

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ**

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

ДРАПЕЙ СЕРГІЙ СТАНІСЛАВОВИЧ

УДК 539.163

**ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОНИКНЕННЯ Й СТРУШУВАННЯ
ЕЛЕКТРОНІВ
У ПРОЦЕСІ ВНУТРІШНЬОЇ КОНВЕРСІЇ ГАММА-ПРОМЕНІВ**

Спеціальність 01.04.16 - фізика ядра, елементарних частинок
і високих енергій

Дисертація на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

_____ С.С.Драпей

Науковий керівник:

доктор фіз.-мат. наук,

провідний науковий співробітник

відділу структури ядра

Інституту ядерних досліджень НАН України

Желтоножський Віктор Олександрович

Київ-2020

АНОТАЦІЯ

Драпей С.С. Дослідження проникнення й струшування електронів у процесі внутрішньої конверсії гамма-променів. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук (доктора філософії) за спеціальністю 01.04.16 – Фізика ядра, елементарних частинок та високих енергій. Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України, Київ, 2020.

В дисертації представлені експериментальні дослідження аномалій в процесі внутрішньої конверсії гамма променів. Досліджувані процеси супроводжуються випускненням γ -квантів і конверсійних електронів. Оскільки в результаті внутрішньої конверсії випромінюється характеристичне рентгенівське випромінювання, для рішення поставлених завдань можна успішно використати методи напівпровідникової γ -спектроскопії. Було спроектовано та реалізовано установки багатомірних збігів та антизбігів для виділення досліджуваних ефектів на загальному фоні конверсійних процесів. Розроблено математичний апарат удосконалено існуюче та створено нове спеціальне програмне забезпечення для обробки отриманих практичних даних.

Для вимірювання КВК використовувався метод піків сумування. Ідеологія даного методу аналогічна методу визначення ефективності γ -спектрометрів, за винятком того, що в цьому випадку ефективність вважається відомою, а визначається інтенсивність рентгенівського випромінювання.

Експерименти проводилися на спектрометрах з детекторами із кремнію й надчистого германію, а також на антикомptonівському спектрометрі з детектором з надчистого германію й активним захистом на основі сцинтиляційних детекторів з Na(Tl). Електронний тракт спектрометрів складався із блоків виробництва фірм "ORTEC" і "CANBERRA". Для поставлених цілей була адаптована програма NetSpectrum, яка здійснювала

керування вимірами та WinSpectrum, яка використовувалась для обробки отриманих даних, що дозволило:

- керувати вимірами через буфер AIM, підключений до мережевої плати ПК;
- здійснювати набір і запис як одиночного спектра, так і двовимірного спектра збігів;
- працювати зі спектрами, записаними в розповсюджених форматах фірм ORTEC і CANBERRA (*.cnf, *.chn, *.mca);
- проводити пошук, ідентифікацію та обробку піків;
- обробляти одночасно декілька γ -спектрів;
- використати для опису форми лінії модифікований Гаусіан з “хвостами” або еталонну лінію, а для підкладки - квадратичну функцію зі "сходінкою";
- розраховувати й зберігати у файлі калібрування по енергії, ефективності й формі лінії;
- проводити за результатами обробки ізотопний аналіз;
- зберігати результати аналізу у форматі, зручному для використання в текстових формах і електронних таблицях.

Для проведення точних γ -спектроскопічних вимірювань, було проведено точне калібрування спектрометра по ефективності реєстрації γ - та рентгенівського випромінювання.

Для калібрування спектрометрів по ефективності використовувалися ізотопи ^{241}Am , ^{182}Ta і $^{152,154,155}\text{Eu}$. Це дозволило отримати калібрування в діапазоні енергій від 10 до 1600 кеВ. Так як в основному вимірювання виконувалися методом піків сумувань, при якому джерело розташовувалося на лицьовій поверхні детектора для забезпечення максимально ефективного тілесного кута та максимальної ефективності реєстрації піків сумувань. Відповідно при калібруванні спектрометра по ефективності в тій же геометрії враховувались піки сумувань. Для цього було розроблена програми, та алгоритми проведення досліджень.

В роботі показано важливість врахування ефектів проникнення в М1-переходах, продемонстровано значне відхилення значень λ від систематики параметрів проникнення для М1-загальмованих переходів. Отримані результати на даний момент часу мають своєрідну унікальність. Раніше такі ефекти проникнення в М1-переходах були виявлені тільки між станами, забороненими за квантовими характеристиками. В основному, це були l -заборонені переходи. У нашому випадку стан позитивної парності при низьких енергіях в ядрі з $Z = 49$ утворюються тільки при взаємодії квазічастинкового $\hat{g}^{9/2}$ стану з 2^+ - ядром. Тому переходи М1-мультипольності можуть бути тільки між станами одного і того ж мультиплету, такі переходи, як правило, сильно загальмовані по одночастковим оцінкам. Відмітимо що, для внутрішньомультиплетних переходів нами вперше спостерігається такий значний внесок ефектів проникнення. Такий же ефект спостерігався в загальмованому М1-переході ^{44}Sc . Відзначимо також що значення λ для всередині мультиплетного переходу випадає з систематики для l -заборонених переходів, воно занижене в 2-3 рази, проте, отримані експериментальні данні, вказують на перспективність пошуку ефектів проникнення для всередині мультипольних М1-переходів, як доказ цього можуть служити данні отримані з інших ядер.

Було проведено дослідження з урахуванням поліпшеної технічної бази та спеціальних програмних пакетів

З високою точністю було виміряно КВК в М4-переходах $^{117,119}\text{Sn}$ і ^{125}Te і по продемонстровано необхідність врахування вкладу ефектів проникнення з $\lambda=1\pm 2$.

Був вперше виявлений вклад ефектів проникнення у загальмованому $E1$ -переході з фактором заборони $F_W = 18000$, уточнений вклад ефектів проникнення в загальмований $E2$ -перехід. Вперше був визначений вклад спінових токів для $E1$ -переходу. Отримані дані, вказують на перспективність пошуку ефектів проникнення для внутрішніх мультиплетних М1-переходів. Це дозволить розширити знання про це явище, а також розробити теорію, яка описує такі переходи.

Проведено комплексне дослідження по збудженню атома в процесі внутрішньої конверсії γ -променів і електронному захопленню. Було виділено вклад у збудження атомів Ag внутрішнього гальмівного випромінювання конверсійного електрону та внутрішнього комптон-ефекту. Визначено ймовірність іонізації К-оболонки в процесі внутрішньої конверсії на К-оболонці γ -променів, який склав, $P_{\text{КК}}=(2,46\pm 0,12)\cdot 10^{-4}P_{\text{К}}$. Теоретично такі процеси вивчались дуже давно, проте до даного часу не існує єдиної теорії, яка б могла чітко описати збудження атома при зміні заряду поблизу ядра. Основна причина відсутності теорії є неповна експериментальна інформація про процеси струшування: виміряти безпосередньо електрони, які струшуються, експериментально дуже складно із-за малої ймовірності виникнення ефекту і великої складності щодо розділення електронів в процесі струшування від електронів, що випромінюються в інших процесах. Саме тому в основному досліджується характеристичне випромінювання, яке супроводжує процес струшування при заповненні вакансій.

Отримана ймовірність значно перевищує теоретичні оцінки, що визначається шляхом врахування тільки зміни заряду, для ядер з $Z\sim 50$ воно повинно складати $P_{\text{КК}}\sim 4\cdot 10^{-5}$.

Проведено дослідження ефектів одночасного випускання двох електронів на ядрі $^{123\text{m}}\text{Te}$, які можуть виникнути за рахунок раптової зміни кулонівського поля або прямої взаємодії вилітаючого конверсійного електрона з рештою електронів на К-оболонці. Цей процес може привести до струшування останнього і утворення другої вакансії в результаті заповнення цих вакансій можемо спостерігати одночасний виліт двох рентгенівських променів. Один з променів викликаний внутрішньої конверсією, другий – струшуванням. Було отримано значення ймовірності цього процесу що склала:

$$P_{\text{КК}} = (6,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$$

Теоретичні оцінки цього процесу можна зробити, використовуючи експериментальні дані про «ядерній» та «електронній» моді в K_{γ} -процесі. З

результатів вимірювань у роботі для ^{137m}Ba показано, що «ядерний» K_γ -процес йде в основному мультипольністю $M1-E3$. При цьому комбінація переходів було отримано значення для «ядерної» моди $P_{KK}/P_K \sim 10^{-7}$. Як видно, ця величина на три порядки занижена у порівнянні з експериментальними даними. Таким чином, можна зробити висновки, що спостережений процес для ядра ^{123m}Te обумовлений саме електронною модою.

Вперше були отримані експериментальні данні щодо ймовірності автоіонізації в процесі внутрішньої конверсії $\gamma 81$ кеВ на K -оболонці ядра ^{133}Cs , з вильотом електронів з кінетичною енергією менше 5 кеВ.

Проведені дослідження показали, що одним з можливих шляхів дослідження цього питання є врахування «прямої» взаємодії K -електрона з сусіднім K -електроном і це особливо яскраво проявляється при низьких кінетичних енергіях конверсійних електронів. Для дослідження ймовірності струшування електронів при конверсії γ -променів, ми виділяли такі енергетичні вікна, які дозволяють очистити одержуваний спектр від тих результатів, які не представляють ніякої цінності, а можуть створювати лише серію фонових відліків і випадкових збігів. Для цього, в отриманих спектрах збігів з розпаду ^{133}Ba виділялись енергетичні «вікна» 356 кеВ, 30 кеВ і 30 кеВ. В представленій даної конфігурації «вікон» в інтенсивність K_x -випромінювання дають внесок K_x -кванти від струшування електронів в процесі внутрішньої конверсії $\gamma 81$ кеВ, K_x -переходи від струшування електронів при K -захопленні і випадкові збіги.

Як результат було отримано значення ймовірності автоіонізації в процесі внутрішньої конверсії $\gamma 81$ кеВ на K -оболонці Cs який склав:

$$P_{KK}^K = (14 \pm 5) * 10^{-3}$$

Отримані данні поазали, що пряма взаємодія конверсійних K -електронів з сусіднім K -електроном атому успішно описуються отримані експериментальні данні.

Також потрібно відмітити, що було вперше виміряні збудження атому при електронному захопленні з випроміненням кінетичних електронів з

граничною енергією 8,4 кеВ і показано, що процес описується за рахунок миттєвої зміни кулонівського поля.

Проведено дослідження впливу кореляційних ефектів на процес внутрішньої конверсії γ -променів на прикладі ядра ^{234}Pa . Виявлено, що вплив кореляційних процесів на процес внутрішньої конверсії в ^{234}Pa для переходів з кінетичною енергією 192 еВ складає 23%. Для цього було вперше виміряно енергію цього гамма-переходу з точністю 2еВ.

Ключові слова: Ефекти проникнення, струшування електронів, подвійна іонізація, переходи з фактором заборони, кореляційні ефекти - «пряма» взаємодія К-електрона з сусіднім К-електроном, автоіонізація в процесі внутрішньої конверсії, кореляційні ефекти.

ABSTRACT

Drapey S.S. Research of penetration and shaking of electrons in the process of gamma ray internal conversion. - On the rights of a manuscript. The thesis for the degree of Candidate of Science (PhD) in specialty 01.04.16 - Nuclear and elementary particles and high energies. Institute for Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2020.

The dissertation presents experimental studies of anomalies in the process of gamma ray internal conversion. The studied processes are accompanied by the emission of γ -quanta and conversion electrons. Since the internal conversion emits characteristic X-rays, semiconductor γ -spectroscopy can be successfully used to solve the problems. There were designed and implemented installations of multidimensional coincidences and anticoincidence to highlight the studied effects against the general background of conversion processes. A mathematical apparatus was developed and special software was created for processing the obtained practical data.

The experiments were performed on spectrometers with detectors made of silicon and ultrapure germanium, as well as on an anticompton spectrometer with a detector made of ultrapure germanium and active protection based on scintillation detectors with Na (Tl). The electronic circuit of the spectrometers consisted of blocks

manufactured by ORTEC and CANBERRA. For our purposes, we adapted the program NetSpectrum, which controlled the measurements, and WinSpectrum, which was used to process the data, which allowed:

- control measurements via AIM buffer connected to the PC network card;
- to set and record both single spectrum and two-dimensional spectrum of matches;
- work with spectra recorded in common formats of ORTEC and CANBERRA (* .cnf, * .chn, * .mca);
- search, identify and process peaks;
- process several γ -spectra simultaneously;
- use a modified Gaussian with “tails” or a reference line to describe the shape of the line, and a quadratic function with a “step” for the substrate;
- calculate and store in the calibration file the energy, efficiency and shape of the line;
- save the results of the analysis in a format convenient for use in text forms and spreadsheets.

For accurate γ -spectroscopic measurement, precise calibration of the spectrometer was performed for the efficiency of γ - and X-ray recording.

Isotopes ^{241}Am , ^{182}Ta and $^{152,154,155}\text{Eu}$ were used to calibrate the efficiency spectrometers. This allowed to obtain calibration in the energy range from 10 to 1600 keV. Because the measurements were mainly performed by the method of summation of peaks, in which the source was located on the front surface of the detector to ensure the most effective angle of inclination of the body and the maximum efficiency of recording the summation of peaks. Accordingly, when calibrating the efficiency spectrometer in the same geometry, the summation peaks were taken into account. Research programs and algorithms have been developed for this purpose.

The paper shows the importance of taking into account the effects of penetration into M1-transitions, demonstrates a significant deviation of the values γ of λ from the systematics of penetration parameters for inhibited M1 transitions. The results obtained at this point in time have some uniqueness. Previously, such penetration effects at M1 transitions were detected only between states forbidden by

quantum characteristics. Basically, these were forbidden l -transitions. In our case, the state of positive parity at low energies in the nucleus with $Z = 49$ is formed only when the state of the quasiparticle $\hat{g}^{9/2}$ interacts with the nucleus $2+$. Therefore, the transitions of the multipole M1 can be only between the states of one multiplet, such transitions, as a rule, are strongly inhibited by one-part estimates. Note that for internal multiplet transitions, we first see such a significant contribution to the penetration effects. The same effect was observed in the suppressed M1 ^{44}Sc transition. Note also that the value of λ for inside the multiplet transition falls out of the taxonomy for l -forbidden transitions, it is underestimated by 2-3 times, but the obtained experimental data indicate the prospects of finding penetration effects for multipole M1-transitions, as evidenced by data obtained from other nuclei.

The study was conducted taking into account the improved technical base and special software packages

ICC in transitions $^{117,119}\text{Sn}$ and ^{125}Te M4 were measured with high accuracy and demonstrated the need to take into account the contribution of penetration effects with $\lambda = 1 \pm 2$.

The contribution of penetration effects to the braked transition E1 with a prohibition coefficient $F_W = 18000$ was discovered for the first time, and the contribution of the effects of penetration into the braked transition E2 was indicated. For the first time, the contribution of spin currents to the E1 transition was determined. The obtained data indicate the prospects for detecting the effects of penetration for internal multiple M1-junctions. This will expand knowledge about this phenomenon, as well as develop a theory that describes such transitions.

A comprehensive study of atomic excitation in the process of internal γ -ray conversion and electron capture has been carried out. The contribution to the excitation of Ag atoms by internal bremsstrahlung by the conversion electron and the internal effect of the Compton is highlighted. The probability of ionization of the K-shell in the process of internal transformation on the K-shell of γ -rays, which was $P_{KK}=(2.46\pm 0.12)\cdot 10^{-4}$. Theoretically, such processes have been studied for a long time, but so far there is no single theory that could clearly describe the excitation of

an atom when the charge changes near the nucleus. The main reason for the lack of theory is incomplete experimental information on shaking processes: it is very difficult to measure experimentally shaken electrons due to the low probability of the effect and the great difficulty of separating electrons in the shaking process from electrons emitted into other processes. That is why the characteristic radiation that accompanies the process of shaking when filling vacancies is mainly studied.

The obtained probability significantly exceeds the theoretical estimates, which are determined taking into account only the change in charge, for nuclei with $Z \sim 50$ it should be $P_{KK} \sim 4 \cdot 10^{-5}$.

The effects of simultaneous emission of two electrons on the ^{123m}Te nucleus, which can occur due to a sudden change in the Coulomb field or direct interaction of the departing conversion electron with the rest of the electrons on the K-shell, have been studied. This process can lead to shaking of the last and formation of the second vacancy as a result of filling of these vacancies we can observe simultaneous departure of two X-rays. One of the rays is caused by internal conversion, the other - by shaking. The probability value of this process was obtained, which was:

$$P_{KK} = (6,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$$

Theoretical estimates of this process can be made using experimental data on the "nuclear" and "electronic" mode in the K-process. From the results of measurements in the work for ^{137m}Ba , it is shown that the "nuclear" K_γ process is mainly the M1-E3 multipole. The combination of transitions was obtained for the "nuclear" mode of $P_{KK}/P_K \sim 10^{-7}$. As can be seen, this value is three orders of magnitude lower than in the experimental data. Thus, we can conclude that the observed process for the ^{123m}Te core is due to the electronic mode.

For the first time, experimental data were obtained on the probability of autoionization in the process of internal conversion of $\gamma 81$ keV on the K-shell of the ^{133}Cs nucleus, with the departure of electrons with a kinetic energy of less than 5 keV.

Studies have shown that one of the possible ways to study this issue is to take into account the "direct" interaction of a K-electron with a neighboring K-electron, and this is especially evident at low kinetic energies of conversion electrons. To study the probability of electron shaking during the conversion of γ -rays, we have identified such energy windows that allow to clear the obtained spectrum from those results that are of no value, but can only create a series of background readings and random matches. For this purpose, in the obtained spectra of coincidences from the ^{133}Ba decay, energy "windows" of 356keV, 30keV, and 30keV were isolated. In the presented configuration of "windows" in the intensity of K_x -radiation contribute K_x -quanta from electron shaking in the process of internal conversion γ 81keV, K_x -transitions from electron shaking during K-capture and random coincidences.

As a result, the value of the probability of autoionization in the process of internal conversion of γ 81 keV on the K-shell Cs was obtained which was:

$$P_{KK}^K = (14 \pm 5) * 10^{-3}$$

The obtained data showed that the direct interaction of the conversion K-electrons with the neighboring K-electron of the atom successfully describes the obtained experimental data.

It should also be noted that the excitations of the atom during electron capture with the emission of kinetic electrons with a limiting energy of 8.4 keV were measured for the first time and it was shown that the process is described due to the instantaneous change of the Coulomb field.

The influence of correlation effects on the process of internal conversion of γ -rays on the example of the ^{234}Pa nucleus was studied. It was found that the influence of correlation processes on the process of internal conversion to ^{234}Pa for transitions with a kinetic energy of 192 eV is 23%. For this purpose, the energy of this gamma transition was measured for the first time with an accuracy of 2 eV.

Keywords: Penetration effects, electron shaking, double ionization, transitions with a prohibition factor, correlation effects, "direct" interaction of a K-electron with a neighboring K-electron, autoionization in the process of internal conversion.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ:

Статті у реферованих фахових виданнях:

1. Вишневский И.М., Желтоножский В.О., Стрильчук М. В., Драпей С. С. Дослідження одночасного випущення двох К-електронів на ядрі ^{123m}Te . // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень.- Київ.-2003.- №1(9).-С.14-18.
2. Vishnevsky I.N., Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Strilchuk N.V. / Search for ICC anomalies in nuclear transitions of ^{115}In , ^{117}In , and ^{125}Te // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 70, Issue 11, Pages 1842-1845, 2006.
3. Вишневський І.М., Желтоножський В. О., Стрильчук М. В., Зелінський О. Г, Драпей С. С. Вивчення аномалій у процесі внутрішньої конверсії γ -променів ^{234}Pa // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень.- Київ.-2006.-№1(17).-С.16-19.
4. Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Sadovnikov L.V., Strilchuk N.V., Shkulkova O.G. Study of penetration effects in the E1 and M1 transitions in ^{44}Sc // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 71, Issue 6, Pages 887-889, 2007.
5. Vishnevsky I.N., Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Kochergina E.O., Strilchuk N.V. Investigation of excitation of Ag atoms in internal conversion of γ rays.// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 71, Issue 6, Pages 890-893.2007.
6. Vishnevsky I.N., Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Zheltonozhskaya M.V., Strilchuk N.V. Hypersatellites at ^{109}Ag , ^{123}Te , and ^{147}Pm autoionization during internal electron conversion// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 72, Issue 11, Pages 1559-1562, 2008.
7. Vishnevsky I.N., Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Savrasov A.N., Khomenkov V.P. Decay of ^{120}Sb // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 78, Issue 7, Pages 576-580, 2014.

Статті за матеріалами конференцій:

1. Драпей С.С., Желтоножский В.А., Садовников Л.В., Стрильчук Н.В., Шкулькова О.Г. Исследование эффектов проникновения в E1- и M1-переходах ^{44}Sc // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов, №2.-С.45-47. 2006 г.
2. Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Драпей С.С., Кочергина Е.О., Стрильчук Н.В. Исследование возбуждения атомов Ag в процессе внутренней конверсии γ -лучей // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов, №2.-С.41-44.2006 г.
3. Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Стрильчук Н.В., Драпей С.С. Исследование возбуждения атома ^{133}Cs в процессе электронного захвата и внутренней конверсии γ -лучей в распаде ^{133}Ba // Известия РАН, Серия физическая, том 68, № 11, ст. 1538-1540, 2004 г.
4. Вишневский И.Н., Драпей С.С., Желтоножский В.А., Стрильчук Н.В. Исследование аномалий в квк переходов в ядрах ^{115}In , ^{117}Sn и ^{125}Te // Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 70, №11, ст 1608-1610. 2006г.
5. Драпей С.С., Желтоножский В.А., Садовников Л.В., Стрильчук Н.В., Шкулькова О.Г. Исследование эффектов проникновения в E1- и M1-переходах ^{44}Sc // Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 71, № 6, с. 915-917. 2007 г.
6. Вишневский И.Н., Драпей С.С., Желтоножский В.А., Кочергина Е.О., Стрильчук Н.В. Исследование возбуждения атомов Ag в процессе внутренней конверсии γ -лучей //Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 71, № 6, с. 918-921. 2006 г.
7. Вишневский И Н., Драпей С С., Желтоножский В.А., Желтоножская М.В., Стрильчук Н В. Гиперсателиты при автоионизации атомов ^{109}Ag , ^{123}Te и ^{147}Pm в процессе внутренней конверсии гамма-лучей // Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 72, № 11, с. 1645-648, 2008 г.

8. Вишневский И. М., Желтоножский В. О., Драпей С. С., Саврасов А.М., Хоменков В.П. Распад ^{120}Sb // Известия РАН, Серия физическая, том 78, №7, ст. 790-794, 2014 г.

Зміст

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....	17
ВСТУП.....	18
РОЗДІЛ 1. ТЕОРЕТИЧНІ ОБҐРУНТУВАННЯ.....	24
1.1 Теоретичні основи аномалій в КВК.....	24
1.2. Теоретичне обґрунтування теорії струшування.....	40
РОЗДІЛ.2. МЕТОДИКИ Й УСТАТКУВАННЯ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ АТОМНО-ЯДЕРНИХ ПРОЦЕСІВ ЗА ДОПОМОГОЮ НАПІВПРОВІДНИКОВОЇ γ -СПЕКТРОСКОПІЇ.....	45
2.1. Визначення КВК методами γ -спектроскопії.....	46
2.2. Напівпровідникові спектрометри γ -променів.....	50
2.3. Обробка рентгенівських і γ -спектрів.....	55
2.4. Оцінка параметрів піків.....	61
2.5. Обробка ділянок спектру.....	63
2.6. Визначення ефективності γ -спектрометрів.....	73
РОЗДІЛ.3. ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТІВ ПРОНИКНЕННЯ В М1 ТА М4 - ПЕРЕХОДАХ.....	81
3.1 Експериментальне дослідження ефектів проникнення в магнітних- переходах в ^{115}In	81
3.2 Експериментальне дослідження ефектів проникнення для E1 і М1– переходів ^{44}Sc	84
3.3 Експериментальне дослідження ефектів проникнення в М4-переходах в ^{117}Sn і ^{125}Te	89
3.4. Експериментальне дослідження ефектів проникнення в E1 та E2- переходах ^{120}Sn	91
Обговорення результатів.....	97
РОЗДІЛ.4. ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТІВ СТРУШУВАННЯ ВНУТРІШНІХ ОБОЛОНОК АТОМУ.....	102
4.1 Дослідження збудження атомів Ag в процесі внутрішньої конверсії.....	102
4.2. Експериментальні дослідження ефектів одночасного випускання двох електронів на ядрі ^{123m}Te	110
4.3. Дослідження збудження атома ^{133}Cs в процесі електронного захоплення і внутрішньої конверсії.....	115
Обговорення результатів.....	120

4.4.Експериментальне дослідження аномалій КВК в ^{234}Pa	123
Обговорення результатів	128
ВИСНОВОК.....	130
ВИКОРИСТАНА ЛІТЕРАТУРА	133
ДОДАТОК А: СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	142
ДОДАТОК Б: АПРОБАЦІЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ.....	144

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

КВК – коефіцієнтом внутрішньої конверсії, визначається, як відношення кількості конверсійних електронів, що вилетіли з атома, до числа гамма-квантів, залишивших атом за той же час при переході ядра між тими ж самими енергетичними рівнями, називається коефіцієнтом внутрішньої конверсії;

λ -коефіцієнт проникнення, визначається, на основі співвідношення відхилень експериментальних КВК від їх табличних значень.

«**Проникнення**» - називають також динамічним ефектом, що до впливу на кінцеві розміри ядра в теорії КВК, а іноді - структурно-ядерним ефектом в КВК, або внутрішньоядерною конверсією;

K,L оболонка-область атома найбільш ймовірного знаходження електронів, що мають однакове значення головного квантового числа n і, як наслідок, розташованих на близьких енергетичних рівнях. Електронні оболонки позначаються літерами $K, L..$;

E1 – електричний дипольний перехід;

E2- електричний квадрупольний перехід;

M1-магнітний дипольний перехід;

ПШПВ (повна ширина на половині висоти) – повна ширина піку на половині висоти; прийнята одиницею оцінки енергетичної роздільної здатності детектора;

ФЕП – фотоелектронний помножувач (вакуумний пристрій для перетворення сцинтиляційних спалахів у електричний сигнал).

ВСТУП

Актуальність теми. Досліджувальні ефекти, обумовлені взаємодією ядра з електронами атомної оболонки, відкривають нові канали розпаду збуджених станів ядер та впливають на їх ймовірність. Їхнє вивчення дозволяє одержати багато нової, а в окремих випадках і унікальної інформації про властивості ядер. Наприклад, дослідження ефектів проникнення, тобто впливу проникнення хвильових функцій електронів в області ядра на ймовірність внутрішньої конверсії γ -променів, дозволяє одержати таку унікальну інформацію, як знак та величину константи спіну-мультипольних сил, величини перехідних тороїдних моментів. При вивченні ефектів проникнення може проявитись й таке фундаментальне явище, як незбереження парності в електромагнітних моментах. Можна також відмітити, що данні про спіну-мультипольні сили для переходів з мультипольністю $<1>$ можна отримати тільки при вивченні ефектів проникнення.

Необхідно також відзначити, що експериментальна інформація про такі процеси, як струшування у процесі внутрішньої конверсії, отримана в одиничних роботах. У той же час результати теоретичних розрахунків із застосуванням різних підходів відрізняються на кілька порядків. Це вказує на важливість саме експериментального дослідження таких процесів.

Також, ці експериментальні дані мають велике значення для згладжування теорій в квантовій електродинаміці. До цього часу існує проблема перенормування в квантовій електродинаміці. Найбільш якісно ці питання можуть бути вивчені при дослідженні радіаційних поправок. І саме в атомно-ядерних процесах досліджуються радіаційні поправки, що можуть бути описані Фейманівськими діаграмами. Крім того, не дивлячись на мізерність цих величин, у порівнянні з процесами на мезоядрах, вимірювання таких поправок при радіаційних розпадах в багатьох випадках простіше та доступніше, ніж в процесах з елементарними частинками.

Вивчення цих процесів є актуальним напрямком і при розробці нових методів створення гамма-лазерів. Саме взаємодія атомних рівнів з ядерними, в принципі, забезпечує умови для появи індукованого випромінювання. Все це вказує на актуальність та важливість проведених дослідів.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами й темами.

Дисертаційна робота виконана у відділі структури ядра Інституту ядерних досліджень НАН України, при підтримці гранту INTAS-2000-00463 та, як складова частина державних бюджетних тем №0105U001049 "Дослідження збудження атомних ядер і механізмів ядерних реакцій в районі низьких енергій", виконаної в 2005-2007 рр. , №0108U002915 "Дослідження структури збуджених атомних ядер на пучках частинок і в радіоактивному розпаді", виконаної в 2008-2010 рр. та виконаної в 2011-2013 рр. Результати роботи використано в звітах за темами.

Мета й завдання дослідження. Метою даних досліджень було одержання нових експериментальних даних про властивість атомних ядер шляхом вивчення ефектів проникнення й струшування, в процесі внутрішньої конверсії гамма-променів та автоіонізації атомів.

Для досягнення поставленої мети було необхідно вирішити наступні питання:

- розробити методику, основу на вимірюваннях багатомірних збігів, що забезпечить необхідну точність вимірювань;
- підібрати та адаптувати програмне забезпечення, що дозволяє визначати інтенсивності окремих ліній у складних K_{α} - і γ -спектрах з високою точністю;
- вивчити ефекти проникнення в процесі внутрішньої конверсії в переходах різної мультипольності на різних ядрах;

– вивчити ефекти струшування в процесі внутрішньої конверсії та електронного захоплення;

Об’єкт дослідження – дослідження проникнення й струшування електронів та кореляційних ефектів у процесі внутрішньої конверсії гамма-променів.

Порівняння теоретичних розрахунків коефіцієнтів КВК та оцінених досліджуваних експериментальних ефектів, обґрунтування експериментальних практичних результатів.

Предмет дослідження - атомні ядра в збуджених станах та аномалії в коефіцієнтах внутрішньої конверсії.

Методи дослідження напівпровідникова рентгенівська і γ -спектроскопія, математична обробка та аналіз даних рентгенівських та γ -спектрів.

Наукова новизна отриманих результатів.

За допомогою розроблених методик вперше виміряні КВК на К-оболонці в М1-переході ^{115}In та була отримана величина λ для переходу з енергією 35 кеВ в ^{115}In .

Вперше виміряно з високою точністю КВК на К оболонці для γ -переходів з енергіями 67 та 79 кеВ в ^{44}Sc і вперше спостерігався та був обґрунтований ефект проникнення в М1-переході.

З високою точністю було виміряно КВК в М4-переходах ^{117}Sn і ^{125}Te , показано, що узгодження теоретичних та експериментальних даних досягається з врахуванням ефектів проникнення з $\lambda=1\pm 2$.

З високою точністю виміряні відносні інтенсивності гамма-переходів і K_x -випромінення з розпаду ^{120}Sb . З отриманих даних визначені повні КВК і КВК на К-оболонці загальмованих $E1$ - та $E2$ -переходів з енергією 89.9 кеВ та 197.3 кеВ, відповідно.

Вперше виявлений вклад ефектів проникнення у загальмованому $E1$ -переході з фактором заборони $F_W=18000$, уточнений вклад ефектів

проникнення в загальмований $E2$ -перехід. Вперше був визначений вклад спінових токів для $E1$ -переходу.

Проведено комплексне дослідження по збудженню атома в процесі внутрішньої конверсії γ -променів і електронному захопленню.

Вперше була виміряна ймовірність автоіонізації в процесі внутрішньої конверсії в ^{109}Ag .

Вперше були отримані значення ймовірності виникнення процесу струшування електрону з оболонки атома при розпаді $^{123\text{m}}\text{Te}$. Також, були отримані експериментальні данні щодо ймовірності автоіонізації в процесі внутрішньої конверсії $\gamma 81$ кеВ на К-оболонці ядра ^{133}Cs , з вильотом електронів з кінетичною енергією менше 5 кеВ. В роботі продемонстровано, що одним з можливих рішень обґрунтування цих процесів є врахування "прямої" взаємодії К-електрона з сусіднім К-електроном.

Вперше виміряні збудження атому при електронному захопленні з випроміненням кінетичних електронів з граничною енергією 8,4 кеВ і показано що процес описується за рахунок миттєвої зміни кулонівського поля.

Досліджено вплив кореляційних ефектів на процес внутрішньої конверсії γ -променів. Було продемонстровано значний вплив кореляційних процесів на внутрішню конверсію в ^{234}Ra для переходів, в яких кінетична енергія електронів є 192 еВ. Для цього було вперше виміряно енергію цього гамма-переходу з точністю 2еВ.

Практичне значення отриманих результатів.

У ході виконання роботи були розроблені нові методики й створені установки для вимірювання багатомірних $\gamma\gamma$ -збігів, виміру збігів методом піків сумувань.

Були створені нові модулі програм та доопрацьовані існуючі, що дозволило управляти вимірами, записувати, як одиночні спектри, так і спектри

багатомірних збігів з наступним їхнім сортуванням за виділеними енергетичними вікнами, з високою точністю обробляти складні спектри з рентгенівськими та γ -лініями, проводити калібрування спектрометра за енергією та ефективністю, визначати ізотопний склад спектра.

Отримані нові дані про ефекти проникнення та струшування, що відкрило нові можливості у створенні та перегляді теорії ядра.

Особистий внесок.

Автор приймав участь в усіх розробках, що складають зміст дисертації. Усі експерименти, на основі яких були отримані результати дисертації, проводились автором безпосередньо. Обробка та аналіз спектрів виконувалось з використанням програм NetSpectrum та Winspectrum здійснювалось безпосередньо дисертантом.

Дисертант брав участь у наукових дискутах, щодо можливості виникнення аномалій КВК в атомних ядрах, які перебувають у збуджених станах. Проводив теоретичну оцінку виникнення таких процесів та вибір необхідних спектрометричних схем багатомірних збігів.

Автор дисертації провів збір вимірювальних установок, калібрування та обробку отриманих даних з германієвих та сцинтиляційних спектрометрів у схемах збігів та антизбігів. На програмному та технічному рівні здобувач формував енергетичні вікна необхідні, для отримання «чистих» результатів вимірювань. Дисертантом було виконано обробку спектрів та визначення вкладу досліджувальних ефектів у загальну КВК.

Крім цього, дисертанту належить підготовка тексту статей за результатами дослідження.

У наукових працях, виконаних у співавторстві, дисертанту належить обробка експериментальних даних та аналіз результатів, підготовка графічних матеріалів, участь у написанні тексту статей.

Апробація результатів дисертації

Основні результати дисертації доповідались на 53, 55, 57, 62, 63, 65 Міжнародних нарадах з ядерної спектроскопії та структури атомного ядра, на 2-й,3-й та 4-й Міжнародних конференціях «Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy», щорічних конференціях ІЯД НАН України 2005–2017 років, семінарах відділу структури ядра та на об'єднаних семінарах відділів ІЯД.

Публікації.

Основні результати, представлені в дисертації, опубліковані в 15 роботах [1-15], з них: 7 - публікації в реферованих журналах та 8-статей за матеріалами конференцій. Всі публікації виконані у співавторстві.

Структура дисертації. Дисертація складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел із 105 найменувань (на 9 стор.), 41 рисунок, 9 таблиць. Загальний обсяг дисертації становить 144 стор. (з них основного тексту 115 с.).

РОЗДІЛ 1. ТЕОРЕТИЧНІ ОБҐРУНТУВАННЯ

1.1 Теоретичні основи аномалій в КВК

Внутрішньою конверсією називається процес, при якому енергія збудженого стану атомного ядра передається електронній оболонці того ж атома. При цьому ядро переходить в більш низький енергетичний стан, а один з атомних електронів випромінюється атомом. В результаті електромагнітної взаємодії ядра з електронною оболонкою відбувається перетворення (конверсія) енергії ядра в енергію електрона. Відношення кількості конверсійних електронів, що вилетіли з атома, до числа гамма-квантів, залишившися атом за той же час при переході ядра між тими ж самими енергетичними рівнями, називається коефіцієнтом внутрішньої конверсії (КВК).

Дослідження внутрішньої конверсії при розрядці збуджених атомних ядер широко використовуються при вирішенні багатьох завдань ядерної фізики малих і середніх енергій. Шляхом порівняння вимірних КВК (або їх співвідношення) на різних атомних оболонках з теоретичними значеннями КВК (або їх співвідношень) визначається мультипольність ядерного переходу. Дані про мультипольності використовуються для визначення спіна і парності ядерних рівнів, побудов схем розпаду ядер в кінцевому стані - для перевірки і уточнення різних моделей будови атомного ядра.

У цій роботі ми будемо вивчати аномалії в КВК, тому зупинимосся докладніше на термінології. Виклад будемо вести в підході, розвиненому в роботах Лістенгартен та ін. [18].

Зазвичай аномаліями називають відмінності експериментальних КВК від стандартних табличних значень [20-24] з будь-яких, в тому числі з невідомих, причин за умови, що ці відмінності не можна пояснити експериментальними помилками. Через те, що в якості стандарту запропоновані не одні таблиці, а кілька, хоча і незначно, але все ж відрізняються один від одного, з даного визначення аномалій у КВК слід виключити випадки, коли при досить малій експериментальній похибці спостерігаються відмінності лише частково таблиць

[20-24], або навіть від усіх таблиць, якщо табличні КВК лягли по різні боки від експериментальних значень.

У даній роботі будуть розглядатися аномалії в КВК, обумовлені ефектом проникнення. Цей ефект називають також динамічним ефектом, щодо впливу на кінцеві розміри ядра в теорії КВК, а іноді - структурно-ядерним ефектом в КВК, або внутрішньо-ядерною конверсією. Найбільш характерна особливість цього явища полягає в тому, що величина зміни КВК з цієї причини (у порівнянні зі стандартними табличними КВК) не плавно залежить від атомного номера Z , енергії і мультипольності ядерного переходу. Відмінності залежать від індивідуальних особливостей структури кожного нукліда і можуть різко змінюватися від ядра до ядра, від одного гамма-переходу до іншого при тій же енергії і мультипольності в одному і тому ж ядрі. Але ця особливість не може бути покладена в основу визначення терміну "ефект проникнення", тому що, по-перше, є й інші ефекти в теорії конверсії, що не залежать від згаданих параметрів (наприклад, вплив на КВК, особливо на КВК на зовнішніх оболонках атома, хімічної структури того з'єднання, в якому знаходиться атом), і по-друге, деяка частка ефекту, який ми будемо називати ефектом проникнення, залежить від Z і масового числа A плавно.

Термін "структурно-ядерний ефект в КВК" добре відображає поняття цього явища, але він поганий тим, що йому важко надати чітке математичне формулювання, з усіх характеристик ядерної структури виділяємо ті, які потрібні в даному випадку.

При точному формулюванні визначення не можна виходити також з терміну "внутрішньо-ядерна конверсія", так як навіть при повному виключенні в теоретичних викладках для КВК явищ, які ми будемо називати ефектом проникнення, все одно частина розрахункового значення КВК (іноді до 20%) набігає за рахунок інтегрування по області ядра кінцевих розмірів в конверсійному матричному елементі і врахування ефекту проникнення для більшості ядерних переходів не збільшує, а зменшує, приблизно вдвічі, внесок КВК в області ядра.

Самим точним є термін "динамічні ефекти кінцевих розмірів ядра в теорії КВК".

Дійсно, в інтегралах, за якими фактично ведеться розрахунок всіх таблиць КВК, входять тільки електронні хвильові функції і потенціали переходу. На Рис. 1.1 наведено відношення електростатичного потенціалу $V(r)$ до Кулонівського потенціалу $V_{кул} = eZ/r$ в атомі Хартрі-Фока-Слейтера з $Z = 92$ і рівномірним розподілом заряду за об'ємом сфери радіусом $R_0 = 1.2 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см. Поправка в розрахунковій величині КВК, що виникає при заміні в цих формулах хвильових функцій, обчислених в полі точкового ядра, на хвильові функції, обчислені в полі ядра кінцевих розмірів, називається статичним ефектом кінцевих розмірів ядра в КВК ($r < R_0$). Також слід враховувати ефект екранування (внаслідок відмінності потенціалу від кулонівського при $r > R_0$). Поправка в КВК, що виникає при заміні перехідних електромагнітних потенціалів, обчислених для точкового ядра (які з'являються в момент переходу ядра з одного ядерного рівня на інший), на перехідні потенціали, обчислені для ядра кінцевих розмірів, називається динамічним ефектом кінцевих розмірів КВК. Цей ефект ми і будемо називати ефектом проникнення.

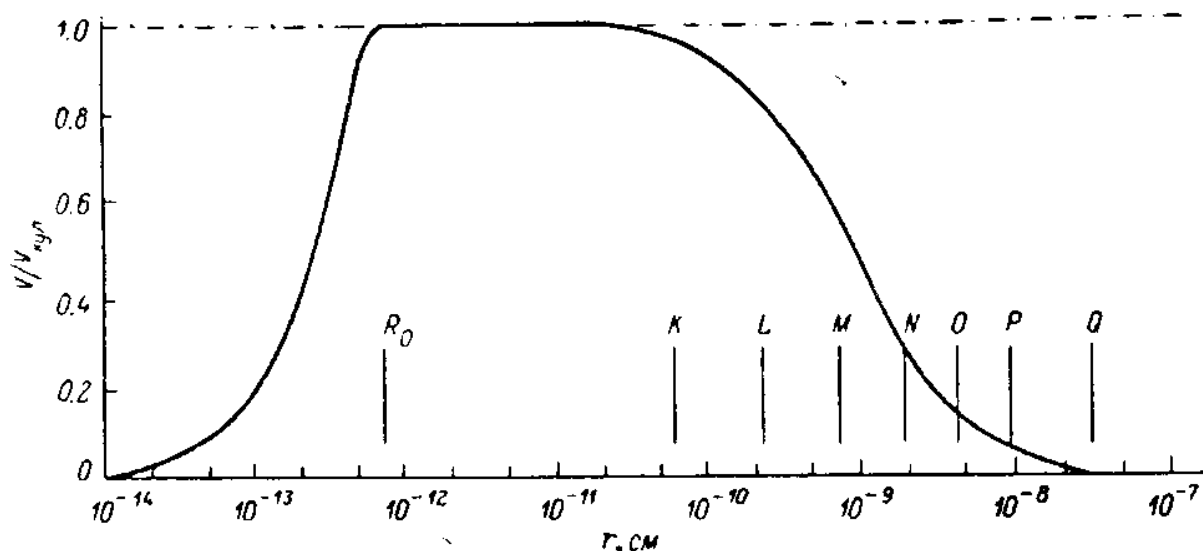


Рис. 1.1. Статичний ефект кінцевих розмірів ядра і ефект екранування в теорії внутрішньої конверсії.

