інтеграла I_2 подано у вигляді, як зображено на рис. 8. З рисунка видно, що значенню інтеграла I_2 відповідає площа області заштрихованої між функціями $A(q) = Z \cdot G_{E,p}^2(q^2)$ і $B(q) = Z \cdot G_{E,p}^2(q^2) \cdot S_L(q)$. Верхня межа інтеграла визначається точкою $q = 1.063 \text{ фм}^{-1}$.

Значення інтеграла функції $A(q)$ (позначимо I_A), обчислюється за наявними в літературі даними зарядового формфактора протона $G_{E,p}(q^2)$ і знайдено, що

$$I_A = (1.3347 \pm 0.0053) \text{ MeV}.$$

Для обчислення інтеграла функції $B(q)$ (позначимо I_B) необхідно обчислити площу гістограми (див. рис. 8). Інтеграл I_B і його статистична похибка $\Delta_{\text{stat}} I_B$ мають вигляд

$$I_B = Z \sum_{i=1}^{i=6} G_{E,p}^2(q_i^2) S_L(q_i) D_i, \quad \Delta_{\text{stat}} I_B = Z \sqrt{\sum_{i=1}^{i=6} [G_{E,p}^2(q_i^2) \Delta_{\text{stat}} S_L(q_i) D_i]^2},$$

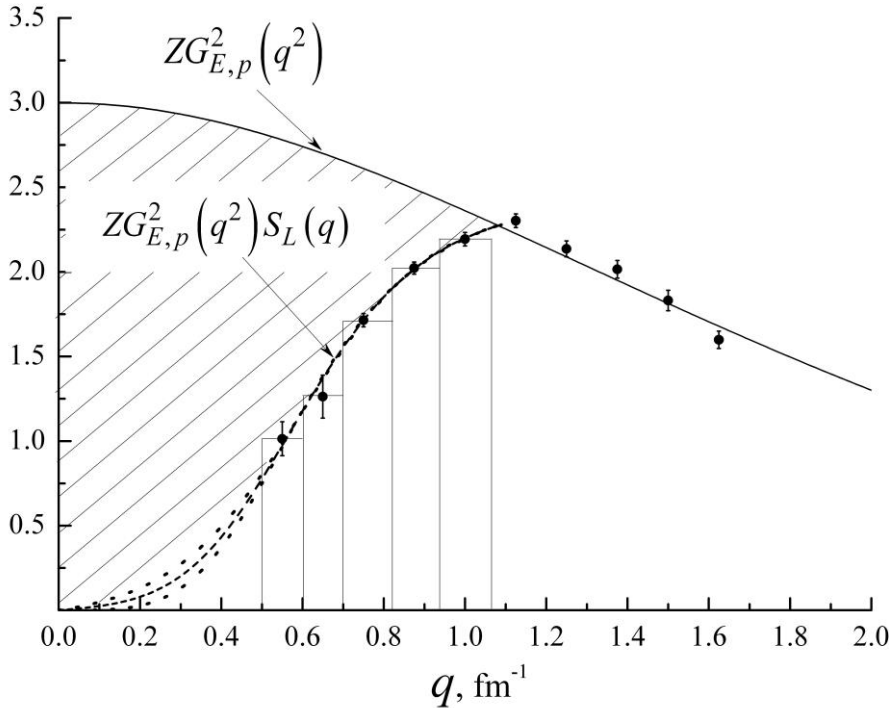


Рис. 8. Підінтегральні функції другого інтеграла I_2 з формули для E_{coul} . Значенню інтеграла відповідає заштрихована площа між верхньою лінією і штриховою лінією, що проходить через гістограму. Пунктирні криві – апроксимація значень $S_L(q)$, штрихова – середнє між двома апроксимуючими кривими. Зображено тільки $\Delta S_{L, \text{stat}}$

де D_i – ширина i -того стовпця, $\Delta_{\text{stat}} S_L(q_i)$ – статистична похибка $S_L(q_i)$. При $q < 0.5 \text{ фм}^{-1}$, де має знаходитися стовпчик гістограми $i = 1$, немає експериментальних даних. Однак, використовуючи той факт, що KC описує ядерні реакції, а при $q = 0$ таких реакцій бути не може, тобто $S_L(0) = 0$, можна інтерполювати функцію $S_L(q)$ між наявними експериментальними даними та $S_L(0) = 0$.

