

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



Страхиња Илић

Утицај акумулације фисионих продуката на промену специфичне гама константе извора ²⁵²Cf

-мастер рад-

Нови Сад, 2013.

Садржај:

| 1. Увод | 2 |
|--|----|
| 2.Калифорнијум његове особине | |
| 2.1. Алфа распад | |
| 2.2. Фисија | 9 |
| 2.2.1.Фисиони продукти | 11 |
| 2.2.2.Механизам фисије, фисиона баријера | 12 |
| 3. Производња калифорнијума 252 | 15 |
| 3.1.Радиохемијско процесуирање калифорнијума | |
| 3.2.Производња извора | 19 |
| 3.2.1.Неутронски извори за научна истраживања | 19 |
| 3.2.2.Извори за продају или изнајмљивање у индустријске сврхе | 20 |
| 4.Дозиметрија | 22 |
| 4.1.Дозиметријске величине и јединице | 22 |
| 4.1.1.Експозиција | |
| 4.1.2.Апсорбована доза | 23 |
| 4.1.3. Еквивалентна доза | |
| 4.1.4.Прорачуни експозиције и апсорбоване дозе | |
| 4.1.5.Доза калифорнијумовог извора | |
| 4.1.6.Одређивање гама константи изотопа | |
| 5.Резултати мерења | |
| 5.1.Експериментална поставка | |
| 5.2.Анализа резултата | |
| 5.2.1.Спектар из 2008. године | |
| 5.2.2.Спектар из 2013. године | |
| 5.2.3. Масени апсорпциони коефицијент | |
| 5.2.4.Калибрисање ефикасности | |
| 5.2.5.Вредности специфичних гама константи | |
| 5.2.5.1.Спектар из 2008. године | |
| 5.2.5.2.Спектар из 2013. године | |
| 5.2.6.Утицај гама линија слабих интензитета | |
| 5.3.Анализа пораста специфичне гама константе | |
| 5.3.1.Активност у радиоактивном ланцу | 47 |
| 5.3.2.Гама константе краткоживећих потомака | |
| 5.3.3.Гама константе дугоживећих потомака | |
| 5.4. Теоријско предвиђање временске зависности специфичне гама константе | 52 |
| 5.4.1. Рачунање временске зависности специфичне гама константе | |
| 6.Закључак | 56 |
| 7.Литература: | 58 |

1. Увод

Након откривања природне радиоактивности, она је веома брзо нашла примену у бројним сферама живота. Самим тим, велики број људи је почео да долази, како у посредан, тако и непосредан контакт са различитим радиоизотопима. Такође, у наредних неколико година постале су видне прве последице прекомерног озрачивања, па се указала потреба увођења физичких величина које ће дати квантитативну меру ефеката зрачења. Ово је одредило развој дозиметрије, као неопходне гране физике.

За различите радионуклиде који емитују гама или Х зрачење потребно је адекватно проценити екпсозициону дозу, на различитим растојањима. Ове процене су неопходне у бројним случајевима: за одређивање примљене дозе пацијената у различитим медицинским терапијама, за калибрисање дозиметара и других мерних инструмената, планирање заштите од зрачења, итд.

За једноставне геометрије извора, најлакши начин процене дозе је преко дефинисања специфичне гама константе. Она описује дозу извора јединичне активности на јединичном растојању. Њена вредност је позната за велики број радиоизотопа који имају широку примену и рачуна се, како за појединачне радионуклиде, тако и за оне који се налазе у равнотежи са својим потомцима.

Већина радиоактивних изотопа који се користе у медицинским терапијама јесу искључиво гама емитери. Међутим, 252 Cf је посебан, јер се користи као извор неутрона. Но, он не емитује само неутроне, већ је присутно и гама зрачење, те укупна доза коју калифорнијум даје представља збир дозе од неутрона и гама фотона. Како неутрони приликом интеракције са материјом имају већу биолошку ефикасност, допринос укупној дози калифорнијумовог извора од стране гама зрачења се занемарује. Шема распада 252 Cf је добро позната. То значи да је специфична гама константа извора позната само за свеже произведен калифорнијумов извор.

Калифорнијум 252 је се користи као неутронски извор услед чињенице да доживљава спонтану фисију. Знатан број његових фисионих продуката такође представљају гама емитере, који у суштини доприносе укупној дози. Међутим, због чињенице да је код свежег извора неутронска доза већа од дозе гама зрачења, о утицају нагомилавања фисионих продуката временом у запечаћеном извору, те њиховом доприносу укупној гама дози се не води рачуна.

Идеја рада је да се закључи да ли и на који начин нагомилавање фисионих продуката у извору утиче на укупну специфичну гама константу извора. Основа за то представљају два гама спектра, снимљена у различитим временским тренутцима. Из спектара су рачунате специфичне гама константе, за различите старости извора. Уколико долази до било какве промене, потребно је и закључити шта утиче на ту промену.

2.Калифорнијум његове особине

Калифорнијум је деведесет осми елеменат у периодном систему. То је сиви метал, густине сличне олову и представља шести трансурански елемент, који је добијен 1950. године на Универзитету Калифорније у Берклију [1]. Први изотоп калифорнијума који је откривен био је ²⁴⁵ Сf и добијен је излагањем мете од киријума 242 α честицама, енергије 35 MeV, унутар циклотрона [2]. Реакција добијања калифорнијума се може написати:

$${}^{242}_{96}Cm + {}^{4}_{2}He \to {}^{245}_{98}Cf + {}^{1}_{0}n \tag{a.0}$$

Постоји десет његових изотопа, који су сви радиоактивни, међутим, само пет од њих довољно дуго живи да би представљали било какву опасност по окружење. Времена полураспада, као и канали распада за претходно поменутих пет изотопа су дати у следећој табели [3]:

| Изотоп | Изотоп Време полураспада | | Енергија распада |
|--------|--------------------------|------------------------|------------------|
| | (година) | | (MeV) |
| Cf-248 | 0.91 | α(~100%) | 6,369 |
| | | Спонтана | 0,0029 |
| | | фисија(0,0029%) | |
| Cf-249 | 350 | α(~100%) | 6,295 |
| | | Спонтана фисија | 4,4 10-7 |
| | | (5 10 ⁻⁷ %) | |
| Cf-250 | 13 | α(99,2%) | 6,217 |
| | | СФ(0,08%) | 0,077 |
| Cf-251 | 900 | α | 6,172 |
| Cf-252 | 2.6 | α(96,91%) | 6,217 |
| | | CΦ(3,09%) | |

Табела а.1 - радиоактивни изотопи калифорнијума

Једини изотоп калифорнијума који се производи у комерцијалне сврхе је ²⁵²Cf, због његових специфичних особина. Овај изотоп је први пут добијен 1952. године и представља неутронски емитер, те као такав има широку примену и поред тога што је доступан у веома малим количинама. Његова употреба иде од неутронске активације, преко мерача влаге, за откривање нафте и воде у Земљиној кори, па до коришћења у брахитерапији, за третирање различитих врста канцера.