Врахування ефекту проникнення в КВК (якщо він необхідний при аналізі експериментальних даних по КВК і при виконанні всіляких розрахунків з використанням КВК) слід проводити додатково до того аналізу і до тих розрахунків, які виконуються за допомогою стандартних таблиць [20-24].

Але врахування аномалій в КВК, пов'язаних з ефектом проникнення, необхідно не тільки для того, щоб уникнути помилок у визначенні мультипольності ядерного переходу, а й в оцінці інтенсивностей переходів. Вивчення ефекту проникнення має і велику самостійну фізичну цінність, так як; на основі відхилень експериментальних КВК від їх табличних значень можна отримати ядерний параметр проникнення λ , і якщо час життя збудженого рівня відомо, то відомі і ядерні матричні елементи проникнення. Ці параметри і ці матричні елементи можна порівняти з їх значеннями, обчисленими в різних моделях ядра, і отримати додаткову інформацію про структуру ядра, так само як її отримують з порівняння з теорією електромагнітних моментів ядер, матричних елементів гамма-випромінювання, бета-розпаду і E0-конверсії.

На даний момент часу накопичений багатий матеріал по аномалій в КВК, початок цих досліджень був закладений в статтях по експериментальним і теоретичним дослідженням аномалій в КВК. Цьому питанню присвячено ряд оглядів [25-32], де представлена теорія ефекту проникнення і визначення відповідних формул.

Основи фізичних передумов теорії при яких проявляються ці аномалії в КВК, наведемо без докладного математичного виведення: (Представлені ті формули, які необхідні для практичної роботи.)

Матричний елемент конверсійного переходу можна записати у вигляді

$$\langle H_e \rangle = -\int \psi_f^+(\mathbf{r}) [\Phi(\mathbf{r}) + \alpha \mathbf{A}(\mathbf{r})] \psi_i(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (1.1)$$

тут

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int \frac{\rho(\mathbf{R}) d^3\mathbf{R}}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}|} e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{R}|}, \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{R}) d^3\mathbf{R}}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}|} e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{R}|} \quad (1.2)$$

скалярний і векторний потенціали електромагнітного поля переходу,

$$\rho(\mathbf{R}) = e\Psi_f^+(\mathbf{R})\Psi_i(\mathbf{R}), \quad \mathbf{J}(\mathbf{R}) = \Psi_f^+(\mathbf{R})\hat{\mathbf{J}}_s\Psi_i(\mathbf{R}) \quad (1.3)$$

що не залежить не від часу частинок, густини ядерних зарядів та потоків переходу,

$\psi(\mathbf{r})$, $\Psi(\mathbf{R})$ – електронні та ядерні хвильові функції в початковому (i) і кінцевому (f) станах, $\mathbf{r}(r, \vartheta, \varphi)$, $\mathbf{R}(R, \theta, \Phi)$ – електронні і ядерні координати, $k = \omega/c = E_\gamma/\hbar c$ – хвильові числа, $\boldsymbol{\alpha}$ – матричний вектор Дірака.

В подальшому в результаті розкладу виразу $\frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{R}|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|}$ в ряд за сферичними гармоніками, отримуємо суму конверсійного матричного елемента за мультиполями:

$$\langle H_e \rangle = \sum_{LM} \langle H_e \rangle_{LM}, \quad (1.4)$$

$$\langle H_e \rangle_{LM} = -\int \psi_f^+(\mathbf{r}) [\Phi_{LM}(\mathbf{r}) + \boldsymbol{\alpha} \mathbf{A}_{LM}(\mathbf{r})] \psi_i(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}, \quad (1.5)$$

величини Φ_{LM} , \mathbf{A}_{LM} представляють сумою інтегралів \int_0^r і \int_r^∞ по радіальній ядерній координаті R для $R < r$ і $R > r$ з різними підінтегральними функціями.

Зрозуміло, що визначити потенціали переходу (1.2) без знання ядерних потоків и зарядів переходу (1.3) неможливо. Тому, при зіставленні таблиць КВК, необхідно вибрати одну з моделей. До цього часу використовувались три основні моделі.

До 1951 г. використовувалась модель тільки точкового ядра. При цьому r електрона завжди більше R нуклона, інтеграли по ядерним змінним при діленні ймовірності конверсії на ймовірність γ -випромінення скорочується, і вплив структури ядра на КВК виключається. Така модель призводить до помітних помилок в величинах КВК.

В 1951 р. Слівом [33] була запропонована модель ядерних поверхонь потоків переходу (ПТ). В цій моделі припускається, що радіальна залежність ядерних потоків переходу виражається дельта-функцією:

$$J(R) = D\delta(R - R_0),$$

де R_0 – радіус сферичного ядра, D – величина, не залежить від R . Ядерні заряди виражаються через токи за рівнянням неперервності. При цьому всі інтеграли по радіальним ядерним координатам легко беруться в явному вигляді.

Модель поверхневих токів фізично обґрунтована: при γ -переходах переважно нуклони на поверхні ядра міняють свій стан. Для важких ядер ця модель краще інших простих моделей описує експериментальні КВК.

Роузом [34] була запропонована модель електрона, який не проникає всередину ядра (модель "без проникнення", БП). В цій моделі в формулах для потенціалів переходу додаються і віднімаються складові при інтегралах \int_0^r ,

але з границями \int_r^∞ . В результаті потенціали переходу приймають вигляд

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_{\text{БП}}(\mathbf{r}) + \Delta\Phi(\mathbf{r}); \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mathbf{A}_{\text{БП}}(\mathbf{r}) + \Delta\mathbf{A}(\mathbf{r}),$$

а конверсійний матричний елемент

$$\langle H_e \rangle = \langle H_e \rangle_{\text{БП}} + \Delta\langle H_e \rangle; \quad \langle H_e \rangle_{LM} = \langle H_e \rangle_{LM(\text{БП})} + \Delta\langle H_e \rangle_{LM}.$$

Де $\langle H_e \rangle_{\text{БП}}$, $\langle H_e \rangle_{LM(\text{БП})}$ – табличні матричні елементи, обчислені в цій моделі, а $\Delta\langle H_e \rangle$, $\Delta\langle H_e \rangle_{LM}$ носять назву матричних елементів проникнення або внутрішньоядерних конверсійних матричних елементів.

При обрахунку матричних елементів використовуються електронні хвильові функції, обраховані в електростатичному полі ядра кінцевих розмірів, тобто враховується статичний ефект впливу ядра на КВК.

Назва моделі "без проникнення" зв'язано з тим, що при розрахунку значень КВК виключається внесок потенціалів переходу, для яких $R > r$, тобто, електрон не проникає до центру ядра ближче, ніж елемент ядерних зарядів чи токів, з якими він взаємодіє.

Відповідно, табличні КВК, обчислені в моделі поверхневих струмів, так само як і в моделі "без проникнення", не збігаються з реальними КВК. Тому в значення табличних КВК в обох моделях слід вводити додаткові правки. Як правило, ці правки малі, оскільки мала ймовірність виявлення електрона

всередині ядра. Однак бувають випадки, коли вони істотно впливають на величину КВК. Такі поправки складаються з добутку "електронних" і "ядерних" коефіцієнтів. Перші не залежать від особливостей ядерної структури і обчислюються в таблицях КВК в рамках своєї моделі, а другі, так звані ядерні параметри проникнення, являють собою відношення матричних елементів конверсії і γ -випромінювання і однакові для всіх електронних оболонок даного атома. Використовуючи експериментально виміряні величини КВК, можна визначити параметри проникнення і зробити певні висновки про внутрішню структуру ядра.

Наведемо основні вирази для аналізу аномалій в КВК. Повний виклад цих формул даний в [18].

Загальний вираз для КВК переходу мультипольності τL :

$$\alpha^{(\tau L)} = \frac{W_e(\tau L)}{W_\gamma(\tau L)} = \sum_k \left| M_k^{(\tau L)} + i \sum_n \Delta_{nk}^{(\tau L)} \right|^2, \quad (1.6)$$

де α - виміряна експериментально величина КВК, W_e , W_γ - ймовірність конверсії і γ -випромінювання, M - конверсійні матричні елементи, обчислені в моделі поверхневих струмів або S "без проникнення"; Δ - поправки, що враховують особливості ядерної структури; $k = (1-j)(2j+1)$ - релятивістське квантове число; l, j - орбітальний і повний момент електрона; сума по $n = 0, 2, 4, \dots$ з'являється при розкладанні в ряд електронних хвильових функцій.

Найбільш відомими таблицями КВК, обчисленими в моделі ПТ, є таблиці Банд і ін. [35]. У цій моделі поправки Δ мають такий вигляд:

$$\begin{aligned} \Delta_k^{(EL)} &= A_{nk}(\lambda_n^{(1)} - t_n^{(1)}) + B_{nk}(\lambda_n^{(2)} - t_n^{(2)}) \\ \Delta_k^{(ML)} &= C_{nk}(\lambda_n^{(0)} - 1) \end{aligned} \quad (1.7)$$

Тут A, B, C - електронні параметри, обчислені в таблицях [36] для $n = 0, 2$ і для тих же Z , енергій, мультипольностей, оболонок і k , для яких вираховані матричні елементи M в таблицях [37]; λ - ядерні параметри проникнення; t - теоретичні величини параметрів проникнення в моделі ПТ, приведені в [36].

Вирази для параметрів проникнення

$$\lambda_n^{(0)} = \frac{\langle f \| \hat{\mathbf{J}}_{\text{я}} \mathbf{T}_L^{(0)*} \cdot (R/R_0)^{L+n+2} \| i \rangle}{\langle f \| \hat{\mathbf{J}}_{\text{я}} \mathbf{T}_L^{(0)*} \cdot (R/R_0)^L \| i \rangle} \quad (1.8)$$

$$\lambda_n^{(1)} = \frac{\langle f \| (R/R_0)^{L+n+2} Y_L^* \| i \rangle}{\langle f \| (R/R_0)^L Y_L^* \| i \rangle (1 + K_\gamma)} \quad (1.9)$$

$$\lambda_n^{(2)} = \frac{(m_p R_0 / e \hbar) \langle f \| \hat{\mathbf{J}}_{\text{я}} [\mathbf{nT}_L^{(0)*}] \cdot (R/R_0)^{L+n+1} \| i \rangle}{\langle f \| (R/R_0)^L Y_L^* \| i \rangle (1 + K_\gamma)} \quad (1.10)$$

де $\hat{\mathbf{J}}_{\text{я}}$ – оператор ядерного току переходу; $\mathbf{T}_L^{(0)}$ – рівневий вектор; \mathbf{n} – одиничний вектор нормалі; $[\mathbf{nT}]$ – векторний добуток векторів; R_0 – радіус ядра, $R_0 = 1.2 A^{1/3}$ фм, L – порядок мультипольності; множник $m_p R_0 / e \hbar$, де m_p – маса протона, виділений для прибирання розмірності матричного елемента проникнення в чисельнику (1.10); K_γ – відносний вклад спінових токів в матричний елемент γ -випромінювання електричної мультипольності.

$$K_\gamma = \frac{\left\langle f \left\| \frac{(kR_0)^2}{2(2L+1)} \hat{\mathbf{J}}_{\text{я}} \left(\mathbf{T}_L^{(-1)*} + \sqrt{\frac{L}{L+1}} \frac{2}{2L+3} \mathbf{T}_L^{(+1)*} \right) (R/R_0)^{L+1} \right\| i \right\rangle}{\langle f \| \hat{\mathbf{J}}_{\text{я}} \mathbf{T}_L^{(-1)*} \cdot (R/R_0)^{L-1} \| i \rangle} \quad (1.11)$$

В теорії аномальних КВК важливим є питання про правила відбору для матричних елементів проникнення. Ядерні струми переходу завжди складаються з двох частин - конвекційної і спінової. Войханским і Лістенгартеном [38] параметри проникнення для переходів електричної мультипольності були визначені таким чином, що $\lambda^{(1)}$ не включає, а $\lambda^{(2)}$ включає спінові токи. При цьому правила відбору для конверсійного матричного елемента, що входить у $\lambda^{(2)}$, відрізняється від правил відбору для матричного елемента γ -випромінювання.

Найбільш поширеними на сьогодні є таблиці КВК Хагера-Зельцера, обчислені в моделі "без проникнення". У них наведені КВК [22] і електронні параметри в поправках на проникнення [39], отримані після обчислення квадрата модуля в (1.6) і сумуються за k :

$$\alpha_{\Xi}^{(EL)} = \alpha_T^{(EL)} \cdot \left[1 + A_1 \lambda_1 + A_2 \lambda_1^2 + A_3 \lambda_2 + A_4 \lambda_2^2 + A_5 \lambda_1 \lambda_2 + A_6 \lambda_3 + A_7 \lambda_1 \lambda_3 \right] \quad (1.12)$$

$$\alpha_{\Xi}^{(ML)} = \alpha_T^{(ML)} \cdot \left[1 + B_1 \lambda + B_2 \lambda^2 \right]$$

Тут α_{Ξ} – експериментально визначені КВК, α_T – табличні значення, A, B – електронні параметри, λ – ядерні параметри проникнення, які мають вигляд:

$$\lambda = \frac{\bar{\lambda}}{1 - \frac{C^2}{2(2L+3)} \bar{\lambda}}, \quad \lambda_i = \frac{\bar{\lambda}_i}{1 - \frac{C}{L+1} \bar{\lambda}_1} \quad (i = 1, 2, 3), \quad (1.13)$$

для магнітних і електричних мультиполів, відповідно, а зв'язок між ними і параметрами у визначенні Войханського-Лістенгартена дається виразами

$$\bar{\lambda} = \lambda_0^{(0)}, \quad \bar{\lambda}_1 = \frac{C \lambda_0^{(1)} + D \sqrt{L(L+1)} \lambda_0^{(2)}}{L+2}, \quad (1.14)$$

$$\bar{\lambda}_2 = \lambda_0^{(1)}, \quad \bar{\lambda}_3 = \frac{C \lambda_2^{(1)} + D \sqrt{L(L+1)} \lambda_2^{(2)}}{L+4},$$

де $C = \frac{E_{\gamma} R_0}{\hbar c} = 6.08 \cdot 10^{-6} A^{1/3} E_{\gamma}(\text{кеВ}), \quad D = \frac{\hbar}{cm_p R_0} = 0.175 A^{1/3}.$

У таблицях Хагера-Зельцера поправки на проникнення дані тільки для $n=0$ в (1.6) і лише для E1-переходів враховується більший член з $n = 2$. Однак КВК і електронні коефіцієнти в них обчислені для найбільш широкого діапазону Z , енергій і мультипольностей переходів, що робить ці таблиці найбільш зручними для аналізу аномалій в КВК.

Звичайно, для визначення декількох параметрів проникнення за формулами (1.7) або (1.12), необхідно мати принаймні таку ж кількість експериментальних значень КВК на різних електронних оболонках одного і того ж ядерного переходу. У разі переходу змішаної мультипольності $\tau L + \tau'$ ($L + 1$) (наприклад, M1 + E2 або E1 + M2) шуканих параметрів стає ще більше. Однак, як правило, в таких сумішах тільки один з компонентів загальмований, а інший зазвичай навіть прискорені по Вайскопфу. Тому зазвичай для компонента з $(L + 1)$ беруться табличні значення КВК, а ядерні параметри

проникнення λ шукаються для нижчої мультипольності, тобто аналізується вираз

$$(1+\delta_\gamma^2)\alpha^{\text{експ}} = \alpha^{\tau L} + \delta_\gamma^2\alpha^{\tau(L+1)}, \quad (1.15)$$

де для $\alpha^{\tau L}$ використовуються формула (1.7) або (1.12).

Нарешті, слід сказати про те, що крім відомих електричних і магнітних моментів може існувати ще один вид електромагнітних моментів. На це ще в 1957 р звернув увагу Зельдович [40], який назвав такі моменти анапольними. Анаполь має такі властивості: його поле зосереджено тільки всередині області створюючих його струмів, а взаємодія з зовнішніми струмами можливо тільки в разі їх проникнення всередину анаполя. Класичним аналогом анаполя є тороїд з обвиваючим його провідником зі струмом (Рис.1.2). Якщо помістити його в електроліт з струмом, з'явиться обертовий момент, що повертає тор.

Пізніше Дубовик і Чешков [41] розглянули послідовне вирішення завдання про мультипольний розклад і ввели набір з трьох мультипольних сімейств, що характеризують систему електричних q_{LM} , магнітних m_{LM} і тороїдних t_{LM} моментів. Будь-яка система струмів і зарядів характеризується набором чотирьох величин: розподілом щільності зарядів ρ і трьома компонентами розподілу щільності струмів J . Оскільки ρ і J пов'язані рівнянням безперервності, при мультипольному розкладанні залишаються три незалежних моменти системи при кожному L . При $L = 1$ тороїдний момент, так само як і анаполь Зельдовича, визначає поле нескінченно малого замкнутого соленоїда.

В теорії γ -випромінювання, зазвичай, використовують довгохвильове наближення ($kR \ll 1$, $k = \omega / c$ - хвильове число), що призводить до втрати тороїдних моментів, оскільки їх внесок пропорційний $(kR)^2$.

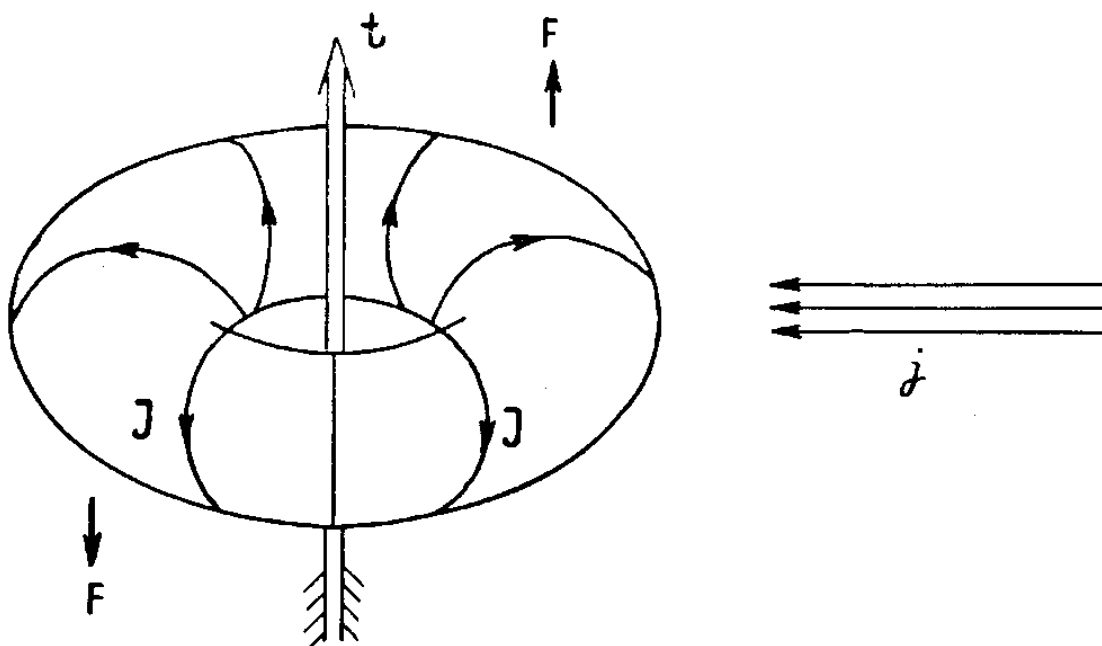


Рис. 1.2. Конфігурація токів J , створюючих дипольний тороїдний момент t . Зовнішній ток j ; пара сил F яка створює механічний момент, що діє на тороїд.

Статичними електромагнітними моментами тороїдного типу (при L непарному) частки і ядра можуть мати тільки в тому випадку, якщо просторова (а при L -парному - і часова) парність не зберігається. Існування ж перехідних тороїдних моментів ніяким законам збереження не суперечать, аналогічно тому, як відсутність статичних дипольних електричних моментів у ядер і частинок, через збереження парності не суперечить тому, що існують електричні дипольні переходи в атомах і ядрах.

Тороїдний момент вносить певний внесок у ймовірність гамма-випромінювання електричної мультипольності, причому основна його частина була врахована в теорії гамма-випромінювання ще Блаттом і Вайскопфом [40]. Однак знайти цей внесок з експерименту, наприклад, з вимірів часу життя щодо гамма-випромінювання, практично неможливо.

Як уже зазначалося, головна особливість тороїдного розподілу струмів полягає в тому, що обертовий момент і енергія взаємодії струмів j і J виникають тільки в разі проникнення зовнішнього струму j всередину замкнутого

соленоїда зі струмом J . Звідси очевидний зв'язок тороїдний моментів з ефектом проникнення у внутрішній конверсії.

Нехай в ядерному переході в ядрі збуджуються коливальні ядерні струми переходу такої ж конфігурації, як струм J на рис.1.2, або ж проекції спінів нуклонів, що беруть участь в ядерному переході, осцилюють, залишаючись складеними в кільце по круговій осі в ядрі. Тоді енергія взаємодії цієї системи нуклоних магнітів і ядерних струмів зі струмом атомного електрона, який в процесі конверсії проникає всередину ядра, вже не описується виразами, що включають оператори звичайних електричного або магнітного дипольного моментів. Іншими словами, з'являється ядерний матричний елемент M_e , що не пропорційний матричному елементу гамма-випромінювання U_γ . Зміна спіна і парності ядра при переході, пов'язаному з тороїдним моментом, також, як при електричному переході тієї ж мультипольності EL . Але модельні правила відбору (тобто правила відбору по модельним квантовим числам K, L, Σ , сеньйорити, ізоспін і т.п.) можуть бути для них різними. І якщо гамма-випромінювання за рахунок звичайного електричного перехідного мультипольного моменту заборонено модельними правилами відбору, то для конверсії за рахунок перехідного тороїдного моменту модельного заборони може і не бути, і тоді виникає аномалія в КВК. Вимірявши експериментально величину КВК, можна визначити величину перехідного тороїдного моменту.

Покажем, звідки беруться рівняння, які описують ефект проникнення, і виявим головні особливості цього ефекту. При цьому для деякого спрощення обмежимося нерелятивістськими наближеннями, тобто не будемо враховувати магнітну конверсію і запізнення на час розповсюдження взаємодії.

Для матричних елементів гамма-випромінювання електричної мультипольності $U_\gamma(EL)$ і внутрішньої конверсії H_e мають форму:

$$U_\gamma(EL) = \int \rho(\mathbf{R}) R^L Y_{LM}^*(\theta, \phi) d\mathbf{R}, \quad (1.16)$$

$$H_e = -e \int \psi_f^*(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}) \psi_i(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (1.17)$$

$$\rho(\mathbf{R}) = e \Psi_f^*(\mathbf{R}) \Psi_i(\mathbf{R}), \quad (1.18)$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int \frac{\rho(\mathbf{R}) d\mathbf{R}}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}|} \quad (1.19)$$

Тут ρ – ядерна перехідна густина заряду; Ψ_i, Ψ_f – ядерні хвильові функції; ψ_i, ψ_f – електронні хвильові функції; $\Phi(\mathbf{r})$ – потенціал переходу, вибиваючий електрон з атома; $\mathbf{R} (R, \theta, \phi), \mathbf{r} (r, \vartheta, \varphi)$ – ядерна і електронна координати; e – елементарний заряд; Y_{LM} – сферична гармоніка. Інтеграл береться по всьому об'єму.

Для розділу ядерних і електронних координат розкладемо $1/|\mathbf{r} - \mathbf{R}|$ в (1.19) по поліномам Лежандра:

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}|} = \begin{cases} \sum_L P_L(\cos \alpha) R^L / r^{L+1} & \text{при } R < r, \\ \sum_L P_L(\cos \alpha) r^L / R^{L+1} & \text{при } r < R, \end{cases} \quad (1.20)$$

де α – кут між векторами \mathbf{R} і \mathbf{r} (див. Рис.1.3),

$$P_L(\cos \alpha) = \frac{4\pi}{2L+1} \sum_{M=-L}^L Y_{LM}(\vartheta, \varphi) Y_{LM}^*(\theta, \phi)$$

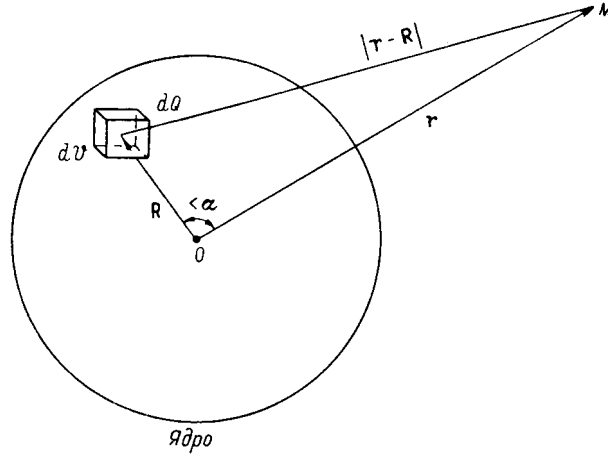


Рис.1.3. Динамічний ефект кінцевих розмірів ядра або ефект проникнення.

Це дає потенціал переходу, що складається з двох складових з різними підінтегральними функціями (при $R < r$ і $r < R$):

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{4\pi}{2L+1} Y_{LM}(\vartheta, \phi) \left[r^{-(L+1)} \int_0^r \rho(\mathbf{R}) R^L Y_{LM}^*(\theta, \phi) d\mathbf{R} + \right. \\ \left. + r^L \int_r^\infty \rho(\mathbf{R}) R^{-(L+1)} Y_{LM}^*(\theta, \phi) d\mathbf{R} \right], \quad (1.21)$$

де $d\mathbf{R} = R^2 \sin\theta dR d\phi d\theta$, для спрощення виразу вказані границі інтегрування тільки по радіальній координаті R .

З формули (1.21) видно, що, якщо інтеграл по R в першій складовій записати у вигляді $\int_0^r = \int_0^\infty - \int_r^\infty$, то його частина \int_0^∞ буде співпадати з U_γ (1.16).

Підставим вираз для потенціалу переходу з врахуванням останнього зауваження в конверсійний матричний елемент (1.17):

$$H_e = H_0 + \Delta H = aU_\gamma + \\ + \frac{-4\pi e}{2L+1} \int_0^\infty d\mathbf{r} \left\{ \psi_f^*(\mathbf{r}) \psi_i(\mathbf{r}) Y_{LM}(\vartheta, \phi) \int_r^\infty d\mathbf{R} \left[\rho(\mathbf{R}) Y_{LM}^*(\theta, \phi) \left(\frac{r^L}{R^{L+1}} - \frac{R^L}{r^{L+1}} \right) \right] \right\}. \quad (1.22)$$

Використовуючи формулу Діріхле, змінимо порядок інтегрування у доданку ΔH :

$$\Delta H = \frac{-4\pi e}{2L+1} \int_0^\infty d\mathbf{R} \left\{ \rho(\mathbf{R}) Y_{LM}^*(\theta, \phi) \int_0^R dr \left[\psi_f^*(\mathbf{r}) \psi_i(\mathbf{r}) \left(\frac{r^L}{R^{L+1}} - \frac{R^L}{r^{L+1}} \right) \right] \right\} \quad (1.23)$$

Враховуючи, що радіальна електронна змінна інтегрування r менше радіуса ядра, а, відповідно, і набагато менше комптонівської довжини хвилі електрона, електронні хвильові функції можна розкласти в степеневий ряд за r :

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_n A_n(\vartheta, \varphi) r^n$$

і виконати в (1.23) інтегрування за dr в явному вигляді. Тоді конверсійний матричний елемент (1.17) прийме вигляд

$$H_e = aU_\gamma + bM_e, \quad (1.24)$$

де U_γ і M_e – ядерні матричні елементи, а коефіцієнти a і b від ядерних змінних і ядерних хвильових функцій не залежать.

Матричний елемент M_e називається ядерним матричним елементом проникнення. Як видно з виразу (1.23), ядерна змінна R в ньому завжди більша, ніж електронна координата r . Звідси випливає важливий висновок: під ефектом проникнення в теорії КВК мається на увазі врахування проникнення електрону всередину ядра ближче до центру у порівнянні з нуклоном в об'ємі dV (Рис.1.3), з яким цей електрон взаємодіє в процесі конверсії.

Вираз для КВК з врахуванням ефекту проникнення:

$$\text{КВК} = \frac{w_e}{w_\gamma} \propto \frac{|H_e|^2}{|H_\gamma|^2} = \left| \frac{aU_\gamma + bM_e}{U_\gamma} \right|^2 = \left| a + b \frac{M_e}{U_\gamma} \right|^2 = |a + b\lambda|^2, \quad (1.25)$$

знак пропорційності « \propto » замість рівності стоїть тому, що опущено сумування по магнітним квантовим числам і деякі неважливі для справи загальні множники.

Перша складова формули (1.25) (коефіцієнта a) не залежить від ядерних хвильових функцій. Це інтеграл тільки від електронних змінних, або просто конверсійний матричний елемент без врахування ефекту проникнення. При нехтуванні ефектом проникнення (величиною $b\lambda$) КВК пропорційний $|a|^2$ і

залежить тільки від атомного номеру Z , мультипольності і енергії ядерного переходу.

Друга складова складається з добутку електронного коефіцієнту b , що представляє собою інтеграл за електронними координатами всередині оболонки ядра, і коефіцієнт $\lambda \equiv M_e/U_\gamma$, який називається ядерним параметром проникнення. Виникнення цієї складової тягне за собою ряд важливих особливостей:

1. КВК виявляється залежним від ядерних хвильових функцій, тобто від деталей ядерної структури, від динаміки ядерного переходу.
2. Якщо гама-перехід сильно загальмований, то величина U_γ сильно зменшена в порівнянні з її оцінкою для U_γ незагальмованих переходів. Однак при цьому може виявитись, що M_e має своє звичайне значення, таке, яке характерне для незагальмованих переходів. Тоді λ стає більшим і, не дивлячись на малість електронного коефіцієнту b , добуток $b\lambda$ стає великим, поправка на ефект проникнення робиться дуже великою, і КВК буде різко відрізнятися від стандартних табличних значень.
3. З збільшенням атомного номеру Z розміри ядра ростуть, радіуси електронних орбіт зменшуються, відносна роль інтегралу по області ядра при обчисленні КВК росте. Тому необхідно очікувати, що при інших рівних умовах величина аномалій в КВК повинна рости із збільшенням Z .
4. Залежність КВК від ядерної структури існує завжди, тому, що всі КВК відрізняються від свої стандартних табличних значень. Однак якщо нема заборони гама-випромінення, то ці відхилення від стандартних табличних КВК, взагалі, малі. Проте про можливість деякої різниці експериментальних КВК від табличних в області великих Z внаслідок ефекту проникнення навіть для незагальмованих переходів забувати неможна.
5. Ядерні матричні елементи виділені у вигляді окремого параметру λ у складі КВК, тобто λ не залежить від електронних хвильових функцій, звідси,

параметр λ однаковий для КВК на всіх оболонках атома в даному ядерному переході.

Все вище наведене було отримано в нерелятивіському наближенні. Точне виведення виразів для КВК, отриманий на основі релятивіської теорії, приводить до наступних змін:

1. Враховується не тільки електрична, але й магнітна взаємодія ядра і електрону. Внаслідок цього до скалярного потенціалу переходу Φ із сферичними гармоніками Y_{LM} додається векторний потенціал \mathbf{A} з векторними гармоніками \mathbf{T}_{LM} , виникає магнітна конверсія з параметром проникнення λ_0 , а для електричних переходів виникають два незалежних параметри проникнення λ_1 і λ_2 .
2. Враховується ефект запізнення, із-за чого степеневі радіальні функції в мультипольному розкладі замінюється функціями Бесселя і Ханкеля.
3. В формулах для матричних елементів γ -випромінювання і конверсії з'являється сумування по релятивіському квантовому числу.

Проте ці деталі не змінюють суті справи і основних висновків.

1.2. Теоретичне обґрунтування теорії струшування

При внутрішній конверсії ядер можливе утворення вакансій на внутрішніх електронних оболонках атома, при цьому електрон переходить в стан безперервного спектра, або в незаповнений зв'язаний стан. Перший процес називають автоіонізацією, другий - "струшуванням". Ці механізми, звичайно, об'єднують під однією назвою - струшування внутрішніх оболонок атома.

Спроба врахувати багатоелектронні кореляції при обчисленні ймовірності була зроблена в роботі [42]. В цій роботі в наближенні високої густини електронного газу в атомі було зроблено сумування нескінченної послідовності так званих «мережкових» діаграм рис.1.4. В результаті сумувань отримано ефективну взаємодію, ефективну у тому понятті, що в ньому наближено

враховано, що реальна задача про конверсію не є в дійсності одноелектронною задачею.

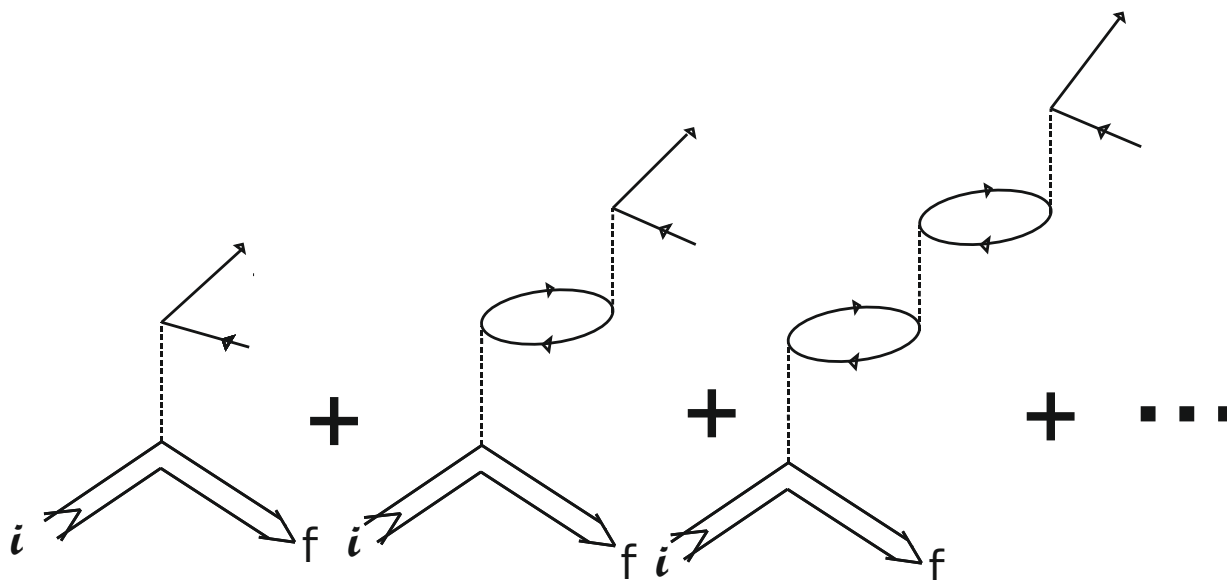


Рис 1.4. Нескінченна послідовність «мережєвих» діаграм, що складається.

Результати, отримані в розрахунках [42], мають лише якісний характер. Згідно [42], ефект максимальний при енергії переходу, близькою до порогового значення енергії на даній оболонці, і приводить до значної зміни КВК, причому у різні сторони в залежності від енергії над порогом. Якщо кінетична енергія конверсійного електрону набагато менша ніж 1кеВ, то КВК з врахуванням і без врахування даного ефекту відрізняються в два рази. Проте аномалії швидко падають з ростом енергії, і при E_{γ} , перевищуюче порогове значення на 2 кеВ, ефект зникає. Експериментально цей ефект теж невиявлений.

Таким чином, в тих областях, де чекали виявити аномалії в КВК, пов'язані з ефектами вищих порядків, поки нічого не знайдено. Однак не очікувано вплив на КВК ефектів вищих порядків виявилось в іншій області: було знайдено аномалії в КВК чистих $2^+ \rightarrow 0^+$ E2 ротаційних переходів в парно-парних деформованих ядрах рідкоземельних елементів, де енергія збудження складала порядок 100-150кеВ.

Вимірювання КВК на М-підоболонках [43] показали, що відхилення експериментальних співвідношень $M_I:M_{II}:M_{III}$ від теоретичних [22] приблизно така ж, як для $L_I:L_{II}:L_{III}$, однак точність вимірювання тут гірша. Теоретичних розрахунків ефектів вищих порядків для М-, N- і так далі оболонки проведено обмаль. Зараз, у зв'язку з останніми технічними досягненнями та розвитком науки та з зростанням точності вимірювання КВК дослідження питання, для яких Z , енергія і мультипольності ефектів вищих порядків, можуть дати вклад в КВК більше, ніж 0,5%, є дуже важливим.

Стан електронної оболонки атома або молекули в тій чи іншій мірі впливає на квантові переходи в ядрах. Найпростішими прикладами цього є внутрішня конверсія γ -променів і захоплення ядром атомних електронів. Більш тонкі ефекти виникають у вищих порядках по постійній тонкій структурі. Вони пов'язані з тим, що кулонівської взаємодії нуклонів з електронами атомної оболонки призводить до змішування електронних і ядерних станів. В результаті з'являються поправки по можливостям ядерних електромагнітних переходів і внутрішньої конверсії. Хоча, як правило, поправки, пов'язані з таким механізмом, мають більш високий порядок малості у постійній тонкій структурі, вони можуть бути значними для переходів з малою енергією і високою мультипольності. Крім того, для електромагнітних ядерних переходів, що супроводжуються іонізацією атома або порушенням атомної оболонки, частина кутового моменту переходу може бути передана атомним електронам, при цьому зміниться мультипольний склад і енергетичний спектр випущених γ -квантів.

Такі процеси можуть мати резонансний або нерезонансний характер.

Нерезонансні процеси протікають з випусканням двох і більше γ -квантів або електронів.

Для таких процесів експериментальне дослідження ефектів вищих порядків в електромагнітних переходах було виконано в обмеженому числі випадків.

Дослідження ефектів вищих порядків в ядерних розпадах, при якому збуджені стани ядер розпадаються з одночасним випусканням двох і більше частинок, є до цього часу однією з актуальних завдань. Це обумовлено тим, що експериментальні дані отримані тільки в одиничних випадках і не дуже з великою точністю (як правило, 20-50% помилки), а теоретичні оцінки різняться на порядки.

Крім того, одночасне випускання двох квантів може бути обумовлено, як «ядерною» природою, так і «електронною». В «ядерних» процесах розпад іде через ядерний віртуальний проміжний стан. Найнижчі за порядком діаграми цієї «ядерної» моди розпаду приведені на Рис 1.5 (а-в). Теорія цих процесів була розвита в роботах [44-45,50].

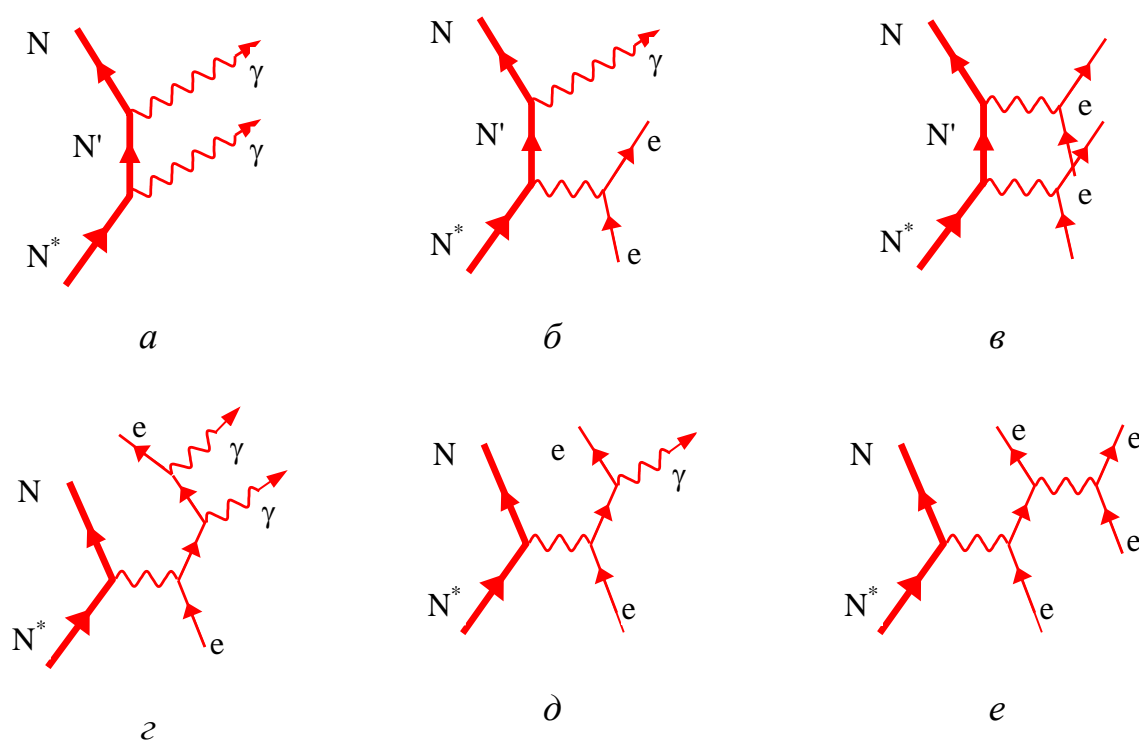


Рис 1.5. Діаграми Фейнмана для двофотонного переходу

При «електронній» моді розпаду енергія збудження ядра передається орбітальному електрону, який може передати частину своєї енергії γ -кванту

($e\gamma$ -процес внутрішній комптон-ефект) або іншому електрону (ee -процес). Якщо орбітальний електрон випромінює два γ -кванти і потім повертається в свій початковий стан, ми будемо мати два фотона в кінцевому стані ($\gamma\gamma$ -процес). Діаграми цих «електронних» мод розпаду наведені на Рис 1.5 (г-е) Теоретичні дослідження електронних мод розпаду представлені в роботах [47,48].

Звичайно, щоб відокремити «ядерні» та «електронні» моди розпаду при вимірюванні тільки ймовірностей цих процесів неможливо. Тому необхідно вивчати як енергетичну залежність цих процесів, так і залежність від A і Z .

Процес, представлений на діаграмі Рис. 1.4 (одночасне випромінення двох γ -квантів), вивчався в $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходах [49]. Було встановлено, що ймовірність такого процесу $\sim 10^{-4}$ на розпад. В роботі [50] спостерігався цей процес і в ^{137m}Ba (M4-перехід, $T_{\gamma\gamma}/T_{\gamma} \sim 10^{-5}$). Для розробки адекватної теорії «ядерних» мод розпаду необхідно досліджувати і процес, представлений діаграмою на Рис. 1.5.б ($e\gamma$ -процес). В цьому процесі один із переходів випромінює один конверсійний електрон. Теорія такого процесу розроблена в роботах [47,48]. Однак експериментально цей ефект не спостерігався. Це обумовлено тим, що ядро, крім «ядерного» $e\gamma$ -процесу, може розпадатись, передаючи енергію орбітальному електрону, який випускає γ -квант. Діаграма цього «електронного» процесу представлена на Рис.1.5.в і, як видно, в кінцевому стані ми, як і в ядерному випадку, маємо γ -квант і електрон. «Електронний» процес називається внутрішнім комптон-ефектом. Він досліджений як експериментально [49], так і теоретично [50] і спостерігається узгодження між експериментом і теорією, за виключенням низько енергетичної області.