Для інтерполяції даних були випробувані 9 різних функцій у декількох діапазонах переданих імпульсів: від $q = (0.0 \div 0.875) \text{ фм}^{-1}$

до $q = (0.0 \div 1.125) \text{ фм}^{-1}$. З проведеного аналізу на інтервалі $q = (0.0 \div 0.5) \text{ фм}^{-1}$ для інтерполяції була прийнята функція, яка є середньою між знайденими в інтерполяції функціями Boltzmann і Logistic. Оцінка похибки $\Delta_{\text{stat}} S_L(q_i)$ у цьому випадку дорівнює половині величини коридору, що обмежують ці криві. Унаслідок, маємо

$$I_B = (0.493 \pm 0.012 \pm 0.012) \text{ MeV}, I_2 = (0.842 \pm 0.013 \pm 0.012) \text{ MeV},$$

$$E_{\text{coul}} = (1.928 \pm 0.038 \pm 0.026) \text{ MeV}.$$

Для аналізу здобутих значень E_{coul} , I_1 , I_2 ядра ${}^7\text{Li}$ проведено їхнє порівняння з аналогічними даними для ядер ${}^6\text{Li}$ та ${}^4\text{He}$:

1. Кулонова енергія ядра тим більша, чим менша відстань між протонами в ядрі. Тоді з відношення $E_{\text{coul}}({}^7\text{Li})/E_{\text{coul}}({}^6\text{Li}) = 1.21 \pm 0.09$ можна зробити висновок, що зарядовий розмір ядра ${}^7\text{Li}$ має бути меншим за розмір ядра ${}^6\text{Li}$. Це узгоджується з результатом експерименту з пружного розсіяння електронів на ${}^7\text{Li}$ і ${}^6\text{Li}$, де було знайдено відношення середньоквадратичних зарядових радіусів $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ ядер ізотопів літію $\langle r^2 \rangle^{1/2}({}^7\text{Li})/\langle r^2 \rangle^{1/2}({}^6\text{Li}) = 0.948 \pm 0.008$.

2. Інтеграл I_2 є чисельної характеристикою зменшення кулонової енергії ядра внаслідок перекриття хвильових функцій протонів ядра, тобто його величина чутлива до взаємного розташування протонів у ядрі.

Ядро ${}^7\text{Li}$ можна представити як двокластерну структуру (α - плюс t -кластер), в якій відстань між протонами, що належать різним кластерам, значно більша за відстань між протонами в α -кластері. Це веде до висновку, що інтеграл I_2 у випадку ядра ${}^7\text{Li}$ повністю або майже повністю визначається внеском у нього α -кластера досліджуваного ядра.

У припущенні відсутності в $I_2({}^7\text{Li})$ внеску від зовнішнього протона відношення інтегралів I_2 ядер ${}^7\text{Li}$ та ${}^4\text{He}$ $I_2({}^7\text{Li})/I_2({}^4\text{He}) = 0.88 \pm 0.06$ вказує на те, що ефективний лінійний розмір α -кластера більший за розмір ядра ${}^4\text{He}$.

ВИСНОВКИ:

- Уперше здобуто експериментальні значення $R_L(q, \omega)$, $S_L(q)$ у діапазоні переданих імпульсів $q_c = (0.750 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$ і оцінки величини кулонової суми при $q = 0.55, 0.65 \text{ фм}^{-1}$ та E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$.