Време полураспада калифорнијума 252 је 2,645 године, специфичне је активноси од 536 Ci/g [3] и има два канала путем којих се распада. Наиме, емитовањем α честица трансформише се у свог првог потомка ²⁴⁸Cm (киријум). Овај канал заузима 96,91% свих распада калифорнијума 252. Други канал распада је путем спонтане фисије, путем које се распада на велики број фисионих продукада, са различитом вероватноћом настанка. На спонтану фисију одлази 3,09% од укупног броја распада. Услед распада фисијом, калифорнијум емитује 4,4 10⁹ неутрона ко кирију своје активности [4].

2.1. Алфа распад

У експериментима које је Радерфорд спроводио са својим сарадницима, први пут се сазнало о особинама природних радиоактивних честица, названих α честице. За њих је показано да представљају језгра хелијума, односно да се састоје од два протона и два неутрона. Имају опсег енергија од 4 до 9 MeV, међутим, имају веома малу продорност и довољно је 100 µm дебљине внеког чврстог материјала како би се зауставиле [5].

Алфа честице су се користиле за испитивање структуре језгара у експериментима расејања и касније, за добијање неутрона при реакцији са берилијумом. Пре почетка коришћења првих акцелератора, играле су веома велику улогу у нуклеарној физици. Процес алфа распада језгра се може исписати:

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He + Q_{\alpha} \tag{a.1}$$

Језго које настаје после распада има редни број за два мањи од полазног језгра, па се при том отпуштају два електрона, да би нови атом био електронеутралан. Алфа распад могу да доживе атоми којима је маса већа од збира масе алфа честице и језгра које има редни број за два мањи од почетног. Ово је задовољено за већину тежих језгара од олова. Како енергија везе по нуклеону опада са порастом масеног броја, α распадом настаје ново, јаче спрегнуто језгро, те долази до ослобађања енергије. Реакција распада је стога егзотермна, енергија се ослобађа у виду кинетичке енергије алфа честице и узмака језгра потомка, у односу:

$$E_j = \frac{M_\alpha}{M_j} E_\alpha \tag{a.2}$$

Са индексима ј означени су енергија узмака језгра потомка и маса језгра потомка, док са су са индексом α обележене кинетичке енергија алфа честице и њихова маса.



Слика а.1 - четири познате радиоактивне α серије

Одређени број природних радиоизотопа се распадају емисијом алфа честица. На претходној слици виде се четири радиоактивне алфа серије. Време полуживота изотопа у ланцу се креће у опсегу од неколико редова величине. Ова радиоактивност се налази мерењем позадинског природног зрачења.

• Зависност енергије алфа распада у односу на масени број

Уочена је одређена правилност код енергија алфа честица за различите радиоактивне елементе, како природне, тако и оне добијене вештачки. Та зависност се може приказати сликом [6]:



Слика а.2 - зависност енергије α честице од масеног броја радионуклида

Поједини низови садрже изотопе истих елемената. Може се приметити како се енергија алфа честице мења у зависности од масеног броја A, а за исту вредност редног броја. Стога, могу се извући следеће законитости

- 1. За константно A, E_{α} расте са Z.
- 2. За константно Z, енергија опада са порастом А.
- Веза између енергије и времена живота

Системска правилност енергетске зависности алфа честица и полуживота језгара које их емитују дефинише Гајгер-Наталов закон. Пример практичне примене ове законитости је предвиђење особина вештачки произведених трансуранских елемената, укључујући и њихове масе.

Мерећи средњи домет алфа честица за одређени број емитера и приказујући логаритамски резултате експеримената, у функцији измерених константи распада. Резултати добијени до 1921. године груписали су се на три праве, подједнаког нагиба. Свака од ових прави одговара једној радиоактивној фамилији. Једначина прави се може представити у облику:

$$log\lambda = a + b \ logR \tag{a.3}$$



Слика а.3 - Гајгер-Наталов закон

Велики број алфа емитера емитује алфа честице само једне енергије. Ово одговара случају да је језгро потомак настало у основном енергетском стању. Тада, комплетна енергија прелаза се дели на кинетичке енергије алфа честице и језгра потомка. Међутим, постоји и известан број радиоизотопа, који емитују неколико група алфа честица. Ово се назива фина структура алфа честица и одговара случају када је новонастало језгро у неком од својим могућих побуђених стања. Ово се може представити графички:



Слика а.4 - фина структура α честица

Побуђена стања језгра потомка губе енергију гама зрачењем, те постоји адекватна корелација између шема нивоа добијеним мерењем у зрачења и накнадно измерених спектара. Ови тачни односи се користе у области нуклеарне спектроскопије.

• Алфа честице дугог домета

Други тип фине структуре у спектрима алфа честица је открио Радерфорт, као и први тип фине структуре. По пореклу ова два типа се разликују. Наиме, приметило се емитовање једне или више група алфа честица са већим дометом од главне групе код α прелаза. Код алфа честица дугог домета примећено је да разллика у енергији приметно већа у односу на фину структуру, као и да су интензитети знатно слабији од главног прелаза, па и до 10^5 мањи. Алфа честице дугог домета су везане за распад полазног језгра из стања побуђености, што се може приказати следећом сликом.



Слика а.5 - шема приликом емитовања α честица дугог домета

Мерења α честица дугог домета имало је важан значај код одређивања радијативних живота. Спектри гама зрака код полазног језгра су одговарајући са подацима које дају спектри енергија дугог домета.

Распад ²⁵²Сf емитовањем алфа честица карактерише емитовање неколико група алфа честица, просечне енергије од око 6,11MeV (3). Као потомак распада настаје киријум 248. Алфа прелази се могу графички представити следећом сликом:



Слика а.6 - шема α распада ²⁵²Cf

Приликом распада калифорнијума, постоје два канала. Алфа канал се дешава у 96.908%, остатак иде преко канала спонтане фисије.

Релативни интензитети емитовања алфа честица појединих енергија су представљени табеларно [7].

| Енергија(keV) | релативни интензитет (%) |
|---------------|--------------------------|
| 6118.24 | 84.2 |
| 6075.77 | 15.7 |
| 5976.6 | 0.24 |
| 5826.3 | 0.002 |
| 5616 | 6E-5 |

Просечна енергија α честица је 6,11MeV. Услед алфа распада, ослобађа се топлота у износу 39,07 W по граму калифорнијума.