Певний інтерес представляє вивчення одночасного випускання двох електронів (див. Рис.1.5 в, е). Це обумовлено тим, що наявні експериментальні дані досить обмежені і їх значення суттєво завищені в порівнянні з теоретичними розрахунками.

РОЗДІЛ. 2. МЕТОДИКИ Й УСТАТКУВАННЯ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ АТОМНО-ЯДЕРНИХ ПРОЦЕСІВ ЗА ДОПОМОГОЮ НАПІВПРОВІДНИКОВОЇ γ -СПЕКТРОСКОПІЇ

Досліджувані в даній роботі процеси супроводжуються випускненням γ -квантів і конверсійних електронів. Оскільки в результаті внутрішньої конверсії випромінюється характеристичне рентгенівське випромінювання, для рішення поставлених завдань можна успішно використати методи напівпровідникової γ -спектроскопії. Особливості визначення коефіцієнтів внутрішньої конверсії (КВК) γ -спектрометричними методами, що описані нижче.

Останні роки провідне положення в області напівпровідникової γ -спектроскопії зайняли спектрометри на основі детекторів з надчистого германію (HPGe). Детектори даного типу по сукупності своїх характеристик перевершують інші γ -спектрометри: вони мають кращу роздільну здатність у порівнянні зі сцинтиляційними спектрометрами, кращу ефективність реєстрації в порівнянні зі спектрометрами на основі Si(Li) і, на відміну від спектрометрів на основі Ge(Li), не вимагають охолодження до температури рідкого азоту при зберіганні.

Завдяки високим характеристикам HPGe-спектрометрів з'явилася можливість використати їх для дослідження таких тонких атомно-ядерних ефектів, як аномалії у внутрішній конверсії γ -променів, двохквантовий розпад збуджених станів ядер, "електронні містки" і ін. У той же час покращена роздільна здатність γ -спектрометрів зажадала розробки нового програмного забезпечення для обробки γ -спектрів з більше високою точністю, необхідної для вивчення слабких ефектів. Така програма була розроблена і адаптована для вирішення конкретних завдань, її опис наведено нижче.

Крім того, для досягнення необхідної точності результатів потрібне точне визначення ефективності реєстрації спектрометрів. Методи точного калібрування спектрометрів по ефективності також описані в роботі.

2.1. Визначення КВК методами γ -спектроскопії

Традиційно абсолютні значення КВК визначаються за результатами вимірювання γ -спектрів і спектрів електронів внутрішньої конверсії. Однак у деяких експериментальних ситуаціях такі вимірювання технічно неможливі. Це, наприклад, близькопорогові γ -переходи, точність таких вимірів, як правило, невисока (5-10%). Це обумовлено тим, що для визначення абсолютних значень КВК на магнітних спектрометрах використовуються табличні величини стосовно нормувань переходів й інтенсивності цих переходів. Дані з різних таблиць відрізняються в області енергії ≤ 100 кеВ на (1–2)%. У припорогових областях розбіжність може досягати десятків відсотків. Існує також ще ряд труднощів при таких вимірах (необхідність тонких джерел, одноканальність β -спектрометрів і тощо).

У той же час існує можливість визначення КВК методами γ -спектроскопії.

Розглянемо цей метод на найпростішому (і найбільше часто використовуваному) прикладі визначення КВК із К-оболонки (α_K).

Як нам відомо, в результаті внутрішньої конверсії на К-оболонці утвориться вакансія на цій оболонці, заповнення якої супроводжується рентгенівським випромінюванням. Визначивши інтенсивність цього рентгенівського випромінювання (I_{Kx}) і інтенсивність відповідного γ -випромінювання (I_γ), можна визначити α_K :

$$\alpha_K = \frac{I_{Kx}}{I_\gamma \cdot \omega_K} = \frac{N_{Kx}}{N_\gamma \cdot \omega_K} \cdot \frac{\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_{Kx}} \quad (2.1)$$

де ω_K – вихід флуоресценції з К-оболонки, N , ε – відповідно вимірjana інтенсивність і ефективність реєстрації рентгенівської й γ -лінії.

Дані про виходи флуоресценції табульовані, як правило, з точністю краще 1% [51]. Таким чином, точність визначення α_K визначається точністю виміру інтенсивності рентгенівських і γ -ліній і точністю калібрування спектрометра.

Варто помітити, що при цьому вимірюються відносні величини, а виходять абсолютні значення α_K . Це дуже важливо з методичної точки зору, тому що дозволяє в багатьох випадках легко позбутися від впливу таких параметрів, як "мертвий час" в електронному тракті, часової нестабільності і т.п. Сучасні спектрометри на основі надчистого германію і розроблені в нашому відділі програми дозволяють визначати інтенсивність ліній у спектрах і коефіцієнти відносної ефективності γ -спектрометрів з високою точністю. Основну складність складає визначення інтенсивності рентгенівського випромінювання, пов'язаного із внутрішньою конверсією відповідних γ -переходів. Якщо її вдається визначити з точністю близько 1%, то α_K теж вдається визначити з точністю (1-2)%. Однак у більшості випадків це непросте завдання. Насамперед, найчастіше в спектрі присутні рентгенівські лінії материнського й дочірнього ядер, що мало відрізняються по енергії. Втім, гарна енергетична роздільна здатність сучасних спектрометрів і адаптована програма для обробки спектрів дозволяють вирішити цю проблему. Набагато складніше виділити ту частину рентгенівського випромінювання, що відповідає конверсійному переходу, що цікавить нас, оскільки, як правило, у ядрі є й інші переходи, для яких можливий процес внутрішньої конверсії. Щоб створити методичні умови для визначення КВК, необхідно аналізувати конкретну схему розпаду.

Найпростішим випадком є ситуація, коли в ядрі присутній один γ -перехід, що може розряджатися через процес внутрішньої конверсії. У цьому випадку визначити КВК можна за допомогою вимірювання інтенсивностей відповідних γ - і K_X -променів на одному спектрометрі. Однак такі ядра зустрічаються вкрай рідко.

У випадку каскаду із двох γ -переходів одержати відношення інтенсивностей рентгенівського й γ -випромінювання відповідного переходу можна за допомогою вимірювання спектра збігів з виділенням енергетичного вікна, що відповідає енергії іншого переходу, що заважає нам у вимірюваннях. У цьому випадку рентгенівське випромінювання, що збігається з

γ -випромінюванням одного з переходів, може відповідати тільки процесу конверсії іншого переходу, за винятком випадкових збігів, які враховуються в кожному окремому випадку.

Якщо ми маємо каскад з декількох (m) γ -переходів, можна використати наступну методику.

Вимірюємо спектри збігів з усіма γ -переходами. При цьому повинні виконуватися співвідношення:

$$\varepsilon_K \cdot \sum_{j=1}^m A_{ij} I_{Kj} = N_{Ki}, \quad i = \overline{1, m} \quad (2.2)$$

$$\varepsilon_j A_{ij} I_{\gamma j} = N_{ij}, \quad i, j = \overline{1, m} \quad (2.3)$$

тут i – відноситься до спектра збігів з i -м γ -переходом,

A_{ij} – нормувальний коефіцієнт для j -ої γ -лінії в спектрі збігів з i -м γ -переходом,

ε, I, N – відповідно ефективність реєстрації, дійсна і виміряна інтенсивності рентгенівського й γ -випромінювання j -го переходу в режимі збігів з i -м γ -переходом.

Визначивши коефіцієнти A_{ij} з (2.3) і маючи значення калібрування по ефективності, можна із системи (2.2) визначити значення інтенсивності рентгенівського випромінювання, що відповідають конверсії кожного γ -переходу, і за допомогою формули (2.1) обчислити відповідні α_K .

Потрібно сказати, що дана задача може вирішуватися аналітично. Однак, зважаючи на те, що вона є виродженою (число рівнянь зв'язку перевищує число невідомих параметрів), а також те, що всі параметри визначені з деякою похибкою, її варто вирішувати чисельно. Для обчислення випадкових збігів і підвищення точності методу можна також використати спектри антизбігів.

У випадку більш складних схеми розпаду доводиться брати до уваги додаткові фактори. Тут варто згадати про два моменти, які можна використати

в загальному випадку: по-перше, енергія γ -переходу повинна перевищувати енергію зв'язку електрона для того, щоб міг виникнути процес конверсії, а, по-друге, якщо час життя рівня досить великий ($\sim 1 \mu\text{s}$), внесок рентгенівського випромінювання за рахунок конверсійного заселення цього рівня можна виключити за допомогою схеми швидко-повільних збігів.

Для вимірювання КВК можна також використати метод піків сумування. Ідеологія даного методу аналогічна методу визначення ефективності γ -спектрометрів, за винятком того, що в цьому випадку ефективність вважається відомою, а визначається інтенсивність рентгенівського випромінювання.

Цей метод має більші переваги в тих випадках, коли значення співпадаючих квантів мале. У цьому випадку при вимірюванні збігів двома детекторами ми змушені розміщати детектори впритул один до одного. Але при цьому різко зростає внесок комптонівських електронів і γ -квантів. Причому, що особливо неприємно, цей внесок значно збільшується в області піка сумувань, тобто при енергіях $\leq (150-200) \text{ keV}$. А саме в цій області перебувають сумарні переходи характеристичного випромінювання. У той же час при обчисленні піків сумувань комптонівські електрони мають розподіл, як для далеко рознесених детекторів у схемі збігів. Однак при цьому необхідно враховувати, що випадкові збіги будуть пропорційні часу формування сигналу ($\sim (1-10) \mu\text{s}$). Тому необхідно спеціальним способом зменшувати час формування. Деталі таких процедур будуть описані нижче в розділах про конкретні ядра.

Крім того, ширина піка сумувань γ - і K_X -випромінювання буде визначатися енергією сумарного переходу, тобто вона, як правило, буде (1.2–1.4) кеВ. З врахуванням того, що природна ширина K_X -переходів для легких і середніх ядер близько 10еВ, роль лоренцівських "хвостів" зменшується до десятих часток відсотка.

2.2. Напівпровідникові спектрометри γ -променів

Як відомо, основними механізмами поглинання γ -квантів з енергією до 1 МеВ у речовині є фотоіонізація й комптонівське розсіювання.

Процес фотоіонізації використовується в напівпровідникових спектрометрах для реєстрації γ -променів. При цьому γ -квант повністю поглинається і його енергія пропорційна зібраному в обсязі детектора заряду. У випадку комптон-ефекту розсіяний γ -квант може вилетіти з детектора й у результаті в спектрі з'являється безперервний фон (підкладка), що заважає визначити інтенсивність слабких γ -ліній.

Експерименти, виконані в рамках даної роботи, проводилися на спектрометрах з детекторами із кремнію й надчистого германію, а також на антикомтонівському спектрометрі з детектором з надчистого германію й активним захистом на основі сцинтиляційних детекторів з Na(Tl). Електронний тракт спектрометрів складався із блоків виробництва фірм "ORTEC" і "CANBERRA". Для керування вимірюванням й обробкою результатів використалися ПК на базі процесорів Intel. Основні характеристики використовуваних спектрометрів наведені в Табл. 2.1. *Основні характеристики спектрометрів.*

Табл. 2.1. Основні характеристики спектрометрів.

Детектор	Відносна. эфф., %	Енергія (E) / Роздільна здатність $\Delta(E)$, кеВ					
		E	ΔE	E	ΔE	E	ΔE
Si(Li)		6.4	0.15	13.8	0.19	59.5	0.40
Ge	15	59.5	0.45	198.0	0.69	307	0.82
Ge*	40	59.5	0.82	208.0	0.99	661.6	1.33

* у складі антикомтонівського спектрометра

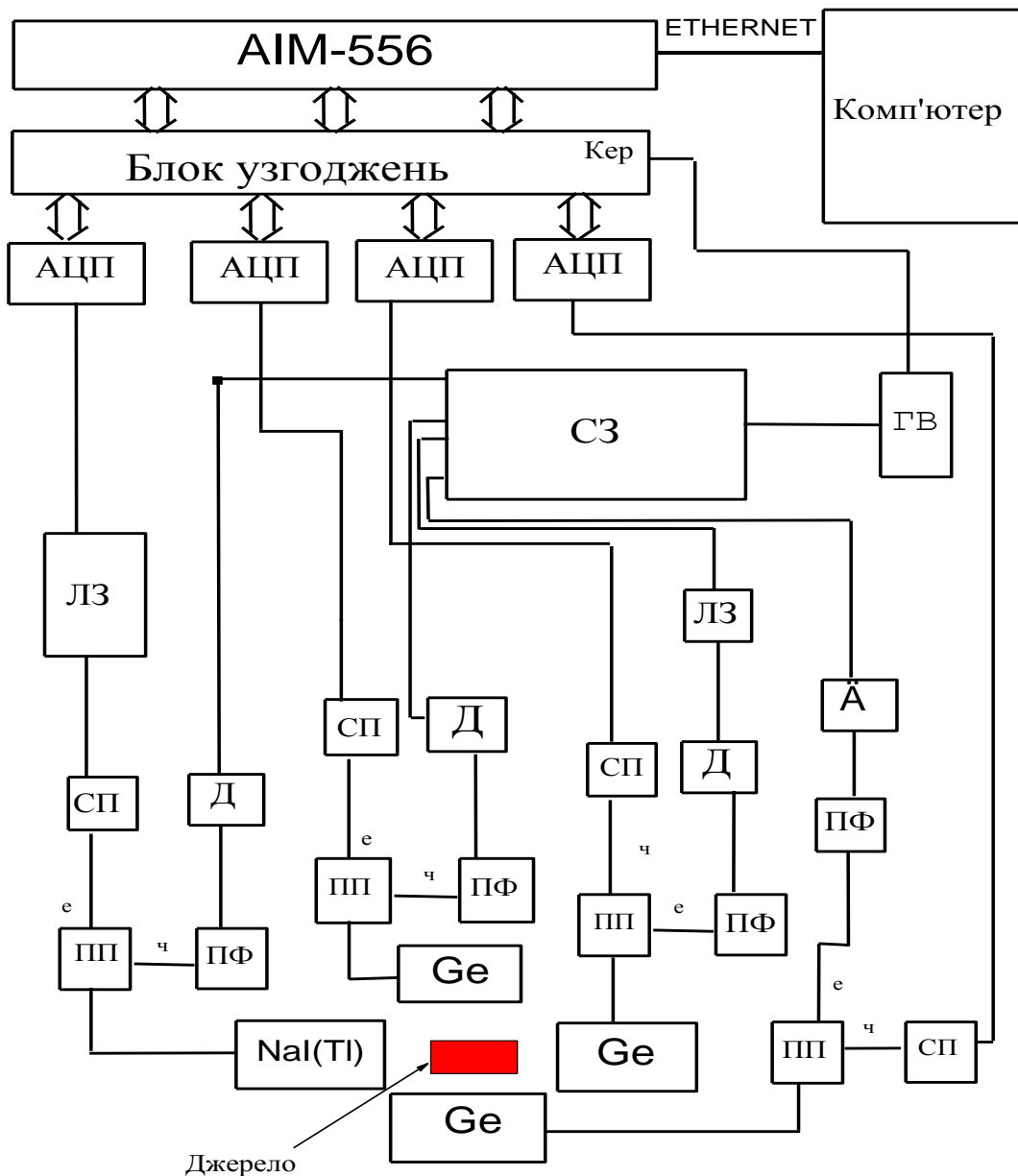


Рис. 2.1. Блок-схема чотирьовимірних збігів.

Багато вимірів проводилися в режимі $\gamma\gamma$ -збігів (для дослідження струшування в процесі К-захоплення при розпаді атома ^{133}Cs використалася схема чотиримірних збігів Рис. 2.1). Блок-схема установки наведена на Рис. 2.2. Керування вимірами здійснювалося за допомогою програми NetSpectrum, розробленої у відділі структури ядра.

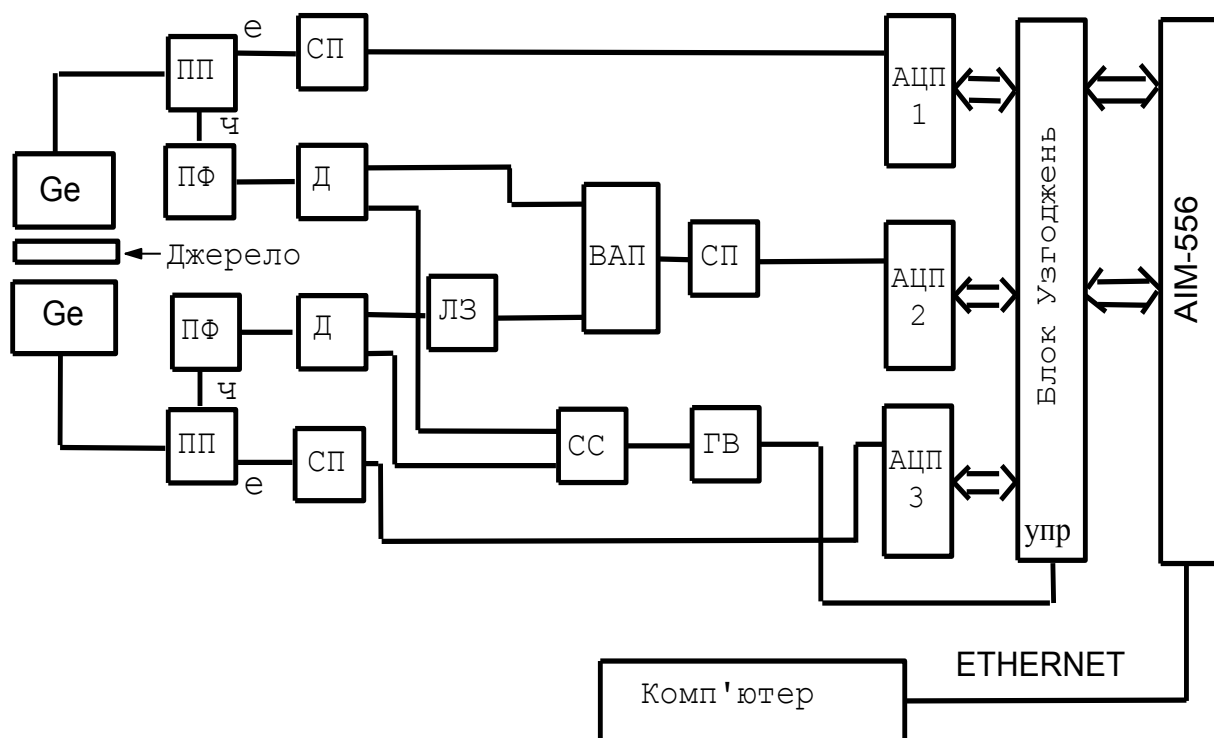


Рис. 2.2. Блок-схема установки для виміру $\gamma\gamma$ -збігів.

З кожного детектора (Ge) через попередній підсилювач (ПП) знімається два сигнали: енергетичний (Е) і часовий (Ч). Енергетичні сигнали через спектрометричні підсилювачі (СП) надходять на 1-й і 3-й амплітудно-цифрові перетворювачі (АЦП). Часові сигнали кожного детектора проходять через підсилювачі-формування (ПФ) для одержання швидкого сигналу із часом формування 10-50 нс, а потім – через дискримінатори (Д), які дозволяють одержати сигнали точної часової прив'язки. З дискримінаторів сигнали прив'язки попадають у час-амплітудний перетворювач (ЧАП), при цьому один із сигналів затримується лінією затримки (ЛЗ). У такий спосіб виходять затримані збіги. З ЧАП сигнал через спектрометричний підсилювач подається на 2-й АЦП, де набирається часовий спектр (у випадку четвертих збігів ми не маємо часового спектра).

Три АЦП пов'язані із блоком узгодження, що видає команду запису сигналів у модуль АІМ-556. Цей модуль дозволяє знімати сигнали із чотирьох АЦП у гістограмному і потоковому режимах. Через локальну мережу EtherNet інформація з АІМ-566 надходить у комп'ютер.

У гістограмному режимі із трьох АЦП записуються інтегральні спектри із двох детекторів і часовий спектр затриманих збігів.

У потоковому режимі інформація із всіх АЦП послідовно записується в пам'ять АІМ-566, якщо на керуючий вхід (упр) блоку узгодження надходить сигнал про збіги. Цей сигнал утворюється в схемі збігів(СЗ), пов'язаної з обома дискримінаторами, і формується генератором воріт (ГВ). Таким чином, зайва інформація в потоковому режимі відкидається. Напівширина піку збігів 15-20 нс. Інформація з АІМ-566 записується на жорсткий диск комп'ютера у вигляді послідовності чотирьох двохбайтових слів. У кожному з них 13 біт використовуються для кодування номера каналу, що дозволяє адресувати 8192 каналу, а 2 біти - для кодування номера АЦП, що дозволяє не плутати АЦП при збоях запису. Запис на диск здійснюється пакетами, розмір яких задається в програмі NetSpectrum. Це дозволяє зберегти інформацію у випадку збоїв системи, що важливо при довгострокових вимірах. Записану інформацію можна багаторазово використати для сортування спектрів збігів з виділенням різних енергетичних вікон на одному з детекторів.

У випадках, коли необхідно було придушити комптонівську підкладку, використовувався антикомпонівський спектрометр. Принцип його роботи полягає в наступному.

Для γ -спектрометричних вимірів використовується детектор з надчистого германію, що забезпечує високу енергетичну роздільну здатність. Цей детектор оточений п'ятьма сцинтиляційними детекторами на базі Na(Tl), які мають гіршу роздільну здатність, але високу (більше 90%) ефективність реєстрації γ -променів (див. Рис. 2.3.). Вся система вмонтована в пасивний захист із шарів (зовні усередину): свинцю (товщиною 100 мм), міді (3 мм), кадмію (0.5 мм),

алюмінію (3 мм) і плексиглазу (4 мм). Якщо γ -квант потрапляє в область комптонівського розсіювання в германієвому детекторі й вилітає з нього, то з імовірністю вище 90% він реєструється навколишнім активним захистом зі скінтіляційних детекторів, а комптонівський електрон з імовірністю $\sim 100\%$ реєструється в Ge-детекторі. Електронна схема збігів/антизбігів, функціональна схема якої наведена на Рис. 2.4., розділяє одиночні імпульси з германієвого детектора й імпульси, що збігаються за часом з імпульсами від активного захисту.

Спектрометр може працювати в режимі придушення комптонівського фону або $\gamma\gamma$ -збігів. Перемикання режимів здійснюється встановленням кількості співпадаючих сигналів на повільній схемі збігів (ПСЗ) і вибором роздільного часу швидкої схеми збігів (ШСЗ) - 75 нс для збігів і 750 нс для режиму антикомптона. Дискримінатор (Д) служить для виділення енергетичної області в спектрі Na.

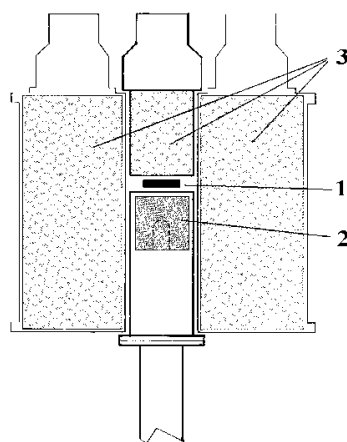


Рис. 2.3. Конфігурація антикомпонівського спектрометра:

1 - вимірюване джерело, 2 - детектор з надчистого германія, 3 - Na(Tl)-детектори активного захисту

Поданий на АЦП керуючий сигнал передається в АІМ як старший біт коду номера каналу, що дозволяє розділити спектри збігів і антизбігів, які записуються на диск ПК.

У результаті в спектрі антизбігів досягається коефіцієнт придушення комптонівського фону близько 10, при цьому інтенсивність γ -лінії не змінюється, якщо вона не збігається з іншими γ -переходами.

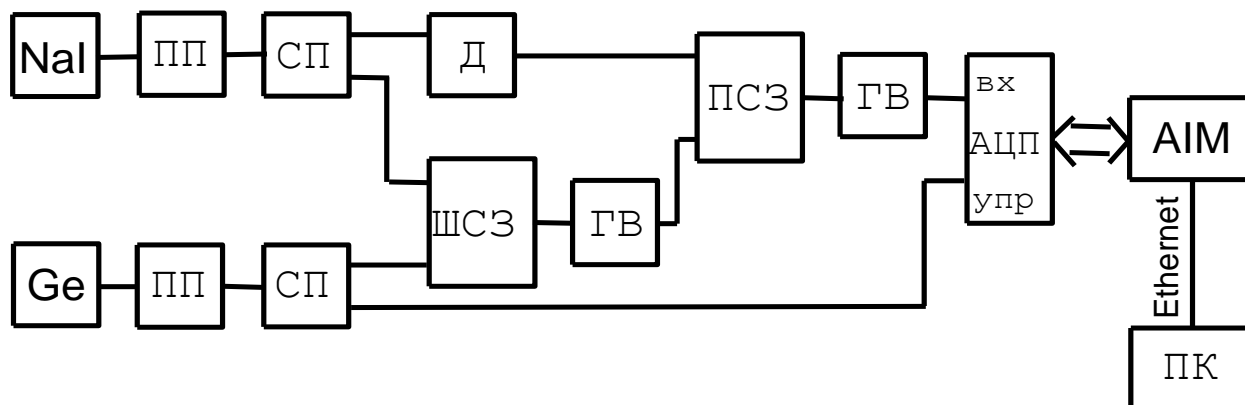


Рис. 2.4. Блок-схема антикомтонівського спектрометра.

2.3. Обробка рентгенівських і γ -спектрів

Істотне поліпшення характеристик напівпровідникових γ -спектрометрів дало можливість використати їх для вивчення різних тонких атомно-ядерних ефектів. Однак при цьому зростають вимоги до якості обробки γ -спектрів. У більшості випадків необхідно мати дані про інтенсивність γ -ліній з точністю близько 1%. При цьому вже недостатньо описувати форму лінії в спектрі простим розподілом Гауса - доводиться використати більше складну функцію, що стає особливо очевидним при великій статистиці спектру.

У нашій групі була розроблена програма WinSpectrum, яка була адаптована для вимірювання інтенсивностей K_x та γ -переходів з високою точністю, що дозволило:

- керувати вимірами через буфер AIM, підключений до мережної плати ПК;
- здійснювати набір і запис як одиночного спектра, так і двовимірного спектра збігів;

- працювати зі спектрами, записаними в розповсюджених форматах фірм ORTEC і CANBERRA (*.cnf, *.chn, *.mca);
- обробляти одночасно три γ -спектри;
- використати для опису форми лінії модифікований Гаусіан з “хвостами” або еталонну лінію, а для підкладки - квадратичну функцію з "сходиною";
- розраховувати й зберігати у файлі калібрування по енергії, ефективності й формі лінії;
- проводити за результатами обробки ізотопний аналіз;
- зберігати результати аналізу у форматі, зручному для використання в текстових процесорах і електронних таблицях.

Програма написана мовою C++ за допомогою пакета Microsoft Visual Studio і працює в середовищі ОС Windows XP, 7 і старше.

Пошук та ідентифікація піків.

При обробці складних γ -спектрів з великою кількістю піків досить важливе значення має автоматичний пошук піків і попереднє визначення їхніх основних параметрів - положення, амплітуди й напівширини. Це пов'язане з тим, що при наступній точній обробці ділянки спектра з декількома близько розташованими піками мінімізується функціонал, що залежить від багатьох параметрів. У випадку невірної визначення числа піків і/або початкових значень їхніх параметрів результатом припасування може бути не головний, а локальний мінімум функціонала, а, отже, і параметри піків будуть визначені невірно. Крім того, обробка великої кількості піків і їхніх початкових параметрів вручну вимагає значного часу, що сповільнює процес обробки спектра. Тому при розробці програми WinSpectrum пошуку піків була приділена особлива увага.

Цьому питанню присвячено багато робіт.[53-60]

Найпоширенішим є кореляційний метод пошуку піків [52-56]. У його основі лежить згортка експериментального спектра N з фільтром f :

$$y_i = \sum_{j=-j_0}^{j_0} f_j N_{i+j} \quad (2.4)$$

Оптимальною є ситуація, коли форма фільтра максимально відповідає формі піка в спектрі [55]. Крім того, у результаті його згортки зі спектром бажано усунути лінійну підкладку. Для цього досить, щоб функція фільтра була парна й сума по всіх точках фільтру рівнялася 0. Справді, якщо на деякій ділянці спектру маємо лінійний фон

$$B_i = ai + b,$$

то в результаті згортки з фільтром одержуємо

$$\begin{aligned} y_i &= \sum_{j=-j_0}^{j_0} f_j B_{i+j} = \sum_{j=-j_0}^{j_0} f_j [a(i+j) + b] = (ai + b) \cdot \sum_{j=-j_0}^{j_0} f_j + a \sum_{j=-j_0}^{j_0} f_j j = \\ &= (ai + b) \cdot 0 + a \cdot 0 = 0 \end{aligned}$$

Підсумовування в першому члені перетворюється в нуль по визначенню фільтра, а в другому - через непарність функції, що стоїть під знаком суми.

У результаті згортки фільтра зі спектром вдається придушити фон й більш чітко виділити піки. Однак через статистичний розкид числа відліків серед них можуть бути помилкові. Для відбору дійсних піків аналізується відношення

$$S_i = \frac{y_i}{\Delta y_i} = \sum_{j=-j_0}^{j_0} f_j N_{i+j} / \sqrt{\sum_{j=-j_0}^{j_0} f_j^2 N_{i+j}} \quad (2.5)$$

Якщо це відношення перевищує заданий параметр чутливості, пік вважається дійсним (справжнім).

На Рис. 2.5. наведено приклади різних фільтрів, що відповідають напівширині піка в 10 каналів. Всі вони мають свої переваги й недоліки.

Прямокутний фільтр (Рис. 2.5.а) приваблює простотою обчислень згортки, тому що при цьому використовуються тільки цілочисельні значення, що було важливим при слабких обчислювальних потужностях, однак він лише грубо відповідає реальній формі піка. Той же недолік має δ -образний фільтр (Рис. 2.5.б), однак його застосування дає більшу чутливість до центра піка. Найбільше відповідає формі піка в спектрі гаусіан (Рис. 2.5.в). Гарні результати дає застосування фільтра у вигляді другої похідної від гаусіану [57] (Рис. 2.5.г).

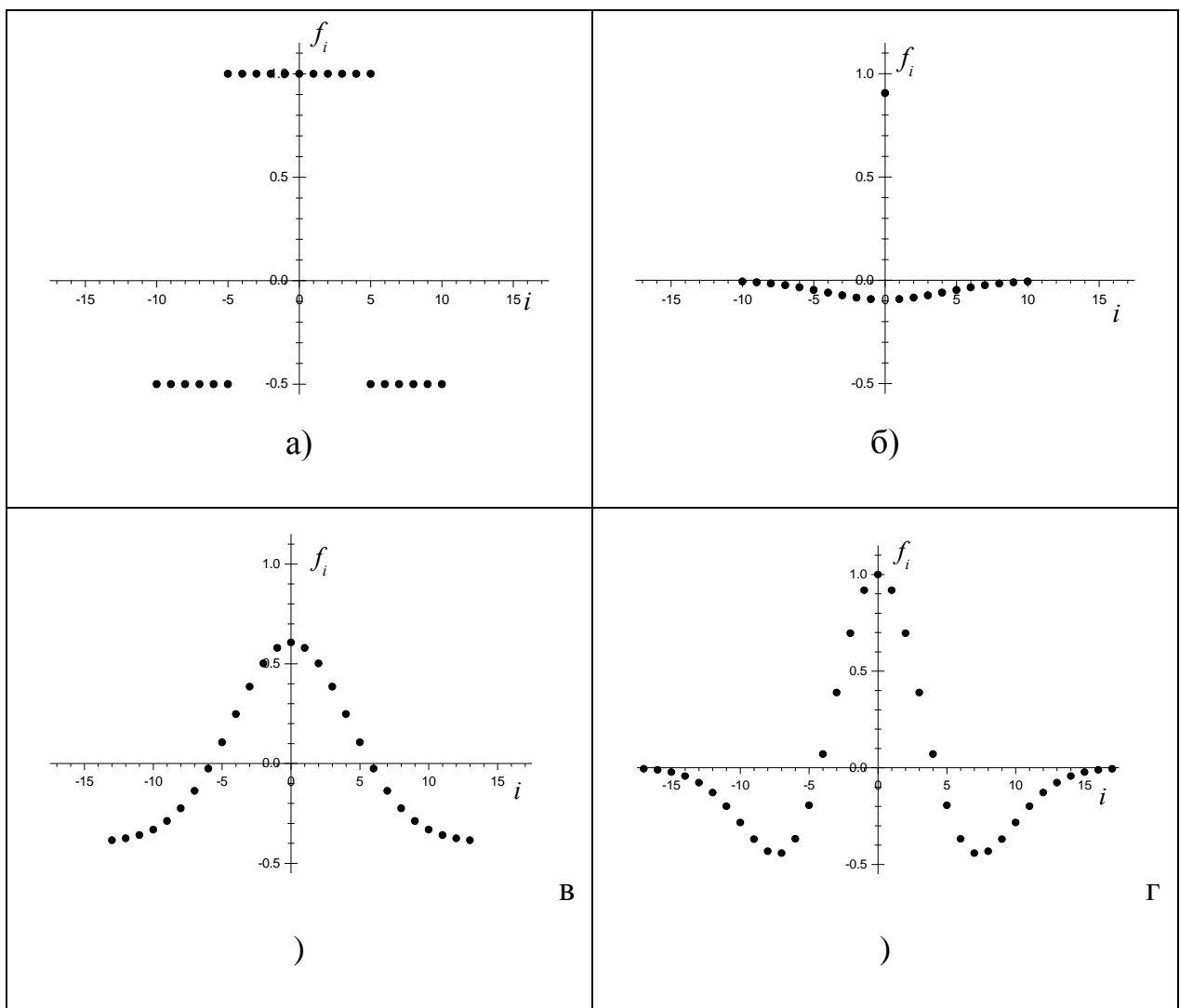


Рис. 2.5. Різні форми фільтрів для пошуку піків у спектрі.

У роботах [58-60] використовується аналіз другої похідної спектру. При цьому усувається лінійний фон, а на місці піку в другій похідній спостерігається характерний негативний пік з меншими позитивними піками з боків. Для компенсації статистичного розкиду використовується друга похідна,

згладжена по декількох точках спектра за методом Savitzky-Golay [62]. Однак, оскільки диференціювання спектру проводиться чисельно, метод аналізу другої похідної подібний кореляційному, тобто в ньому також застосовується згортка спектра з деяким фільтром. При цьому фільтр для отримання згладженої другої похідної зі збільшенням числа точок згладжування фактично переходить за формою в другу похідну від гаусіана, тому і результати пошуку піків виявляються аналогічними.

Для пошуку піків також використовувався метод Фур'є-перетворення для згладжування осциляцій спектра [63] та інші методи [64, 65].

Після проведеного аналізу нами вирішено було використовувати фільтр у вигляді нормованого гаусіану:

$$f_j = \exp\left(-\frac{j^2}{2s^2}\right) / \sum_{k=-j_0}^{j_0} \exp\left(-\frac{k^2}{2s^2}\right) - 1/(2j_0 + 1), \quad -j_0 \leq j \leq j_0 \quad (2.6)$$

Як видно, фільтр нормований так, що дозволяє при згортці його зі спектром усунути вплив лінійного фону. Цей фільтр найбільш близький за формою до реальних піків в спектрі і вимагає для опису менше точок, ніж друга похідна від гаусіана, що дозволяє краще вирішувати близько розташовані піки. Саме останнє міркування послужило на користь вибору такого фільтра.

Для першого прогону значення s вибирається відповідним напівшириною піку в 10 каналів. Для типового спектра з 8 тисяч каналів в діапазоні енергій до 1 МеВ це значення відповідає енергетичній роздільній здатності спектрометра 1.25 кеВ.

Після згортки (2.4) фільтра (2.6) зі спектром шукаються локальні максимуми u_{ik} і найближчі локальні мінімуми u_{Lk} і u_{Rk} зліва і праворуч від каналів i_k . Потім по (2.5) відбираються справжні піки, для яких значення S_{ik} перевищує параметр чутливості Sensitivity, і встановлюються їх межі, пропорційні різниці $(R_k - L_k)$ і помножені на деякий коефіцієнт від 1 до 3, що

залежить від співвідношення $S_{ik}/\text{Sensitivity}$. Введення цього коефіцієнта пояснюється тим, що на краях сильних піків можуть перебувати слабкі і в цьому випадку край сильного піку можна вважати фоном при подальшій обробці. Потім відбираються інтенсивні неперекриваючі піки і по їх амплітудам S_{ik} уточнюється параметр чутливості, а за значеннями їх напівширини залежність півширини W від номера каналу і апроксимується виразом:

$$W(i) = W_0 + W_1 i^{1/2} + W_2 i \quad (2.7)$$

Використовуючи ці попередні дані про піки, проводиться другий прогін з фільтром (2.6), у якого значення ширини s відповідає апроксимованій напівширині, обчисленої для каналу, що знаходиться на першій чверті спектру. При цьому більш адекватно визначаються інтенсивні усіх піків і уточнюється залежність півширини піків по енергії. Після цього проводиться третій, остаточний, прогін з фільтром, ширина якого визначається залежністю (2.7). Так як з ростом енергії ширина піків в спектрі зростає, а їх частота і інтенсивність зменшується, такий підхід дозволяє добре розділяти близьколежачі лінії низькоенергетичної частини спектра і в той же час надійно виявляти слабкі окремі лінії в високоенергетичній області.

Як приклад ефективності такого алгоритму на Рис. 2.6 наведено спектр розпаду ^{152}Eu . Вгорі наведені фрагменти спектра, внизу - результати згортки з фільтром. Зменшення півширини фільтра в області низьких енергій дозволяє розділити лінії в групі K_{β} Sm (Рис. 2.6.а), а її збільшення в області високих енергій - надійно виявити слабкі лінії (Рис. 2.6.б).

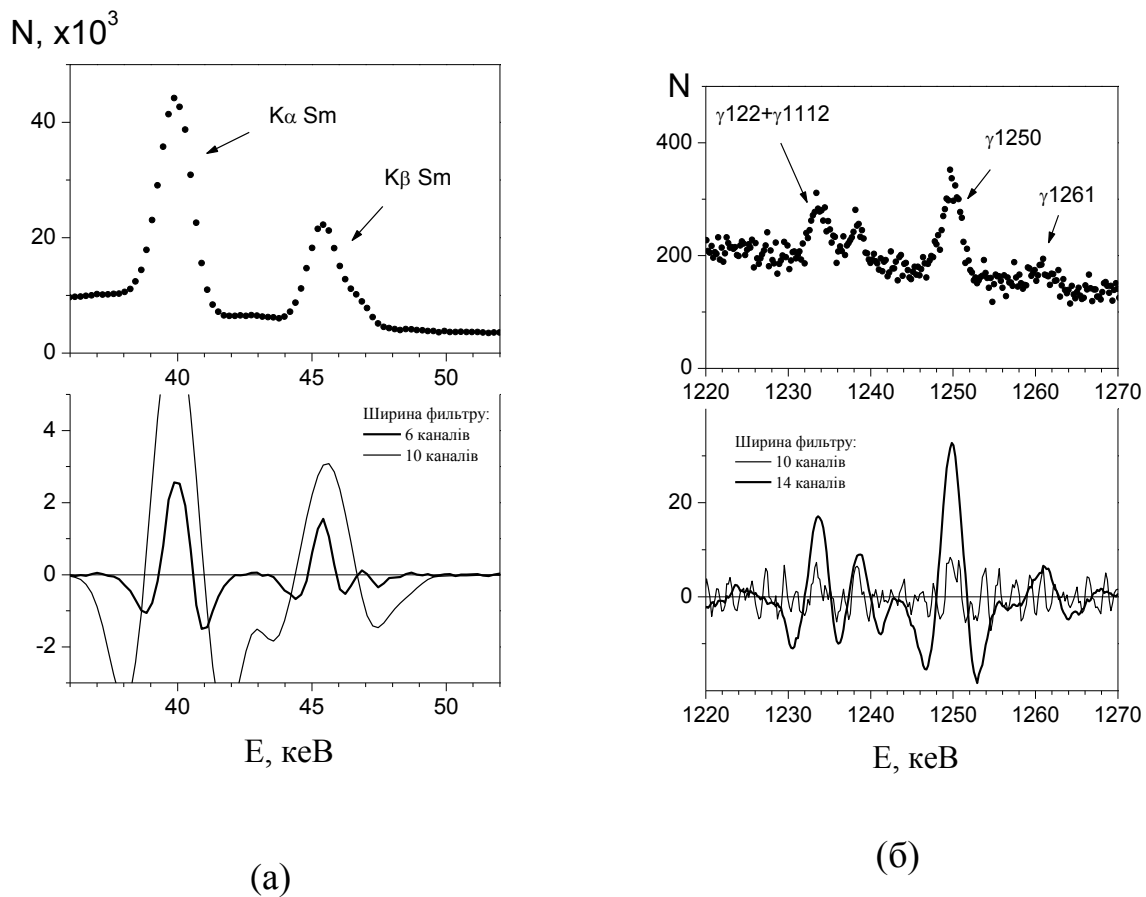


Рис. 2.6. Приклад використання алгоритму пошуку піків з фільтром змінної ширини.

2.4. Оцінка параметрів піків

Оскільки в результаті пошуку піків залежність їх півширини від енергії вже визначена, залишається визначити лише їх положення і амплітуду. Нехай в спектрі в каналі i_0 виявлений пік. Будемо вважати його форму гаусом:

$$g(i) = a \cdot \exp\left(-\frac{(i-b)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.8)$$

Лінеаризуємо її за параметрами амплітуди і положення:

$$\begin{aligned} g(i) &= (a_0 + \delta a) \cdot \exp\left(-\frac{(i - (b_0 + \delta b))^2}{2\sigma^2}\right) \approx \\ &\approx \tilde{g}(i) = (a_0 + \delta a) \cdot \exp\left(-\frac{(i - b_0)^2}{2\sigma^2}\right) + a_0 \cdot \exp\left(-\frac{(i - b_0)^2}{2\sigma^2}\right) \cdot \frac{i - b_0}{\sigma^2} \cdot \delta b \end{aligned} \quad (2.9)$$

По трьом точкам зліва та права від границь піку (або групи піків, якщо вони перекриваються) оцінимо параметри лінійного фону

$$C \cdot (i - i_0) + D$$

Для визначення положення і амплітуди піку знайдемо мінімум виразів,

$$S(\delta a, \delta b) = \sum_{j=-2}^2 \left(g(i_0 + j) + Cj + D - N_{i_0+j} \right)^2 \quad (2.10)$$

в п'яти точках спектра поблизу максимуму піку.