- Знайдені значення кулонової суми ядра ${}^7\text{Li}$ виявили аномалію в поведінці KC подібну до тієї, що раніше спостерігали у випадку ядра ${}^6\text{Li}$. Ця аномалія була пояснена проявом у KC кластеризації ядра. Як додатковий аргумент зв'язку $S_L(q)$ з кластеризацією ядра було проведено порівняння експериментальних KC з теоретичним розрахунком, виконаним у підході кластерної структури ядра і доведено якісне узгодження теорії та експерименту.

- Здобуто значення повної кулонової енергії E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$, яка дорівнює $E_{\text{coul}} = (1.928 \pm 0.038 \pm 0.026) \text{ MeV}$, де перша похибка статистична, а друга – систематична. Порівняння здобутого $E_{\text{coul}}({}^7\text{Li})$ з $E_{\text{coul}}({}^6\text{Li})$ вказує на те, що середньоквадратичний радіус ${}^7\text{Li}$ менший за радіус ${}^6\text{Li}$, що узгоджується з раніше спостережуванним у експерименті з пружного розсіяння електронів на ядрах ${}^7\text{Li}$ і ${}^6\text{Li}$ відношенням $\langle r^2 \rangle^{1/2}({}^7\text{Li})/\langle r^2 \rangle^{1/2}({}^6\text{Li}) = 0.948 \pm 0.008$.

- Порівняння експериментальних значень другого доданка I_2 з виразу E_{coul} для ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^4\text{He}$ дало результат $I_2({}^7\text{Li})/I_2({}^4\text{He}) = 0.88 \pm 0.06$, який вказує на те, що ефективний лінійний розмір α -кластера ядра ${}^7\text{Li}$ більший за розмір ядра ${}^4\text{He}$.

Також у висновках наведено перелік методик, які були розроблені та дали змогу здобути результати дослідження з високою точністю:

- Для оцінки внеску фону e^- з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені в спектрах ${}^7\text{Li}(e, e')$ розроблена методика розрахунку, яка дала змогу суттєво скоротити час моделювання цього процесу. Оцінено величину внеску цього ефекту в спектрах ${}^7\text{Li}(e, e')$, використовуваних у роботі.

- Створено і протестовано програмний код для радіаційно-іонізаційного коригування спектрів розсіяних на ядрах електронів. Досягнута точність радіаційного коригування не гірша за точність результатів провідних лабораторій світу. Знайдено умови застосування методу еквівалентного радіатора для розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіяння електронів.

- Виявлена 3%-ва систематична похибка в еталонних даних з пружного розсіяння електронів на ${}^{12}\text{C}$, що було враховано при абсолютизації даних ${}^7\text{Li}(e, e')$ цієї роботи.

- Досліджено екстраполяцію поздовжньої функції відгуку ${}^7\text{Li}$ в область великих переданих енергій, що необхідно для екстраполяції експериментальних $R_L(q, \omega)$ в область $\omega \rightarrow \infty$.

Додатки містять список публікацій здобувача за темою дисертації та відомості про апробацію результатів дисертації (Додаток А); перелік кінематичних характеристик спектрів ${}^7\text{Li}(e, e')$, які використовувалися в роботі (Додаток Б).

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Buki A. Yu., Shevchenko N. G., **Timchenko I. S.** Coulomb sums for ${}^7\text{Li}$ nucleus at 3-momentum transfers $q = 1.250 \dots 1.625 \text{ fm}^{-1}$ // Problems of atomic science and technology. 2009, № 3(51). P. 38–42. (Дисертант приймав участь в обробці первинних даних вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e, e')$, унаслідок чого було здобуто експериментальні значення поздовжньої функції відгуку за допомогою методу Розенблюта в широкому діапазоні переданих імпульсів, знайдено KC цього ядра; автор приймав участь в аналізі здобутих результатів.) (Входить до SCOPUS)
2. **Timchenko I. S.**, Buki A. Yu. Application of the equivalent radiator method for radiative corrections to the spectra of elastic electron scattering by nuclei // Ядерна фізика та енергетика. 2015. Т.16, №2. С. 209–214. (Особистий внесок здобувача: розробка програми розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіяння як у точному підході, так і в наближеному – методі еквівалентного радіатора; розрахунки радіаційного хвоста піка пружного розсіяння для низки ядер у точному та наближеному підходах; участь в аналізі та визначенні меж застосування методу еквівалентного радіатора.) (Видання входить до SCOPUS)
3. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** The Coulomb sum of ${}^7\text{Li}$ // Ядерна фізика та енергетика. 2018. Т.19, №2. С. 103–110. (Здобувач проводив дослідження KC ядра ${}^7\text{Li}$ при $q \rightarrow 0$ для розрахунку значення кулонової енергії; приймав участь у