2.2. Фисија

Користећи се оним што је било доступно у природи, Радерфорт је испитивао феномене везане за расејање алфа честица на лаким језгрима. Ови експерименти су довели до прве вештачке трансмутације. То је успело реакцијом

$$^{14}N + \alpha \rightarrow ^{17}O + p \tag{f.1}$$

Охрабрени овим открићем, Радерфорт и Чедвик су експериментално показали да скоро сви елементи до натријума емитују протоне, када се бомбардују алфа честицама. Ови експерименти су водили до открића неутрона, кроз познату историјску реакцију:

$${}^{9}\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C} + n \tag{f.2}$$

Од 1934. године велики број елемената је бомбардован неутронима. Главна идеја је била да се приликом захвата неутрона од стране бомбардованог језгра, произведе изотоп који има масени број већи за један. Како је ово језгро нестабилно, односно сада има вишак неутрона, доћи ће до емисије бета честице, чиме ће се омогућити стварање стабилног језгра, са редним бројем већим за један. Ово се може представити:

$${}^{A}_{Z}X + n \rightarrow {}^{A+1}_{Z}X + \gamma$$

$${}^{A+1}_{Z}X \rightarrow {}^{A+1}_{Z+1}X + e^{-}$$
(f.3)

Како је задњи елемент у природи уранимум, ако би се бомбардовао неутронима на пример 238 U, приликом захвата, добио би се нестабилан 239 U, те емисијом β негативне честице настао би елемент са редним бројем 93.

$${}^{238}U + n \rightarrow {}^{239}U + \gamma$$

$${}^{239}U(t_{1/2}=23,5m) \xrightarrow{}_{\beta^{-}} {}^{239}Np(t_{1/2}=2,36d)$$
(f.4)

Нептунијум је први трансурански елемент[8], одмах иза урана па је и добио назив по планети Нептун, како је она одмах иза планете Уран. Тако је и са следећим трансуранским елементом, плутонијумом.

Током ових експеримената вршена је и радиохемијска анализа, не би ли се испитала својства новонасталих елемената. Међутим, извори неутрона у то доба су били слабог интензитета, па се и стварала незнатна количина нових нестабилних језгара, што је хемијске анализе чинило врло несигурним. Даљим истраживањем показано је да приликом захвата неутрона тежа језгра могу да се поделена два лакша фрагмента, односно да доживе фисију. Како је поменуто, фисија представља спонтано или индуковано цепање језгра. Ако се посматра неко језгро, ^A_ZX, оно може у принципу да се подели на различите начине. Међутим, ако посматрамо најједноставнији, постоје два фрагмента:

Како у нуклеарним реакцијама долази до трансформације материје у енергију и обрнуто, закон одржања масе и енергије заједно треба да важи, односно да укупна енергија као збир тоталних енергија свих честица пре нуклеарне рекације је једнак збиру енергија продуката реакције. Енергетски еквивалент реакције, односно разлика маса мировања пре и после реакције у овом случају се може написати:

$$Q_{f} = m(A_{1} + A_{2}, Z_{1} + Z_{2})c^{2} - ((m(A_{1}, Z_{1}) + m(A_{2}, Z_{2}))c^{2} = B(A_{1}, Z_{1}) + B(A_{2}, Z_{2}) - B(A_{1} + A_{2}, Z_{1} + Z_{2})$$
(f.6)

Израз *B*(*A*,*Z*) представља везивну енергију појединог атома [9]. Даље, ову везивну енергију можемо представити графички подељену са масеним бројем.



Слика f.1 - Енергија везе атома, као функција масеног броја, по једном нуклеону

Вредности енергије везе су позитивне величине, односно маса било ког језгра је мања од збира маса појединих нутрона. Са графика се може закључити да до A=16 постоји нагли пораст енергије везе по нуклеону, са локалним максимумом код масеног броја 4. Након масеног броја 16 долази област са слабијим порастом енергије по

нуклеону, која се протеже до око 60, где је достигнут максимум. Дакле, најстабилнија језгра леже у овој области, и примери таквих језгара су гвожђе, кобалт, никал.

Како би језгро било стабилно, нуклеарне силе би требало да буду већег интензитета у односу на Кулонове силе, које делују између протона у језгру. Смањивање енергије везе по нуклеону се може објаснити чињеницом да са порастом броја протона расте и интензитет одбојне силе, што доводи до свеукупног смањења енергије везе.

Слика f.1 на најбољи могући начин показује чињеницу због које је нуклеарна фисија нашла огроман број примена. Наиме, приликом цепања тешког језгра, примера ради A око 240, које има везивну енергију око 7,6MeV по нуклеону, на на два лакша језгра, везивна енергија новонасталих језгара је већа, око 8,5 MeV. То значи да стварање два језгра која су јаче спрегнута доводи до ослобађања енергије, од око 1 MeV по нуклеону. Односно

 $Q_{f} \sim 240 \ (8,6-7,5) \sim 220 \ \text{MeV}$ (f.7)

Ова енергија се ослобађа у виду кинетичке енергије продуката. У реалном распаду, ослобођена енергија је нешто нижа, јер приликом фисије настаје и одређени број слободних неутрона, па се енергија која се ослободи може написати као

$$Q_{\rm f} \sim 220 \text{ MeV- w 8,5 MeV}$$
 (f.8)

Где је w просечан број неутрона који настају приликом фисије и узима се да је 2,5. У овом примеру ослобођена енергија износи око 200 MeV.

2.2.1.Фисиони продукти

Приликом цепања тешког језгра, најчешће долази до поделе на два језгра, уз ослобађања одређеног броја неутрона. Вероватноћа дистрибуције крајњих продуката је са два максимума, односно, асиметрична фисија. Пример код фисије ²³⁵U, индуковане термалним неутроном:

- Први максимум дистрибуције ја са A~95 (Br,Kr,Sr,Zr)
- Други максимум дистрибуције је са А~140 (I, Xe, Ba)

Број неутрона које имају језгра у околини ова два максимума је 50, односно 82.



Слика f.2 - максимуми расподеле фисионих фрагмената за $^{235}{\rm U}$

Услед вишка неутрона унутар језгара фисионих продуката, два фисиона фрамгмента су нестабилна, налазе се испод линије стабилности, па се самим тим

распадају β⁻ распадом. Овај процес је углавном релативно брз, односно њихова времена полураспада су брза, са њиховим повећавањем, како се приближавају линији стабилности са доње стране.

Процес фисије ствара велики број продуката, који се могу класификовати:

- Два фисиона фрагмента, која су β⁻ нестабилна.
- Остале честице, углавном неутрони емитовани приликом цепања тешког језгра, и фотони, који се емитују од стране примарних фисионих фрагмената насталих у високопобуђеним стањима.
- Накнадне честице, где припадају електрони, антинеутрини и гама кванти, који настају у бета распадима примарних фисионих фрагмената, као и њихових потомака.

Већину енергије која се ослободи приликом фисије односе примарни фисиони фрагменти, у виду њихове кинетичке енергије. Она је реда величине 75 MeV, односно са почетним брзинама језгара од око 10^7 m/s. Када се узме у обзир њихова маса, домет им је мали ~ 10^{-6} m. Приликом заустављања, кинетичка енергија се претвара у термалну.

За поједино језгро које подлеже фисији, укупан енергетски биланс се може написати:

$$A \to B + C + w n + s e^{-} + k \tilde{v}_e + m \gamma$$
 (f.9)

W - број неутрона,

S - број електрона,

k-број антинеутрина,

т-број гама фотона који се емитују приликом реакције фисије.

2.2.2.Механизам фисије, фисиона баријера

Потпуно објашњење механизма фисије захтева веома комплексну теорију. Међутим, релативно добру репродукцију резултата из теорије даје модел капи, који су осмислили Бор и Вилер.



Слика f.3 - потенцијална енергија система у односу на раздаљину између два фрагмента А и В.