В якості вихідних параметрів покладемо

$$b_0 = i_0, \quad a_0 = N_{i_0} - D,$$

значення σ візьмемо відповідним напівширині в каналі i_0 , обчисленої з калібрування півширини по енергії.

Продиференціювавши (2.10) по δa , δb і прирівнявши похідні нулю, отримаємо значення поправок. При цьому уточнення значення амплітуди і положення пика рівні, відповідно

$$a = \frac{\sum_{j=-2}^2 \exp\left(-\frac{j^2}{2\sigma^2}\right) \cdot (n_{i_0+j} - D)}{\sum_{j=-2}^2 \exp\left(-\frac{j^2}{\sigma^2}\right)} \quad (2.11)$$

і

$$b = i_0 + \frac{\sigma^2}{a_0} \cdot \frac{\sum_{j=-2}^2 j \cdot \exp\left(-\frac{j^2}{2\sigma^2}\right) \cdot (N_{i_0+j} - Cj)}{\sum_{j=-2}^2 j^2 \cdot \exp\left(-\frac{j^2}{\sigma^2}\right)} \quad (2.12)$$

Хотілося б відзначити, що пошук піків і оцінку їх параметрів наша програма WinSpectrum виробляє краще, ніж такі програми як Maestro фірми ORTEC або Spectroscopy Assistant фірми CANBERRA.

2.5. Обробка ділянок спектру.

Після локалізації піків і попередньої оцінки їх параметрів проводиться остаточна обробка досліджувальних ділянок спектра. При цьому ділянка спектра описується функцією:

$$F(i, \mathbf{X}) = \sum_{j=1}^m f_j(i, \boldsymbol{\alpha}_j) + B(i, \boldsymbol{\beta}) \quad (2.13)$$

де i – номер каналу; m – число ліній; $f_j, \boldsymbol{\alpha}_j$ – функція і вектор параметрів, описують j -ю лінію; $B, \boldsymbol{\beta}$ – функція і вектор параметрів які описують фон; \mathbf{X} – вектор всіх підгоночних параметрів, що включають в себе $\boldsymbol{\alpha}_j$ і $\boldsymbol{\beta}$.

Оскільки F , залежить від \mathbf{X} нелінійно, лінеаризуємо її:

$$F(i, \mathbf{X}) \approx \tilde{F}(i, \delta\mathbf{X}) = F(i, \mathbf{X}_0) + \sum_{k=1}^{k_0} \left. \frac{\partial F}{\partial X_k} \right|_{\mathbf{X}_0} \cdot \delta X_k, \quad (2.14)$$

де $\mathbf{X} = \mathbf{X}_0 + \delta\mathbf{X}$, початкове значення \mathbf{X}_0 визначається на етапі пошуку піків.

Для визначення поправок параметрів $\delta\mathbf{X}$ знайдемо мінімум функціоналу

$$S(\delta\mathbf{X}) = \sum_{i=i_1}^{i_2} w_i \left(\tilde{F}(i, \delta\mathbf{X}) - N_i \right)^2, \quad (2.15)$$

де i_1, i_2 – границі досліджувальної ділянки спектру; w_i – вагові коефіцієнти, які звичайно вибираються рівними зворотному квадрату похибки числа відліків у каналі. Вважається, що це значення підпорядковується розподілу Пуассона, тобто $\Delta N_i^2 = N_i$, покладемо $w_i = 1/(N_i + 1)$.

Продиференціювавши (2.15) по $\delta X_l, 1 \leq l \leq k_0$, і прирівнявши похідні нулю, отримаємо систему лінійних рівнянь

$$\mathbf{M} \times \delta \mathbf{X} = \mathbf{Y} \quad (2.16)$$

де

$$M_{kl} = \sum_{i=i_1}^{i_2} w_i \cdot \frac{\partial F}{\partial X_k} \cdot \frac{\partial F}{\partial X_l} \Big|_{\mathbf{X}_0}, \quad Y_l = \sum_{i=i_1}^{i_2} w_i \cdot \frac{\partial F}{\partial X_l} \Big|_{\mathbf{X}_0} \cdot (N_i - F(i, \mathbf{X}_0)) \quad (2.17)$$

Тоді, помноживши дві частини (2.16) зліва на зворотню матрицю \mathbf{M}^{-1} , отримаємо

$$\delta \mathbf{X} = \mathbf{M}^{-1} \times \mathbf{Y} \quad (2.18)$$

Замінивши в (2.14) \mathbf{X}_0 на $(\mathbf{X}_0 + \delta \mathbf{X})$, повторюємо підгонку до досягнення мінімального значення функціоналу (2.15) $S_{\min} = S_0$.

Похибка параметрів $\Delta \mathbf{X}$ визначаються через діагональні елементи зворотної матриці \mathbf{M}^{-1} :

$$\Delta X_k = \sqrt{R M_{kk}^{-1}}, \quad R = \frac{S_0}{(i_2 - i_1 + 1) - k_0} \quad (2.19)$$

де R – параметр, який визначається як відношення мінімізованого значення функціоналу S до числа ступенів свободи, тобто різниці кількості каналів і кількості вільних параметрів. R виступає критерієм якості підгонки і повинен бути ~ 1 .

Опис фону.

Після аналізу робіт [54, 66–72], функцію $B(i, \beta)$, яка описує фон на оброблювальній ділянці спектру, було вирішено вибрати наступного вигляду:

$$B(i, \beta) = \sum_{j=0}^2 \beta_j (i - x_0)^j + 2\beta_3 \cdot \sum_{k=1}^m St_k(i) + \beta_4 \cdot \sum_{k=1}^m T_k(i, \beta_5) \quad (2.20)$$

Де $x_0 = (i_1 + i_2)/2$ – середина оброблювальної ділянки спектру;

$St_k(i)$ – функції “сходінки”, що визначається виразом

$$St_k(i) = \left(\sum_{l=i+1}^{i_2} f_k(l) - \frac{1}{2} \sum_{l=i_1+1}^{i_2} f_k(l) \right) / \sum_{n=1}^m \sum_{l=i_1+1}^{i_2} f_n(l); \quad (2.21)$$

$f_k(l)$ – вклад k -й лінії в l -й канал спектру;

$T_k(i, \beta_5)$ – функції експоненційних "хвостів", які визначаються виразом

$$T_k(i, \beta_5) = \exp\left(\frac{i - b_k}{\beta_5}\right) \cdot (St_k(i) - St_k(i_2)); \quad (2.22)$$

b_k – положення k -тої лінії, $\beta_{0,1,2}$ – параметри квадратичного фону, β_3 – амплітуда "сходинки", $\beta_{4,5}$ – амплітуда і ширина експоненціальних "хвостів".

Для підстановки в (2.15) функцію (2.20) необхідно лінеаризувати за параметром β . Для цього замінимо β на $\beta_0 + \delta\beta$ і розкладемо (2.20) в ряд в області β_0 , обмежуючи членами, лінійними за $\delta\beta$. Початкові значення параметрів β_0 задаються наступним чином.

Оцінимо параметри фону на областях спектра шириною по p каналах зліва і справа від границі оброблюваної ділянки: $i_1 - p < i \leq i_1$ и $i_2 \leq i < i_2 + p$. Можна вважати, що в цих областях має місце тільки квадратичний фон, піднятий зліва на величину "сходинки" β_3 . Про експоненційні "хвости" в цих областях сказати нічого неможна, тому для визначення початкових значень покладемо їх амплітуду β_{04} рівною 0, а ширину β_{05} рівною 100 каналам. Як видно з (2.21), сумарна функція сходинки рівна $-1/2$ в каналі i_2 і $1/2$ – в каналі i_1 . Хід цієї функції всередині оброблюваної ділянки нас поки не цікавить.

Таким чином, фон зліва і справа від оброблюваної ділянки спектру можна описати функцією

$$\tilde{B}(i, \beta_0) = \begin{cases} \beta_{00} + \beta_{01}(i - x_0) + \beta_{02}(i - x_0)^2 + \beta_{03}, & i_1 - p < i \leq i_1 \\ \beta_{00} + \beta_{01}(i - x_0) + \beta_{02}(i - x_0)^2 - \beta_{03}, & i_2 \leq i < i_2 + p \end{cases} \quad (2.23)$$

Для визначення β_0 мінімізуємо суму

$$S(\beta_0) = \sum_{1,2} (B(i, \beta_0) - N_i)^2, \quad (2.24)$$

де для зручності позначимо $\sum_1 = \sum_{i=i_1-p+1}^{i_1}$, $\sum_2 = \sum_{i=i_2}^{i_2+p-1}$

Після диференціювання і прирівнювання похідних до нуля отримаємо дві системи лінійних рівнянь, звідки знаходимо β_0 :

$$\begin{pmatrix} p & X_2 \\ X_2 & X_4 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \beta_{00} \\ \beta_{02} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_0/2 \\ Y_2/2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} X_2 & X_1 \\ X_1 & p \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \beta_{01} \\ \beta_{03} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_1/2 \\ Y_3/2 \end{pmatrix}, \quad (2.25)$$

де $X_m = \sum_1 (i - x_0)^m, \quad m = 1, 2, 4;$

$$Y_m = \sum_{1,2} N_i (i - x_0)^m, \quad m = 0, 1, 2;$$

$$Y_3 = \sum_1 N_i - \sum_2 N_i.$$

Розділення на дві системи обумовлено виглядом функції фону(2.20). В похідних $\partial S/\partial \beta_{0j}$ суми парних степенів $(i-x_0)$ по областям 1 і 2 рівні, а непарних – рівні по модулю, але відрізняються знаком, і тому скорочуються. Такий поділ зручний, тому що при обробці виявляється достатньо використовувати тільки лінійний фон. При цьому виключення квадратичної складової практично не змінює інших параметрів фону, а виключення "сходинок" легко перераховується в нахил фону.

Опис піків.

Для опису форми піків після аналізу робіт [54,57-59,65,67,73-76] було вирішено використовувати гаусіан з "хвостами":

$$f(i, \alpha) = \begin{cases} \alpha_1 \cdot \exp\left(\frac{\alpha_4(2i - 2\alpha_2 + \alpha_4)}{2\alpha_3^2}\right), & i < \alpha_2 - \alpha_4 \\ \alpha_1 \cdot \exp\left(-\frac{(i - \alpha_2)^2}{2\alpha_3^2}\right), & \alpha_2 - \alpha_4 \leq i \leq \alpha_2 + \alpha_5 \\ \alpha_1 \cdot \exp\left(\frac{\alpha_5(2\alpha_2 - 2i + \alpha_5)}{2\alpha_3^2}\right), & i > \alpha_2 + \alpha_5 \end{cases} \quad (2.26)$$

Приблизний вигляд ділянки з піком наведений на Рис. 2.7. Ділянка спектру (1) описується гаусіаном з "хвостами" (2) і фоном (3). Складові фону: квадратична (4), сходи́нка (5) і експоненційний "хвіст" (6). Для демонстрації вкладу високо- і низькоенергетних "хвостів" піку наведений простий гаусіан (7).

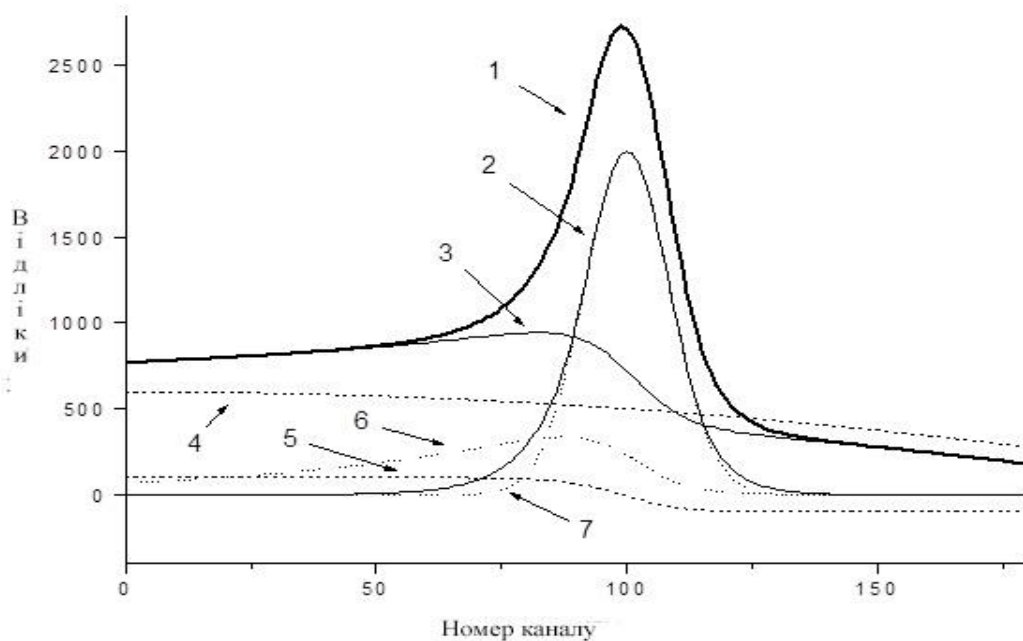


Рис. 2.7. Приблизний вигляд ділянки спектру з γ -піком

При підстановці в (2.15) для підгонки (2.26) лінеаризується за параметром α .

В деяких випадках не вдається достатньо описати форму піку в спектрі функцією (2.26). Тоді можна створити деяку еталонну лінію, прообразом такої лінії служить сильна одиночна лінія з цього ж або подібного спектру.

Виділимо ділянку спектру $\{N'_i\}$, $i_1 \leq i \leq i_2$, в якому знаходиться калібрувальна лінія.

Вирахувавши з нього лінійний фон, визначений за точками i_1 та i_2 , отримуємо чисту калібрувальну лінію $\{y'_i\}$, $i_1 \leq i \leq i_2$.

Апроксимувавши її кусково-неперервною функцією $f'(x')$, де кожна ділянка описується кубічним сплайном (параметри сплайнів c_{ij} визначаються за стандартною процедурою, описаною, наприклад в [77]):

$$f'(x') = \begin{cases} \sum_{j=0}^3 c_{ij} x'^j, & i \leq x' \leq i+1, i_1 \leq i \leq i_2 \\ 0, & (x' < i_1) \cup (x' > i_2) \end{cases} \quad (2.27)$$

Будемо вважати, що ця функція є опис калібрувальної лінії з амплітудою, положенням і напівшириною α'_1 , α'_2 , α'_3 , відповідно, через деяку еталонну лінію $T(x)$:

$$f'(x') = \alpha'_1 \cdot T[(x - \alpha'_2) / \alpha'_3], \quad x' = (x - \alpha'_2) / \alpha'_3, \quad x = \alpha'_3 x' + \alpha'_2$$

Тоді

$$T(x) = f'(\alpha'_3 x + \alpha'_2) / \alpha'_1$$

Як легко переконатися, функція $T(x)$ нормована: її положення рівне 0, а амплітуда і напівширина 1. Насправді, при $x=0$ $x'=\alpha'_2$, при $x_2-x_1=1$ $x'_2-x'_1=\alpha'_3$, а $T(0) = f'(\alpha'_2) / \alpha'_1 = 1$.

Використовуємо цю функцію для опису іншої лінії з амплітудою, положенням і напівшириною $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, відповідно, з ділянки спектра $\{N_i\}$:

$$f(i, \alpha) = \alpha_1 \cdot T[(i - \alpha_2) / \alpha_3] = \alpha_1 / \alpha'_1 \cdot f[\alpha'_3 / \alpha_3 \cdot (i - \alpha_2) + \alpha'_2]$$

Функція f нелінійно залежить від параметрів α . Для її лінеаризації використовуємо розкладання в ряд Тейлора в області початкових значень параметрів α_0 , залишивши тільки члени першого порядку малості:

$$f(i, \alpha) \approx \tilde{f}(i, \delta\alpha) = \alpha_{01} f'(x'_0) + f'(x'_0) \cdot \delta\alpha_{01} - \frac{\alpha_{01} \alpha'_3}{\alpha'_1 \alpha_{03}} \cdot \frac{\partial f'}{\partial x'}(x'_0) \cdot \delta\alpha_{02} - \frac{\alpha_{01} \alpha'_3 (i - \alpha_{02})}{\alpha'_1 \alpha_{03}^2} \cdot \frac{\partial f'}{\partial x'}(x'_0) \cdot \delta\alpha_{03}, \quad (2.28)$$

де $x'_0 = \alpha'_3 / \alpha_{03} \cdot (i - \alpha_{02}) + \alpha'_2$,

$$\frac{\partial f'}{\partial x'}(x'_0) = \sum_{j=1}^3 j \cdot c_{kj} \cdot (x'_0)^{j-1},$$

індекс k визначається умовами $k \leq x'_0 \leq k+1$.

Ця лінеаризована функція $\tilde{f}(i, \delta\alpha)$ підставляється в (2.15) для підгонки.

Обробка рентгенівських спектрів.

Як відомо, форма лінії в спектрі утворюється в результаті згортки власної форми лінії з функцією відгуку спектрометра (або приладовою кривою):

$$F(E) = \int_{-\infty}^{\infty} G(E') D(E - E') dE' \quad (2.29)$$

Власна форма лінії описується Лоренціаном:

$$G(E) = \frac{\Gamma / 2\pi}{(E - E_0)^2 + (\Gamma / 2)^2}, \quad (2.30)$$

де E - енергія, E_0 - середня енергія фотону, Γ - ширина лінії.

Функція відгуку фотону $D(E)$ описується в програмі виразом (2.26) або еталонною лінією.

Оскільки ширина γ -лінії набагато менша 10^{-2} еВ, а ширина приладової лінії ~ 1 кеВ, для γ -лінії можна вважати власну форму лінії δ -функцією, тоді форма лінії в спектрі повністю визначається функцією відгуку спектрометру.

Не так складається справа з рентгенівськими лініями. Рентгенівські K_X -лінії утворюються в результаті переходу електрону з L, M, \dots - підоболонки при заповненні вакансій на K -оболонці. Ширина цих ліній буде рівна сумі ширин K і L, M, \dots -рівнів. Данні про природні ширини при збудженні K, L -рівнів наведені в [72] і можна бачити, що для важких елементів власна ширина K_X -ліній досягає 100 еВ і вище. Так як форма лоренціана істотно відрізняється від форми приладової лінії, яка наближено описується гаусіаном, в результаті їх згортки виходить лінія, краї якої виявляються "затягнутими" в порівнянні з приладовою кривою. В цьому випадку нехтування власною формою лінії призводить при обробці до помилок в значенні інтенсивності $\sim 5\%$, що неприпустимо при гарній статистиці і вимогам до точності обробки $\sim 1\%$.

Тому для обробки рентгенівських піків обрана форма приладової лінії по формулі (2.29) числовим інтегруванням згортається з лоренціаном відповідної ширини. Отримана в результаті згортки лінія використовується для обробки як еталонна.

Калібрування за енергіями апроксимується квадратичною функцією за номером каналу i :

$$E(i) = \sum_{j=0}^2 a_j i^j, \quad (2.31)$$

Коефіцієнти a_j визначаються по декількох лініях з відомою енергією. Якщо задається дві лінії, проводиться лінійне калібрування, а якщо одна - то вважається, що $E(0) = 0$.

При ізотопному аналізі задаються два параметри: ΔE , кеВ - ширина інтервалу за енергією, і I_{\min} , % – поріг інтенсивності лінії. Потім лінії з інтенсивністю вище порогової з бази даних за ізотопами порівнюються за енергіями з усіма виявленими у спектрі лініями. Якщо лінія належить якомусь ізотопу, в границях інтервалу ΔE співпадає за енергією з будь-якою лінією в спектрі, рейтинг цього ізотопу підвищується на 1, а якщо такої лінії в спектрі нема – понижується на 2. Таким чином, за допомогою простої процедури можна оцінити ізотопний склад спектру з градацією за ймовірністю наявності ізотопів.

Калібровка детектора за ефективністю реєстрації $\varepsilon(E)$ проводиться за однією з двох формул:

$$\varepsilon(E) = \sum_{j=1}^3 a_{2j-1} \exp(-a_{2j}E) + a_7 E^{-a_8} \quad (2.32)$$

або

$$\ln \varepsilon(E) = \sum_{j=0}^m a_j (\ln E)^j \quad (2.33)$$

де енергія E задається в кеВ.

Для обчислення параметрів калібрування можна використовувати кілька ізотопів, навіть якщо їх масове співвідношення в калібрувальному зразку невідомо. При цьому мінімізується функція

$$S(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^{n_i} w_{ik} (f(E_{ik}) - b_i \varphi_{ik})^2, \quad (2.34)$$

де N – число ізотопів, n_i – число ліній i -го ізотопу, b_i – ваговий коефіцієнт i -го ізотопу, E_{ik} – енергія k -й лінії i -го ізотопу, f – одна з двох функцій калібровки, (2.32) або (2.33), φ_{ik} – для першої функції співвідношення, для другої логарифм відношення вимірної і табличної інтенсивностей k -й лінії i -го ізотопу,

коефіцієнти w_{ik} обернено пропорційні сумі квадратів абсолютних (для першої функції) або відносних (для другої) похибок вимірної і табличної інтенсивностей ліній. Ваговий коефіцієнт першого ізотопу b_1 вважається рівним одиниці. Функція калібровки (2.32) нелінійна по \mathbf{a} , тому вона лінеаризується заміною $\mathbf{a} \rightarrow \mathbf{a}_0 + \Delta \mathbf{a}$ і розкладом в ряд Тейлора до членів першого порядку малості в області початкових значень \mathbf{a}_0 .

Диференціюючи (2.34) по \mathbf{a} , \mathbf{b} і прирівнюючи похідну 0, отримуємо систему лінійних рівнянь

$$\mathbf{M} \begin{pmatrix} \mathbf{a} \\ \mathbf{b} \end{pmatrix} = \mathbf{Y}, \quad (2.35)$$

з яких визначаються параметри калібровки a_j і відносні активності ізотопів b_i . Знаючи абсолютну активність одного з ізотопів, можна отримати абсолютну криву калібровки.

Варто згадати про один важливий момент. У даній роботі, як правило, нас цікавило відношення ефективностей реєстрації $\eta = \varepsilon_k / \varepsilon_l$ для двох різних енергій, E_k і E_l . Похибка цього відношення істотно нижче похибок окремо взятих коефіцієнтів ефективності. Наприклад, при використанні для калібрування функції (2.33) відносна похибка $\delta \eta$ буде рівна абсолютній похибці $\Delta(\ln \eta)$:

$$\Delta \ln \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_l} = \sqrt{S_0 \cdot \sum_{i,j=0}^m M_{ij}^{-1} \cdot [(\ln E_k)^i - (\ln E_l)^i] \cdot [(\ln E_k)^j - (\ln E_l)^j]},$$

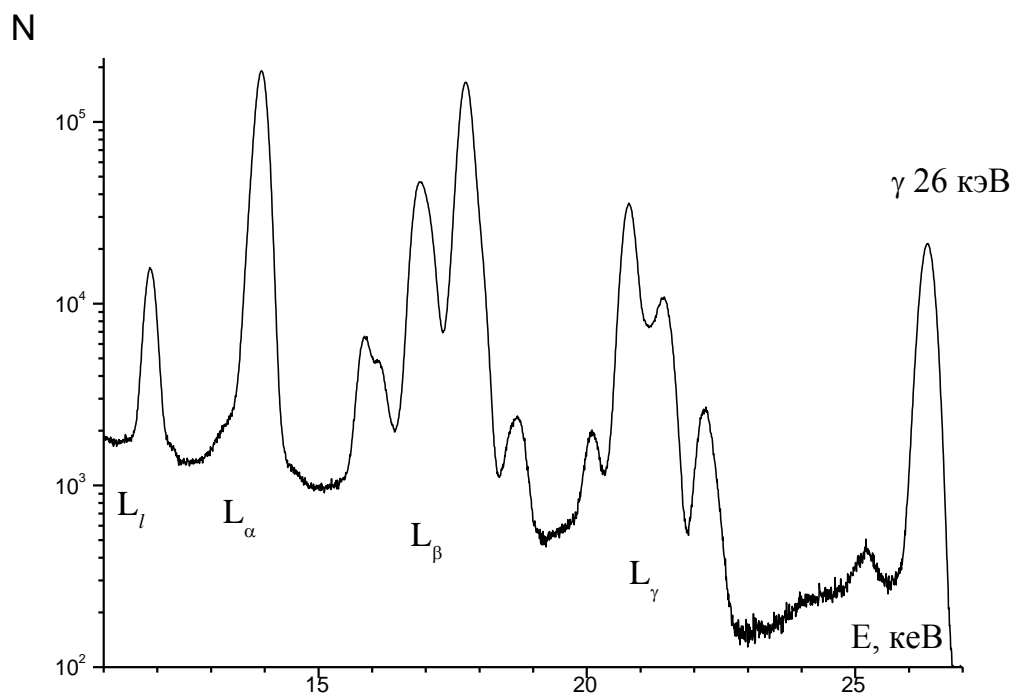
де S_0 – мінімізоване значення (2.34), M_{ij}^{-1} – елементи матриці, зворотної матриці \mathbf{M} (2.35), що визначають варіації і коваріації параметрів калібрування \mathbf{a} . Легко бачити, що похибка виразу η буде тим менша, чим ближче один до одного знаходяться енергії E_k і E_l . Ця похибка також істотно зменшується через взаємну кореляцію параметрів калібрування \mathbf{a} .

2.6. Визначення ефективності γ -спектрометрів

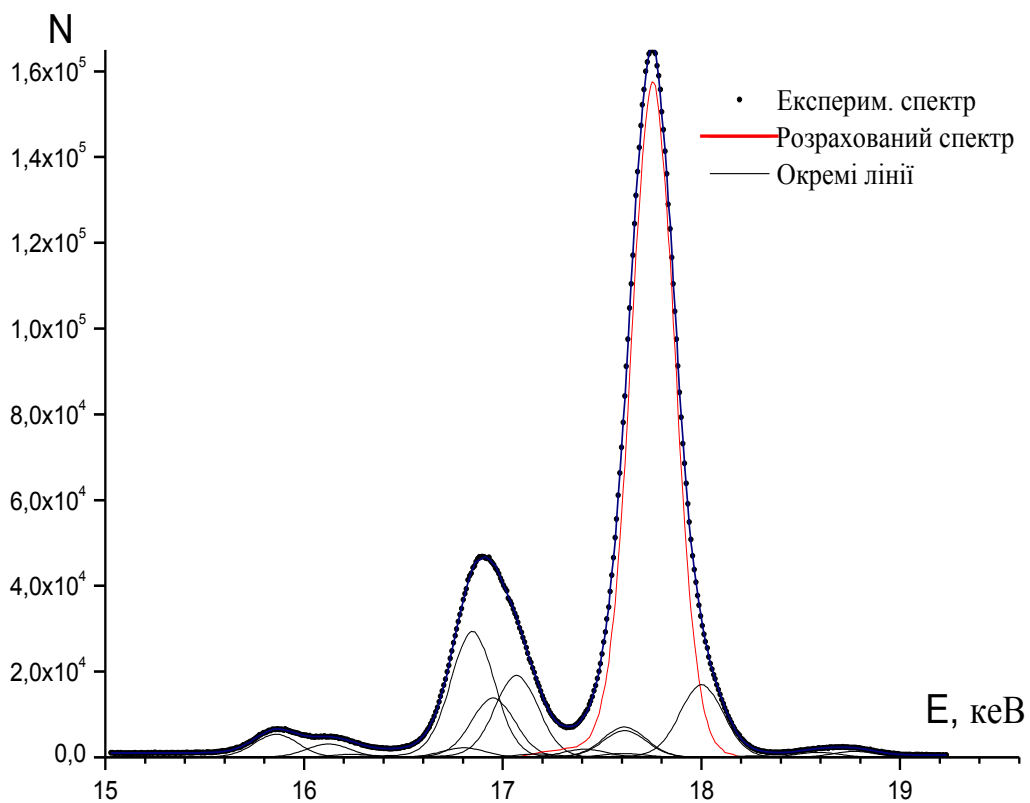
Для проведення точних γ -спектроскопічних вимірювань найважливіше значення має точне калібрування спектрометра по ефективності реєстрації γ - або рентгенівського випромінювання.

Опис методики калібрування наведено в розділі 2.3-2.5, при описі програми WinSpectrum. Для калібрування спектрометрів по ефективності використовувалися ізотопи ^{241}Am , ^{182}Tl і $^{152,154,155}\text{Eu}$. Це дозволило отримати калібрування в діапазоні енергій від 10 до 1600 кеВ. Зауважимо, що всі вимірювання в даній роботі є відносними, що істотно полегшує калібрування по ефективності і підвищує її точність. Основні дослідження проводилися в низькоенергетичній області, де вивчалися як γ -переходи, так і характеристичне випромінювання. Тому велика увага була приділена калібруванню саме в області 10÷100 кеВ. Ізотоп ^{241}Am є важливим калібрувальним джерелом в області енергій від 10 до 60 кеВ. Однак результати вимірювання L_X -випромінювання, що супроводжує розпад ^{241}Am , наведені в роботі [78], істотно (на 4-6% для груп L_β і $L\gamma$) відрізняються від даних довідника [79], який є одним з основних в γ -спектроскопії Рис. 2.8. Тому було проаналізовано роботу [61] результати якої в основному підтвердили дані роботи [78]. Нами були отримані інтенсивності більше 30 L_X -ліній, зокрема, деякі з них не наведено в [39] (див.табл. 2.2). За результатами отриманих даних було проведено калібрування $\text{Si}(\text{Li})$ -спектрометра по ефективності, наведено на Рис. 2.9. Висока точність вимірювання інтенсивності L_X -випромінювання і гладкий хід кривої дозволяє проводити інтерполяцію коефіцієнтів ефективності для переходів, зміщених по енергії на 1-2 кеВ, з точністю $\leq 0.5\%$.

Якщо ж проводяться вимірювання γ - і K_X -ліній, зміщених по енергії один від одного на десятки і більш кеВ, то похибка коефіцієнтів ефективності реєстрації цих переходів становить $\sim 1\%$.



a)



б)

Рис. 2.8. а) ділянка спектру розпаду ^{241}Am ; б) приклад обробки групи L_β .

Табл. 2.2. Інтенсивності L_X -ліній із спектра розпаду ^{241}Am

Лінія	Перехід	E, кеВ	I, %	
			Данні [80]	данні роботи [78]
L₁	L3-M1	11,87	0,864 (11)	0,864 (12)
L_t	L3-M2	12,24	0,017 (1)	
	L3-M3	13,18	0,044 (8)	
L _{α2}	L3-M4	13,76	1,33 (5)	1,15 (5)
L _{α1}	L3-M5	13,95	11,66 (12)	11,88 (11)
L_α		13,90	13,03 (13)	13,03 (13)
L _η	L2-M1	15,85	0,374 (6)	0,369 (12)
L _{β6}	L3-N1	16,11	0,218 (4)	0,246 (8)
	L2-M2	16,23	0,050 (2)	
	L3-N2	16,28	0,011 (2)	
	L3-N3	16,53	0,019 (2)	
	L1-M1	16,69	0,012 (3)	
L _{β15}	L3-N4	16,79	0,157 (6)	[0,12 (6)]
L _{β2}	L3-N5	16,84	2, 65 (3)	2,59 (7)
L _{β4}	L1-M2	17,06	1,74 (2)	1,76 (4)
	L2-M3	17,16	0,056 (4)	
L _{β7}	L3-O1	17,27	0,022 (2)	[0,20 (3)]

$L_{\beta 5}$	L3-O4,5	17,51	0,435 (14)	0,465 (15)
	L3-P4,5	17,60	0,244 (20)	
$L_{\beta 1}$	L2-M4	17,75	11,25 (13)	11,60 (16)
$L_{\beta 3}$	L1-M3	17,99	1,217 (16)	1,222 (25)
$L_{\beta 10}$	L1-M4	18,58	0,084 (3)	0,075 (10)
$L_{\beta 9}$	L1-M5	18,76	0,103 (3)	0,108 (11)
L_{β}		17,54	18,64 (14)	18,39 (19)
$L_{\gamma 5}$	L2-N1	20,10	0,106 (4)	0,121 (8)
$L_{\gamma 1}$	L2-N4	20,78	2,88 (4)	2,84 (6)
$L_{\gamma 2}$	L1-N2	21,10	0,15 (2)	
$L_{\gamma 8}$	L2-O1	21,26	0,37 (5)	0,452 (13)
$L_{\gamma 3}$	L1-N3	21,34	0,46 (1)	0,47 (3)
$L_{\gamma 6}$	L2-O4	21,49	0,52 (2)	0,60 (4)
	L2-P1	21,55	0,038 (6)	
	L2-P4	21,59	0,020 (4)	
$L_{\gamma 4}$	L1-O2,3	22,20	0,198 (8)	0,197 (11)
	L1-P2,3	22,40	0,042 (8)	[0,058 (6)]
L_{γ}		22,01	4,78 (7)	4,74 (8)
L_{total}			37,34 (24)	37,39 (24)

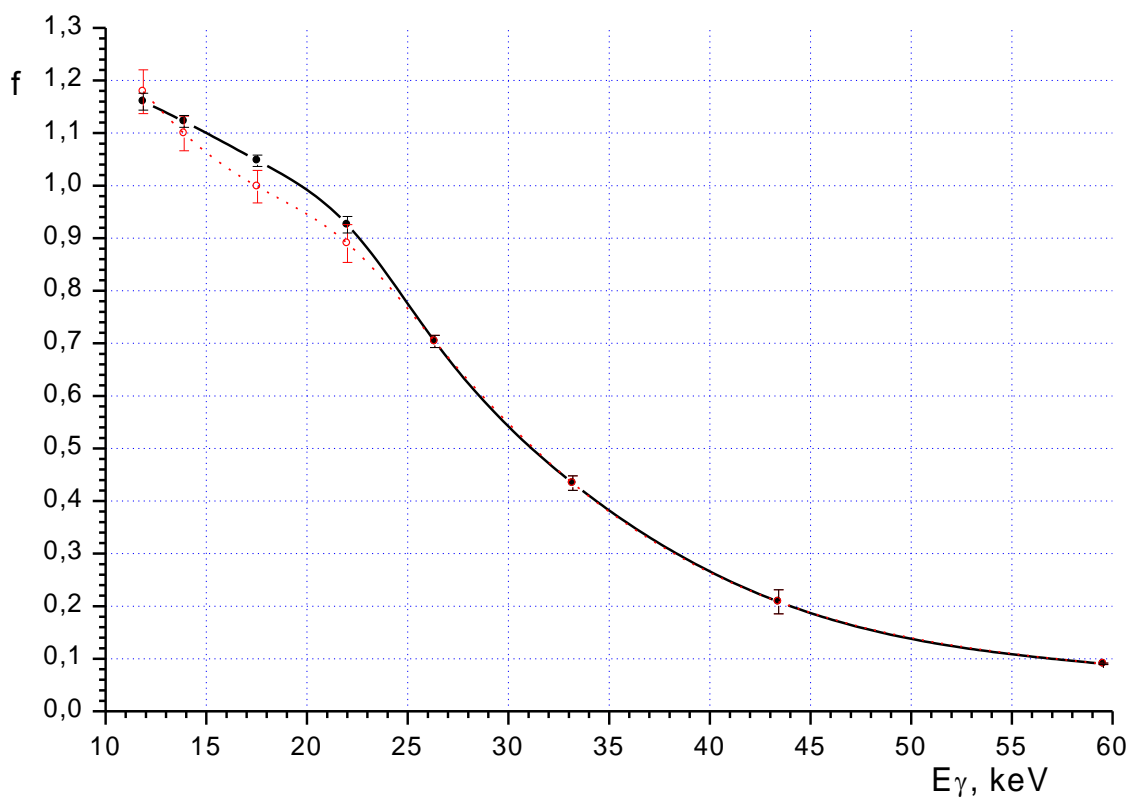


Рис. 2.9. Крива відносної ефективності реєстрації Si(Li)-спектрометра.

Залежно від режиму вимірювань виникають і інші проблеми при калібрування напівпровідникових спектрометрів по ефективності. Зокрема, деякі вимірювання виконувалися методом піків підсумовування, при якому джерело розташовувався на лицьовій поверхні детектора для забезпечення максимального тілесного кута, а, отже, і ефективності реєстрації піків підсумовування. Відповідно при калібруванні спектрометра по ефективності в тій же геометрії необхідно було враховувати піки підсумовування. Для цього була розроблена програма, алгоритм якої описується нижче.

Якщо два γ - або рентгенівських кванта одночасно реєструються детектором, то в результаті виходить сигнал, відповідний піку з сумарною енергією. Підсумовування може бути каскадним або випадковим.

При випадковому підсумовуванні виміряна інтенсивність піку підсумовування визначається як:

$$N^a_{ijkl} = A_a \cdot I_{ij} \varepsilon_{ij} I_{kl} \varepsilon_{kl}, \quad (2.36)$$

де i, j, k, l – енергетичні рівні ядра (або електронної оболонки), між якими відбувається γ - (або рентгенівські) переходи;

I, ε – відповідно інтенсивність і ефективність реєстрації відповідного γ - (або рентгенівського) кванта,

A_a – коефіцієнт випадкового підсумовування, що залежить від геометрії експерименту і активності джерела.

У випадку каскадного сумування ситуація складніша. Розглянемо спочатку сумування двох γ -переходів ($i \rightarrow j, k \rightarrow l$), які знаходяться в каскаді. Покладемо для визначеності $E_i > E_j \geq E_k > E_l$. Тоді виміряна інтенсивність піку підсумовування визначається виразом

$$N^{c\gamma\gamma}_{ijkl} = A_c \cdot I_{ij} \varepsilon_{ij} P_{jk} G_{kl} \varepsilon_{kl}, \quad (2.37)$$

де P_{jk} – інтенсивність заселення рівня k в результаті розпаду рівня j ;

G_{kl} – інтенсивність γ -випромінення переходу $k \rightarrow l$ при розпаді рівня k .

Для врахування сумувань γ -переходу $i \rightarrow j$ з рентгенівським переходом $m \rightarrow n$ будемо вважати, що рентгенівське випромінення виникає тільки в результаті внутрішньої конверсії. Тоді виміряна інтенсивність піка сумувань буде рівна:

$$N^{c\gamma X}_{ijmn} = A_c \varepsilon_{ij} \omega_n X_{mn} \varepsilon_{mn} \left(I_{ij} \sum_{\substack{k,l \\ E_j \geq E_k}} P_{jk} G_{kl} \alpha_{kl,n} + G_{ij} \sum_{\substack{k,l \\ E_i \geq E_l}} I_{kl} P_{li} \alpha_{kl,n} \right) \quad (2.38)$$

де $\alpha_{kl,n}$ – КВК ядерного переходу $k \rightarrow l$ для електронної оболонки n ;

X_{mn} – інтенсивність заселення електронної оболонки n за рахунок рентгенівського переходу $m \rightarrow n$;

ω_n – вихід флуоресценції с оболонки n ;

Складові під знаками суми в дужках відносяться до ядерних переходів, які лежать нижче і вище переходу $i \rightarrow j$, відповідно.

Інтенсивності піку сумувань двох рентгенівських квантів від електронних переходів $m \rightarrow n$ и $p \rightarrow q$ буде рівна

$$N_{mpq}^{cXX} = A_c \varepsilon_{mn} \omega_n X_{mn} \varepsilon_{pq} \omega_q X_{pq} \times \left\{ \sum_{i,j} \alpha_{ij,n} \left(I_{ij} \sum_{\substack{k,l \\ E_j \geq E_k}} P_{jk} G_{kl} \alpha_{kl,q} + G_{ij} \sum_{\substack{k,l \\ E_l \geq E_i}} I_{kl} P_{li} \alpha_{kl,q} \right) \right\} \quad (2.39)$$

При цьому виміряна інтенсивність одиничних γ -ліній ядерного переходу ($i \rightarrow j$) буде рівна

$$N_{ij}^{\gamma} = I_{ij} \eta_{ij} - \left(\sum_{k,l} N_{ijkl}^{c\gamma\gamma} + \sum_{m,n} N_{ijmn}^{c\gamma X} + \sum_{k,l} N_{ijkl}^{a\gamma\gamma} + \sum_{m,n} N_{ijmn}^{a\gamma X} \right) + A_c \cdot \sum_{\substack{k \\ E_i > E_k > E_j}} I_{ik} \eta_{ik} I_{kj} \eta_{kj}, \quad (2.40)$$

а виміряна інтенсивність рентгенівської лінії електронного переходу ($m \rightarrow n$):

$$N_{mn}^X = I_{mn} \varepsilon_{mn} - \left(\sum_{i,j} N_{ijmn}^{c\gamma X} + \sum_{p,q} N_{mpq}^{cXX} + \sum_{i,j} N_{ijmn}^{a\gamma X} + \sum_{p,q} N_{mpq}^{aXX} \right) \quad (2.41)$$

Величини $I, P, G, \alpha, \omega, X$ беруться з [81].

Вимірявши інтенсивності піків сумувань и одиничних піків, можна по формулам(2.36)-(2.41) визначити коефіцієнти ефективності, мінімізуючи вираз

$$S(A_c, A_a, \epsilon) = \sum_{i,j,k,l} \frac{(N_{ijkl} - \tilde{N}_{ijkl})^2}{(\Delta \tilde{N}_{ijkl})^2} + \sum_{i,j} \frac{(N_{ij} - \tilde{N}_{ij})^2}{(\Delta \tilde{N}_{ij})^2}, \quad (2.42)$$

де перша складова відноситься до піків сумувань, а друге – до одиничних піків, N і \tilde{N} – відповідно розраховані і виміряні інтенсивності. При цьому в якості початкових задаються значення A_c, A_a, ϵ , вираховані при нехтуванні членів великого порядку малості.

РОЗДІЛ 3. ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТІВ ПРОНИКНЕННЯ В М1 ТА М4 - ПЕРЕХОДАХ

3.1 Експериментальне дослідження ефектів проникнення в магнітних-переходах в ^{115}In .

Одне з найбільш цікавих напрямків при вивченні атомного ядра є вивчення ефектів проникнення. Параметри що, характеризують ці ефекти, прямо-пропорційні \hat{g}_s -факторам, зв'язаних нейтронів і протонів з перехідними тороїдними моментами. Вони дозволяють визначити третій вид мультипольності: поперечно-електричний.

Однак, єдиний спосіб виміряти ефект проникнення - це порівняння експериментальних і розрахункових значень коефіцієнтів внутрішньої конверсії (КВК). Ефекти проникнення, як правило менше вимірної величини КВК на 2-5%. У той же час розрахункові значення КВК спираються на моделі, які залежать від обмінного потенціалу і від механізму врахування "дірки", яка утворюється у відповідній оболонці. Найбільш яскраво це проявляється поблизу порогів і для переходів високої мультипольності. Цей внесок може досягати $\sim 10\%$, тобто вибір моделі може повністю приховати роль ефектів проникнення.