знаходженні значень кулонової енергії та її складових, а також в обговоренні здобутих результатів.) (Видання входить до SCOPUS)

4. Efros V. D., **I. S. Timchenko**, Buki A. Yu. Relation between (e, e') sum rules in ${}^6, {}^7\text{Li}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei: Experiment and cluster model // Eur. Phys. J. 2016. Vol. A52. P. 275–281. DOI:10.1140/epja/i2016-16275-x. (Дисертант займався здобуттям з даних вимірювань ${}^7\text{Li}(e, e')$ поздовжньої функції відгуку ядра та його КС, брав участь в аналізі результатів.) (Видання входить до SCOPUS)
5. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** Manifestation of nuclear clusterization in Coulomb sums // East Eur. J. Phys. 2018. Vol. 5, №1. P. 36–40. DOI: 10.26565/2312-4334-2018-1-03. (Здобувач проводив дослідження залежності КС від переданого імпульсу для ядер ${}^4\text{He}$, ${}^6, {}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$, при цьому були знайдені значення переданого імпульсу q_r , при якому кулонова сума досліджуваних ядер виходить на свої постійні значення в межах експериментальних похибок. Приймав участь в аналізі зв'язку знайдених значень q_r з параметром x ступеня кластеризації ядра.)
6. Буки А. Ю., Ненько И. А., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Экстраполяция экспериментальных функций отклика ядер ${}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ степенной функцией // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». 2005. № 664, вип. 2(27). С. 45–50. (Особистий внесок здобувача: дослідження вибору необхідної кількості експериментальних величин поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ для апроксимації функції екстраполяції; обчисленням параметрів функції екстраполяції, яка описує значення $R_L(q_c, \omega)$ в області великих переданих енергій.)
7. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** About absoluteness of data on elastic electron scattering with ${}^{12}\text{C}$ nucleus // Problems of atomic science and technology. 2007, № 5(48). С. 45–47. (Здобувач проводив ревізію і коригування даних зарядового формфактора основного стану ядра ${}^{12}\text{C}$.)
8. **Timchenko I. S.**, Buki A. Yu. Calculation of (e^+, e^-) -pair contribution to the spectra of electrons scattered by nuclei // East Eur. J. Phys. 2015. Vol. 2, №2. С. 38–43. (Дисертант займався моделюванням процесу проходження електронів крізь речовину мішені на GEANT-3; приймав участь у розробці методики оптимізації моделювання фотонародження e^+, e^- -пар у мішені. Для тестування розробленої методики автор проводив розрахунок величини фону e^- з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені для умов вимірювань на ${}^{208}\text{Pb}$, які були доступні в літературі; виконав розрахунок величини внеску цього фону в умовах вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e, e^-)$.)
9. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Исследование экстраполяций функций отклика ядер ${}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : III конф., 28 лютого – 4 березня 2005 р. : тези доп. Харків, 2005. С. 30–31. (Дисертант займався знаходженням параметрів екстраполяційної функції, яка потрібна для опису експериментальних $R_L(q_c, \omega)$ та $R_T(q_c, \omega)$ у районі великих переданих енергій, дослідженням вибору необхідної

кількості експериментальних даних функцій відгуку в області апроксимації екстраполяційної функції.)