На почетку, два фрагмента су срасла у мање-више сферно језгро. Приликом процеса побуђивања језгра (захватом неутрона или апсорбовањем гама фотона), језгро постаје више деформисано, па и његова површина расте у односу на сферу. Стога, деформација повећава површински напон. Са друге стране, повећавањем растојања смањује се Кулоновско одбијање ова два дела. Како долази до супротних деловања кулонове и нуклеарне силе, у једном моменту, на растојању између r_o (почетан облик језгра) и бесконачности (одвојени фрегменти A и B), потенцијална енергија ће достићи свој максимум.

Другим речима, постоји потенцијална баријера, која се зове фисиона баријера, која мора бити савладана да би дошло до цепања језгра. Енергију коју је потребно дати језгру у равнотежном стању да би дошло до процеса фисије се назива активациона енергија. За језгра масеног броја око 240. Она износи реда 6 до 7 MeV.

Имајући на уму потенцијалну баријеру, могућност појединог језгра да доживи спонтану фисију може се објаснити квантним тунел ефектом. Ово се може одредити коришћењем Вајсцекерове полуемипиријске формуле за масу језгра:

$$B(A,Z) = a_{\nu}A - a_{s}A^{2/3} - a_{c}\frac{Z^{2}}{A^{1/3}} - a_{a}\frac{(N-A)^{2}}{A} + \delta(A)$$
(f.10)

Где су коефицијенти а:

 $a_v=15,753$ MeV $a_s=17,804$ MeV $a_c=0,7103$ MeV $a_a=23,69$ MeV

Односом две антагонистичке силе добија се:

$$\frac{E_c}{E_s} = \frac{0.7 \ 103 \text{MeV} \ Z^2 A^{-1/3}}{17.804 \text{MeV} A^{2/3}} = \frac{Z^2/A}{25.06} \tag{f.11}$$

Из овога се може закључити да језгра са $Z^2/A>25$ имају малу потенцијалну баријеру због превладавања Кулоновске одбојне силе у односу на силе површинског напона. Рачунски се добија да енергија површинског напона мења дупло брже у односу на кулоновску енергију, па се очекује да до фисије дође тренутно када се постигне следеће:



Слика f.4 - зависност константе распада од Z^2/A .

На слици се може представити зависност инверзне вредности константе распада за фисију појединих језгара, у зависности од Z^2/A . Ова вредност опада драстично приликом повећавања Z^2/A . За језгра са Z<92, време полуживота за спонтану фисију расте и постаје немерљиво велико, чинећи језгра 100<A<230 релативно стаблилним, упркос чињеници да је енергетски еквивалент реакције фисије већи од нуле.

Баш због своје карактеристичне спонтане фисије калифорнијум 252 се користи као неутронски извор. Постоје и други радиоизотопи који имају већу стопу спонтане фисије, али немају довољно велико време полураспада да би се користили на неко дуже време. Од укупног броја распада, мали део заправо одлази на фисију, односно 3,092% иде на спонтану фисију. Максимуми дистрибуције маса фисионих фрагмената се налазе на масеним бројевима 108 и 142.



Слика f.5 - максимуми дистрибуција фисионих фрагмената код ²⁵²Cf

Свака фисија производи у просеку 3,768 неутрона, односно 2,31434 10¹² n/s g [10]. У овај број су урачунати и накнадни неутрони од продуката фисије. Енергетски спектар неутрона се може приказати графички:



Слика f.6 - енергетски спектар неутрона

Остала радијација коју извор калифорнијума 252 емитује су брзи гама зраци и фотони од стране фисионих продуката[11].

3.Производња калифорнијума 252

Калифорнијум као елемент је откривен 1950. године бомбардовањем убрзаним јонима хелијума мету сачињену од ²⁴²Cm. Међутим, његов изотоп 252 је откривен тек 1952.године. Његове особине распада, као и време полуживота учиниле су га веома корисним и привлачним као извор неутрона, па је и његова потражња веома брзо расла. Већину калифорнијума која се производи данас долази из Оук Риџ (Oak Ridge) националне лабораторије у Сједињеним америчким државама, односно из реактора високог флукса изотопа, која је почела са радом средином шездесетих година прошлог века. Примаран циљ ове лабораторије је била производња калифорниума 252 и осталих трансплутонијумских елемената. У реактору високог флукса изотопа, изотоп калифорнијума се ствара серијом захвата неутрона од стране језгра мета, као и бета распадима. Захват неутрона повећава масени број језгра, док бета распадима се повећава редни број језгра. Следећа слика показује шематски ток реакција до крајњег циља.



Слика к.1- шема производње калифорнијума 252

Принос калифорнијума 252 је контролисан од стране неколико параметара: особинама флукса упадних честица, као и различитим деструктивним реакцијама које се дешавају. Пример деструктивних реакција по добијање потребног калифонијумовог изотопа су фисије ²³⁹Pu, ²⁵⁴Cm, ²⁴⁹Cf и ²⁵¹Cf. У деструктивне реакције спадају и бета распади језгара. Најзначајнији су бета распад ²⁴¹Pu на ²⁴¹Am и ²⁴⁹Bk на ²⁴⁹Cf, који имају велике ефикасне пресеке за фисију.

На почетку производње, калифорнијум 252 се добијао гађањем мете од ²⁴²Ри. Упадни неутрони су термални, флукса 2 до 3 10¹⁵ n/cm²s који се веома добро може одржавати унутар реактора. Коришћење плутонијумовог изотопа 242, пре него изотопа

239, је из разлога што се на овај начин повећава допринос производњи калифорнијума 252 заобилажењем губитака услед фисије ²³⁹Pu и ²⁴¹Pu. Такође, за на овај начин апсобпција неутрона је мања. До 1968. године већина ²⁴²Pu је трансмутована у ²⁴⁴Cm. Киријум добијен приликом производње калифорнијума, заједно са оним који се добија у засебним процесима, на даље постаје нова мета за добијање калифорнијума 252. Коришћењем ²⁴⁴Cm као мете резултовало је значајним повећавањем његових тежих изотопа. Процентуални удео ²⁴⁴Cm у материјалу мете опада са 90% на око 35%, у највећој мери у корист ²⁴⁶Cm и ²⁴⁸Cm. Последица овога је повећавање стопе производње калифорнијума 252. Повећање у производњи долази од чињенице да се смањују губици услед фисије ²⁴⁵ Cm, као и мањим бројем неутрона који је потребан да се захвати. Данашња производња тече озрачавањем већег броја мета током временског прериод од 6 до 8 месеци у реактору високог флукса.

Почетне регулативе коришћења извора калифорнијума су дозвољавале њихово изнајмљивање. Тек после 1970.године, комисија за атомску енергију(Atomic Energy Commission) дозволила је могућност куповине по цени 10 долара по микрограму. На следећем графику може се видети како је текла укупна производња и продаја калифорнијума у грамима до 1995.године[12]



Слика к.2 - кумулативна производња калифорнијума 252

3.1. Радиохемијско процесуирање калифорнијума

Примаран циљеви оваквог постројења су следећи:

- Крајње пречишћавање калифорнијума 252 од лантанида и осталих актинидских елемената.
- Раздвајање због поновног коришћења потомка алфа распадом ²⁴⁸Ст од већ пречишћеног калифонијума 252.
- Производња извора неутронског зрачења компатних димензија различитих одлика и намена.