Вивчення ролі різних моделей найбільш ефективно для переходів великих мультипольностей і такі дослідження проводяться в багатьох роботах [82-84].

З врахуванням цих даних нами було вивчено ефект проникнення в М1-загальмованому переході з енергією 35 кеВ ядра ^{115}In . Схема розпаду показана на рис.3.1 . Це внутрішньо-мультипольний перехід і такі переходи, як правило, сильно-загальмовані за одночастинковими оцінками.

Вимірювання α_K було проведено методом напівпровідникової спектроскопії (розділ 2.2). Для цього враховували той фактор, що процес внутрішньої конверсії на К-оболонці призводить до утворення вакансій, заповнення яких супроводжується характеристичним випромінюванням K_x .

Відносні вимірювання гамма-переходів (I_γ) і K_x -випромінювання (I_{Kx}), супроводжуючого процес внутрішньої конверсії цього гамма-переходу дозволяє вимірювати α_K внесок за формулою (2.1), де флуоресцентний вихід табульований для всіх ядер [51].

Для вимірювань в цьому ядрі була напрацьована активність ^{115}Cd в реакції $^{114}\text{Cd} (n, \gamma) ^{115}\text{Cd}$. Опромінення мішені кадмію, збагаченого ^{114}Cd (96%) проводилося на реакторі ВВР-М КІЯД. Для виключення ефектів самопоглинання маса опроміненого зразка становила 5-10мг.

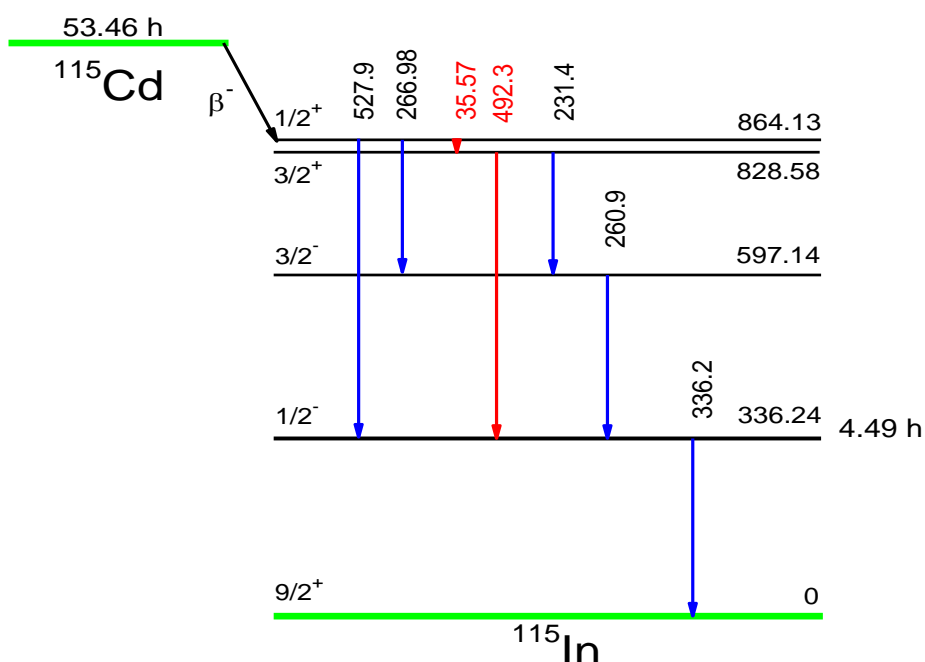


Рис.3.1. Схема розпаду ^{115}Cd .

Як видно зі схеми рівнів вимірювання $\gamma\gamma$ -збігів дозволяє виділити I_γ (35 кеВ) і відповідну I_{Kx} величину. Вимірювання були виконані на Ge-NaI (ТІ) установці збігів (розділ 2). Спектр збігів показаний на рис 3.2. При проведенні таких досліджень вирішальне значення має точність значень параметрів кривої ефективності. Для цих вимірювань крива ефективності була виміряна за джерелами ^{109}Cd і ^{133}Ba . Були отримані величини з точністю $\leq 1\%$ в області енергій 22-360 кеВ.

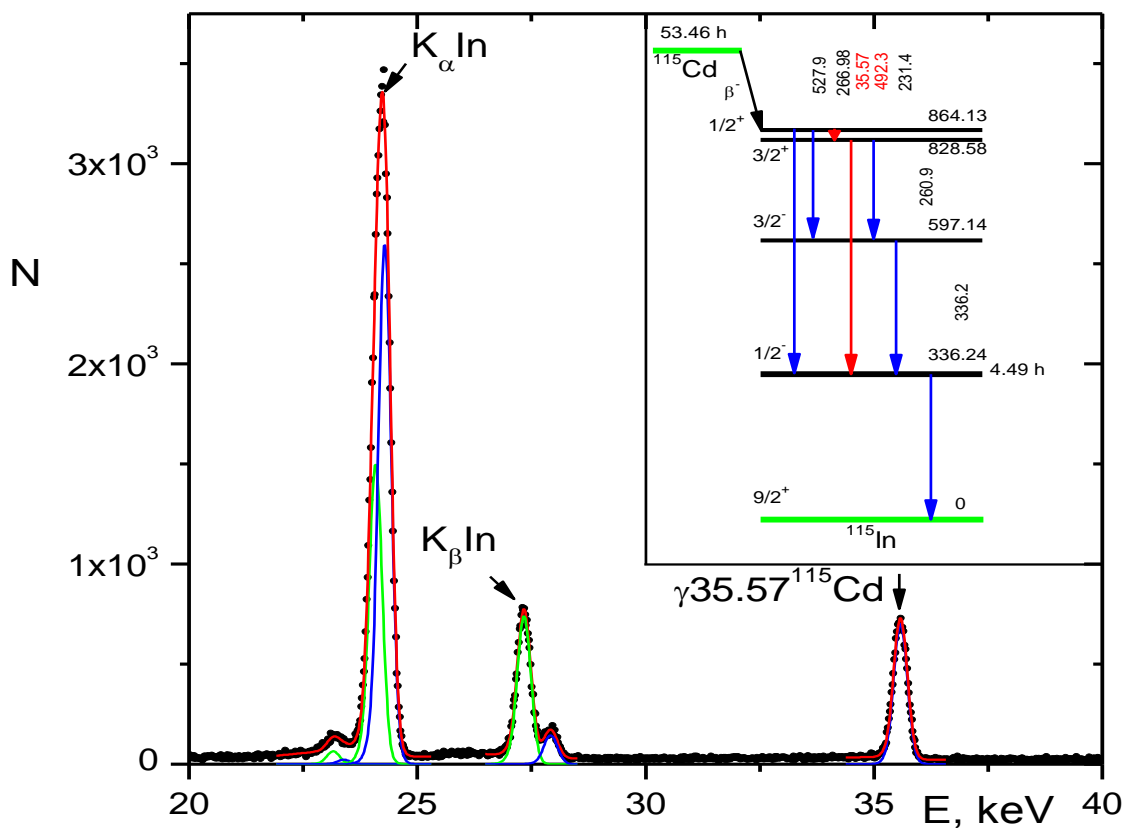


Рис.3.2. Спектр збігів з $\gamma 492\text{keV}$ і схема розпаду для ^{115}Cd

В результаті проведених досліджень для ^{115}In , були отримані величини α_K (35 keV) = $8,74 \pm 0,09$ і α_K (336 keV) = $0,854 \pm 0,011$. Отримане значення α_K (336) в межах точності вимірювань добре збігається з раніше отриманими значеннями ($\alpha_K = 0.843 \pm 0,012$). Далі використовуючи формулу (1.12), та взявши відповідні значення електронних параметрів V_1 та V_2 з таблиць [39]. Для однозначного визначення λ необхідна додаткова інформація про КВК, для цього нами були враховані дані про відношення $L1/L2/L3/N/N_{\text{tot}}$ з [79]. З урахуванням усього вищевикладеного була отримана величина, λ для переходу з енергією 35 keV в ^{115}In , яка склала $\lambda = 4,6 \pm 0,9$.

3.2 Експериментальне дослідження ефектів проникнення для E1 і M1-переходів ^{44}Sc

У розпаді ^{44}Ti збуджуються два стани ^{44}Sc , розпад яких обумовлюється сильно загальмованим по одно частковим оцінкам M1 і E1 переходами. Фактор загальмованості для E1- переходу $F_w = 10^5$, а для M1 $F_w = 106$. Якщо для E1-переходів такі величини F в ряді ядер зустрічаються досить часто, то для M1-переходу це один з рідкісних випадків. Тому представляє великий інтерес виявлення ефектів проникнення в такому переході. Складність поставленого завдання в тому, що процес внутрішньої конверсії γ -променів на легких ядрах мало ймовірний і ефекти проникнення через значно більшу віддаленість K-оболонки від ядра при тих же параметрах, що характеризують це явище, також менше. Наприклад, електронний параметр V_1 для $Z = 20$ на порядок менше ніж для ядер з $Z = 80$ при тих же енергіях, а коефіцієнти внутрішньої конверсії на K-оболонці (α_K) для енергії $E_\gamma \sim 100$ кеВ зазвичай $\alpha_K \sim 2 \cdot 10^{-2}$. Крім того великою проблемою є вимірювання ефективності реєстрації γ -променів в області енергії ~ 2 кеВ (рис.3.4.).

Для дослідження використовувалося джерело ^{44}Ti , з набору «ОСГИ». Схема розпаду Ti приведена на рис.3.3.

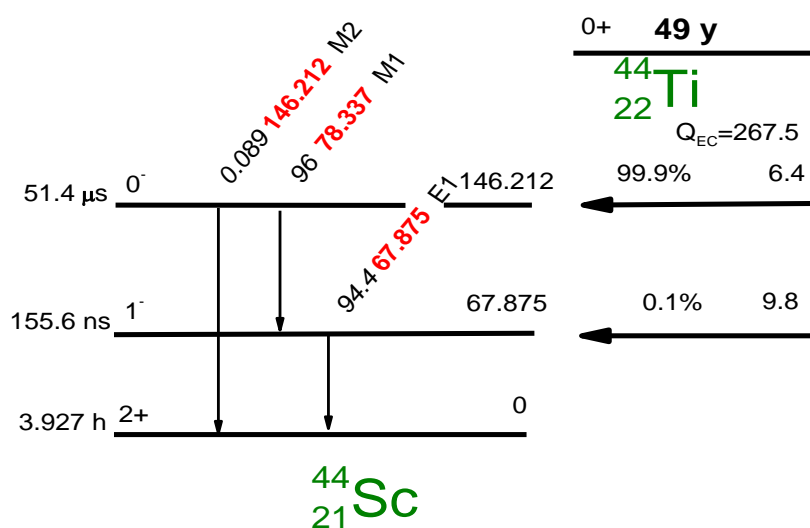


Рис.3.3. Схема розпаду ^{44}Ti .

Оперуючи вище описаною методикою вимірювання характеристичного випромінювання і використовуючи формулу $\alpha_K = I_{Kx} / I_\gamma \omega_K$, визначаємо експериментальні величини. Для визначення величини I_{Kx}/I_γ ми використовували метод сумувань K_α - і γ - переходів, а також вимірювання спектрів збігів на установці багатовимірних збігів з Ge-Si(Li) - детектор. Раніше ця методика використовувалася для дослідження ефектів проникнення в області $Z \sim 50$ [87].

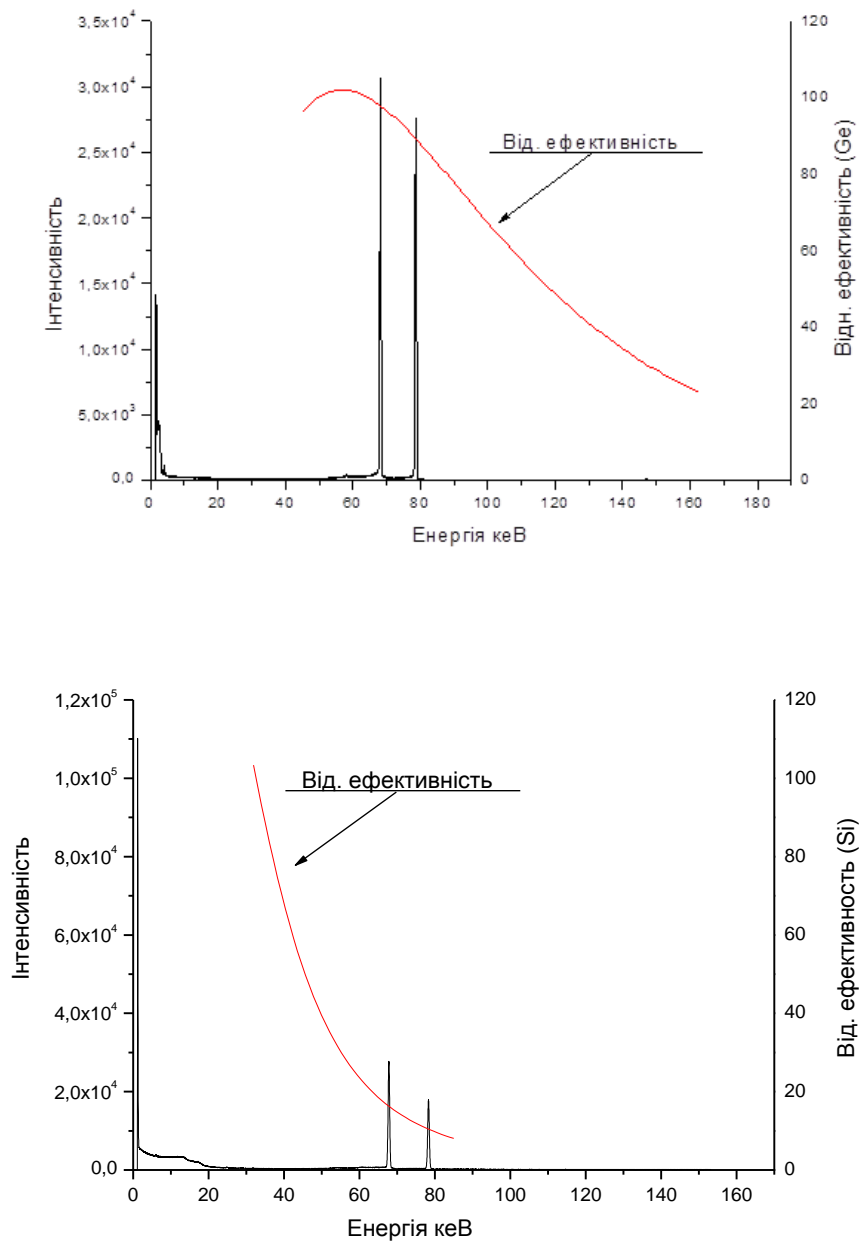


Рис.3.4. Ефективність реєстрації Ge та Si-детекторами енергетичних ліній ^{44}Ti .

Піки сумувань вимірювалися на Ge-спектрометрі з тонким вхідним берилієвим вікном. Мішень знаходиться безпосередньо впритул берилієвому вікну, що забезпечує максимальну ефективність реєстрації піків підсумовування $K_x + \gamma 68$ кеВ і $K_x + \gamma 78$ кеВ. На рис.3.5. надані фрагменти спектрів.

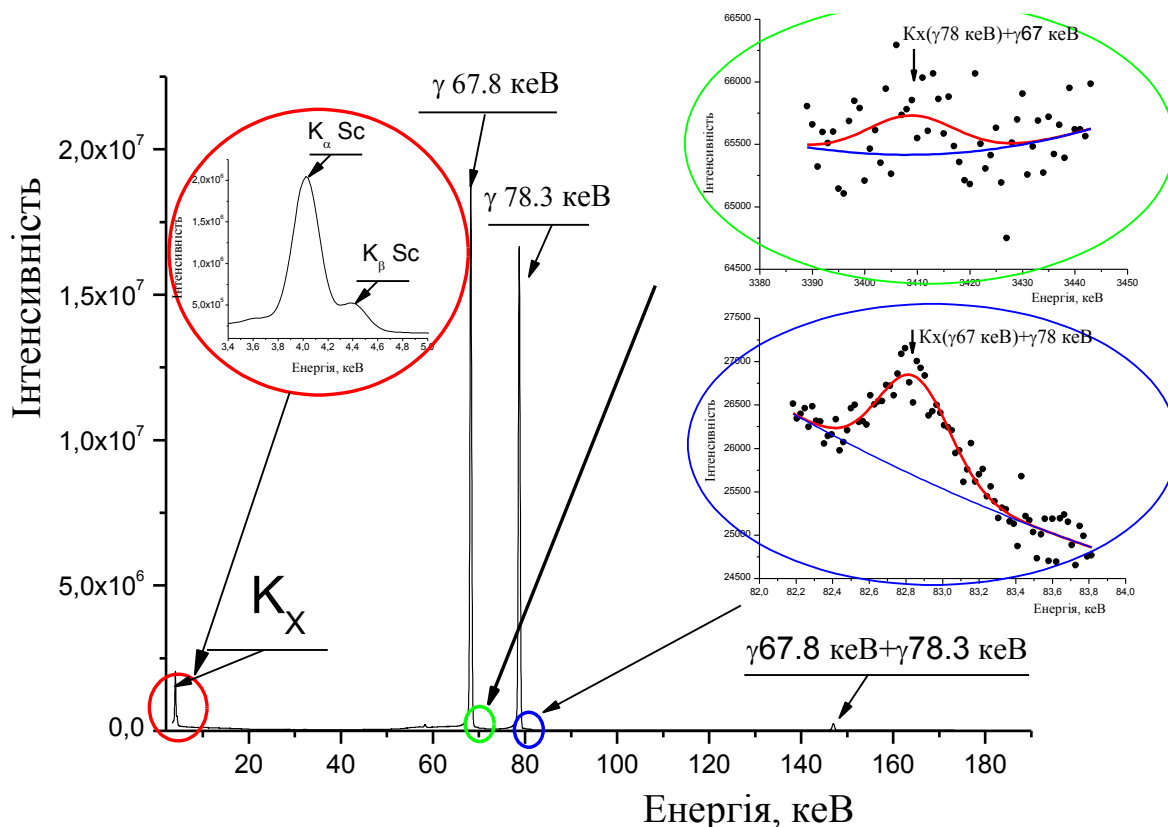


Рис.3.5. γ - спектр ^{44}Ti і ділянки з піками сумувань.

Як видно, з високою статистичною точністю виміряно пік сумувань $K_x(\gamma 67 \text{ кеВ}) + \gamma 78 \text{ кеВ}$ і $\gamma 68 \text{ кеВ} + \gamma 78 \text{ кеВ}$. Відношення інтенсивностей цих піків сумувань відносно I_{K_x} (67 кеВ) ε_1 / I_γ (67 кеВ) ε_2 , де ε_i - відносні ефективності реєстрації K_x - і γ - випромінювання. Відносна ефективність нами вимірювалася за допомогою калібрувальних джерел ^{121}Sn , ^{133}Ba , ^{241}Am і з одиночного спектра K_x - і γ - променів ^{44}Ti [75].

З цих даних за допомогою (1.1) було отримано, що $\alpha_K(\gamma 67 \text{ кеВ}) = 0,076 \pm 0,004$. Як видно з рис.3.4., Через високий фон за рахунок Комптон-ефекту $\gamma 78$

кеВ виміряти піки сумувань K_x (78 кеВ) і γ (67 кеВ) з високою точністю неможливо. Тому нами проведено вимірювання спектрів збігів на установці багатовимірних збігів з Ge- і Si (Li) - детекторами. Складність таких вимірів полягає в тому, що стан з енергією 67 кеВ має час життя $T_{1/2} = 156$ нс. Крім того, ймовірність K_x - випромінювання становить всього 20% ($\omega_K = 0,196$). Були проведені такі вимірювання протягом 20 днів, для набору достатньої кількості статистики. На рис. 3.6. показані багатовимірний спектр збігів і парціальні спектри збігів з $\gamma 67$ кеВ і $\gamma 78$ кеВ при таких вікнах в часовому спектрі, як це показано на малюнку.

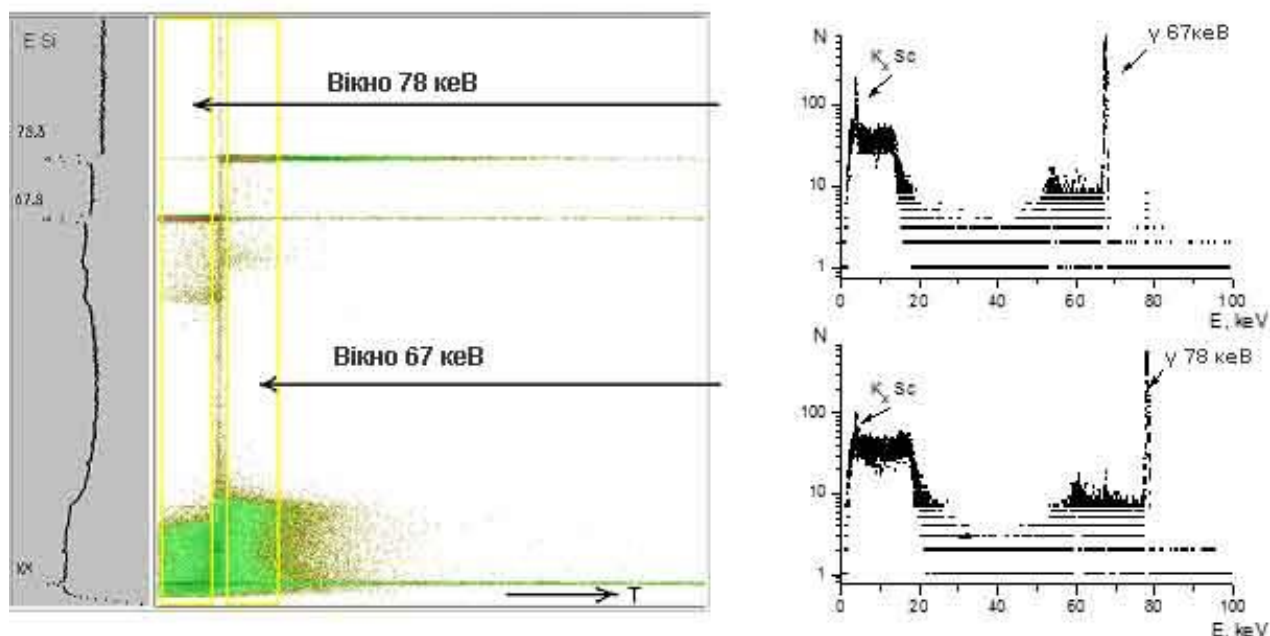


Рис.3.6. Багатомірний спектр збігів і парціальні спектри збігів з $\gamma 67$ кеВ і $\gamma 78$ кеВ.

Як видно з даних, з високою точністю були отримані данні для вимірювання K_x - випромінювання як для E1, так і для M1 переходів. З отриманих спектрів збігів були отримані данні для визначення α_K (67 кеВ) = $0,077 \pm 0,003$ і α_K (78 кеВ) = $0,014 \pm 0,001$. Причому точність величини α_K (67 кеВ) обумовлено похибкою в ω_K рівній 2% і в ϵ_i також рівної 2-2,5%. Помилки в α_K (78 кеВ), в основному, визначаються ймовірністю електронного захоплення в стані з енергією 67 кеВ, яке нами оцінено рівним $0,1 \pm 0,1\%$.

Для E1 переходу спостерігається збігання величини отриманого значення α_K з табличним. Це знаходиться в істотному протиріччі з раніше отриманими в [85] даними, де $\alpha_K^E = 0,123 \pm 0,023$. У той же час величина α_K (M1)-переходу значно відрізняється від α_K^T , причому в меншу сторону [85]. Тому ми можемо зробити висновок про значний внесок ефектів проникнення в процес внутрішньої конверсії M1-переходу і про їх відсутність в E1-переході.

Розрахунок параметрів λ , що характеризують цей ефект, наводиться за допомогою, раніше описаного виразу $\alpha_K^{Eксп} = \alpha_K^T \cdot (1 + \lambda \cdot V_1 + \lambda^2 \cdot V_2)$, де V_1 і V_2 електронні параметри, табульовані в [39]. Як вже обговорювалося у розділі (1.1), раніше ефекти проникнення для легких ядер не вивчалися і вони відсутні в таблицях. Розрахунок електронних параметрів був виконаний тільки до ядер з $Z \geq 30$. Нами було виконано розрахунок величин V_1 і V_2 для $Z = 21$ екстраполяцією даних для $Z \geq 30$. Залежність для V_1 - параметрів була успішно описана для 5 значень і з гарною точністю ($\leq 10\%$) було визначено, що $V_1 = 2,18 \cdot 10^{-3}$. Значно гіршою була з екстраполяція даних для V_2 - величини, значення V_2 , оцінене нами, виявилось рівним $V_2 = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}$.

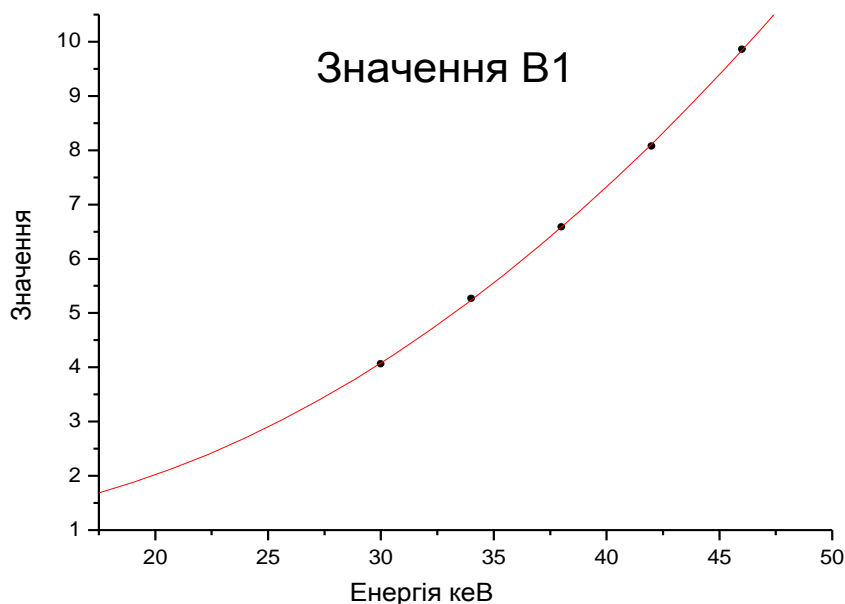


Рис.3.7 Значення величини V_1

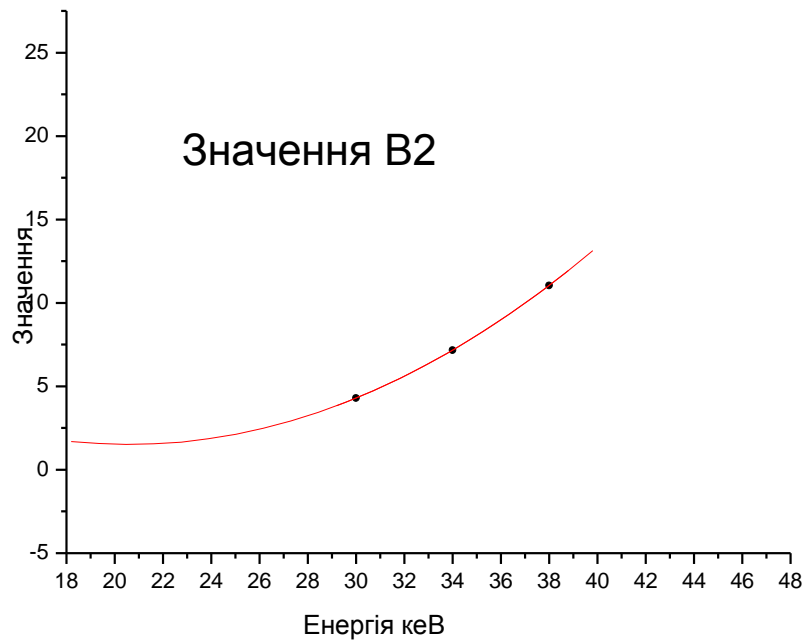


Рис.3.8 Значення величини B_2

Далі використовуючи формулу (1.12) та визначені нами параметри, отримуємо значення для проникнення $\lambda = -260 \pm 30$.

3.3 Експериментальне дослідження ефектів проникнення в М4-переходах в ^{117}Sn і ^{125}Te

Було проведено дослідження та з високою точністю визначено КВК на К-оболонці для М4-переходів в $^{117\text{m}}\text{Sn}$ і $^{125\text{m}}\text{Te}$, детальний опис установки нами наведено вище (Розділ 2.2. рис.2.2). Для експерименту враховувався той фактор, що процес внутрішньої конверсії на К-оболонці приводить до утворення вакансій, заповнення яких супроводжується характеристичним випроміненням. K_x - процес внутрішньої конверсії цього γ -переходу, дозволяє виміряти α_K за формулою $\alpha_K = I_{Kx} / I_{\gamma} \omega_K$

Джерела напрацьовувалися при опроміненні олова (збагаченого до 96% ^{116}Sn) і телуру (збагаченого до 90% ^{124}Te) на реакторі ВВР-М.

Отримані спектри для дослідження ядер наведені на рис. 3.9 і 3.10, там же наведені схеми розпаду цих ізомерів.

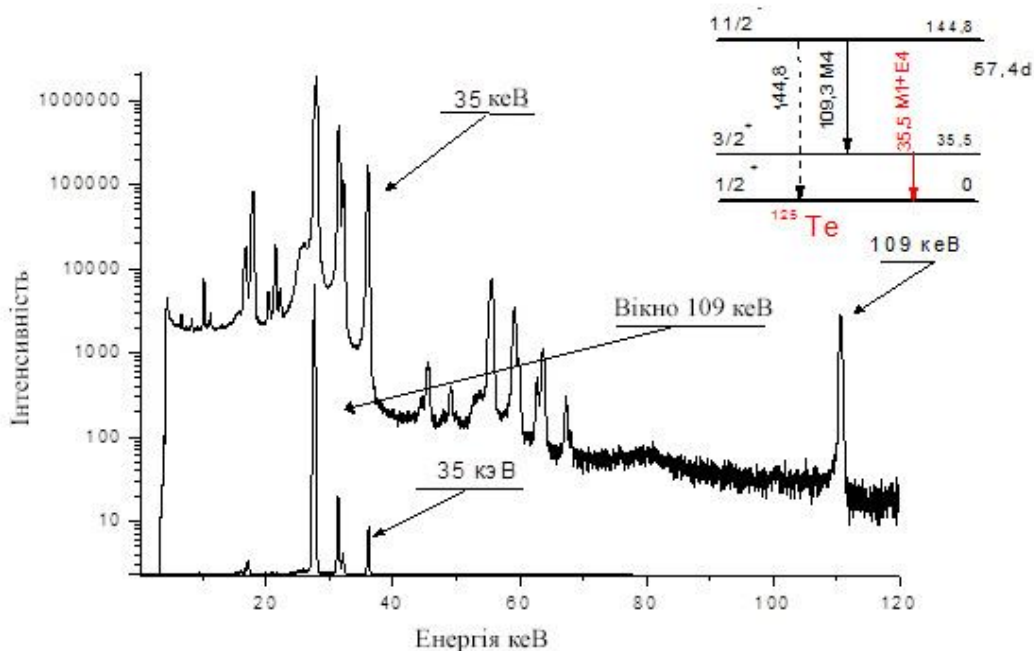


Рис.3.9. Спектр збігів з γ 109кеВ і одиночний спектр для ^{125}Te

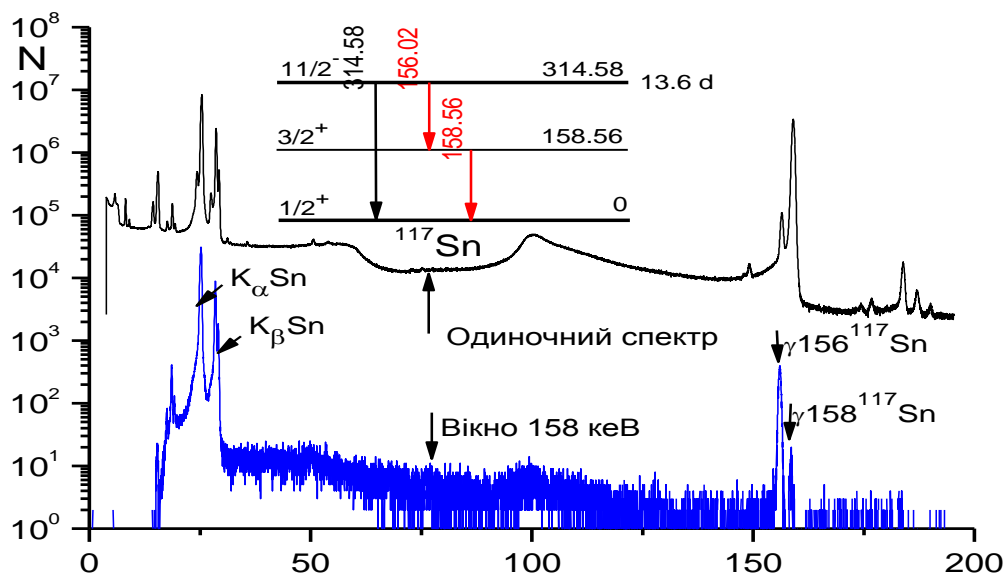


Рис.3.10.Одиночний спектр, спектр збігів з вікном 158 кеВ і одиночний спектр для ^{117m}Sn .

При дослідженні розпаду ^{117m}Sn видно, що цей ізомер розпадається каскадом з двох γ -квантів, зміщених один від одного всього на 2,6 кеВ. Це дозволяє визначити відносні параметри кривої ефективності з точністю 0,1%, а значить з такою ж точністю виміряти і величину повного КВК М4-переходу.

Сучасні спектрометри і методи описані вище дозволяють значно підвищити достовірність таких досліджень. Нами були проведені такі вимірювання. На рис. 3.10. наведено фрагмент γ -спектра для цих γ -переходів. Як видно γ -переходи добре розділені, що дозволяє виміряти відношення ліній $I_{\gamma}(156) / I_{\gamma}(158)$ з точністю $\sim 0,1\%$.

Як результат аналізу та обробки отриманих спектрів ми отримали результат який склав величини для ^{117m}Sn $\alpha_K(156)=30,8\pm 0.6$ і $\alpha_{\text{tot}}(156)=46,44\pm 0.05$ та для ^{125}Te $\alpha_K(109)=181,3\pm 3.6$. Необхідно відзначити що отримані данні значно уточнюють раніше отримані результати [84].

3.4. Експериментальне дослідження ефектів проникнення в E1 та E2-переходах ^{120}Sn .

Розпад ^{120}Sb представляє рідку можливість дослідження ефектів проникнення в E1- та E2-переходах, тому що, в цьому розпаді заселяються збуджені стани ^{120}Sn , які розпадаються загальмованими E1- та E2-переходами.

Було проведено дослідження розпаду ^{120}Sb на збуджений стан ^{120}Sn , ряд який розпадається з випроміненням загальмованих E1- та E2-переходів. Проведені виміри одиничного γ -спектру і спектрів $\gamma\gamma$ - та $K\chi\gamma$ -співпадінь. З цих даних були отримані повні коефіцієнти внутрішньої конверсії (КВК) та КВК на K-оболонці для загальмованих E1- та E2-переходів.

Вимірювання інтенсивностей γ -ліній (I_{γ}) одиничного спектру з розпаду ^{120}Sb дозволяє визначити повні КВК ($\alpha_{\text{П}}$) загальмованих E1- та E2-переходів з енергією 89.9 кеВ та 197.3 кеВ, відповідно (Рис. 3.11.).

Як видно з схеми рівнів, для цих переходів ми можемо скласти рівняння:

$$I_{\gamma}(89 \text{ кеВ}) \cdot [1 + \alpha_{\text{п}}(89 \text{ кеВ})] + I_{\gamma}(1.17 \text{ МеВ}) \cdot [1 + \alpha_{\text{п}}(1.17 \text{ МеВ})] = I_{\gamma}(1.17 \text{ МеВ}) \cdot [1 + \alpha_{\text{п}}(1.17 \text{ МеВ})],$$

$$I_{\gamma}(197 \text{ кеВ}) \cdot [1 + \alpha_{\text{п}}(197 \text{ кеВ})] = I_{\gamma}(1.17 \text{ МеВ}) \cdot [1 + \alpha_{\text{п}}(1.17 \text{ МеВ})],$$

$$\alpha_{\text{п}}(1.11 \text{ МеВ}) = 1 \cdot 10^{-3}, \quad \alpha_{\text{п}}(1.17 \text{ МеВ}) = 2.0 \cdot 10^{-3}.$$

Таким чином, з цих рівнянь ми бачимо, що, вимірявши з високою точністю $I_{\gamma}(89 \text{ кеВ}) / I_{\gamma}(1.17 \text{ МеВ})$ и $I_{\gamma}(197 \text{ кеВ}) / I_{\gamma}(1.17 \text{ МеВ})$, можна визначити повні КВК загальмованих $E1$ - та $E2$ -переходів.

Звичайно при таких вимірюваннях вирішальним фактором є калібрування спектрометру в низько – та високоенергетичній області. При вирішенні цієї задачі ідеальним є калібрувальний спектр, отриманий із розпаду ^{182}Ta . Гама-спектр ^{182}Ta , як і ^{120}Sb , складається з двох подібних фрагментів, але дані про інтенсивності потрібних гамма переходів ^{182}Ta складають (0.3-0.6)%.

Для дослідження було отримано джерело ^{120}Sb , на У-120 в реакції (p, n) ($E_p = 6.8 \text{ МэВ}$) на мішені з олова, збагаченого ^{120}Sn (98%), і ^{182}Ta , який був напрацьований в реакції (n, γ) на реакторі ВВР ІЯД НАНУ. Товщина мішеней складала $25\text{--}30 \text{ мг}\cdot\text{см}^{-2}$. Вимірювання проводилось на спектрометрі з Ge-детектором з вхідним берилієвим вікном, ефективністю реєстрації 40% у порівнянні з NaI(Tl)-детектором об'ємом $3''\times 3''$ і роздільною здатністю 1.9 кеВ на γ -лініях ^{60}Co . Джерело розміщувалось на відстані 20 см від детектору. Це дозволило зменшити вклад піків сумувань до (0.1-0.2)%.

На Рис.3.11. наведені фрагменти γ -спектрів. З них видно, що γ -лінії з енергією 89 кеВ, 197 кеВ і 1.17 МеВ знаходяться між сильно інтенсивними переходами калібрувального спектра ^{182}Ta .

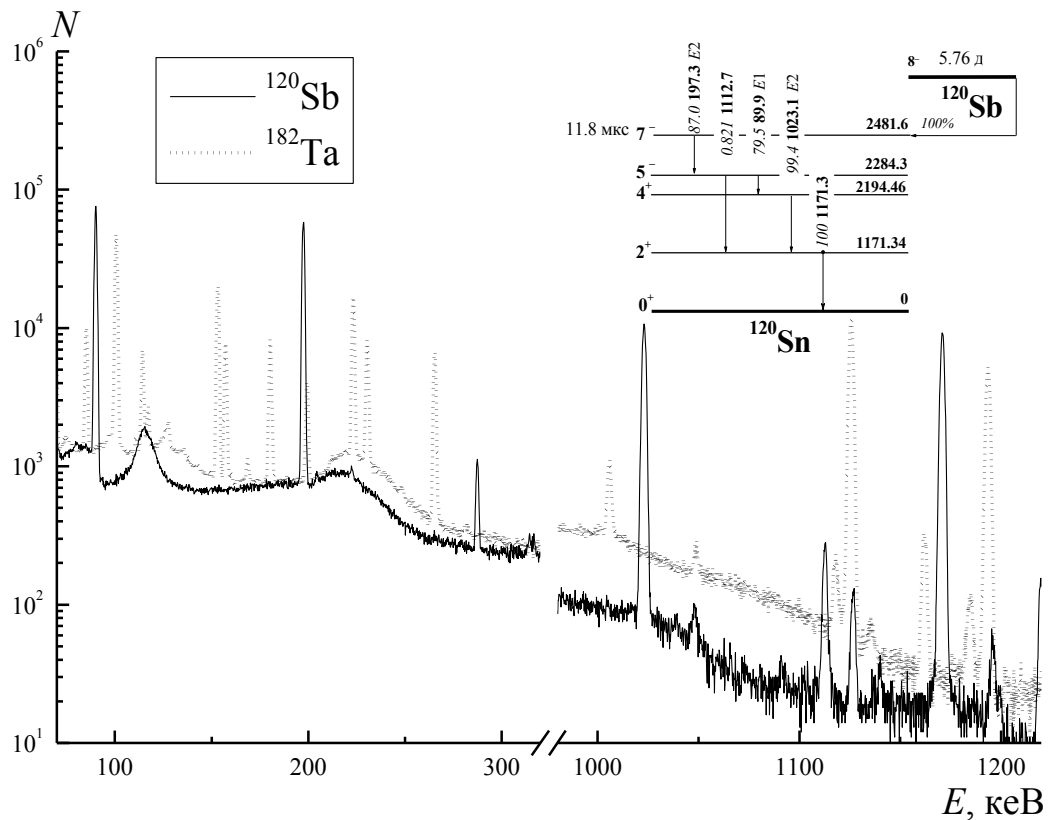


Рис. 3.11. Фрагменти одиночного та γ -спектру з розпаду ^{120}Sb у ^{182}Ta .

Після обробки отриманих спектрів, похибка обробки піків складала (0.1-0.2)%. Данні про інтенсивності γ -переходів ^{182}Ta , які використовувались при калібровці спектрометру, отримані з [99], де похибка у відносних інтенсивностях γ -переходів складає (0.6-0.7)% в низькоенергетичній області і 0.3% в високоенергетичній області спектра. Отримані інтенсивності γ -ліній розпаду ^{120}Sb наведені у Таблиці 3.1., а повні КВК переходів з енергією 89 кеВ і 197 кеВ та їх відносні відхилення від табличних значень в Таблиці 3.2.

Таблиця 3.1. Значення інтенсивностей γ -ліній розпаду ^{120}Sb

E_γ , кеВ	89.9	197.3	1112.7	1171.3
I_γ , %	78.1 (5)	86.2 (5)	1.09 (5)	100

Визначення α_K проводилось через відносні вимірювання інтенсивностей γ - і K_x -переходів. Для цього були виміряні спектри збігів (Рис 3.12).

Вимірювання $\gamma\gamma$ - $K_X\gamma$ -збігів проводились на антикомptonівському спектрометрі з Ge-детектором, з вхідним берилієвим вікном. Для даної схеми розпаду (Рис.3.11) з вимірювань відносних інтенсивностей окремих γ -переходів і відповідних ним рентгенівських квантів можна визначити α_K як для $E2$, так і для $E1$ -переходів, за формулою $\alpha_K = I_{K_X}/\omega_K \cdot I_\gamma$, що вже неодноразово використовувалась в даній роботі.