10. Буки А. Ю., **Тимченко И. С.** Об абсолютности данных упругого рассеяния электронов на ядре ^{12}C // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : V конф., 26 лютого – 2 березня 2007 р. : тези доп. Харків, 2007. С. 70. (Здобувач проводив ревізію та корекцію еталонних даних зарядового формфактора основного стану ядра ^{12}C .)
11. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Функции отклика ядра ^7Li при переданном 3-импульсе $q = 1.250 \dots 1.625 \text{ фм}^{-1}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : VI конф., 25 – 29 лютого 2008 р. : тези доп. Харків, 2008. С. 84. (Здобувач займався обробкою даних вимірювань $^7\text{Li}(e, e')$, унаслідок чого було здобуто експериментальні значення поздовжньої та поперечної функції відгуку в широкому діапазоні переданих імпульсів; приймав участь в аналізі здобутих результатів.)
12. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Метод эквивалентного радиатора в радиационной корректировке спектров // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : VIII конф., 16 – 20 березня 2015 р. : тези доп. Харків, 2015. С. 89–90. (Дисертант розробив програми розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіяння, як у точному підході, так і в наближенні методу еквівалентного радіатора, з його участю були визначені межі застосування методу еквівалентного радіатора.)
13. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Фон (e^+, e^-) -пар в данных электроядерного эксперимента // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : VIII конф., 16 – 20 березня 2015 р. : тези доп. Харків, 2015. С. 89. (Дисертант моделював процес проходження електронів крізь речовину мішені на GEANT-3, брав участь в оптимізації моделювання цього процесу; для тестування розробленої методики автор провів розрахунок величини фону e^- з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені для умов вимірювань на ^{208}Pb , які були доступні в літературі; провів розрахунок величини внеску цього фону в умовах вимірювань спектрів $^7\text{Li}(e, e')$, що використовувалися в роботі.)
14. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Аномальное поведение кулоновской суммы изотопов лития / Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : XIV конф., 22 – 25 березня 2016 р. : тези доп. Харків, 2016. С. 54. (Здобувач брав участь в аналізі експериментальних значень KC ядер ізотопів Li для дослідження залежності кулонової суми від переданого імпульсу.)
15. Буки А. Ю., **Тимченко И. С.** Кулоновская энергия ядра ^7Li // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : XIV конф., 22 – 25 березня 2016 р. : тези доп. Харків, 2016. С. 53. (Здобувач проводив дослідження KC ядер ^7Li при $q \rightarrow 0$ для обчислення значення кулонової енергії, приймав участь у знаходженні значень кулонової енергії та її складових, а також в аналізі здобутих результатів.)

АНОТАЦІЯ

Тімченко І. С. Кулонова сума та кулонова енергія ядра ${}^7\text{Li}$. – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.16 – фізика ядра, елементарних частинок і високих енергій. – Інститут фізики високих енергій і ядерної фізики Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут» Національної академії наук України; Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, м. Харків, 2019.

У дисертації наведені результати дослідження кулонової суми та кулонової енергії ядра ${}^7\text{Li}$ на основі даних інклюзивного розсіяння електронів у широкому діапазоні початкових енергій E_0 та кутів розсіяння θ . У цих дослідженнях були здобуті значення поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ та кулонової суми $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$ у діапазоні постійних значень переданих імпульсів q_c від 0.750 до 1.625 фм $^{-1}$. Використовуючи ці значення $S_L(q)$, а також здобуті оцінки цієї величини при $q = 0.55$ фм $^{-1}$ та 0.65 фм $^{-1}$, з високою точністю була визначена повна кулонова енергія ядра ${}^7\text{Li}$, яка дорівнює $E_{\text{coul}} = (1.928 \pm 0.038 \pm 0.026)$ МеВ, де перша похибка статистична, а друга – систематична. Для того, щоб здобути з високою точністю експериментальні результати було розроблено низку методичних підходів.