Постројење за хемијско пречишћавање калифорнијума се може представити следећом сликом, на којој је се види погон за Радиохемијско инжењерство и развој при националној лабораторији у Оук Риџу (Radiochemical Engineering Development Center of ORNL.



Слика к.3 - Постројење за хемијско пречишћавање калифорнијума

Комплетан поступак који подразумева баратање са радиоактивним материјама се обавља унутар 1,4 метара дебеле Г коморе. Поступак је подељен на четири јединице у којима се налази потребна опрема за пречишћавање калифорнијума, као и израду различитих типова извора. У саставни део опреме спадају коморе за размену јона при условима високог притиска, у којима се одваја ²⁴⁸ Ст. Пећнице високе температуре, коморе за одржавање високе тепературе, заваривачи капсула, детектори који региструју цурење хелијума, као и бројачи за контролу броја детектора су неке од ставки које чине саставну опрему за производњу извора. У овом делу се такође справља примарна капсула извора и спрооводе њена прва тестирања. Адекватан систем преноса радиоактивног извора је уграђен, да би се на тај начин брзо и безбедно пренео до базена за одлагање.

Калифорнијум који се извуче из озрачаваних мета се пречишћава на набољи могући начин од фисионих продуката, као и других нечистоћа. Пажња се посвећује уклањању остатака киријумових изотопа, поготово ²⁴⁴Cm. Загађивање овим изотопом калифорнијума, као и његовог потомка α распадом се може практично у потпуности елиминисати.





График к.1 - циклус калифорнијума

Прво калифорнијум пролази кроз процес хроматографске размене јона да би се уклонили трагови киријума и осталих актинидских елемената, осталих у првобинтом процесу. Тада постоје две опције. Једна је да се прочишћени калифонијум одмах користи за прављење неутронског извора. Друга опција је да њиме напуне платинумске капсуле и одложи се на око две године да би се пустио распад калифорнијума, првенствено на ²⁴⁸Cm. При крају периода полураспада, извлачи се ²⁴⁸Cm па се преостали калифорнијум или ставља у капсуле од платине на још један циклус распада, или се поставља за справљање неутронских извора у различите сврхе.

Сва хемијска прерађивања се одвијају у одељцима унутар Г коморе. Ови процеси укључују размену јона при виском притиску, хроматографско раздвајање, пуњење смолом и калцинизацију. Такође, процеси прављења, тестирања и контроле примарних капсула извора се одвијају унутар ове коморе. У процесима се барата са релативно великим количинама калифорнијума, било у течном, било у чврстом стању, па је изражен висок ниво контаминације просторије радиоактивним супстанцама. Све примарне капсуле и контејнери за преношење се морају, пре напуштања, деконтаминирати натопљењем у киселине.

Остатак постројења, ван Г коморе, се користи за прављење секундарних капсула за изворе, различитих облика, затим, крајње деконтаминирање и контролу флукса неутрона, утовар и истовар котејнера за транспорт, као и за складиштење товара. Као што је већ поменуто, остатак постројења није контаминиран радиоактивним материјама.

3.2.Производња извора

Особине извора првенствено заивсе од његове намене, стога, његова израда се разликује када се прави за научна истраживања, или када га је потребно користити у медицини. Следи неколико врста извора, у зависности од тога за шта ће се користити. Такође, постоји разлика у особинама извора, како различите установе имају другачије методе израде.

3.2.1. Неутронски извори за научна истраживања

Ова врста извора, који се праве у Оук Риџ националној лабораторији користи хемијско јединњење калифорнијум-оксисулфат $Cf_2O_2SO_4$. Он представља ОРНЛ тип извора. Физичку форму представља оксисулфат помешан у алуминијумов прах и као такав се сабија у облик куглице. Да би се припремио овај тип извора, развијене су методе калцинизације и пуњења смолом. Прво се алуминимумска "конзерва" са порозном доњом базом напуни смолом за размену јона и алуминијумским прахом да би се направио стуб за размену јона. Стуб се скупља у конфигурацију за пуњење па се разблажени раствор азотне киселине и калифорнијума пропушта кроз глину, како би се напунила калифорнијумом. Напуњена смеса се раздваја од апаратуре за пуњење, затим суши и калцинише на око 450°C, како би се калифорнијум превео у оксисулфатну форму.

После овог поступка, алуминијумски прах се додаје како би се стуб материјала попунио, а затим смешта у калуп да би се под притиском формирао облик куглице. Овако формирана супстанца се смешта у примарну капсулу извора, са одговарајућим материјалом око њега, који ће га одржавати на месту. Врх ове конзерве се запечаћује чепом који на себи има завртањ. Овако формирана капсула се скенира рендгенским зрачењем и тестира на цурење хелијума, како би се проверила њена целовитост. Уколико је неопходно двоструко капсулирање извора, део примарне капусле се завртањем скида. Она се затим поставља у секундарну капсулу и запечаћује чепом са завртњем. Ови извори се обележавају као NSS или NSZ, у зависности да ли је капсула направљена од нерђајућег челика или цирконијумових легура. Шематски приказ извора може се видети на следећој слици. Извори садрже 35mg калифорнијума, док други ред извора на слици имају и до 50 mg радиоактивног елемента.



Слика к.4 - неки од типова калифорнијумових извора

3.2.2.Извори за продају или изнајмљивање у индустријске сврхе

Ова врста извора је развијена у Савана Ривер лабораторији (Savannah River Laboratory) у које се уграђује калифорнијумов у хемијској форми Cf_2O_3 . Ток производње почиње таложењем калифорнијума из разређеног раствора азотне киселине (HNO₃) уз помоћ оксалне киселине (H₂C₂O₄). Калифорнијум оксалат се филтрира пунећи примарну капсулу од легуре платине са садржајем од 10% родијума. Напуњена капсула се затвара чепом од фрита, а затим се под високом температуром смеса предводи у оксидну форму. Даље се капсула запечаћује и поставља у секундарну капсулу, направљену или од нерђајућег челика, или цирконијумове легуре. Овај извор се води под називом SR-Cf-100 и представљен је на следећој слици. Извор је полупречника 0.942 ст и дужине 3.76 ст, а садржи у себи до 10 тg калифорнијума. Већа модификација овог извора је дужине 5,36 ст и садржи до 50 тg радиоизотопа.



Слика к.5 - извори за употребу у индустријске сврхе

Још једна од основних форми калифорнијума које се користе за прављење извора се састоји од паладијум-калифорнијум оксида (Pd-Cf₂0₃). Ово једињење се може обликовати или у жице, или у куглице. Паладијум (II)-нитрат се додаје у оксалатно једињење, па се јони паладијума (Pd²⁺) редукују до атомског паладијума додавањем хидразин-хидроксида (H₄N₂.H₂O). Током реакције редукције, калифорнијум се уноформно распоређује у мешавини, како се паладијум таложи на површини одвојеног оксалатног талога. Декантацијом преостале течне форма изнад талога, он се испира, суши и калцинише на 700°С како би се калифорнијум-оксалат превео у оксидну форму. Калцинисана мешавина се затим премешта у калуп, како би се обликовала у облик куглице.