В дослідженні було виконано два режими вимірювань: збігів та антизбігів. В режимі збігів на антикомptonівському спектрометрі (Розділ 2.2. рис.2.3 та 2.4), на NaI(Tl)-детектори, виділялось вікно γ_{89} , γ_{197} и $\gamma(1023+1171)$. Роздільний час був 10 нс. З врахуванням того факту, що заселення рівнів ^{120}Sn йде через стан з часом життя 11.8 мкс (Рис.3.11), це виключає вклад в K_X -випромінення компоненти, пов'язаної з K -захопленням.

В режимі збігів було визначено інтенсивності піків сумувань $I(\gamma_{89 \text{ кеВ} + K_\alpha \text{ Sn})}$, $I(\gamma_{197 \text{ кеВ} + K_\alpha \text{ Sn})}$ и $I(\gamma_{89 \text{ кеВ} + \gamma_{197 \text{ кеВ}})$ (рис. 3.12). Таким чином, фактично проводилось вимірювання потрійних збігів. З цих даних за допомогою виразу $\alpha_K = [I(\gamma_i + K_\alpha) \cdot \varepsilon(\gamma_j)] / [I(\gamma_i + \gamma_j) \cdot \varepsilon(K_\alpha) \cdot \omega_K]$, де ε – ефективність реєстрації відповідних ліній, було визначено α_K переходів з енергією 89 і 197 кеВ.

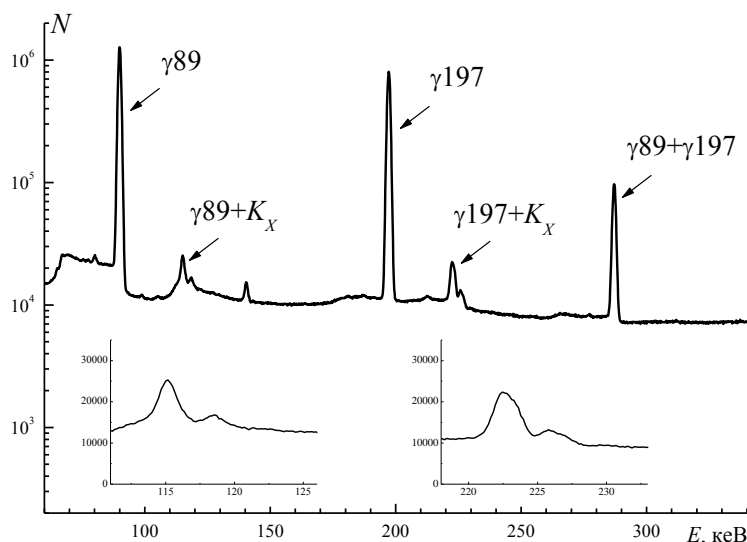


Рис. 3.12. Спектри збігів піків сумувань (нижня частина фрагментів спектрів) при розпаді ^{120}Sb .

Одним з основних джерел помилок при таких вимірах є калібровка спектрометру по ефективності реєстрації γ -квантів в області 25 кеВ. Використання стандартних калібрувальних джерел (^{113}Sn , ^{152}Eu и ^{182}Tl) не дозволяє точно визначити ефективність реєстрації в області 25 кеВ з високою точністю. Крім того, за рахунок опромінення сурми γ -квантами відбувається їх фотоіонізація, яка супроводжується K_X -випроміненням Sb. Енергія такого випромінення зміщена по відношенню до енергії $K_\alpha \text{Sn}$ на 1кеВ, тому у вимірюваннях на антикомptonівському спектрометрі реєструвалась сумарна інтенсивність піків $K_\alpha \text{Sn} + K_\alpha \text{Sb}$. Для вирішення цієї проблеми було використано табличні дані абсолютних інтенсивностей K_X -ліній у спектрі ^{120}Sb з [99]. Для виділення вкладу $K_\alpha \text{Sb}$ були проведені вимірювання одиночного спектру ^{120}Sb на Ge-спектрометрі об'ємом 1 cm^3 з тонким вхідним берилієвим вікном, яке має роздільну здатність 200 еВ при енергії 6.3 кеВ. На Рис. 3.13 представлений цей спектр з якого видно про значний вклад $K_X \text{Sb}$.

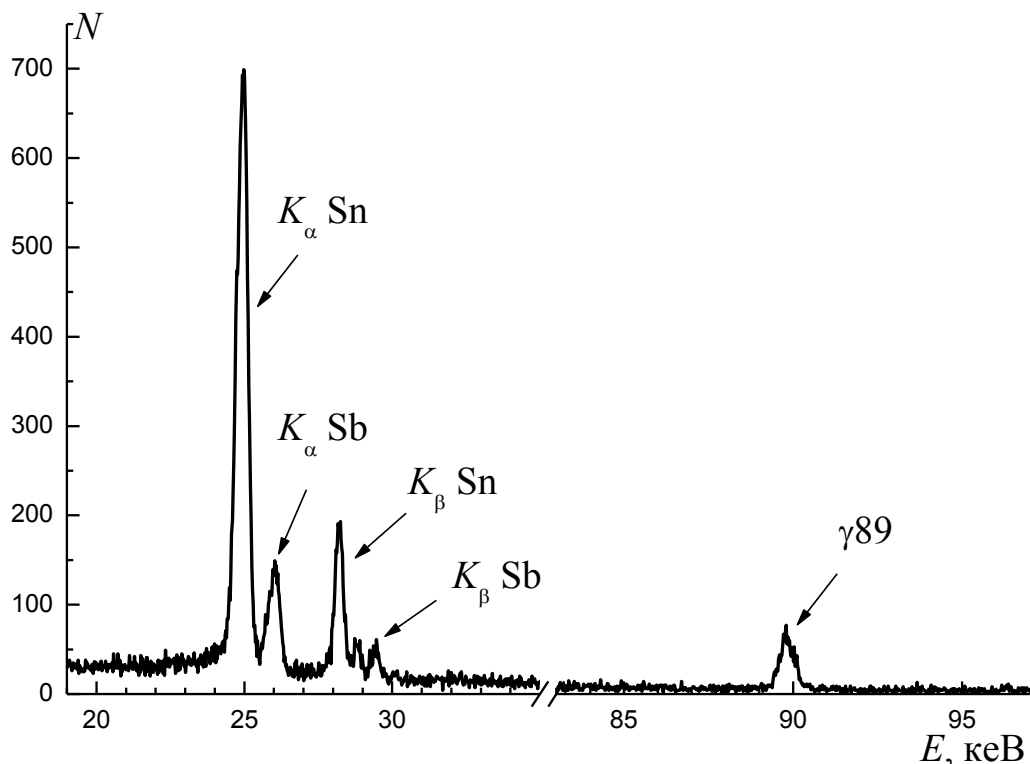


Рис.3.13. Фрагмент спектру з розпаду ^{120}Sb .

З вимірів одиночного γ -спектру з врахуванням вкладу $K_X \text{Sb}$, були визначені відносні параметри ефективності реєстрації променів

антикомptonівського спектрометра в геометрії досліду. Похибка цих параметрів визначається в основному точністю даних про K_{α} -випромінення (~3%).

В Таблиці 3.2. наведені отримані дані про КВК та їх відносні відхилення від табличних значень $\delta\alpha = |\alpha_{\text{експ}} - \alpha_{\text{табл}}| / \alpha_{\text{табл}}$.

Таблиця 3.2. КВК і їх відносні відхилення від табличних значень

E_{γ} , кеВ	I_{γ} , %	α_K	$\delta\alpha_K$, %	$\alpha_{\text{повн}}$	$\delta\alpha_{\text{повн}}$, %
89	78.1 (5)	0.232 (9)	8.9 (42)	0.268 (8)	8.5 (32)
197	86.2 (5)	0.136 (7)	13.8 (58)	0.161 (7)	9.9 (48)

Як видно з отриманих даних, в $E1$ - та $E2$ -переходах спостерігаються значні аномалії. Для оцінки вкладу ефектів проникнення в електричних переходах необхідно мати два і більше експериментальних значень КВК, тому, що у вираз для КВК входять два ядерних параметри проникнення:

$$\alpha_i^{\text{э}}(EL) = \alpha_i^{\text{T}} \cdot (1 + \lambda_1 A_1 + \lambda_1^2 A_2 + \lambda_2 A_3 + \lambda_2^2 A_4 + \lambda_1 \lambda_2 A_5),$$

де A_i - електронні параметри, табульовані у [94]. Параметр λ_1 в основному пов'язаний зі спіновими токами і, відповідно, з перехідними тороїдними моментами, λ_2 обумовлений конвекційними токами.

Для аналізу також використовувались дані про K/L з таблиць [20]. Нажаль, точність цих даних не перевищує 10%, до того ж вони дуже різняться в різних роботах. Проте необхідно відмітити, що вклад конвекційних токів мало впливає на ймовірність конверсії. В таких випадках як рекомендується в [18], робити припущення, що $\lambda_2 = 0$. Тут необхідно відмітити, що зміна величин λ_2 в діапазоні $0 \div 200$ приводить до поправок в λ_1 для $E1$ - и $E2$ -переходів не більше ніж 10-20%. З врахуванням того, що відхилення отриманих значень КВК від табличних виміряно з похибкою ~ 10%, навіть така точність дозволяє врахувати

вклад конвекційних токів. Звідси ми отримаємо значення для параметрів проникнення Таблиця 3.3.

Таблиця 3.3 Значення параметрів проникнення

E_γ , кеВ	F_w	λ_1	λ_2
89	18000	3.6 ± 1.6	~ 100
197	260	6 ± 2	$\sim (100 - 200)$

Обговорення результатів

Виходячи з представлених вище експериментів та отриманих результатів досліджень, ми з упевненістю можемо сказати що ефекти проникнення відіграють велику роль в М1-переході ^{115}In . Для цього переходу $\alpha_k^E = 8,74 \pm 0,09$ $\alpha_k^{tab} = 9,21$. Розрахунок величини λ виконувався з використанням виразу (2.12), де $B1$ і $B2$ - електронні параметри, табульовані в [39]. Для однозначного визначення λ необхідна додаткова інформація про КВК. Нами в розрахунках були враховані експериментальні дані про відношення КВК на L -підоболонці і внесок E2 - компоненти з [79]. З урахуванням усього вищевикладеного була отримана величина λ для переходу з енергією 35 кеВ в ^{115}In , $\lambda = 4,6 \pm 0,9$.

Отримані результати на даний момент часу мають своєрідну унікальність. Раніше такі ефекти проникнення в М1-переходах були виявлені тільки між станами, забороненими за квантовими характеристиками [82]. В основному, це були l - заборонені переходи. У нашому випадку стан позитивної парності при низьких енергіях в ядрі з $Z = 49$ утворюються тільки при взаємодії квазічастинкового $\hat{g}^{9/2}$ стану з 2^+ - ядром. Тому переходи М1-мультипольності можуть бути тільки між станами одного і того ж мультиплету, такі переходи, як правило, сильно загальмовані по одночастковим оцінкам. Це ж видно і по фактору загальмованості для γ_{35} кеВ, він дорівнює $F = 1350$. Взагалі-то це одне з найбільших значень F для відомих факторів загальмованості М1-переходів.

Відмітимо що, для внутрішньомультіплетних переходів нами вперше спостерігається такий значний внесок ефектів проникнення. Відзначимо також що значення λ для всередині мультиплетного переходу випадає з систематики для l -заборонених переходів [37], воно занижене в 2-3 рази, проте, отримані експериментальні данні, вказують на перспективність пошуку ефектів проникнення для всередині мультипольних M1-переходів, як доказ цього можуть служити данні отримані з інших ядер.

Отримане значення λ для розпаду ^{44}Ti , яке склало $\lambda = -260 \pm 30$, також значно виходить з систематики параметрів проникнення для M1-загальмованих переходів [82]. Необхідно відмітити що у даному випадку це внутрішньо мультипольний M1-перехід і ця розбіжність в чомусь аналогічна величині ефектів проникнення в M1-переході в ^{181}Ta . До теперішнього часу наявність значного внеску ефектів проникнення в M1-переходах звичайної теорією не пояснюється. Однією з гіпотез є припущення про змішування хвильових функцій. Великий час життя станів в ^{44}Sc ($T_{1/2} = 51$ мкс) і значне розходження $lgft$ для станів, між якими відбувається M1-перехід $lgft_{146\text{ кеВ}} - lgft_{68\text{ кеВ}} \geq 3,6$ показує, що і для ^{44}Sc можна прийняти і розглянути цю гіпотезу.

Як зазначалося в [19] структура конверсійного оператора для M1-переходів формально близька до структури оператора що не зберігає парності і дає так звану «іррегулярну» домішку E1- і M1-випромінювання в ядерному переході. В [11] величина λ досліджувалася для знаходження ступеня кругової поляризації γ 482 кеВ від неорієнтованих ядер ^{181}Ta . Це ж можна використовувати і для ^{44}Sc при постановці таких же експериментів.

Отримані дані, вказують на перспективність пошуку ефектів проникнення для внутрішніх мультиплетних M1-переходів. Це дозволить розширити наші знання про це явище, а також розробити теорію, яка описує такі переходи.

Для M4-переходу в результаті проведених вимірювань було отримано, що для ^{117}Sn $\alpha_K(156) = 30,8 \pm 0,6$, $\alpha_{\text{tot}}(156) = 46,44 \pm 0,05$, і для ^{125}Te $\alpha_K(109) = 181,3 \pm 3,6$.

На рис.3.14. приведено порівняння з табличними значеннями, в цілому ми бачимо, що врахування вакансій в розрахунках α_K дає величину ближчу до експериментальних значень. Однак, точність вимірювання α_K по характеристичному випромінюванню в середині ядра, не може перевищувати (1,5-2)%, тому дослідження ролі вакансії необхідно проводити на ядрах де $\alpha_K > 100$. Хотілося б звернути увагу, що і для великих значень α_K експериментальні значення ближче до α_K^1 , але, як правило, трохи перевищує його. Особливо гостро це видно для ^{117}Sn на прикладі α_{tot} . Для цього ядра ми впевнено можемо зробити висновок про необхідність врахування вакансії, так як всі інші моделі дають значення більше 47. Така поведінка, на наш погляд, може бути пояснена внеском ефектів проникнення. Розрахунки показують, що значення параметрів проникнення $\lambda \sim 1$ збільшують величини α на (1 ÷ 2)%

Раніше вже вивчалися експериментальні дані (багато подібних досліджень виконувались нашою групою) по КВК М4-переходів, які наведені в таблиці (нижче). В таблиці вказані отримані нами данні КВК М4-переходів. Відмітимо, що для α_K в $^{119\text{m}}\text{Sn}$ вимірювались раніше, проте, маючи на даний момент ліпшу технічну базу та програмні пакети, ми провели ще один експеримент та з отриманих експериментальних даних ще раз уточнили значення α_K для М1-переходу $^{119\text{m}}\text{Sn}$. Воно виявилось рівним 1556 ± 31 .

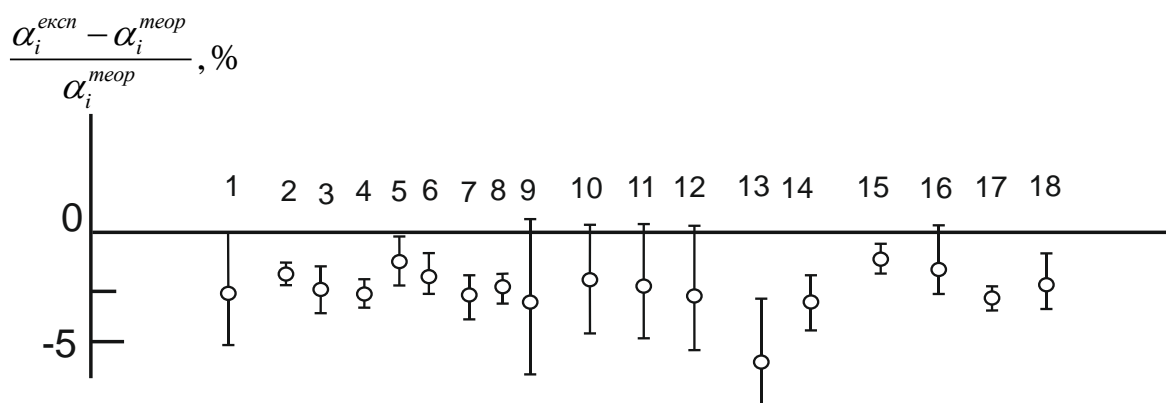


Рис 3.14. Порівняння теоретичних і експериментальних КВК М4-переходів. Данні про α_K (точок 1,2,3,4,5,9,11,12,13,14,15,16,17,18) і α_{tot} (1,2,3,4,5,9,11,12,13,14,15,16,17,18) взяті з роботи [43]

Таблиця 3.4. експериментальні данні по КВК М4-переходів,

№ точки	E_{γ}, keV	Ядро	$\alpha_i^{\text{експ}}$	$\alpha_i^{\text{експ}}, \%$	$\alpha_i^{\text{теор}}$
1	388,4	^{87}Sr	0,177	3,4	0,183
2			0,212	1,0	0,218
3	391,7	^{113}In	0,437	1,6	0,448
4			0,541	1,0	0,557
5*	336,3	^{115}In	0,843	1,4	0,865
6			1,073	1,3	1,094
7	315,3	^{117}In	1,414	1,8	1,465
8*	156,0	$^{117}\text{Sn}^*$	46,44	0,4	47,8
9	65,0	^{119}Sn	1536	0,62	1660
10*	109,2	$^{125}\text{Te}^*$	181,3	3,1	366
11	88,2	^{127}Te	484	4,3	499
12	105,5	^{129}Te	213	4,3	221
13	163,9	^{131}Xe	30,1	2,0	32,2
14	661,6	^{137}Ba	0,0894	1,2	0,0926
15			0,0916	0,5	0,0926
16	346,5	^{197}Pt	4,02	2,0	4,081
17	165,0	^{197}Hg	73,89	1,0	77,01
18			340	1,5	349

Як ми можемо бачити на рис 3.14. представлені експериментальні дані з похибкою не більше 5% для М4-переходів в порівнянні з теоретичними розрахунками Хагера і Зельтцера [22]. Спостерігається систематичне заниження експериментальних даних, в порівнянні з теоретичними, приблизно на 2-3% .Звичайно, якщо пробувати пояснити ці значення факторами проникнення, то звідси це значення повинно набирати величину $\lambda = 1 \div 2$, при цьому фактори заборони за Мошковським коливаються від 1 до 4. Це не сильна

різниця з теоретичними розрахунками в моделі Сліва[105] , за якими λ повинно рівнятись приблизно 1[105].

Результати проведених досліджень КВК $E2$ -переходу стосовно вкладу ефектів проникнення знаходиться в гарному узгодженні з даними роботи [101], де $\lambda_1 = 5 \pm 1$. Тут можна відмітити, що вклад конвекційних токів для $E2$ -переходів для L - та M -оболонки значно відрізняється від вкладу K -оболонки. В той же час не спостерігається в межах похибки наших вимірювань відмінність λ_1 з даних про КВК на K -оболонці і повних. Це також служить підґрунтям для використаного підходу для оцінки параметрів проникнення.

Для $E1$ -переходу вперше були виявлені аномалії в КВК. Табличні значення електронних параметрів A_i [94] для K -оболонки і повних КВК співпадають в межах 5%. Як можна бачити з Таблиці 2.2, відносні відхилення δA_i співпадають значно краще, ніж похибки проведеного експерименту. Тому і для $E1$ -переходу для визначення параметра проникнення λ_1 оцінка проводилась з врахуванням зміни вкладу конвекційних токів діапазоні $\lambda_2 \sim 100$.

Для оцінки вкладу спінових токів K_γ в матричному елементі гамма-випромінення зручно використовувати параметри проникнення в моделі Войханського-Лістенгартена, наведені в роботі [18]. В цій моделі параметр проникнення $\lambda^{(2)}$ прямо пропорційний вкладу спінових токів. Він пов'язаний з λ_1 та λ_2 виразом $\lambda^{(2)} = 12.2 A^{1/3} \lambda_1 + 2.5 \cdot 10^{-5} A^{2/3} \lambda_2$. З цього виразу гарно видно, що величина $\lambda^{(2)}$ слабо залежить від λ_2 .

Величина $K_\gamma = 2.5 \cdot 10^{-7} E_\gamma \lambda^{(2)}$, де E_γ – енергія γ -переходу в кеВ. З експерименту з Sb впливає, що $K_\gamma = -(0.5 \pm 0.2)\%$. Слід відмітити, що цю величину отримати з інших експериментів неможливо.

РОЗДІЛ.4. ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТІВ СТРУШУВАННЯ ВНУТРІШНІХ ОБОЛОНОК АТОМУ

4.1 Дослідження збудження атомів Ag в процесі внутрішньої конверсії

При внутрішній конверсії ядер можливе утворення вакансій на внутрішніх електронних оболонках атома, при цьому електрон переходить в стан безперервного спектра, або в незаповнений зв'язаний стан. Відсутність електрона викликає миттєву зміну заряду, що призводить до виникнення такого механізму як струшування електронів з атомних оболонок. Теоретично такі процеси вивчались дуже давно [88], проте до даного часу не існує єдиної теорії, яка б могла чітко описати збудження атома при зміні заряду поблизу ядра. Основна причина відсутності теорії є неповна експериментальна інформація про процеси струшування: виміряти безпосередньо електрони, які струшуються, експериментально дуже складно із-за малої ймовірності виникнення ефекту і великої складності щодо розділення електронів в процесі струшування при внутрішній конверсії від електронів, що випромінюються в інших процесах. Саме тому в основному досліджується характеристичне випромінювання, яке супроводжує процес струшування при заповненні вакансій.

Такі вимірювання були виконані на ^{109m}Ag , що заселяється при електронному захопленні ^{109}Cd рис.4.1.

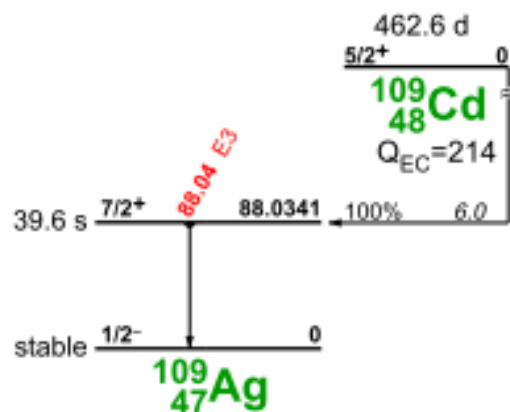


Рис.4.1.Схема розпаду ^{109}Cd

Для експериментального визначення ймовірності подвійної іонізації К-оболонки при внутрішній конверсії $\gamma_{88\text{keV}}$ використовувалось вимірювання збігів між рентгенівськими K_{α} –квантами, які випромінюються підчас заповнення К-оболонки.

Звичайно ми розуміємо, що при електронному захопленні для даного ядра можуть спостерігатись такі ефекти:

- При внутрішній конверсії за рахунок стрибкоподібної зміни кулонівського поля і другий електрон К-оболонки може перейти в стан неперервного спектру, або незаповнений зв'язаний стан, при цьому на К-оболонці з'явиться вакансія- процес *струшування*.
- При внутрішній конверсії також можливий і інший ефект *прямої взаємодії* електрона з електронною оболонкою атома і вибивання другого К-електрона – це також струшування.
- Але ще можливі процеси внутрішньої конверсії внутрішнього *комpton-ефекту*.

При К-захопленні спостерігається внутрішнє гальмівне γ -випромінювання, яке може вибивати К-електрон.

При конверсії також спостерігається гальмівне випромінювання конверсійного електрона в мішені, маючи неперервний спектр випромінювання і максимальну енергію 63 кеВ, так зване зовнішнє гальмівне випромінювання.

При переході ядра з збудженого стану в основний спостерігається внутрішній комpton-ефект.

Кожен з цих процесів дає вклад в досліджуваний спектр. Оскільки ми визначаємо ймовірність подвійної іонізації К-оболонки за характеристичним випромінюванням, яке утворюється при заповненні утворених вакансій, то ми не можемо відокремити вклади від процесів струшування і внутрішньої конверсії внутрішнього комpton-ефекту і розглядаємо їх разом.

Процеси внутрішнього і зовнішнього гальмівного випромінювання і внутрішнього комптон-ефекту дають нам неперервний доданок до цього ефекту, який досліджується.

Дослідження збудженого ядра ^{109m}Ag виконувалось на антикомпнівському спектрометрі Рис.2.3. в режимі збігів та антизбігів. При цьому формувались та вирізались енергетичні вікна на NaI(Tl)-детекторі. Часова роздільна здатність складала 50нс.

В результаті вимірювань отримані спектри збігів для різних енергетичних вікон і відповідні спектри антизбігів. Один з таких спектрів збігів з вікном, відповідним K_x -випромінюванню ^{109m}Ag рис.4.2. і спектр антизбігів рис.4.3.

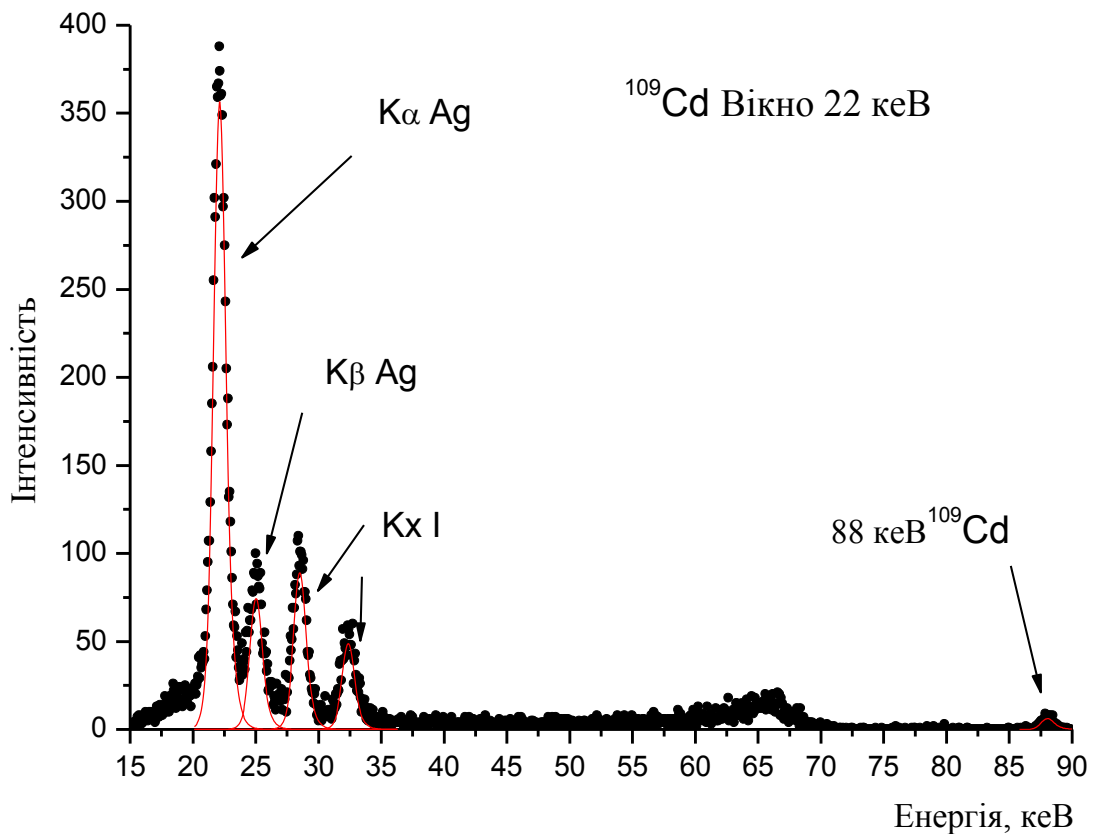


Рис.4.2.Схема збігів

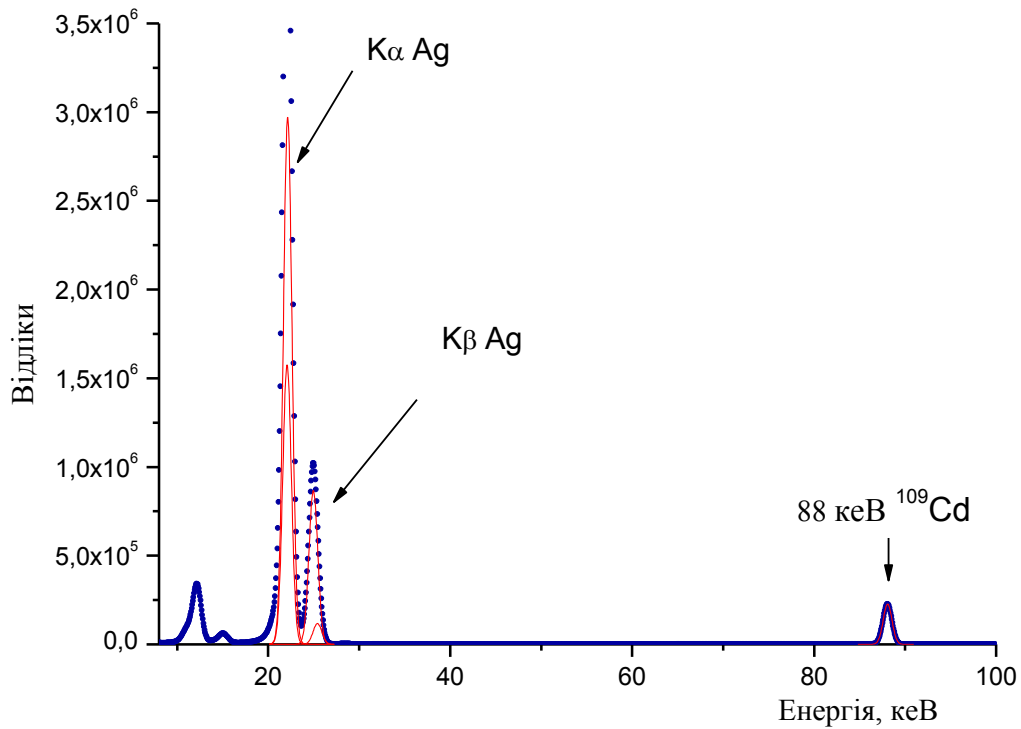


Рис.4.3.Схема антизбігів

В спектрі збігів бачимо K_x -випромінювання ^{109m}Ag і I, пік випадкових збігів $\gamma 88\text{keV}$, і неперервний розподіл, який продовжується до енергії $\approx 66\text{keV}$. K_x йоду реєструється за рахунок вильоту цього випромінювання з детектору після фото-поглинання $\gamma 88\text{keV}$ в NaI. Неперервний розподіл, пов'язаний з внутрішнім комптон ефектом, гальмівним випромінюванням і комптонівським перерозсіюванням між детекторами. В спектрі антизбігів спостерігаємо пік від K_x ^{109}Ag і пік $\gamma 88\text{keV}$.

При розрахунку ймовірності подвійної іонізації K-оболонки необхідно ввести деякі поправки на випадкові збігів, на внутрішній комптон-ефект, на внутрішнє і зовнішнє гальмівне випромінювання.

Поправки на випадкові співпадіння можна отримати, порівнявши інтенсивності γ -ліній з енергією 88кеВ в спектрі збігіві в одиночному спектрі, оскільки, як видно із схеми розпаду, такі співпадіння можуть бути лише випадковими.

Поправки на внутрішній комптон-ефект і внутрішнє і зовнішнє гальмівне випромінювання можна ввести лише, виділивши ефект струшування, на фоні цих ефектів ймовірності, яких можна визначити, побудувавши залежність їх перерізу від енергії.

Вимірюючи послідовність спектрів збігіві антизбігів для інтервалів енергій (енергетичних вікон шириною 22кеВ, встановлених на одноканальному аналізаторі для сигналів з NaI): 11-33, 39-61, 59-81, 79-101 кеВ, і визначивши відношення інтенсивності ліній K_x – співпадінь до K_x одиночного спектру, можна визначити P_{KK} в залежності від енергії рис.4.4.

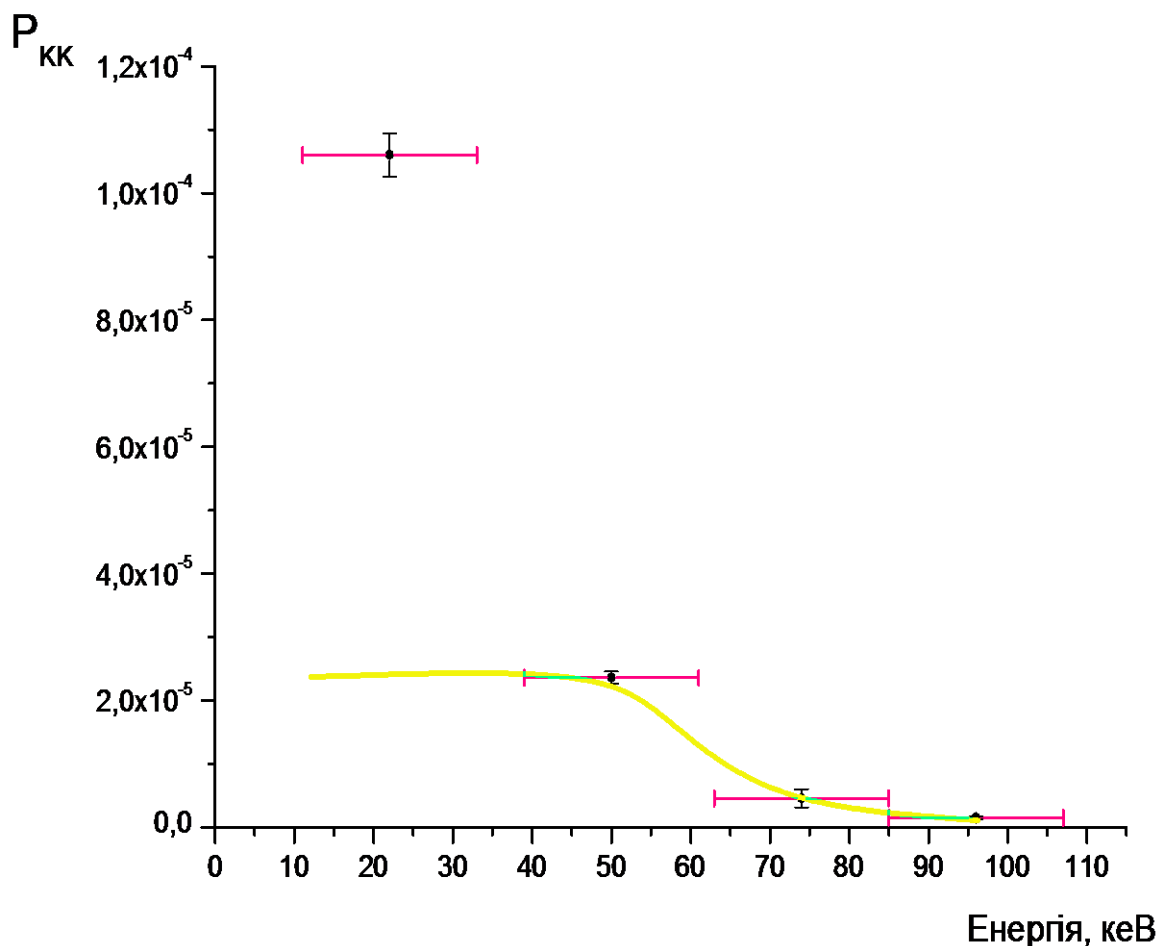


Рис.4.4. Енергетична залежність виходу K_x випромінення.

(Пряма лінія – оцінка вкладу інших процесів у виміряне співвідношення інтенсивностей ліній K_x -збігіві K_x одиночного спектру)

Ймовірність подвійної іонізації К-оболонки визначаємо :

$$P_{KK} = \frac{(N_{K\alpha}^{Cnis} - N_{K\alpha}^{Bun.cnis})}{N_{K\alpha}^{Один} \varepsilon_{NaI} \omega_K f_K} - (P_{Внутр.Компт} + P_{Внутр.гальм.} + P_{Зовн.гальм.})$$

Де, $N_{K\alpha}^{Cnis}$ - к-сть збігів, $N_{K\alpha}^{Bun.cnis}$ -к-сть випадкових співпадінь, $N_{K\alpha}^{Один}$ - інтенсивність $K\alpha$ -лінії в одиночному спектрі, ε_{NaI} - ефективність реєстрації γ -квантів NaI спектрометром (тобто ефективність реєстрації γ -квантів Ge-детектора скорочується), ω_K - флуоресцентний вихід, f_K -вклад рентгенівського випромінювання, зв'язаного з конверсією на К-оболонці, $P_{Внутр.Компт}$ - ймовірність внутрішнього комптон ефекту в області K_x -випромінювання, $P_{Внутр.гальм.}$ - ймовірність внутрішнього гальмівного випромінювання в області K_x -випромінювання, $P_{Зовн.гальм.}$ - ймовірність зовнішнього гальмівного випромінювання в області K_x -випромінювання.

З наших досліджень витікає, що ймовірність утворення двох вакансій на К-оболонці рівна $P_{KK} = (2.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$. Відзначимо, що статистична похибка наших вимірів не перевищує (2-3)%, але наявність великого вкладу від фонових каналів і погана роздільна здатність NaI(Tl) – детектору, не дало можливість цей вклад виміряти з достатньою точністю, що призвело до погіршення результатів вимірювань. Тому, було проведено вимірювання ймовірності струшування за допомогою Ge-Si- спектрометру за схемою збігів, вимірювались багатомірні $\gamma\gamma$ -збіги.

На рис.4.5 представлено одиночний γ -спектр і спектр $K\alpha$ - $K\alpha$ – співпадінь. В одиночному спектрі видно піки від $K_x^{109}Ag$ і $\gamma 88keV$, а також K_x –випромінювання Ge, викликаний фотопоглинанням $K_x^{109}Ag$ атомами детектора.

В спектрі збігів можемо бачити пік $K_x^{109}Ag$, гіперсателіти $K_x^{109}Ag$, а також K_xCd (випромінюється за рахунок можливої взаємодії конверсійного електрону з електронами інших атомів Cd, які знаходяться в джерелі випромінювання).

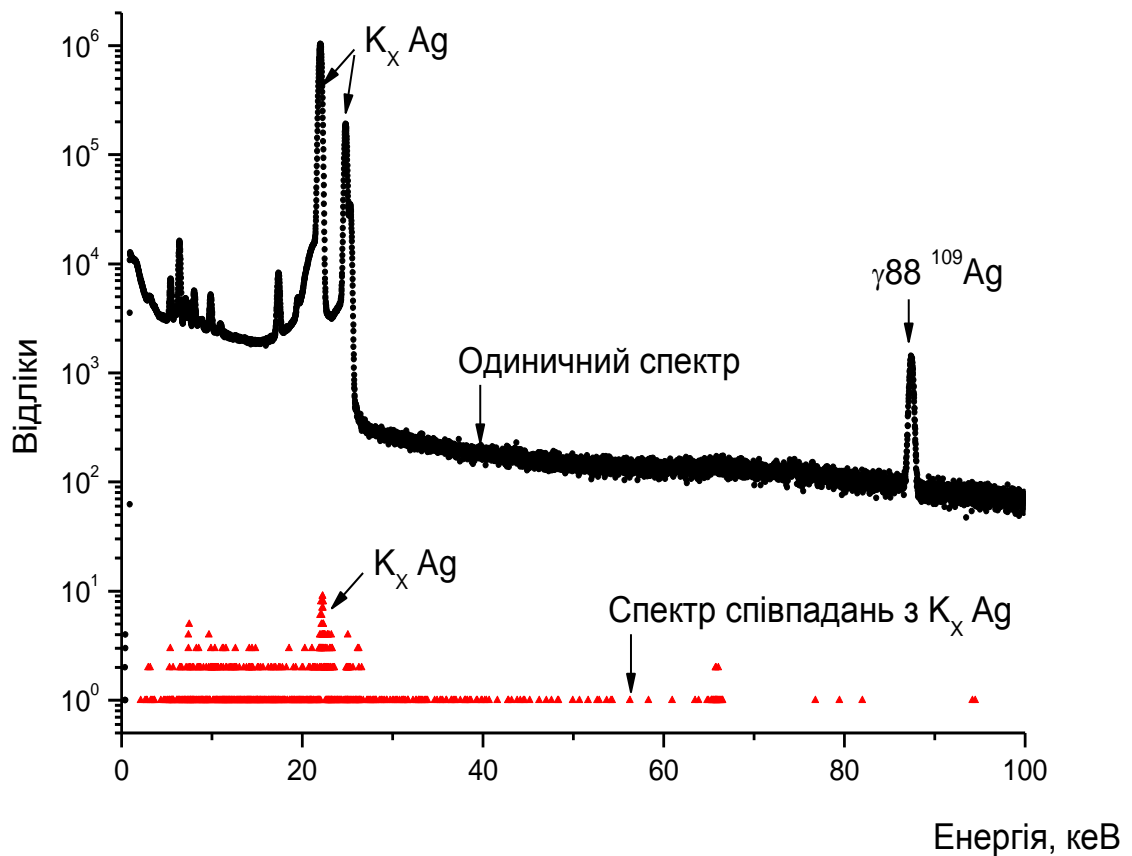


Рис 4.5 . Одиничний спектр і спектр співпадінь з $K_x^{109m}Ag$

Абсолютна ефективність детекторів визначалась за калібрувальними джерелами ^{133}Ba , ^{44}Ti і ^{109m}Ag .

Із спектрів збігів з вікнами поза $K_x^{109m}Ag$ отримано неперервний розподіл, який пов'язаний з внутрішнім комптон-ефектом, внутрішнім і зовнішнім випромінюванням рис.4.6

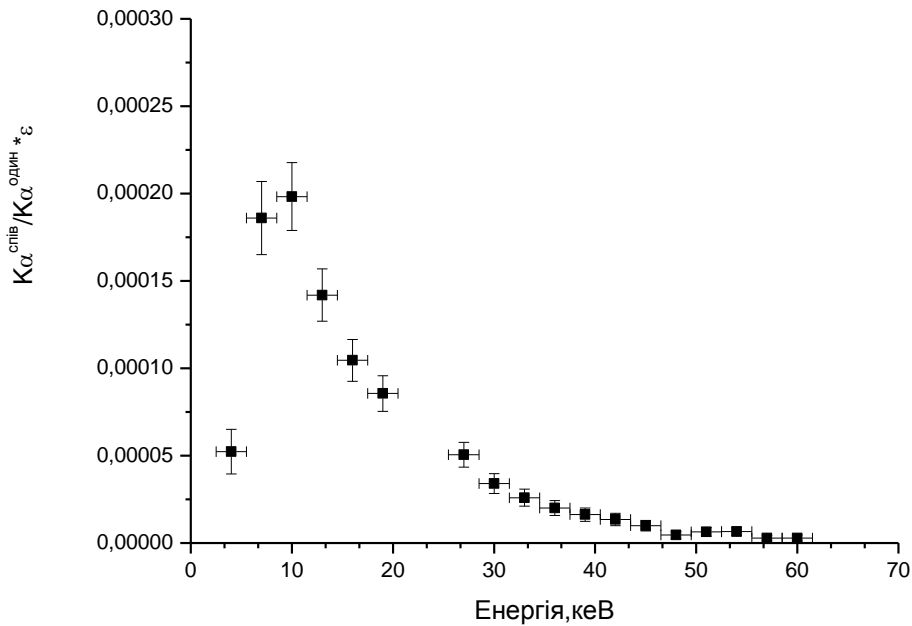


Рис 4.6 . Збудження атомів Ag за рахунок фонових каналів.