Проведений аналіз експериментальних значень кулонової суми довів, що залежність $S_L(q)$ має високу чутливість до степеня кластеризації ядра.

Порівняння кулонової енергії ядра ${}^7\text{Li}$ з кулоновими енергіями ядер ${}^6\text{Li}$ та ${}^4\text{He}$

– узгоджується з раніше спостережуваними в експерименті з пружного розсіяння електронів на ядрах ${}^6\text{Li}$ та ${}^7\text{Li}$ відношенням $\langle r^2 \rangle^{1/2}({}^7\text{Li}) / \langle r^2 \rangle^{1/2}({}^6\text{Li}) = 0.948 \pm 0.008$;

– приводить до висновку, що, в рамках двокластерної моделі ядра ${}^7\text{Li}$ ($\alpha + t$), ефективний лінійний розмір α -кластера більший за розмір вільного ядра ${}^4\text{He}$.

Експериментальні значення $R_L(q_c, \omega)$, $S_L(q)$ та E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$ здобуті *вперше*.

Ключові слова: ядро ${}^7\text{Li}$, інклюзивне розсіяння електронів, радіаційні та іонізаційні ефекти, поздовжня функція відгуку, кулонова сума, кулонова енергія, кластеризація ядер.

АННОТАЦИЯ

Тимченко И. С. Кулоновская сумма и кулоновская энергия ядра ${}^7\text{Li}$. – Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.16 – физика ядра, элементарных частиц и высоких энергий. – Институт физики высоких энергий и ядерной физики Национального научного центра «Харьковский физико-технический институт» Национальной академии наук Украины; Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина Министерства образования и науки Украины, г. Харьков, 2019.

В диссертации приведены результаты исследования кулоновской суммы и кулоновской энергии ядра ${}^7\text{Li}$ на основе данных по инклюзивному рассеянию

электронов в широком диапазоне начальных энергий E_0 и углов рассеяния θ . При проведении этих исследований для того, чтобы получить с высокой точностью значения продольной функции отклика $R_L(q_c, \omega)$ при постоянных переданных импульсах q_c , кулоновской суммы $S_L(q)$ и кулоновской энергии E_{coul} , был создан ряд методических подходов:

- для оценки величины вклада в спектры ${}^7\text{Li}(e, e')$ фона e^- от фоторождения e^+, e^- -пар в мишени разработана методика, которая позволила существенно сократить время моделирования этого процесса;
- разработан и протестирован программный код для радиационно-ионизационного корректирования спектров рассеянных на ядрах электронов. Определены границы применимости метода эквивалентного радиатора для расчета радиационного хвоста пика упругого рассеяния;
- обнаружена 3%-ая систематическая ошибка в эталонных значениях фактора основного состояния ядра ${}^{12}\text{C}$, что было учтено при нормировке данных этой работы;
- исследовано поведение функций отклика в области больших переданных энергий.

В диапазоне переданных импульсов $(0.750 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$ получены значения продольной функции отклика $R_L(q_c, \omega)$ и кулоновской суммы $S_L(q)$. Используя эти $S_L(q)$, а также найденные оценочные значения этой величины при $q = 0.55 \text{ фм}^{-1}$ и 0.65 фм^{-1} , с высокой точностью была получена полная кулоновская энергия ядра ${}^7\text{Li}$, которая равна $E_{\text{coul}} = (1.928 \pm 0.038 \pm 0.026) \text{ МэВ}$, где первая ошибка статистическая, а вторая – систематическая. Проведенный анализ экспериментальных данных показал, что

- найденные значения кулоновской суммы ядра ${}^7\text{Li}$ проявили аномалию в поведении $S_L(q)$ подобно той, что ранее наблюдалась на ядре ${}^6\text{Li}$. Эта аномалия была объяснена проявлением в кулоновской сумме кластеризации ядра. В качестве дополнительного аргумента связи $S_L(q)$ с кластеризацией ядра, было проведено сравнение экспериментальных $S_L(q)$ с теоретическим расчетом, проведенным в рамках двухкластерной модели ядра, и показано качественное согласие теории и эксперимента;