После обликовања, куглица се пребацује у графитну реторту, где се, или синтерује на 1300°С да би се добио керамал Pd-Cf₂0₃, или топи на 1600°С кад се добија легура. Куглица са калифорнијумом се може сковати и онда поставити унутар капсуле неутронског извора. Такође, може је изваљати у жице, дужине и до 15 cm и попречног пресека у облику квадрата са ивицама око 0,11 cm. Ове жице се користе за продају калифорнијума 252 за изворе са малим садржајем овог елемента. Жице се продају са концентрацијама калифорнијума 252 од 200 μ g/ cm, 20 μ g/ cm и 2 μ g/ cm. Како је концентрација униформна целом дужином жице, снага извора се може добити са великом тачношћу сечењем жице одређене концентрације на одговарајућу дужину. Такве жице се даље капсулирају, добијајући неутронске изворе.

4.Дозиметрија

Интеракцијом зрачења са материјом кроз коју пролази, мењају се особине самог зрачења, као и својство простора у близини интеракција. Кинетичка енергија упадних честица се предаје супстанци у окружењу. Механизми којима долази до размене енергије су јонизација и ексцитација, односно, интеракција зрачења са материјом у највећој мери се одиграва у електронском омотачу атома. Интеракцијом зрачења, ствара се велики број ексцитованих и јонизованих атома и молекула, као и одређени број секундарних електрона. Ови секундарни електрони такође могу изазивати даље јонизације и ексцитације, све док имају енергију довољну да се тако нешто дешава у појединој средини. Почетни прелази електрона, који се дешавају дуж путања зрачења, стварају хемијски активну материју, које представљају физичку основу за касније ефекте на живе организме. На основу ефеката до којих долази проласком зрачења кроз одређену средину, оно се може детектовати, као и извући неопходне информације о радиоактивном језгру из кога потиче.

Убрзо након открића X зрачења од стране Рендгена (1895.године), као и Бекереловог сазнања о природној радиоактивности (1896.), кренуло се у системску потрагу за радиоактивним елементима. Ерлаген и Г. Ц. Шмит 1898.године откривају радиоактивне особине торијум, а исте те године Пјер и Марија Кири успевају да изолују полонијум и радијум. Даље, радиоактивни елементи налазе широк спектар примена, од луминесцентних казаљки на часовницима, "лечења" реуме, детекторима дима, третмана канцерогених обољења[13] итд. Самим тим све већи број људи је долазио у контакт са неким од видова зрачења.

Повећавањем броја људи који има могућност да буде изложен различитим видовима зрачења, расте и број негативних појава услед излагања зрачењу. Већ годину дана након открића X зрачења, забележена је прва опекотина изазвана њима. Број нуспојава зрачења је само растао. Као основно мерило изложености зрачењу био је степен иритације коже, више од тридесет година након открића рендгенског зрачења и радиоактивности.

4.1.Дозиметријске величине и јединице

4.1.1.Експозиција

Као прва величина која дефинише меру зрачења уведена је експозиција на међунарнодном нивоу 1928. године. Дефинише се за гама и Х зрачење у смислу количине јонизације коју оно произведе у ваздуху, уз претпоставку да је ова количина пропорционална енергији коју зрачење носи са собом. Са почетка, експозиција је дефинисана као количина Х зрачења која ће створити 1 електростатичку јединицу (ЕСУ) наелектрисања, позитивног или негативног, у маси ваздуха од 0,001293 грама. Ваздух поменуте масе при нормалним условима заузима 1 ст³. Тада експозиција има вредност једног рендгена (1R). Наелектрисање које је под овом дефиницијом узето у обзир је произведено и директно, од стране упадних фотона, као и оно које је

произведено од стране секундарних електрона. Године 1962. Међународна комисија за радијационе јединице и мерења (International Commision on Radiation Units and Measurements - ICRU) уводи нову јединицу, у складу са величинама у СИ систему, односно, експозиција се дефинише као количина наелектрисања једног знака, које се створи у ваздуху, када сви електрони ослобођени у маси Δm ваздуха изгубе своју почетну енергију.

$$X = \frac{\Delta Q}{\Delta m} \tag{d.1}$$

Веза између старе јединице R и новоуведене C $\mathrm{kg}^{\text{-1}}$ се може представити следећим изразом

$$1 R=2,58 10^{-4} C kg^{-1}$$
 (d.2)

Концепт експозиције се односи на електромагнетно зрачење и његову интеракцију у ваздуху. Такође, ослобођени електрони у тој маси ваздуха нису нужно у њој и апсорбовани, а електрони који доприносе стварању одређене количине наелектрисања су делом створени и изван разматраног дела ваздуха.

Брзина експозиције се дефинише као количник експозиционе дозе и времена:

$$\dot{X} = \frac{X}{t} = \frac{\Delta Q}{\Delta m t} \tag{d.3}$$

Јединица за брзину експозиције је Рендген по секунди [R/s], односно кулон по килограму и сату $\left[\frac{C}{kg h}\right]$.

4.1.2.Апсорбована доза

Концепт експозиције, као и дефинисање самог Рендгена представља практични и лако мерљив стандард за мерење електромагнетног зрачења у ваздуху. Међутим, ово није довољно да би се употребило на друге врсте зрачења, као ни за различите материјале. Са тим у вези, примарна физичка величина која се користи у дозиметрији је апсорбована доза, или само доза. Она представља енергију која се апсорбује, од било које врсте зрачења, у јединици масе било ког материјала. Јединица за дозу је џул по килограму [J/kg] и назива се Греј [Gy]. Стара јединица, гаd, је дефинисана као 100 erg g⁻¹. Веза је следећа:

1 Gy
$$=\frac{1}{kg} = \frac{10^7 \text{erg}}{10^3 \text{g}} = 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{g}} = 100 \text{rad}$$
 (d.4)

Апсорбована енергија представља разлику укупне енергије свих директних и индиректних јонизујућих честица које уђу у посматрану запремину и укупне енергије које изађу из ње. У овом случају, апсорбована енергија представља ону енергију која заиста остане у посматраној запремини материјала.

Као и за експозицију, дефинише се брзина апсорбоване дозе. Она представља однос примљене дозе и времена озрачивања:

$$\dot{D} = \frac{D}{t} = \frac{\Delta E}{\Delta m t} \tag{d.5}$$

Може се израчунати колика је апсорбована доза у ваздуху, када експозиција износи 1 С kg⁻¹. Веза између ове две величине се успоставља уз помоћ енергетског еквивалента јединичне експозиције (f). Фотони електромагнетног зрачења стварају секундарне електроне. Да би се они удаљили из атома, потребно је да фотони имају

енергију барем као и средњи јонизациони потенцијал ваздуха, који износи 33,85 eV. За стварање једног јонског пара, потребно је утрошити баш оволику количину енергије. Како би настао један кулон наелектрисања, потребно је створити $1/e = 6,25 \ 10^{18}$ јонских парова. Стога, за стварање једног кулона наелектрисања у ваздуху треба енергија од $2.11\ 10^{20}$ eV или 33.85 J. Веза која се тражила на почетку је:

$$1 \text{ C kg}^{-1} = 33,85 \text{ Gy}$$
 (d.6)

Слично се може написати и за стару јединицу експозиције, па је: (d.7)

 $1 \text{ R} = 86.9 \ 10^{-4} \text{ Gy} (=0.869 \text{ rad})$

4.1.3.Еквивалентна доза

Како би се размотрили биолошки ефекти различитих врста зрачења, потребно је за свеки појединачни случај анализирати начин предаје енергије.