Враховуючи цю взаємодію в області K_{α} -випромінювання ^{109m}Ag і використовуючи формулу для P_{KK} , врахувавши залежність неперервного розподілу отримуємо: $P_{KK} = (2.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$.

Як видно, отримано співпадіння значень P_{KK} в обох експериментах, однак результати другого експерименту більш достовірні, оскільки в першому експерименті не було достатньої інформації про енергетичну залежність неперервного розподілу і можна було лише екстраполювати її на область K_{α} -випромінювання Ag. В другому експерименті можна було чітко виміряти цю залежність, завдяки гарній роздільній здатності детектуючих систем (Ge-детектора).

Але у другому експерименті за рахунок низької ефективності реєстрації (в порівнянні з ефективністю NaI в першому експерименті), статистична точність була набагато гірша, тому похибка в другому експерименті більша ніж у першому.

Отримані результати ми порівняли з теоретичними значеннями подвійної іонізації. Таб.4.1.

Таб.4.1. Експериментальні і теоретичні ймовірності подвійної іонізації атомів Ag. (значення $P_{KK}, 10^{-5}$)

Ядро	Z	E_γ, keV	E_K, keV	E_e, keV	$P_{KK}^{\text{експ}}$	$P_{KK}^{T_1}$	$P_{KK}^{T_2}$	P_{KK}^Σ
^{109}Ag	47	88	25.5	37	25(2)	4.2	30	34

E_K -енергія зв'язку K-електронів; E_e -максимальна енергія електронів в процесі подвійної іонізації, $P_{KK}^{T_1}$ - теоретична оцінка ймовірності подвійної іонізації за рахунок струшування, $P_{KK}^{T_2}$ -теоретична оцінка «прямого» процесу, P_{KK}^Σ -сумарна теоретична оцінка ймовірності процесу подвійної іонізації.

Якщо розглядати процес подвійної іонізації як взаємодія, що зумовлена змінами кулонівського поля, то для його ймовірності отримуємо просту аналітичну формулу $P_{KK}=0,093/Z^2$, тобто для ядер з $Z\sim 50$ $P_{KK}\sim 4\cdot 10^{-5}$. Проте ця оцінка не співпадає з отриманими експериментальними даними. З врахуванням моделі [98], яка пропонує враховувати взаємодію випромінених електронів в кінцевому стані (прямий процес $P_{KK}^{T_2}$) бачимо краще узгодження теоретичних і практичних результатів. Виходячи з цих результатів можна зробити висновок про домінування прямих процесів у збуджені ядра Ag.

4.2. Експериментальні дослідження ефектів одночасного випускання двох електронів на ядрі ^{123m}Te

В теорії «струшування» значний інтерес також представляє і одночасне випускання двох електронів Рис.1.4.(в,е). це обумовлено тим, що експериментальні данні які існують на даний момент часу є досить обмеженими і їх значення в багатьох випадках завищене у порівнянні з теоретичними розрахунками.

Ізомерний стан ^{123m}Te розпадається каскадом γ -переходів (див. Рис 4.7.), перший з яких, γ_{88} кеВ сильно конвертований з $\alpha_K \sim 500$. В результаті процесу внутрішньої конверсії цього переходу утворюється вакансія на К-оболонці. Раптова зміна кулонівського поля або пряма взаємодія вилітаючого конверсійного електрона з рештою електронів на К-оболонці може привести до струшування останнього і утворення другої вакансії. В результаті заповнення цих вакансій можемо спостерігати одночасний виліт двох рентгенівських променів (див. Розділ 1.2). Один з променів викликаний внутрішньою конверсією, другий – струшуванням. Але аналогічна ситуація спостерігається, коли обидва каскадних γ - переходи γ_{88} кеВ і γ_{159} кеВ розряджаються за допомогою процесу внутрішньої конверсії. Для виключення цього процесу необхідно вимірювати потрійні $\gamma\gamma$ -збіги, тобто реєструвати одночасне випускання γ_{159} кеВ, рентгенівське випромінювання після внутрішньої конверсії γ_{88} кеВ і рентгенівське випромінювання, що утворюється в результаті процесу струшування. Реєстрація γ_{159} кеВ свідчить про те, що перехід не конвертований.

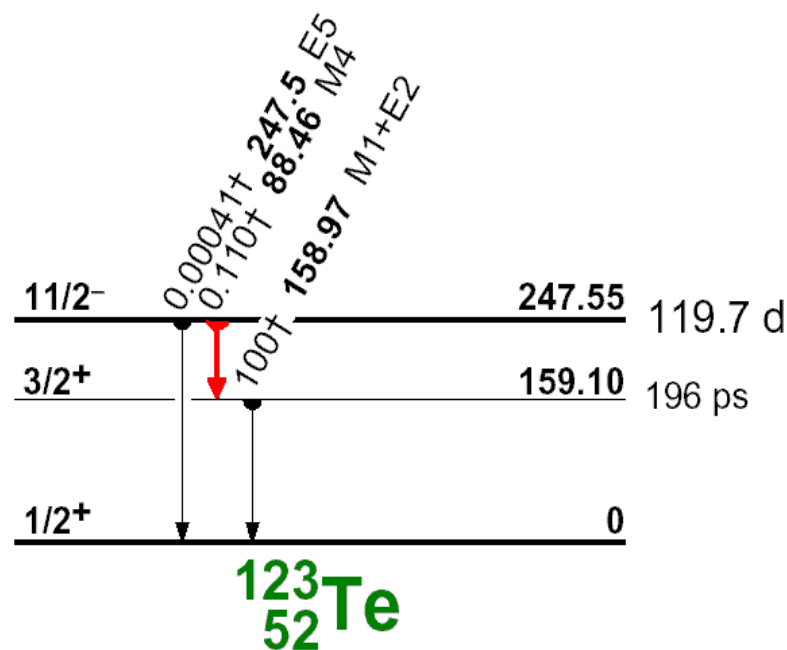


Рис. 4.7. Схема розпаду ^{123m}Te .

Вимірювання $\gamma\gamma$ -збігів виконувались на мережевому спектрометрі багатовимірних збігів під керуванням програми NetSpectrum. При цьому γ 159 кеВ реєструвався великим NaI (Tl) –детектор (CANBERRA з роздільною здатністю 7% на γ -лініях ^{60}Co), а збіги K_{α} конверсії і K_{α} струшування визначалися з сумування ліній в спектрі збігів з γ 159 кеВ. Для реєстрації м'якого рентгенівського випромінювання використовувався Ge-детектор Extra Range з вхідним берилієвим вікном (з роздільною здатністю 1,2 кеВ для γ 159кеВ).

Спектрометрична система дозволяла одночасно накопичувати в пам'яті контролера АІМ-556 рентгенівський, γ -спектр, а також часовий спектр. Крім того, в буфер записувалися події збігів у вигляді показань трьох амплітудно-цифрових перетворювачів. Після заповнення буфера інформація по локальній мережі передавалася на комп'ютер і записувалася на диск для подальшого сортування. Для зменшення вкладу випадкових сумувань використовувався режектор накладень з розділяючим часом ~ 200 нс (див. Розділ 1.2).

Після сортування накопичених даних з вікном, відповідним піку миттєвих збігів, був отриманий двовимірний спектр $\gamma\gamma$ - збігів, представлений на рис. 4.8

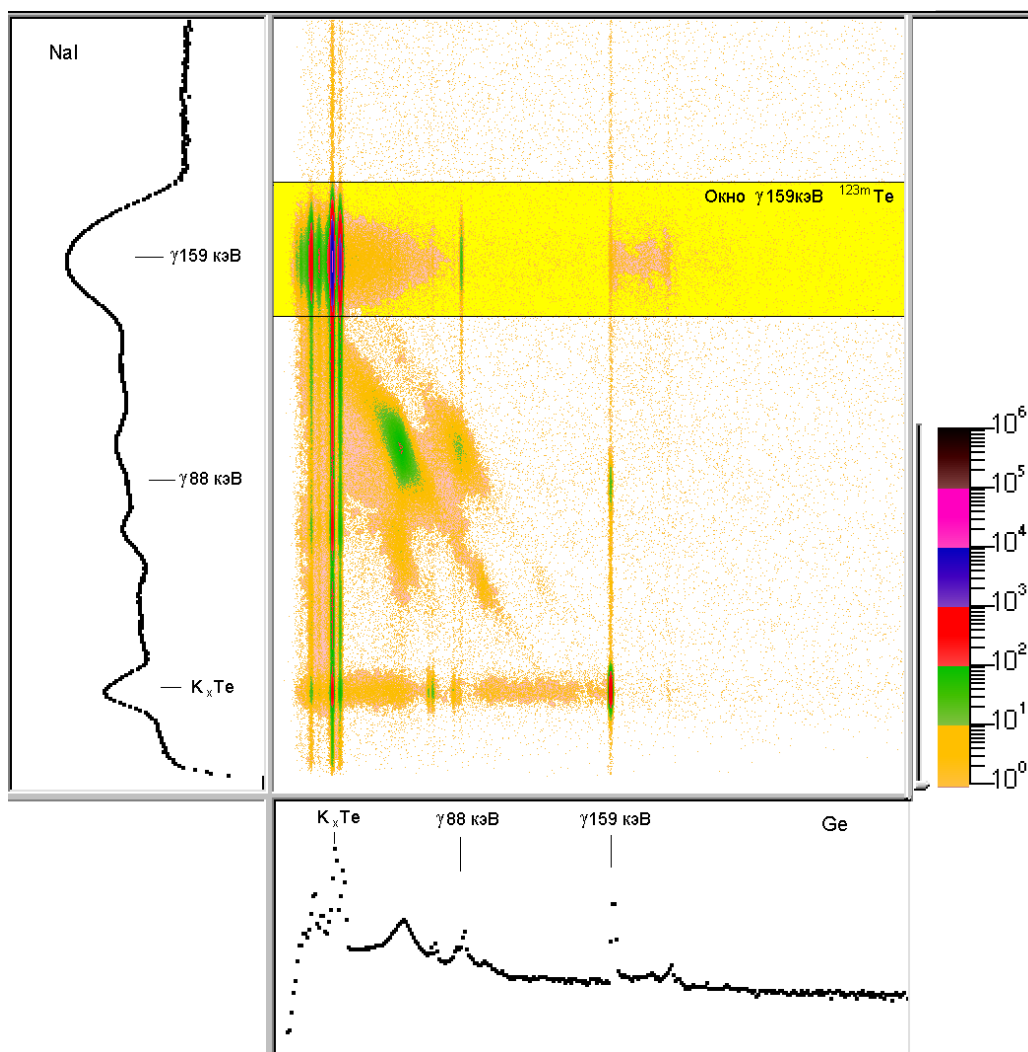


Рис. 4.8. Двохмірний спектр збігів

Вісь ординат відповідає інтегральному спектру, вимірювання з використанням NaI детектора, абсцис – з використанням германієвого детектора. На малюнку виділена область вікна γ 159 кеВ, яка використовувалася для отримання спектру збігів з γ 159 кеВ.

На рис.4.9.а. представлений одиночний γ -спектр і спектр збігів з γ 159 кеВ. В одиночному спектрі видно піки сумувань $K_{\alpha}Te + K_{\alpha}Te$, що відповідає випадку, коли обидва каскадних γ -промені конвертовані і піки підсумовування $\gamma 159 + K_{\alpha}Te$.

В спектрі збігів в основному спостерігаються γ 88 кеВ і рентгенівське випромінювання, пов'язане з конверсією γ 88 кеВ. Ділянка спектру з піком сумувань $K_{\alpha}Te + K_{\alpha}Te$ показаний на Рис.4.9.б. Цей пік відповідає подвійний

іонізації К-оболонки. Крім цього, в пік сумувань можуть давати внесок випадкові збіги з γ 159 кеВ і випадкове сумування $K_{\alpha} + K_{\alpha}$. Внесок від випадкових збігів визначається зі співвідношення інтенсивностей лінії γ 159 кеВ в спектрі збігів і в одиночному спектрі. Так, як γ 159 кеВ не може збігатися сама з собою, то пік γ 159 + γ 159 обумовлений тільки випадковим сумуванням. Зі співвідношення інтенсивностей γ 159 + γ 159 і γ 159 можна визначити ймовірність випадкового сумування і відповідно внесок його в пік сумування $K_{\alpha} + K_{\alpha}$. Після вирахування внесків конкуруючих процесів, які становлять близько 1% для випадкових збігів і 3% для випадкових сумування, отримана інтенсивність лінії $K_{\alpha} + K_{\alpha}$, обумовлена струшуванням К-електронів.

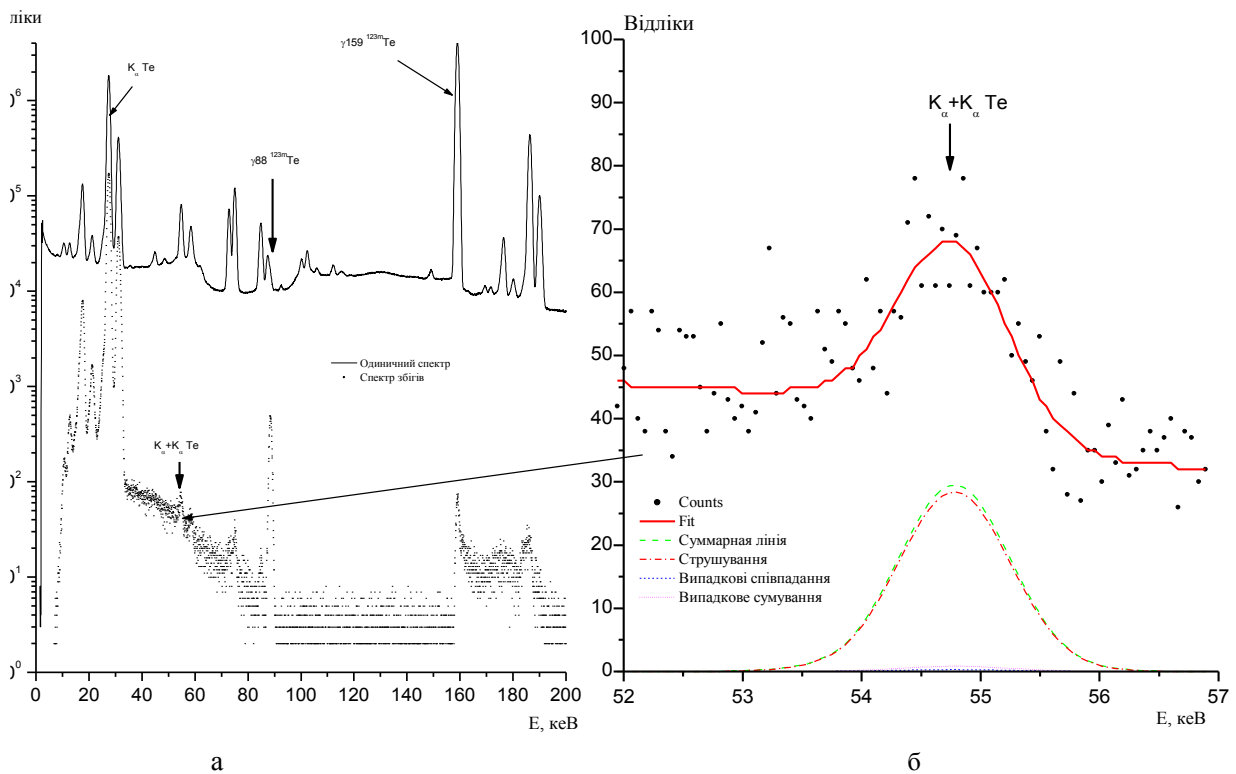


Рис.4.9. Одиночний спектр і спектр збігів при розпаді ^{123m}Te (а) і ділянка спектру з лінією сумування $K_{\alpha}\text{Te} + K_{\alpha}\text{Te}$ (б).

Для розрахунку ймовірності подвійної іонізації К-оболонки необхідно знати абсолютну ефективність (ϵ_{abs}) Ge-детектора для K_{α} - променів. Її ми

визначили зі співвідношення інтенсивностей ліній $\gamma_{159} + K_{\alpha}$ і γ_{159} кеВ за такою формулою:

$$N_{\gamma_{159}+K_{\alpha}} = N_{\gamma_{159}} \cdot \omega_K \cdot \frac{\alpha_K}{\alpha_T} \cdot \varepsilon_{abs},$$

Де ω_K - флуоресцентний вихід рентгенівського випромінювання: α_K и α_T - коефіцієнт конверсії на К-оболонці і повний коефіцієнт конверсії відповідно. Величина абсолютної ефективності для даної геометрії вимірювання складає $(30 \pm 1)\%$.

Імовірність подвійної іонізації визначається зі співвідношення

$$N_{K_{\alpha}+K_{\alpha}} = N_{K_{\alpha}}^{coin} \cdot \omega_K \cdot P_{KK} \cdot \varepsilon_{abs},$$

де $N_{K_{\alpha}+K_{\alpha}}$ - інтенсивність піку підсумовування в спектрі збігів, $N_{K_{\alpha}}^{coin}$ - інтенсивність рентгенівської лінії в спектрі збігів.

З даних наших вимірів величина $P_{KK} = (6,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$

Теоретичні оцінки цього процесу можна зробити, використовуючи експериментальні дані по «ядерній» та «електронній» моді в K_{γ} -процесі. З результатів вимірювань у роботі [93] для ^{137m}Ba показано, що «ядерний» K_{γ} -процес йде в основному мультипольністю М1-Е3. При цьому комбінацією переходів було отримано значення для «ядерної» моди $P_{KK}/P_K \sim 10^{-7}$. Як видно, ця величина на три порядки занижена у порівнянні з експериментальними даними. Таким чином, можна зробити висновки, що спостережений процес для ядра ^{123m}Te обумовлений саме електронною модою.

4.3. Дослідження збудження атома ^{133}Cs в процесі електронного захоплення і внутрішньої конверсії

Окремий інтерес для теорії внутрішньої конверсії представляють дані, які можна отримати, врахувавши процес електронного захоплення на К-оболонці (К-захоплення). Через те, що при К-захопленні вся енергія передається

нейтрино, процес струшування повністю зв'язується зі зміною кулонівського поля і ймовірність автоіонізації атома при К-захопленні повинна добре описуватися класичними теоріями.

Однак, експериментальна інформація про автоіонізацію атомів при К-захопленні є тільки для декількох атомів, при цьому у них енергія К-захоплення більше 100кеВ.

Важливим є і отримання нової інформації про одночасне випускання двох електронів в процесі внутрішньої конверсії γ -променів при малій кінетичній енергії вилітаючого електрону.

У даному досліді проведено вимірювання одночасного випускання двох К-електронів атомом Cs в процесі внутрішньої конверсії γ -променів і при К-захоплення, причому максимальна кінетична енергія електронів, що вилітають після автоіонізації 8-9 кеВ.

Для вимірювання використовувалось джерело ^{133}Ba з набору «ОСГИ». Вимірювався ^{133}Cs , який переходив у збуджений стан шляхом електронного захоплення у ^{133}Ba , схема розпаду якого наведена на рис.4.10. Як видно зі схеми рівнів, при заселенні станів з енергією 437 кеВ енергія К-захоплення дорівнюватиме $E_e = 80\text{кеВ}$, а енергія зв'язку К-електронів в атомах Cs 36,0 кеВ. Таким чином при автоіонізації атомів Cs на К-оболонці цим переходом кінетична енергія буде дорівнювати $E_e = 8,4\text{ кеВ}$. Гамма переходи з енергією 81кеВ мають коефіцієнт конверсії $\alpha_K=1,46$. При цьому електрони автоіонізації при конверсії $\gamma 81\text{ кеВ}$ матимуть енергію $E_e^K=9.0\text{кеВ}$.

Для вивчення цих процесів були проведені вимірювання збігів γ і K_x -променів при розпаді ^{133}Ba . Вимірювання були виконані на чотиривимірній установці швидко-повільних збігів (розділ 2.2).

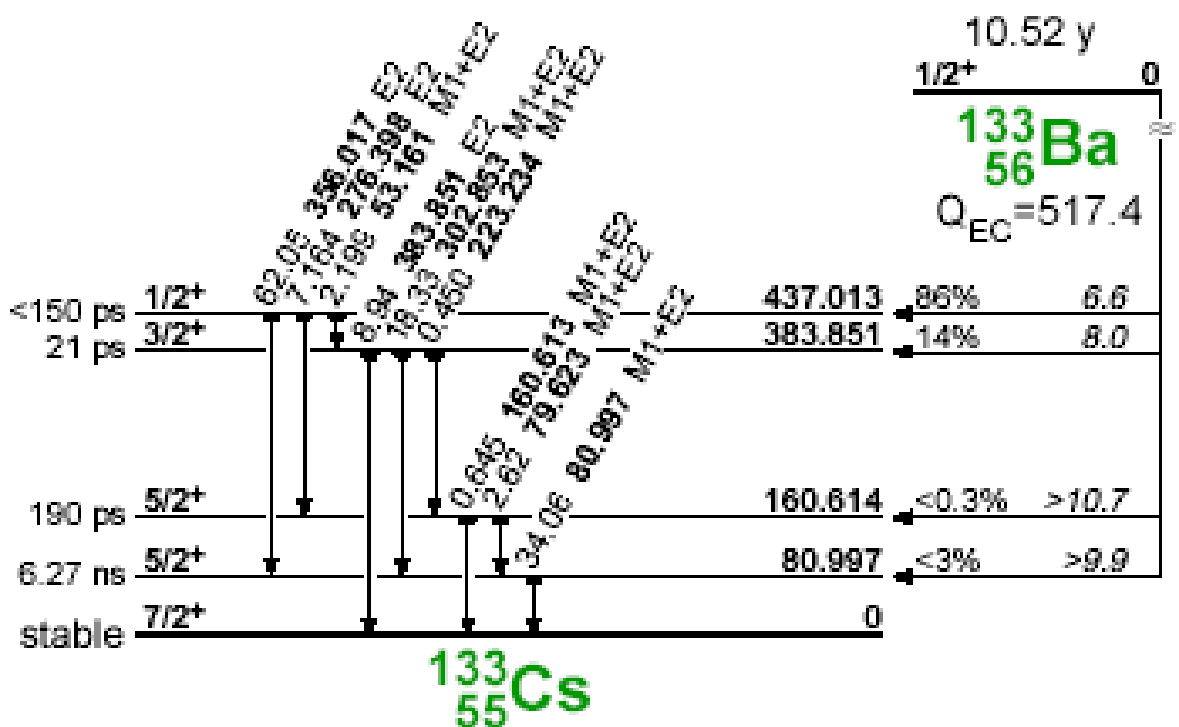


Рис.4.10.Схема розпаду ^{133}Ba

Для реєстрації ефекту автоіонізації на ^{133}Cs використовувалися три HPGe детектора, і сцинтиляційний Na (Tl). Для реєстрації рентгенівських низькоенергетичних променів і для розділення цих піків необхідно мати гарну енергетичну роздільну здатність. Тому використовувалися два напівпровідникових детектора з берилієвими вхідними вікнами і сцинтиляційний детектор з тонким вхідним вікном. Для реєстрації високоенергетичних γ -променів використовували HPGe детектор великого об'єму. Набор спектру відбувався протягом 500 годин.

На рис.4.11 (а,б) наведені спектри в збігівх з «енергетичними вікнами»

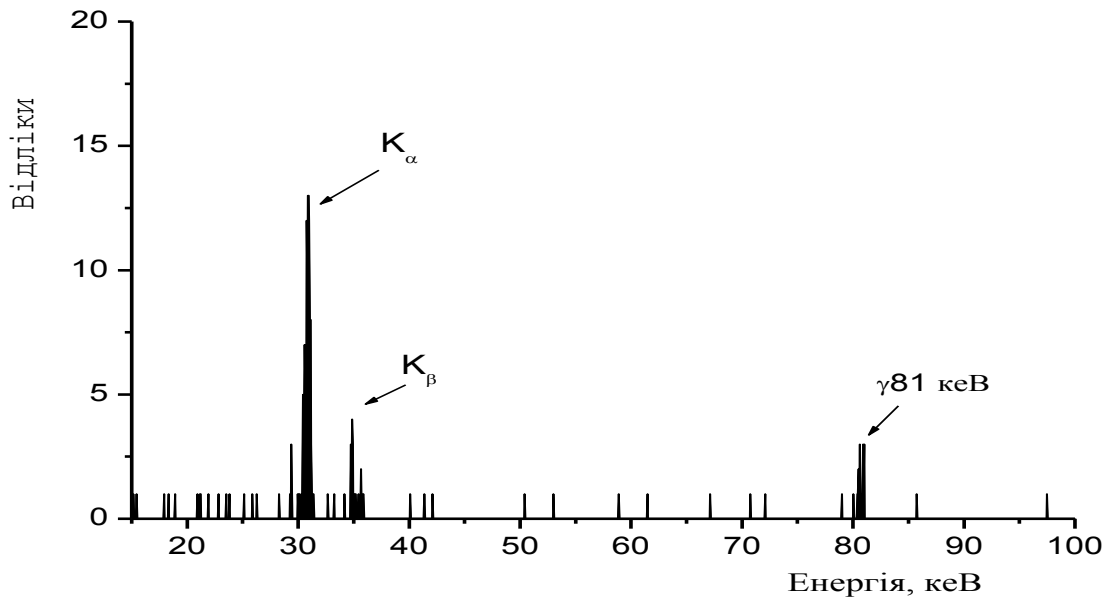


Рис.4.11(а) Спектр збігів з «енергетичними вікнами» K_{α} , K_{β} , $\gamma 81 \text{ кеВ}$ і $\gamma 356 \text{ кеВ}$

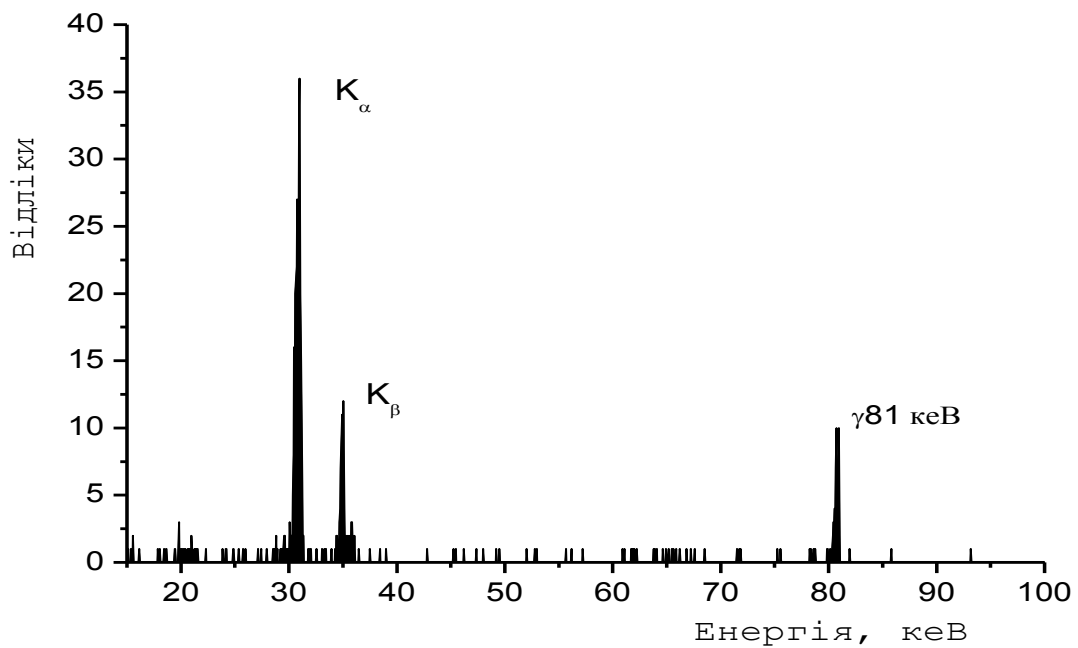


Рис.4.11(б) Спектр збігів з «енергетичними вікнами» 356 кеВ , 30 кеВ і 30 кеВ

Імовірність струшування при К-захоплення на даній установці вимірювалася при реєстрації збігів з вікнами в γ -спектрах, відповідних K_{α} , K_{β} , $\gamma 81 \text{ кеВ}$ і $\gamma 356 \text{ кеВ}$ (див. Рис.4.11.а.). В отриманому після сортування збігів у

спектрі інтенсивність рентгенівських ліній визначається тільки процесом струшування при К-захоплення. Величину випадкових збігів ми визначаємо з $\gamma_{81\text{keV}}$.

Для визначення ймовірності автоіонізації потрібно знати також ефективність реєстрації рентгенівського випромінювання Ge детекторів, яку можна розрахувати, використовуючи табличні дані про коефіцієнти конверсії та інтенсивності γ -переходів при розпаді ^{133}Ba .

В даному експерименті ймовірність автоіонізації визначається за допомогою формули:

$$P_{KK}^E = \frac{N_{\text{співпад}}}{N_{K\alpha} \cdot \epsilon_d \cdot f},$$

де $\epsilon_d = \epsilon_{\gamma_{356}} \cdot \epsilon_{\gamma_{81}} \cdot \epsilon_{K_x}$ – ефективність реєстрації γ -квантів детекторами, f – фактор враховує каскадність γ -переходів, збігів з якими вимірювалися.

Отримане значення ймовірності автоіонізації при К-захопленні рівно:

$$P_{KK}^E = (6.0 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}.$$

Цей результат береться без врахування внутрішнього гальмівного випромінювання.

Для дослідження ймовірності струшування електронів при конверсії γ -променів, ми виділяли такі енергетичні вікна, які дозволяють очистити одержуваний спектр від тих результатів, які не представляють ніякої цінності, а можуть створювати лише серію фонових відліків і випадкових збігів.

Для цього в спектрі збігів ми виділяли «вікна» 356 кеВ, 30 кеВ і 30 кеВ, вимірний спектр, зображений на малюнку 4.11.(б.)

Для даної конфігурації «вікон» в інтенсивність K_x -випромінювання дають внесок K_x -кванти від струшування електронів в процесі внутрішньої конверсії $\gamma_{81\text{keV}}$, K_x -переходи від струшування електронів при К-захопленні і випадкові збіги.

Розрахунок ймовірності автоіонізації в процесі внутрішньої конверсії проводиться аналогічно процедурі, наведеної для розрахунку струшування при

електронному захопленні. Нами було отримано, що ймовірність автоіонізації в процесі внутрішньої конверсії γ_{81} кеВ на К-оболонці дорівнює:

$$P_{KK}^K = (14 \pm 5) \cdot 10^{-3}$$

Обговорення результатів

Одночасне випускання двох К-електронів може відбуватися через віртуальний проміжний стан (ядерний КК-процес, див. Рис.1.4.в) або в результаті процесів розсіювання в атомних оболонках (електронний КК – процес, див. Рис.1.4 е).

Теоретичні оцінки можна зробити, використовуючи експериментальні дані про «ядерні» і «електронні» моди в $K\gamma$ -процесі. Результати вимірювань в роботі [93] для ^{137m}Ba показують, що «ядерний» $K\gamma$ -процес йде в основному мультипольного $M1 - E3$. При цій комбінації переходів нами було отримано, що для «ядерної» моди $P_{KK} / P_K \sim 10^{-7}$. Отримана величина на три порядки занижена в порівнянні з експериментом $P_{KK} = (6,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$. Таким чином, можна зробити висновок, що процес, який спостерігався нами в ^{123m}Te обумовлений електронною модою.

Як зазначалося раніше, дані про КК – процеси досить суперечливі. Ще кілька років тому Ісозумі [104] стверджував, що існує велика невідповідність між теоретичними передбаченнями і експериментальними даними по переходах в ядрах. Хоча деякі теоретичні і експериментальні результати не були включені в аналіз, проведений в [99], їх врахування не змінює висновків, зроблених в роботі [104]. У більшості випадків в розрахунках має місце недооцінка амплітуди ефекту в кілька разів.

Тут можна відзначити, що діаграма (див. Рис.1.4.е), може описувати кілька різних процесів. Можна розглядати цей процес, як двох квантовий перехід через зміну кулонівського поля ядра під час процесу внутрішньої конверсії γ -променів (струс). Лістенгартеном [103] був запропонований підхід, при якому вся енергія переходу поглинається електроною хмарою,

розділяючись між К-елекtrонами внаслідок їх взаємодії, тобто його можна трактувати, як процес внутрішньої конверсії внутрішнього Комптон-ефекту (див. рис.1.4.д,е). Однак ймовірності при таких, здавалося б, різних підходах виявилися приблизно однаковими. Для ядра ^{123m}Te відповідно до теоретичних оцінок $P_{\text{KK}} \approx (3-4) \cdot 10^{-5}$. Як видно, це суттєво відрізняється від експериментальних значень: $P_{\text{KK}}^{\text{K}} = (6,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$ для ^{123m}Te $P_{\text{KK}}^{\text{K}} = (14 \pm 5) \cdot 10^{-3}$ для ^{133}Cs .

Одним з можливих рішень цієї проблеми є врахування «прямої» взаємодії К-електрона з сусіднім К-електроном, запропонований в роботі [79]. Взаємодією в кінцевому стані (ВКС) між випроміненими електронами в попередніх розрахунках нехтують. Однак врахування ВКС знімає невідповідність між теоретичними результатами і експериментальними даними, що свідчить про переважний механізмі «прямої» взаємодії К-електрона для досліджуваного ядра.

Імовірність P_{KK} – процесу з урахуванням прямої взаємодії в наших розрахунках дорівнює: $P_{\text{KK}} = 5 \cdot 10^{-4}$ для ^{123m}Te . Як видно, узгодження в межах точності експерименту досить гарне.

Значення P_{KK} для ^{109m}Ag з нашого експерименту було визначене як $P_{\text{KK}} = (2.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$.

Якщо розглядати процес подвійної іонізації як взаємодію, зумовлену змінами кулонівського поля, то для ядер з $Z \sim 50$ воно повинно складати $P_{\text{KK}} \sim 4 \cdot 10^{-5}$. Проте ця оцінка не співпадає з отриманими експериментальними даними. З врахуванням моделі [98], яка пропонує враховувати взаємодію випромінених електронів в кінцевому стані (прямий процес $P_{\text{KK}}^{T_2}$) отримаємо гарне узгодження теоретичних і практичних результатів.

З усього вищевикладеного можна зробити висновок, що при одночасному випускненні двох К-електронів в процесі внутрішньої конверсії γ -променів домінуючим є «прямий» процес, при якому один з електронів на К – оболонці взаємодіє з сусіднім електроном на цій же оболонці. Оцінка цього вкладу в

підході запропонованому Друкаревим [98] наведені в таблиці.4.2. Як видно спостерігається добре узгодження.

Таблиця.4.2. Експериментальні данні про $P_{KK} \cdot 10^{-5}$

Ядро	Z	E_{γ} (кеВ)	E_K (кеВ)	E_c (кеВ)	$P_{KK}^{Ексн}$	P_{KK}
^{109}Ag	47	88	25.5	37	13.0(11)	30
^{114}In	49	192	27.9	136	10.2(6)	11.5
^{119}Sn	50	65.7	29.2	7.3	90(20)	150
$^{123}\text{Te}^*$	52	88.4	31.8	24.8	42(4)	45
^{131}Xe	54	164	34.5	95	11(2)	11.6
^{133}Cs	55	81	36	9	14(5)	6
$^{137}\text{Ba}^*$	56	662	37.4	587	7.7(40) 10.0(9)	9.2
$^{147}\text{Pm}^*$	61	91.1	45.2	0.74	186(9)	1500

Теорія автоіонізації атома при електронному захопленні в найбільш послідовному вигляді розроблена в роботі [89]. У цій роботі були розглянуті релятивістський і нерелятивістський межі і проведено порівняння з експериментальними даними. При енергії збудження досліджуваних ядер ($E \geq 100 \text{кэВ}$) дані для релятивістського і нерелятивістського підходу не надто відрізняються ($\Delta \sim 6-7\%$), а точність експериментальних даних як правило 30-50%. За наявними даними можна відзначити, що спостерігаються збіги з теорією в межах 50-70% тобто з урахуванням точності експериментальних даних задовільний. Нами були виконані оцінки за цією моделлю і було отримано, що ймовірність іонізації на К-оболонці при енергії 80.4 кеВ дорівнює $P_{KK}^E = 5 \cdot 10^{-3}$, тобто добре узгоджуються з нашими експериментальними даними. Аналіз наших даних і інших авторів, як вже вказано вище (розділ.4.3), дозволяє зробити висновок про те, що при електронному захопленні

ймовірність має значення $P_{KK}^E \approx \left(\frac{E}{B_K}\right)^{\frac{7}{2}}$, тобто в гарному узгодженні з нашими експериментальними даними.

4.4. Експериментальне дослідження аномалій КВК в ^{234}Pa

При фотоефекті на внутрішніх оболонках атома, при русі електрона всередині оболонки-виникають кореляційні ефекти взаємодії електрона з зв'язаними електронами атома. Подібні процеси можуть відбуватися в процесі внутрішньої конверсії γ -променів при енергіях ядерних переходів, близьких до енергій зв'язку оболонки, з якої вилітає електрон (див. розділ. 2.).

Така ситуація спостерігається в ядрі ^{234}Pa . У нього існує рівень, який розряджається γ -переходом $E_\gamma - 112.8$ кеВ, енергія якого всього на ≈ 0.2 кеВ більша енергії зв'язку К-електронів $E_K(\text{Pa})=112.598$ кеВ. При внутрішній конверсії цього переходу на К-оболонці вилітаючий електрон буде мати дуже малу кінетичну енергію ≈ 0.2 кеВ і можна чекати значні аномалії в КВК, зв'язаних з кореляційними ефектами.

Подібні дослідження виконувались в роботі [90] і був визначений значний вклад кореляційних ефектів в ^{187}Re і ^{234}Pa . Однак, точність вимірювань, як енергії γ -квантів так і ймовірність процесу внутрішньої конверсії γ -переходів з енергією 112.8 кеВ на К-оболонці (α_K) ^{234}Pa була недостатньою. Було проведено нові вимірювання на напівпровідникових спектрометрах з використанням новітніх методів обробки даних.

Вимірювання ймовірності процесу внутрішньої конверсії γ -променів проводились на рентгенівському γ -спектрометрі з Ge-детектором, який мав вхідне берилієве вікно, об'єм детектора 1 см^3 і мав роздільну здатність 400еВ на γ -лінії $E=63$ кеВ.

Вимірювання α_K γ 112.8кеВ ^{234}Pa проводились з джерелом з природнього U, продуктом розпаду якого є ^{234}Th рис.4.12. Розпад ^{238}U проходить ланцюгом

$^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Th} \rightarrow ^{234}\text{Pa}$. Характеристичне випромінювання ^{234}Pa зумовлено внутрішньою конверсією γ 112.8 кеВ. В K_x – спектрах Pa присутні також компонент K_x – випромінювання ^{231}Pa , відповідний ланцюгу $^{235}\text{U} \rightarrow ^{231}\text{Th} \rightarrow ^{231}\text{Pa}$.

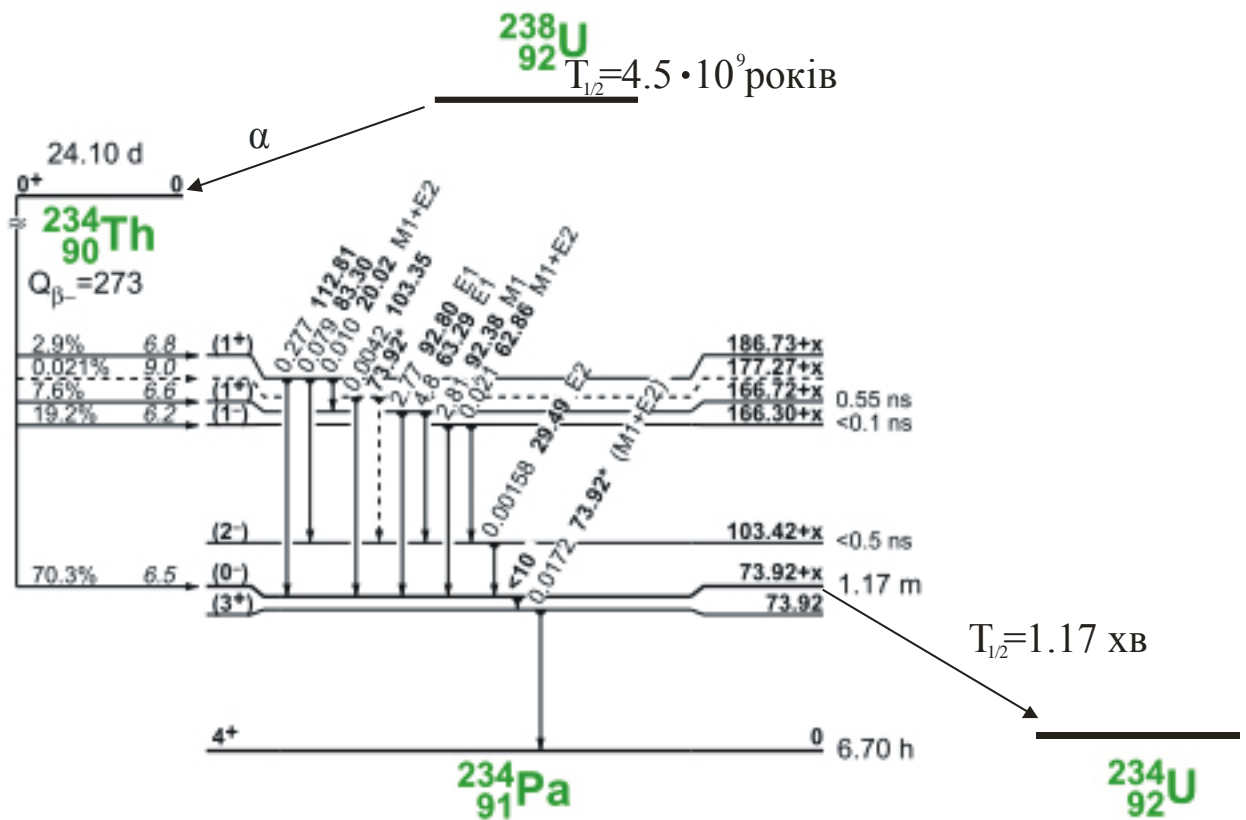


Рис.4.12.Схема розпаду ^{234}Th

Розпад активності мішені з природнього урану товщиною $100\text{мг}/\text{см}^2$ вимірювався на протязі 10 днів. За цей час було досягнуто статистичну похибку вимірювання $K_{\alpha 1}$ -лінії Pa $\leq 1\%$. Характерні ділянки K_x і γ -спектрів на рис.4.13 Активність ^{234}Pa ідентифікується по лінії $\gamma 92$, а ^{231}Pa по $\gamma 84\text{кеВ}$.