- сравнение кулоновских энергий ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ указывает на то, что среднеквадратичный радиус $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ ядра ${}^7\text{Li}$ меньше радиуса ${}^6\text{Li}$. Это согласуется с ранее наблюдаемым в эксперименте по упругому рассеянию электронов на ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ отношением $\langle r^2 \rangle^{1/2}({}^7\text{Li}) / \langle r^2 \rangle^{1/2}({}^6\text{Li}) = 0.948 \pm 0.008$;

- отношение экспериментальных значений второго слагаемого I_2 из выражения E_{coul} для ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^4\text{He}$ дало результат $I_2({}^7\text{Li}) / I_2({}^4\text{He}) = 0.88 \pm 0.06$. В подходе двухкластерной модели ядра ${}^7\text{Li}$ ($\alpha + t$) такое значение этого отношения указывает на то, что эффективный линейный размер α -кластера больше, чем размер ядра ${}^4\text{He}$.

Экспериментальные значения $R_L(q_c, \omega)$, $S_L(q)$ и E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$ получены *впервые*.

Ключевые слова: ядро ${}^7\text{Li}$, инклюзивное рассеяние электронов, радиационные и ионизационные эффекты, продольная функция отклика, кулоновская сумма, кулоновская энергия, кластеризация ядер.

ABSTRACT

Timchenko I. S. Coulomb sum and Coulomb energy of the ${}^7\text{Li}$ nucleus. – Manuscript.

Thesis for the candidate degree of physical and mathematical sciences by specialty 01.04.16 – Physics of Nucleus, Elementary Particles and High Energies. – Institute of high-energy physics and nuclear physics National Science Centre "Kharkov Institute of Physics and Technology", National Academy of Sciences of Ukraine; V. N. Karazin Kharkov National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkov, 2019.

In the thesis, a study of the Coulomb sum and the Coulomb energy of the ${}^7\text{Li}$ nucleus based on inclusive electron scattering data is presented. As a result of this study, values of the longitudinal response function $R_L(q_c, \omega)$ and the Coulomb sum $S_L(q)$ for the ${}^7\text{Li}$ nucleus for the constant momentum transfer q_c ranging from 0.750 to 1.625 fm $^{-1}$ were obtained. Using these values of $S_L(q)$ and the estimated ones found at $q = 0.55$ fm $^{-1}$ and 0.65 fm $^{-1}$, $E_{\text{coul}} = (1.928 \pm 0.038 \pm 0.026)$ MeV was derived for the total Coulomb energy. A number of methodological developments were made to reach a high accuracy of the experimental results.

The analysis of the experimental Coulomb sum values has shown that the dependence $S_L(q)$ has a high sensitivity to the degree of clustering of the nuclei.

The result of the comparison of the Coulomb energy for ${}^7\text{Li}$ nucleus with the Coulomb energies for the ${}^6\text{Li}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei

– is consistent with the ratio $\langle r^2 \rangle^{1/2}({}^7\text{Li}) / \langle r^2 \rangle^{1/2}({}^6\text{Li}) = 0.948 \pm 0.008$ (observed earlier in the experiment on the elastic electron scattering off the ${}^7\text{Li}$ and ${}^6\text{Li}$ nuclei);

– leads to the conclusion that, within the two-cluster model of the ${}^7\text{Li}$ nucleus ($\alpha + t$), the effective linear size of the α -cluster should be larger than the one of the ${}^4\text{He}$ nucleus.

The experimental values of $R_L(q_c, \omega)$, $S_L(q)$ and E_{coul} for the ${}^7\text{Li}$ nucleus were obtained for the **first time**.

Keywords: ${}^7\text{Li}$ nucleus, inclusive electron scattering, radiation and ionization effects, longitudinal response function, Coulomb sum, Coulomb energy, clustering of nuclei.