Како је доминантан ефекат приликом интеракције зрачења са материјом јонизација, примећено је да се за адекватну разлику у зрачењу може узети специфична јонизација, односно број јонских парова који се створе по јединици пута. Како честице са великом специфичном јонизацијом стварају велики број јона у малој запремини простора, овакво зрачење је и ефективно биолошки опасније од зрачења које би створило исти број јона у знатно већој запремини.

Биолошка ефикасност зрачења, као што је већ поменуто, расте са специфичном јонизацијом. Она се упоређује у односу на деловање Х зрачења произведено у рендгенским цевима, под напоном од 250kV[14]. Овако створено X зрачење даје 100 парова јона по микрометру пута. Стога, свако зрачење које производи мањи или једнак број јона по јединици пуна има биолошку ефикасност 1. У следећој табели могу се видети вредности биолошке ефикасности зрачења као функција од њихове специфичне јонизације

| Специфична јонизација | Биолошка ефикасност |
|---------------------------|---------------------|
| (бр.јонских парова по µm) | |
| 100 или мање | 1 |
| 100 - 200 | 1 - 2 |
| 200 - 650 | 2 - 5 |
| 650 - 1500 | 5 - 10 |
| 1500 - 5000 | 10 - 20 |

Табела d.1 - биолошка ефикасност у односу на специфичну јонизацију

Како је број јона који нека честица на свом путу створи, пропорционална њеном губитку енергије, прецизније је повезати биолошку ефикасност зрачења са губитком енергије по јединици пута, односно линеарном енергетском трансферу.

Мера биолошке штете коју ће зрачење произвести у организмима, узимајући у обзир претходна разматрања, фигурише се у облику фактора квалитета (Q). Зависност фактора квалитета (претходно је овај фактор био дат описном величином биолошки ефекат) у односу на линерани енергетски трансфер може се видети:

| Специфична јонизација | keV po μm | Q |
|---------------------------|-----------|---------|
| (бр.јонских парова по µm) | | |
| 100 или мање | 3,5 | 1 |
| 100 - 200 | 3,5 - 7 | 1 - 2 |
| 200 - 650 | 7 - 23 | 2 - 5 |
| 650 - 1500 | 23 - 53 | 5 - 10 |
| 1500 - 5000 | 53 - 175 | 10 - 20 |

Табела d.2 - фактор квалитета за различите вредности специфичне јонизације

Фактор квалитета за поједине типове зрачења:

| Зрачење | Q |
|---------------------------------|----|
| Гама, бета и рендгенско зрачења | 1 |
| Термални неутрони | 5 |
| Неутрони и протони | 20 |
| Алфа честице | 20 |
| | |

Табела d.3 - фактор квалитета за различите врсте зрачења

Фактор квалитета представља бездимензиону величину, којом се множи апсобрована доза, како би се урачунали биолошки ефекти. Производ апсорбоване дозе и фактора квалитета дефинише нову величину - еквивалентну дозу.

 $H = Q D \tag{d.8}$

Јединица еквивалентне дозе је 1Sv (Сиверт). У суштини, Сиверт представља [J/kg] како је фактор квалитета бездимензиона величина. Сто пута мања јединица је рем.

$$1Sv = 100 \text{ rem}$$
 (d.9)

4.1.4.Прорачуни експозиције и апсорбоване дозе

Пре него што се почне са извођењем израза за прорачуне експозиције и апсорбоване дозе, потребно је увести неколико физичких величина које су неопходне за даљи наставак.

• Специфична гама константа

У појединим случајевима, када је геометрија гама извора проста, могуће је на једноставан начин проценити експозицију, као и брзину експозиције. Пример простог извора, када је ово могуће учинити, представља тачкасти извор, чије су димензије занемарљиве у односу на геометријску поставку. На основу особине да се гама зрачење емитује изотропно у простору, број фотона који пролази кроз посматрану површину опада на квадратом растојања од извора. Како је број фотона пропорционалан активности извора, може се написати следећа једнакост:

$$\dot{X} = \Gamma \, \frac{A}{d^2} \tag{d.16}$$

Величина Г дефинисана претходним изразом представља специфичну гама константу. Она представља брзину експозиционе дозе које се добија од стране извора јединичне

активности, на јединичном растојању. Њена јединица је $\frac{C m^2}{kg h MBq}$. Још увек се користи и стара јединица $\frac{R cm^2}{h mCi}$.

TC I I

• Керма

Посматрајући сноп фотона који доживљава известан број реакција, при чему долази до стварања секундарних електрона може се квантитативано описати пренос енергије од индиректно јонизујућих честица на директно јонизујуће честице дефинисањем керма фактора (К - Kinetic energy released per unit mass). Керма дефинише количину ослобођене енергије ΔE_{κ} свих наелектрисаних честица ослобођених индиректно јонизујућим зрачењем у делу простора запремине *V*, чија је маса Δm :

 $K = \frac{\Delta E_k}{\Delta m} \tag{d.10}$

Керма има јединицу као и апсорбована доза, односно [J/kg]. Међутим, овако посматрана кинетичка енергија која се предаје секундарним електронима не мора бити предата у целости том делу материје, V, масе Δm , већ електрони могу напустити посматрани део простора. Стога, у општем случају, предата енергија ΔE_{π} није једнака суми кинетичких енергија ΔE_{κ} створених наелектрисаних честица.

Постоје поједини случајеви када је $\Delta E_{\kappa} = \Delta E_{\pi}$. Да би се постигла једнакост, потребно је да буде задовољен услов електронске равнотеже. Она је постигнута када је енергија секундарних електрона која се предаје по јединици масе средине једнака енергији коју фотони губе по јединици масе те исте средине. Овај услов се може сматрати да је испуњен ако је домет секундарних електрона мали у поређењу са полудебљином атенуације фотона (за енергије фотона до 3MeV ово и јесте случај). Када је реч о дебљини материјала који задовољава електронску равнотежу, као довољно добра апроксимација се добија када се ради о дебљини материјала која одговара домету електрона чија је енергија једнака енергији упадних фотона.