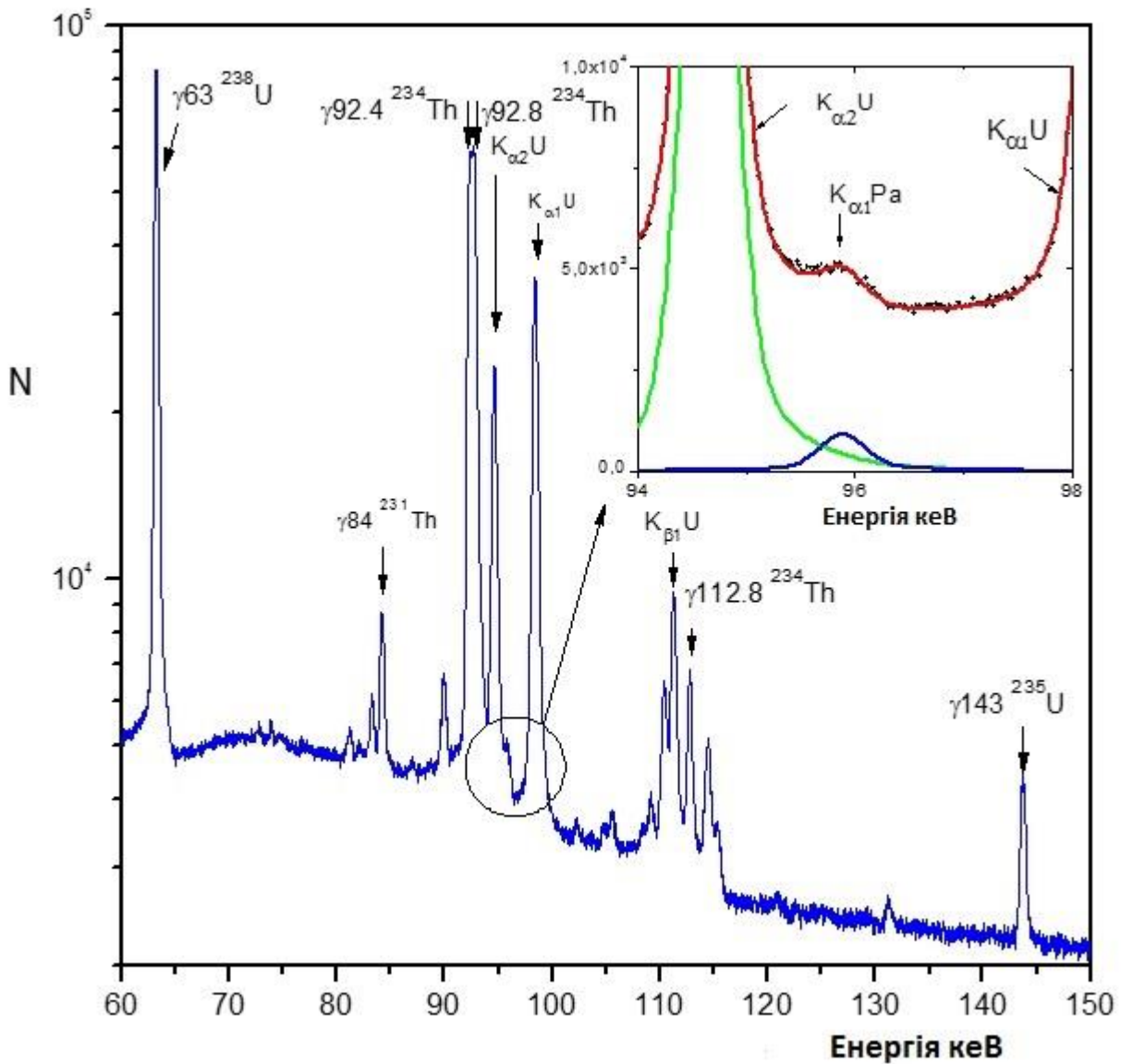


Рис.4.13. Фрагмент γ -спектру ^{234}Th виміряний на Ge -спектрометрі

При визначенні величини коефіцієнта внутрішньої конверсії допускалось, що K_{α} -лінія ^{234}Pa зв'язана з внутрішньою конверсією тільки для $\gamma 112.8\text{keV}$. Цей висновок базується на аналізі γ -спектрів цього вимірювання і робіт[91,92]. Весь комплекс цих даних показує, що всі γ -кванти, крім $\gamma 112.8$, мають енергію меншу, чим енергія зв'язку K -електронів. Частка K_x – випромінення, що утворюється при розпаді ^{231}Th , враховується за інтенсивністю $\gamma 84\text{keV}$, яка виміряна з статистичною похибкою $\leq 1\%$ рис.4.13 . Використовуючи дані про співвідношення $\gamma 184\text{keV}$ і $K_{\alpha}\text{Pa}$, які взяті з [92], де вони виміряні з точністю

$\approx 7\%$ і використовуючи внутрішню калібровку за ефективністю визначаємо вклад ^{231}Th в K_α лінії Pa. По ньому можна визначити інтенсивність K_α ^{234}Pa ($I_{K\alpha}$). Використовуючи отримане значення $I_{K\alpha}$ і виміряну інтенсивність I_γ γ -лінії $E_\gamma = 112.8\text{keV}$, було отримане значення коефіцієнта внутрішньої конверсії $\alpha_K = 0.220(11)$.

При порівнянні експериментальних значень з теоретичними необхідно обрати якусь модель розрахунку коефіцієнта внутрішньої конверсії. Значення КВК для E1-переходів залежить від того, чи виконується врахування вакансій, які утворюються в оболонці після вильоту електрону. Для ^{234}Pa табличні значення $\alpha_K = 0.277$, без врахування вакансій були розраховані з таблиці [22]. Врахування вакансій приведе до збільшення α_K на 2% . Таким чином $\alpha_K^{\text{Теор}}$

завищено в порівнянні з $\alpha_K^{\text{Експ}}$ $P_{KK}^{\text{Експ}} = \frac{\alpha_K^{\text{Теор}} - \alpha_K^{\text{Експ}}}{\alpha_K^{\text{Теор}}} = (21 \pm 4)\%$, якщо не враховувати роль вакансій і на $(23 \pm 4)\%$ при її врахуванні.

При аналізі даних про коефіцієнт внутрішньої конверсії необхідно знати з високою точністю енергію γ -кванту, оскільки це суттєво впливає на обране теоретичне значення КВК. Були проведені спеціальні виміри енергії відповідного переходу на напівпровідниковому спектрометрі Si-детектором, який мав роздільну здатність 350eV на $\gamma 63\text{keV}$ і отримані значення кривої ефективності спектрометру від енергії в області $60-120\text{keV}$ була монотонна спадаюча функція. Характерний спектр $\gamma 112.8\text{keV}$ наведений на рис 4.20.

При вимірюваннях на напівпровідникових спектрометрах важливе значення має вибір нормалі, диференційна не лінійність спектрометру і методика обробки спектрів. Сучасні методи і технології дозволяють отримати положення лінії з точністю $(0.05 \pm 0.01)\%$. Звідси виходить, що визначення енергії $\gamma 112.8\text{keV}$ з точністю $(1-2)\text{eV}$ вимагає того, щоб одна з γ -нормалей стояла не далі, ніж на $(2-3)\text{keV}$. При таких точностях проводити окремо вимірювання положення нормалей і досліджуваної γ -лінії неможливо, так як, не дивлячись на те, що інтегральна не лінійність в нашому спектрі була $\leq 0.1\%$, виключити методичні

помилки, пов'язані з якимось вимірюванням зовнішніх умов, неможливо. Тому у експерименті проводилась внутрішня енергетична калібровка по найбільш сильним значенням $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ і $K_{\beta 1}$ –лініям урану, енергії яких давно відомі.

Обробка проводилась методами найменших квадратів. Для цього в якості табличних ліній вибиралась нормаль $\gamma_{63\text{keV}}$ і вписувалась у якості згортки лоренціану з функцією відгуку Si детектора в $K_x\text{U}$, $K_x\text{Pa}$, $\gamma_{112.8\text{keV}}$, $\gamma_{92.4\text{keV}}$ і $\gamma_{92.8\text{keV}}$. При цьому враховувалось, що природня ширина K_{α} –лінії складає 82eV(розрахунок був виконаний без врахування ширини L-дірок). З врахуванням того, що ширина приладової лінії 350eV, на форму рентгенівських ліній починає впливати природня ширина K-дірки. Тому, що K_x –лінії описують Лоренцівським розподілом, а крива приладова Гаусіаном, з'являються «хвости» в K_{α} -лініях, виміряних на напівпровідникових спектрометрах.

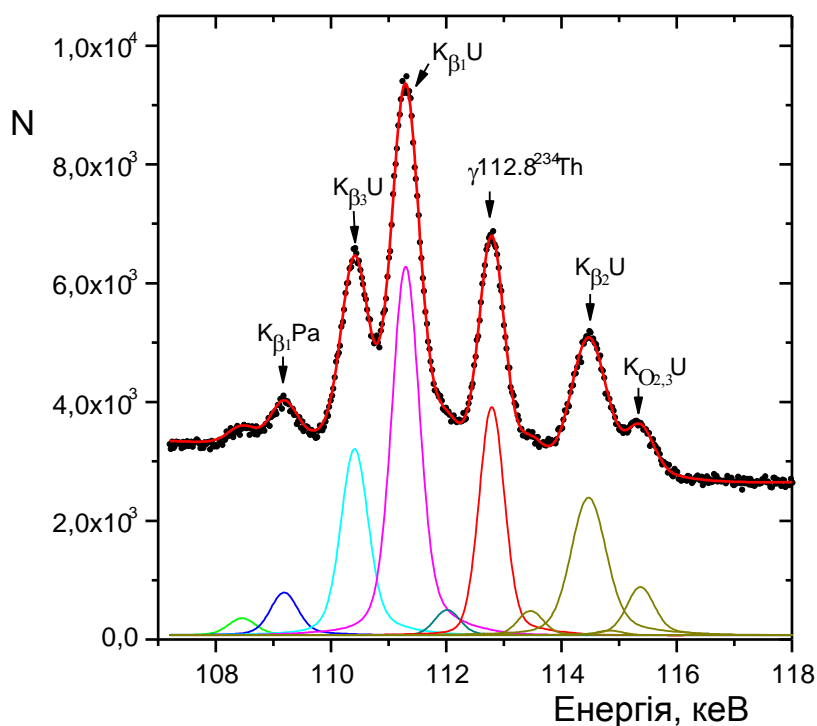


Рис.4.14. Ділянка γ -спектру в області K_{β} -лінії U, виміряний на Si-спектрометрі (знизу вказано розклад спектру з врахуванням фонові підкладки)

Розкид значень вимірювань енергій всіх досліджуваних γ і K_x -переходів у всіх вимірах не виходили за рамки 1.4eV. Однак, використовувались табличні значення енергій K_x –ліній урану, вони в різних таблицях різняться на 1eV [91,92]. Крім того, в якості основних реперів використовувались K_β - лінії урану, де присутні слабкі компоненти $K_\beta Pa$ рис.4.14 . Все це призводить до додаткових похибок, тому точність вимірювання $\gamma_{112.8}$ обмежена 2eV. З врахуванням всього було отримано значення енергії $E_\gamma(Pa)=112.790(2)$ keV.

Обговорення результатів

В таблиці наведені отримані результати про $\alpha_K^{Експ.}$ $\alpha_K^{Теор.}$ і параметри , що характеризують даний γ -перехід таб. 4.3

Таблиця 4.3 Отримані значення $\alpha_K^{Експ.}$ $\alpha_K^{Теор.}$

E_γ, keV	$E_\gamma - E_K, keV$	Γ, eV	$\alpha_K^{Експ}$	$\alpha_K^{Теор}$
112.790	192	82	0.220(11)	0.277

В даній таблиці Γ -природня ширина K -лінії (розрахунок виконаний без врахування природньої ширини L -лінії); $\alpha_K^{Теор}$ –табличне значення α_K з [22], $\alpha_K^{Експ}$ – значення отримане експериментально.

Як видно, спостерігається значна різниця між теоретичним і експериментальним значенням. Так як $\alpha_K^{Експ}$ значно менше $\alpha_K^{Теор}$, домішка $M2$ -компоненти , як і неврахованих γ -квантів високої енергії, тільки збільшить розбіжність, тому ці фактори можна не аналізувати. Роль ефектів проникнення в γ -переходах безпосередньо оцінити неможливо. Однак з аналізу схеми рівнів Pa , що заселяється при β - розпадах ^{234}Th витікає, що γ -переходи з енергією 92.4 keV і 112.8 keV розряджають стани однакової природи на один і той же низько лежачий стан (Рис.4.12). Дані про коефіцієнти внутрішньої конверсії 92.4 keV показують, що цей $E1$ -перехід в процесі внутрішньої конверсії не дає значний вклад в ефекти проникнення. Тому можна зробити припущення, що у випадку $\gamma_{112.8}$ keV ефекти проникнення не можуть впливати на зміну величини α_K .

Було зроблено припущення, що процес внутрішньої конверсії при кінетичних енергіях конверсійних електронів <1 кеВ аналогічній фотоіонізації і врахування кореляційних ефектів при використанні такого ж підходу до процесів внутрішньої конверсії γ -променів приводить до виникнення додаткової складової в ймовірності внутрішньої конверсії.

$$P = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\Gamma}{\Delta E + \Gamma/2} \right)^{-1} \quad (4.1)$$

Знак в (4.1) визначається з виразу $\delta = (\bar{r})^{-3} - (\tilde{r})^{-3}$, де \bar{r} - середнє значення радіусу, що характеризує розподіл електронів у атомі, тобто воно може бути будь-яким.

З отриманих даних витікає, що $P^{\text{теор}}(\text{Pa})=0.21$, $P^{\text{експ}}(\text{Pa})=0.23(4)$ з врахуванням вакансій і $P^{\text{експ}}(\text{Pa})=0.21(4)$ без врахування вакансій на К-оболонці відповідно.

Тому, з усього вище сказаного можна зробити висновок, що спостережені відхилення експериментальних коефіцієнтів внутрішньої конверсії від табличних можна трактувати, як прояв кореляційних ефектів в процесі внутрішньої конверсії γ -променів.

Також необхідно відмітити, результати даного експерименту добре узгоджуються з результатами роботи [42]

ВИСНОВОК

Для дослідження атомно-ядерних ефектів при розпаді збуджених станів ядер методом напівпровідникової γ -спектроскопії були розроблені методики, створені установки і розроблений пакет програм, що забезпечують проведення тривалих експериментів і аналіз отриманих спектрометричних даних з точністю, необхідної для вивчення процесів, що протікають з малою вірогідністю.

1. За допомогою розроблених методик вперше виміряні КВК на К-оболонці і доведено наявність ефекту проникнення в К-заборонених переходах в М1-переході ^{115}In . Для цього переходу $\alpha_K^E = 8,74 \pm 0,09$ $\alpha_K^{Tab} = 9,21$ і була отримана величина λ для переходу з енергією 35 кеВ в ^{115}In , $\lambda = 4,6 \pm 0,9$.

2. Вперше виміряно з високою точністю КВК на К оболонці для γ -переходів з енергіями 67 та 79 кеВ в ^{44}Sc і вперше спостерігався ефект проникнення в М1-переходах з $\lambda \sim 1$.

3. З високою точністю було виміряно КВК в М4-переходах $^{117,119}\text{Sn}$ і ^{125}Te , отримані данні: для ^{117}Sn $\alpha_K(156) = 30,8 \pm 0,6$, ^{125}Te $\alpha_K(109) = 181,3 \pm 3,6$, показано, що узгодження теоретичних та експериментальних даних досягається з врахуванням ефектів проникнення з $\lambda = 1 \pm 2$.

4. З високою точністю виміряні відносні інтенсивності гамма-переходів з розпаду ^{120}Sb . З отриманих даних визначені повні КВК і КВК на К-оболонці загальмованих $E1$ - та $E2$ -переходів з енергією 89.9 кеВ та 197.3 кеВ, відповідно.

5. Було виділено вклад у збудження атомів Ag внутрішнього гальмівного випромінення конверсійного електрону та внутрішнього комптон-ефекту. Визначено ймовірність іонізації К-оболонки в процесі внутрішньої конверсії на К-оболонці γ -променів, $P_{\text{KK}} = (2,46 \pm 0,12) \cdot 10^{-4} P_K$. Отримана ймовірність значно перевищує теоретичні оцінки що визначаються шляхом врахування тільки зміни заряду, і для ядер з $Z \sim 50$ вони повинно складати $P_{\text{KK}} \sim 4 \cdot 10^{-5}$. Наш результат знаходиться в гарному узгодженні з оцінками прямої взаємодії конверсійного електрону з сусіднім електроном [98]. Виходячи з цих

результатів, можна зробити висновок про домінування прямих процесів у збуджені ядра Ag.

6. Вперше були отримані данні про виникнення процесу струшування електрону з K-оболонки в розпаді ^{123m}Te . Імовірність подвійної іонізації атомів, згідно даних наших вимірів для ядра ^{123m}Te склав величину $P_{KK} = (6,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$.

7. Був вперше виявлений вклад ефектів проникнення у загальмованому E1-переході з фактором заборони $F_W = 18000$, уточнений вклад ефектів проникнення в загальмований E2-перехід. Вперше був визначений вклад спінових токів для E1-переходу. Проведено комплексне дослідження по збудженню атома в процесі внутрішньої конверсії γ -променів і електронному захопленню

Досліджено процес подвійної іонізації як взаємодії, що зумовлена змінами кулонівського поля, отримано просту аналітичну формулу $P_{KK} = 0,093/Z^2$, тобто для ядер з $Z \sim 50$ $P_{KK} \sim 4 \cdot 10^{-5}$. Такі значення знаходяться в гарному узгодженні з оцінками прямої взаємодії конверсійного електрону з сусіднім електроном [98]. Виходячи з цих результатів були зроблені висновки для Ag, про домінування прямих процесів.

8. Вперше були отримані експериментальні дані щодо ймовірності автоіонізації в процесі внутрішньої конверсії $\gamma 81$ кеВ на K-оболонці ядра ^{133}Cs , з вильотом електронів з кінетичною енергією менше 5 кеВ, який склав:

$$P_{KK}^K = (14 \pm 5) * 10^{-3}$$

Показано, що одним з можливих рішень цієї проблеми є врахування «прямої» взаємодії K-електрона з сусіднім K-електроном.

9. Вперше виміряні збудження атому при електронному захопленні з випроміненням кінетичних електронів з граничною енергією 8,4 кеВ і показано що процес описується за рахунок миттєвої зміни кулонівського поля.

Проведено дослідження впливу кореляційних ефектів на процес внутрішньої конверсії γ -променів на прикладі ядра ^{234}Pa . Виявлено що вплив

кореляційних процесів на процес внутрішньої конверсії в ^{234}Pa для переходів з кінетичною енергією 192 еВ складає 23%. Для цього було вперше виміряно енергію цього гамма-переходу з точністю 2еВ.

На закінчення вважаю своїм приємним обов'язком висловити глибоку подяку науковому керівнику, доктору фіз.-мат. Наук В.А.Желтоножському за постійну підтримку і безліч порад за змістом і формою дисертації, кандидату фіз.-мат. Наук Н.В.Стрільчуку, В.П. Хоменкову а також всім колегам з відділу структури ядра, які брали участь в роботах, що склали зміст цієї дисертації.

ВИКОРИСТАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Вишнеvский И.Н., Желтоножский В.А., Стрильчук Н.В., Драпей С.С. Исследование возбуждения атома ^{133}Cs в процессе электронного захвата и внутренней конверсии γ -лучей в распаде ^{133}Ba // Известия РАН, Серия физическая, том 68, № 11, ст. 1538-1540, 2004 г.
2. Драпей С.С., Желтоножский В.А., Садовников Л.В., Стрильчук Н.В., Шкулькова О.Г. Исследование эффектов проникновения в E1- и M1-переходах ^{44}Sc // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов, №2.-С.45-47. 2006 г.
3. Вишнеvский И.Н., Желтоножский В.А., Драпей С.С., Кочергина Е.О., Стрильчук Н.В. Исследование возбуждения атомов Ag в процессе внутренней конверсии γ -лучей // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов, №2.-С.41-44.2006 г.
4. Вишнеvский И.Н., Драпей С.С., Желтоножский В.А., Стрильчук Н.В. Исследование аномалий в квк переходов в ядрах ^{115}In , ^{117}Sn и ^{125}Te // Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 70, №11, ст 1608-1610. 2006 г.
5. Vishnevsky I.N., Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Strilchuk N.V. / Search for ICC anomalies in nuclear transitions of ^{115}In , ^{117}In , and ^{125}Te // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 70, Issue 11, Pages 1842-1845, 2006.
6. Вишнеvський І.М., Желтоножський В. О., Стрильчук М. В., Зелінський О. Г, Драпей С. С. Вивчення аномалій у процесі внутрішньої конверсії γ -променів ^{234}Pa // Збірник науковий праць Інституту ядерних досліджень.-Київ.-2006.-№1(17).-С.16-19.
7. Драпей С.С., Желтоножский В.А., Садовников Л.В., Стрильчук Н.В., Шкулькова О.Г. Исследование эффектов проникновения в E1- и M1-переходах ^{44}Sc // Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 71, № 6, с. 915-917. 2007.

8. Вишнеvский И.Н., Драпей С.С., Желтоножский В.А., Кочергина Е.О., Стрильчук Н.В. Исследование возбуждения атомов Ag в процессе внутренней конверсии γ -лучей //Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 71, № 6, с. 918-921. 2006.
9. Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Sadovnikov L.V., Strilchuk N.V., Shkulkova O.G. Study of penetration effects in the E1 and M1 transitions in ^{44}Sc // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 71, Issue 6, Pages 887-889, 2007.
10. Vishnevsky I.N., Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Kochergina E.O., Strilchuk N.V. Investigation of excitation of Ag atoms in internal conversion of γ rays.// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 71, Issue 6, , Pages 890-893.2007.
11. Вишнеvский И Н., Драпей С С., Желтоножский В.А., Желтоножская М.В., Стрильчук Н В. Гиперсателлиты при автоионизации атомов ^{109}Ag , ^{123}Te и ^{147}Pm в процессе внутренней конверсии гамма-лучей // Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 72, № 11, с. 1645-648, 2008.
12. Vishnevsky I.N., Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Zheltonozhskaya M.V., Strilchuk N.V. Hypersatellites at ^{109}Ag , ^{123}Te , and ^{147}Pm autoionization during internal electron conversion// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 72, Issue 11, Pages 1559-1562, 2008.
13. Вишнеvський И. М., Желтоножский В. О., Драпей С. С., Саврасов А.М., Хоменков В.П. Распад ^{120}Sb // Известия РАН, Серия физическая, том 78, №7, ст. 790-794, 2014.
14. Vishnevsky I.N., Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Savrasov A.N., Khomenkov V.P. Decay of ^{120}Sb // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 78, Issue 7, Pages 576-580, 2014.
15. Вишнеvский И.М., Желтоножский В.О., Стрильчук М. В., Драпей С. С. Дослідження одночасного випускнення двох К-електронів на ядрі $^{123\text{m}}\text{Te}$. //

- Збірник науковий праць Інституту ядерних досліджень.- Київ.-2003.- №1(9).-С.14-18.
16. Гаврилюк В.І., Гаврилюк-Буракова А.В., Драпей С.С., Проскурін Д.В., Романова О.П. Становлення культури ядерної безпеки в Україні // Збірник науковий праць Інституту ядерних досліджень.- Київ.-2014.-№15(2).-С.140-147.
 17. Кайдик Б.В., Бібік Т.В., Гаврилюк В.І., Драпей С.С., Романова О.П. Застосування статистичних методів для перевірки працездатності технічних засобів системи фізичного захисту // Збірник науковий праць Інституту ядерних досліджень.- Київ.-2019.-№20(1).-С.90-95.
 18. Банд И.М., Листенгартен М.А., Фересин А.П. Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии гамма-лучей. – Л.: Наука. – 1976. – 175 с.
 19. Листенгартен М.А. Аномальная внутренняя конверсия в электромагнитных переходах атомных ядер // Совр. Методы ядерн. Спектроскопии. –1985. –С.142-204.
 20. Table of Isotopes, ed. By C.M.Lederer and V.S.Shirley, New York, 1978.
 21. PCNuDat, version 2.22, Brookhaven National Laboratory, New York, 2002.
 22. Hager R.S., Seltzer E.C. Internal Conversion Tables. P.I. 30 (Z (103. – Nucl. Data Tables. -1968. –Vol. A4. –P.1-135.
 23. Rosel F., Fries H., Alder K., Pauli H. Internal Conversion Coefficients for all Atomic Shells. – Atom. Data Nucl. Data Tables. -1978. –Vol.21. –P.91-514.
 24. Банд И.М., Тржасковская М.Б. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-лучей на К-, L- и M-оболочках. – Л.: изд. ЛИЯФ. – 1978. – 179 с.
 25. Листенгартен М.А., Сергеев В.О. а) Сильные и слабые утверждения при изучении внутренней конверсии гамма-лучей. // В кн.: Сильные и слабые утверждения в ядерной спектроскопии и теории ядра. –Л.: Наука. -1981. – С.39-72; б) О сравнении с экспериментом коэффициентов внутренней конверсии гамма-лучей. // Изв. АН СССР, сер. Физ. -1981. –Т.45, -С.814-821.

26. Листенгартен М.А. а) Внутренняя конверсия. – Изв. АН СССР, сер.физ. - 1958. –Т.22. –С.759-774; б) О влиянии структуры ядра на коэффициенты внутренней конверсии. // Изв. АН СССР, сер.физ. -1962. –Т.26. –С.1451-1458; в) Эффект проникновения во внутренней конверсии. – Изв. АН СССР, сер.физ. -1978. –Т.42. –С.1823-1828.
27. Листенгартен М.А. Внутренняя конверсия гамма-лучей. // В кн.: Гамма-лучи. –М.: Изд-во АН СССР. -1961. –С.271-317.
28. Листенгартен М.А. Внутренняя конверсия. // В кн.: Материалы 2-й школы по теории структуры атомного ядра. Л.: Изд. ФТИ им. А. Ф. Иоффе. -1967. –С.193-220.
29. Dragoun O. Internal Conversion Electron Spectroscopy. // Adv. Electronics, Electron Physics. -1983. –Vol.60. –P.1-94.
30. Church E.L., Weneser J. Nuclear Structure effects in Internal Conversion. // Ann. Rev. Nucl. Sci. -1960. –Vol.10. –P.193-234.
31. Pauli H.C., Alder K., Steffen R. Internal Conversion of gamma-rays. // In: Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. Amsterdam, North-Holland Publ. Co. -1975. –P.341-440.
32. Борисоглебский Л.А. и др. Таблицы по внутренней конверсии на М-оболочке. –Минск: Изд-во БГУ. -1972. -114 с.
33. Слив Л.А. Учет конечных размеров ядра при вычислении коэффициентов внутренней конверсии. // ЖЭТФ. -1951. –Т.21. –С.770.
34. Rose M.E. Internal Conversion Coefficients. Amsterdam: North-Holland Publ. Co. -1958. -173 p.
35. Банд И.М., Листенгартен М.А., Слив Л.А. Таблицы конверсионных матричных элементов и фаз. $49 \leq Z \leq 92$. // В кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. М.: Атомиздат. -1969. –Т.3. –С.608-647.
36. Листенгартен М.А., Фересин А.П. Таблицы для анализа аномалий в КВК заторможенных гамма-переходов // Препринт ФТИ-117, Л., 1968.

37. Банд И.М., Листенгартен М.А., Слив Л.А. Таблицы конверсионных матричных элементов и фаз. $49 \leq Z \leq 92$. // В кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. М.: Атомиздат. -1969. –Т.3. –С.608-647.
38. Войханский М.Е., Листенгартен М.А. О правилах отбора при конверсионных переходах // Изв. АН СССР, сер.физ. -1959. –Т.23. –С.238-243.
39. Hager R.S., Seltzer E.C. Internal Conversion Tables. P.III: Coefficients for the Analysis of Penetration Effects in Internal Conversion and E0 Internal Conversion. // Nucl. Data Tables. -1969. –Vol. A6. –P.1-127.
40. Зельдович Я.Б. Электромагнитное взаимодействие при несохранении четности. // ЖЭТФ. -1957. –Т.33. –С.1531-1533.
41. Дубовик В. М., Чешков А.А. Мультипольное разложение в классической и квантовой теории поля. // ЭЧАЯ. -1974, т. 5, с. 791-841.
42. М.Я. Амусья, М.А. Листенгартен, С.Г. Шапиро.//Изв. АН СССР, сер.физ. 32, с.1415,1968.
43. Manthuruthil J.C., Hamilton J.H. In:Radioactivity in Nuclear Spectroscopy. N.Y., 1972, p. 753
44. Ljubicic A., Hrastnik B., Plakovac K., Jurcevic M., Basar I. Deexcitation of the 662-keV State in ^{137}Ba by the Internal Compton Effect // Phys.Rev. C. -1971. – Vol.3. –P.824-831.
45. W.Beusch. Uber Zweiquanten-Ubergange an Ba-137 // Helv.Phys.Acta. -1960. – Vol.33. –P.363.
46. Zheltonozhsky V.A., Strilchuk N.V., Khomenkov V.P. // Bull. Russ. Acad. Sci. 1998 V. 62. P. 794.
47. J.Eichler // Z.Phys. -1960. –Vol.160. –P.333.
48. Д.П.Гречухин // ЯФ. -1966. –Т.4. –С.497.
49. W.Beusch. Uber Zweiquanten-Ubergange an Ba-137 // Helv.Phys.Acta. -1960. – Vol.33. –P.363.
50. Kramp J., Habs D., Kroth R. Et al. Nuclear Two-Photon Decay in $0^+ \rightarrow 0^+$ Transitions // Nucl.Phys. -1987. –Vol. A474. –P.412.

51. Table of Isotopes, ed. By R.B.Firestone. New York, 1996.
52. W.W.Black. Application of Correlation Techniques to Isolate Structure in Experimental Data // Nucl. Instrum. & Methods. – 1969. –Vol.71. – P.317-327.
53. A.L.Connelly, W.W.Black. Automatic Location and Area Determination of Photopeaks // Nucl. Instrum. & Methods. – 1970. –Vol.82. – P.141-148.
54. G.W.Phillips, K.W.Marlow. Automatic Analysis of Gamma-Ray Spectra from Germanium Detectors // Nucl. Instrum. & Methods. – 1976. –Vol.137. –P.525-536.
55. A.Robertson, W.V.Preswitch, T.J.Kenneth. // Nucl. Instrum. & Methods. – 1972. –Vol.100. – P.317.
56. V.Hnatowicz. Identification of Weak Lines in Gamma-Ray Spectra // Nucl. Instrum. & Methods. – 1976. –Vol.133. – P.137-141.
57. Genie-PC. User's Manual. Canberra Industries, Inc. – Meriden (USA). – 1995.
58. M.A.Mariscotti. A Method for Automatic Identification of Peaks in the Presence of Background and Its Application to Spectrum Analysis. // Nucl. Instrum. & Methods. – 1967. –Vol.50. – P.309-320.
59. J.T.Routti, S.G.Prussin. Photopeak Method for the Computer Analysis of Gamma-Ray Spectra from Semiconductor Detectors // Nucl. Instrum. & Methods. – 1969. –Vol.72. – P.125-142.
60. B.Nyman. Techniques for Fast Evaluation of Ge(Li)-Detector Gamma-Ray Spectra with Small Computers // Nucl. Instrum. & Methods. – 1973. –Vol.108. – P.237-241.
61. И.Н.Вишнеvский, В.А.Желтоножский, А.Г.Зелинский, Л.В.Садовников, Н.В.Стрильчук, В.П.Хоменков, Ю.М.Шевченко. Атомно-ядерные эффекты в процессе внутренней конверсии γ -лучей // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень. – Київ. – 1999. – С.60-64.
62. A.Savitzky, M.Golay // Anal. Chem. – 1964. –Vol.36. – P.1627.
63. T.Harper, T.Inouye, N.C.Rasmussen. Report MIT-3944-2, Cambridge, MA, USA. – 1968.
64. I.A.Slavic, S.P.Bingulac // Nucl. Instrum. & Methods. – 1970. –Vol.84. – P.261.

65. J.Lauterjung, G.Will, E.Hinze. A Fully Automatic Peak-Search Program for the Evaluation of Gauss-Shaped Diffraction Patterns // Nucl. Instrum. & Methods. – 1985. –Vol.A239. – P.281-287.
66. D.C.Robinson // Nucl. Instrum. & Methods. – 1970. –Vol.78. – P.120.
67. J.Kern. Computer Analysis of Nuclear Spectra and gamma-Energy Standards // Nucl. Instrum. & Methods. – 1970. –Vol.79. – P.233.
68. W.Teoh. CUTIPIE – A Computer Program to Analyze Gamma-Ray Spectra // Nucl. Instrum. & Methods. – 1973. –Vol.109. – P.509.
69. N.Sasamoto, K.Koyama, S.Tanaka // Nucl. Instrum. & Methods. – 1975. – Vol.125. – P.507.
70. R.Gunnink. Computer Techniques for Analysis of Gamma-Ray Spectra // Proc. Am. Nucl. Soc. Topical Conf. On Computers in Activation Analysis and Gamma-Ray Spectroscopy. – Mayaguez, Puerto Rico. – 1978. CONF-780421. – P.109.
71. W.Watzig. A Direct Method for Background Subtraction in Gamma-Ray Spectra // Proc. Am. Nucl. Soc. Topical Conf. On Computers in Activation Analysis and Gamma-Ray Spectroscopy. – Mayaguez, Puerto Rico. – 1978. CONF-780421. – P.150.
72. K.Debertin, R.G.Helmer. Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors. – Amsterdam: Elsevier Science Publishers. – 1988.
73. H.Baba, T.Sekine, S.Baba, H.Okashita. Report JAERI-1227, 1973.
74. W.C.Schick. Report IS-3460. – Ames (USA), 1974.
75. J.L.Campbell, H.H.Jorch // Nucl. Instrum. & Methods. – 1979. –Vol.159. – P.163.
76. R.G.Helmer, M.A.Lee // Nucl. Instrum. & Methods. – 1980. –Vol.178. – P.499.
77. Волков. Численные методы. – М.: Наука, 1989.
78. M.C.Lepy, B.Duchemin, J.Morel. Comparison of experimental and theoretical L X-ray emission probabilities of ^{241}Am , ^{239}Pu and ^{240}Pu // Nucl. Instrum. & Methods A. – 1994. –Vol.353. – P.10-15.
79. Table of Isotopes, ed. By C.M.Lederer and V.S.Shirley, New York, 1978.

80. М.Д.Бондарьков, И.Н.Вишневский, В.А.Желтоножский, В.П.Хоменков. Исследование L_{α} -излучения ^{241}Am // Тезисы докладов 49 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре ат. Ядра. – Санкт-Петербург. – 1999. – С.119.
81. PCNuDat, version 2.22, Brookhaven National Laboratory, New York, 2002.
82. Листенгартен М.А. // Современные методы ядерной спектроскопии /Под ред. Дзелепова Б.С. Л.: Наука,1985.203 с.
83. Желтоножский В.А., Стрильчук Н.В.,Панкратова Е.С., Хоменков В.П.,// Тез. Докл. 51-го совещ. По ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Саров, 2001. С.151.
84. S.Raman, C.W.Nestor, Jr., A. Ichihara and M.V.Trzaskovskaya Phys.Rev. c66, 044312 (2002)
85. J.K. Kluwer et al., Nucl. Phys. 49, 328(1963)
86. R.A. Ristinen and A.W. Sunyar, Phys. Rev. 153. 1209.(1967)
87. Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., и др // Изв. РАН. Сер. Физ. 2003.Т.67.№10.С.1508.
88. Feinberg E.L.//J.Phys.(USSR).1941.V.4.P.423.
89. Law J., Campbell J.L. // Nucl. Phys. A. 1973.V.199.
90. Бондарьков М. Д., Желтоножский В.А., Зелинский А.Г., Садовников Л.В., Ухин М.А. Исследование корреляционных эффектов в процессе внутренней конверсии γ -лучей.// ЖЭТФ – 1996 – Т. 110 – вып. 2(8) – С. 443-449.
91. Table of radioactive Isotopes, Ed. By E. Browne et al. – John Wiley Inc. – New York – 1986.
92. Table of Isotopes // Ed. R.V.Firestone, J.Wiley and Sons – New York – 1996.
93. Бондарьков М.Д. и др.//Измерительная техника. 1997. №10.С.57.
94. Nuclear Data Tables // ed. Way K. 1969. А6. P. 1
95. Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Ухин М.А. Точное измерение полных КВК М4-переходов в ^{117}In , ^{117}Sn , ^{197}Pt и ^{197}Hg // Изв. АН СССР, сер.физ. -1987. –Т.51, №5. –С.863-866.

96. Банд И.М., Листенгартен М.А., Фересин А.П. Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии гамма-лучей. – Л.: Наука. – 1976. – 175 с.
97. Листенгартен М.А. Аномальная внутренняя конверсия в электромагнитных переходах атомных ядер // Совр. Методы ядерн. Спектроскопии. -1985. –С.142-204.
98. E.G.Drukarev, Z.Phys, 1997, A359, p. 133.
99. Ljubicic A., Hrastnik B., Plakovac K., Jurcevic M., Basar I. Deexcitation of the 662-keV State in ^{137}Ba by the Internal Compton Effect // Phys.Rev. C. -1971. – Vol.3. –P.824-831.
100. Table of Isotopes // ed. Shirley V.S. 8th Edition. 1996.
101. Желтоножский В.А., Стрильчук Н.В., Хоменков В.П. // Изв. РАН. Сер. Физ. 1998. Т. 62. № 5. С. 981;
102. Е.Ж.Меликян // ЖЭТФ. -1956. –Т.31. –С.1088.
103. Листенгартен М.А.// Вестн. ЛГУ.Сер.физика и химия. 1962. № 16.С. 142.
104. Isozumi Y.// Nucl.Instrum. Metods. A. 1989. V. 280. P.151.
105. Слив Л.А., Банд И. М. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-лучей, ч. I, М.-Л., 1956; ч. II, 1958; в кн.: Гамма-лучи. М.-Л., 1961, с. 318; - in: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Amsterdam, 1965, p. 1639. Пер. в кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Т. 3, М., 1969, с. 475.

ДОДАТОК А: СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Вишне夫斯基 И.М., Желтоножский В.О., Стрильчук М. В., Драпей С. С. Дослідження одночасного випущення двох К-електронів на ядрі ^{123m}Te . // Збірник науковий праць Інституту ядерних досліджень.- Київ.-2003.-№1(9).- С.14-18.
2. Vishnevsky I.N., Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Strilchuk N.V. / Search for ICC anomalies in nuclear transitions of ^{115}In , ^{117}In , and ^{125}Te // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 70, Issue 11, Pages 1842-1845, 2006.
3. Вишневський І.М., Желтоножський В. О., Стрильчук М. В., Зелінський О. Г, Драпей С. С. Вивчення аномалій у процесі внутрішньої конверсії γ -променів ^{234}Pa // Збірник науковий праць Інституту ядерних досліджень.- Київ.-2006.- №1(17).-С.16-19.
4. Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Sadovnikov L.V., Strilchuk N.V., Shkulkova O.G. Study of penetration effects in the E1 and M1 transitions in ^{44}Sc // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 71, Issue 6, Pages 887-889, 2007.
5. Vishnevsky I.N., Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Kochergina E.O., Strilchuk N.V. Investigation of excitation of Ag atoms in internal conversion of γ rays.// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 71, Issue 6, Pages 890-893.2007.
6. Vishnevsky I.N., Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Zheltonozhskaya M.V., Strilchuk N.V. Hypersatellites at ^{109}Ag , ^{123}Te , and ^{147}Pm autoionization during internal electron conversion// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 72, Issue 11, Pages 1559-1562, 2008.
7. Vishnevsky I.N., Drapey S.S., Zheltonozhsky V.A., Savrasov A.N., Khomenkov V.P. Decay of ^{120}Sb // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 78, Issue 7, Pages 576-580, 2014.

8. Драпей С.С., Желтоножский В.А., Садовников Л.В., Стрильчук Н.В., Шкулькова О.Г. Исследование эффектов проникновения в E1- и M1-переходах ^{44}Sc // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов, №2.-С.45-47. 2006 г.
9. Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Драпей С.С., Кочергина Е.О., Стрильчук Н.В. Исследование возбуждения атомов Ag в процессе внутренней конверсии γ -лучей // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов, №2.-С.41-44.2006 г.
10. Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Стрильчук Н.В., Драпей С.С. Исследование возбуждения атома ^{133}Cs в процессе электронного захвата и внутренней конверсии γ -лучей в распаде ^{133}Ba // Известия РАН, Серия физическая, том 68, № 11, ст. 1538-1540, 2004 г.
11. Вишневский И.Н., Драпей С.С., Желтоножский В.А., Стрильчук Н.В. Исследование аномалий в квк переходов в ядрах ^{115}In , ^{117}Sn и ^{125}Te // Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 70, №11, ст 1608-1610. 2006г.
12. Драпей С.С., Желтоножский В.А., Садовников Л.В., Стрильчук Н.В., Шкулькова О.Г. Исследование эффектов проникновения в E1- и M1-переходах ^{44}Sc // Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 71, № 6, с. 915-917. 2007 г.
13. Вишневский И.Н., Драпей С.С., Желтоножский В.А., Кочергина Е.О., Стрильчук Н.В. Исследование возбуждения атомов Ag в процессе внутренней конверсии γ -лучей //Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 71, № 6, с. 918-921. 2006 г.
14. Вишневский И Н., Драпей С С., Желтоножский В.А., Желтоножская М.В., Стрильчук Н В. Гиперсателиты при автоионизации атомов ^{109}Ag , ^{123}Te и ^{147}Pm в процессе внутренней конверсии гамма-лучей // Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 72, № 11, с. 1645-648, 2008 г.

15. Вишневський І. М., Желтоножский В. О., Драпей С. С., Саврасов А.М., Хоменков В.П. Распад ^{120}Sb // Известия РАН, Серия физическая, том 78, №7, ст. 790-794, 2014 г.

ДОДАТОК Б: АПРОБАЦІЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ

Основні результати дисертації доповідались на: Міжнародних нарадах з ядерної спектроскопії та структури атомного ядра // 53, 55, 57, 62, 63, 65 Міжнародних нарадах з ядерної спектроскопії та структури атомного ядра, на 2-й,3-й та 4-й Міжнародних конференціях «Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy», щорічних конференціях ІЯД НАН України 2005–2017 років, семінарах відділу структури ядра та на об'єднаних семінарах відділів ІЯД.