• Масени енергетски апсорпциони коефицијент

Добро је познат закон атенуације фотонског зрачења, у зависности од дебљине слоја неког материјала кроз који зрачење пролази:

 $\phi = \phi_o e^{-\mu_m \rho x} \tag{d.11}$

Где је μ_m , масени атенуациони коефицијент, чија је јединица [g/cm²]. Овај закон говори о слабљењу фотонског снопа, односно дефинише који његов део успева да прође кроз препреку. У оквиру масеног атенуационог коефицијента је урачуната све врсте интеракције коју фотон може да доживи у материји: Фотоефекат, Комптонов ефекат, као и ефекат стварања електронско-позитронског пара. Растављајући на саставне делове, масени атенуациони коефицијент се може представити као:

$$\mu_m = \frac{\sigma_{FE}}{\rho} + \frac{\sigma_K}{\rho} + \frac{\sigma_P}{\rho} \tag{d.12}$$

Где су са σ означени укупни ефикасни пресеци за поједине врсте интеракције.

Међутим, са становишта дозиметрије, најважније је који део енергије фотона се остави у материјалу препреке, односно који се део енергије фотона претвори у кинетичку енергију секундарних електрона (ако се рачуна по јединици масе, ово је еквивалентно апсорбованој дози, уколико се подразумева електронска равнотежа, што ће на даље и бити случај). Треба напоменути да укупна енергије која се апсорбује у материјалу-препреци није једнака са енергијом коју сноп фотона и изгуби.

Као што масени атенуациони коефицијент говори о делу фотона који интереагује унутар препреке, уводи се масени коефицијент трансфера енергије (μ_{TRM}) који описује део те изгубљене енергије фотона који ће се предати секундарним електронима по g/cm²[15].

За сваки од врста интеракција фотона се може писати:

$$\frac{\sigma_{TRFE}}{\rho} = \frac{\sigma_{FE}}{\rho} k_{FE}$$

$$\frac{\sigma_{TRK}}{\rho} = \frac{\sigma_K}{\rho} k_C$$

$$\frac{\sigma_{TRP}}{\rho} = \frac{\sigma_P}{\rho} k_P$$
(d.13)

Коефицијенти к говоре о делу енергије која се предаје секундарним наелектрисаним честицама, у сваком од процеса појединачно. Стога, укупан масени коефицијент трансфера енергије је:

$$\frac{\mu_{TR}}{\rho} = \frac{\sigma_{TRFE}}{\rho} + \frac{\sigma_{TRK}}{\rho} + \frac{\sigma_{TRP}}{\rho} = \frac{\sigma_{FE}}{\rho} k_{FE} + \frac{\sigma_K}{\rho} k_C + \frac{\sigma_P}{\rho} k_P \qquad (d.14)$$

Енергија која је предата електронима, у општем случају није једнака оној која се апсорбује у материјалу. Раазлог за то је што део своје енергије секундарни електрони губе услед закочног зрачења. Уводећи коефицијент g, којим део енергије наелектрисаних честица који се изгуби емитовањем закочног зрачења, дефинише се масени енергетски апсорпциони коефицијент:

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{TR}}{\rho} (1 - g) \tag{d.15}$$

Фактор g је велики за средине са великим масеним бројем, као и за фотоне високих енергија. Удео закочног зрачења при губитку енергије електрона је за воду и ваздух, до енергија упадних фотона од око 10 MeV, занемарљив.

На следећој слици се може видети графички приказ масеног атенуационог коефицијента, у зависности од енергије фотона, за ваздух. Такође, приказан је и масени атенуациони коефицијент, па се могу и приметити разлике у вредностима ове две величине.



Слика d.1 масени апсорпциони коефицијент

Дефинишући неопходне физичке величине, може се урадити прорачун експозиционе и апсорбоване дозе.

Ако се на пут упадог снопа фотона, енергија E, постави материјал одређене дебљине x,



укупна енергија која се апсорбује у материјалу препреке је:

$$I = I_o e^{-\mu_{en} x} \tag{d.17}$$

Где је І интензитет зрачења, који се дефинише као:

$$I = \frac{NE}{S} \tag{d.18}$$

Ако се претпостави да је *N* број емитованих фотона у јединици времена. Израз представља ток енергије по јединици површине, у јединици времена.

За $\mu_{en}x \ll 1$, може се писати $e^{-\mu_{en}x} \approx 1 - \mu_{en}x$. Једначина (d.17) тада постаје: $I - I_o = I_o \mu_{en}x$ (d.19)

Стопа апсорпције енергије у материјалу, чија је површина нормална на упадни сноп фотона S, је $(I - I_o) S = I_o \mu_{en} x S$. Како је маса плоче димензија x и S једнака

 $S x \rho$, при чему је ρ густина материјала, стопа апсорпције енергије по јединици масе, осносно брзина апсорбоване дозе је:

$$\dot{D} = \frac{I_o \mu_{en} x S}{S x \rho} = I_o \frac{\mu_{en}}{\rho}$$
(d.20)

Уколико се ради о тачкастом извору, док се за материјал препреке претпоставља да је ваздух, интензитет зрачења опада са квадратом растојања, па се може писати:

$$I = \frac{I_o}{4\pi d^2} \tag{d.21}$$

Па се за брзину апсорбоване дозе на растојању *d* од тачкастог извора може писати:

$$\dot{D} = \frac{NE}{4\pi d^2} \frac{\mu_{en}}{\rho} \tag{d.22}$$

Да би се добила брзина експозиције, потребно је претходан израз поделити са енергетским еквивалентом јединичне експозиције, па је израз за брзину експозиционе дозе следећи:

$$\dot{X} = \frac{NE}{4\pi d^2} \frac{\mu_{en}}{\rho} \frac{1}{f} \tag{d.23}$$

Такође, број емитованих фотона по јединици секунде се може повезати са активношћу извора преко вероватноће емитовања по јединичној активности извора релацијом $N = A p_{\gamma}$. Комбинујући претходна два израза са једначином (d.16), може се добити формула за израчунавање специфичне гама константе:

$$\Gamma = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{f} \frac{\mu_{en}}{\rho} p_{\gamma} E \tag{d.24}$$

у SI систему. Изражавајући енергију у MeV, те убацујући бројне вредности, добија се следећи израз за специфичну гама константу:

$$\Gamma = 3,81 \ 10^{16} \frac{\mu_{en}}{\rho} p_{\gamma} E \tag{d.25}$$

где је специфична гама константа дата у $\left[\frac{C m^2}{kg s Bq}\right]$.

Често радионуклиди емитују неколико група фотона, различитих енергија E_i и различитих вероватноћа емитовања $p_{\gamma i}$. У овом случају, укупна гама константа се може посматрати као сума гама константи сваке од групе фотона, па се може писати:

$$\Gamma = 3,81 \ 10^{16} \sum_{i} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{i} p_{\gamma i} E_{i} \tag{d.26}$$

4.1.5.Доза калифорнијумовог извора

Већина извора који се данас примењују у медицинске сврхе су гама емитери: ¹³⁷Cs, ⁶⁰Co, ²²⁶Ra, ¹²⁵I и други. Док калифорнијум 252 представља једини радиоизотоп који се користи у радиотерапији као емитер неутрона.

Као што је познато, ²⁵²Cf као радиоактивни елемент се распада путем два канала: α распадом и спонтаном фисијом.

Канал спонтане фисије ²⁵²Сf је заслужан за емитовање неутрона. О бројности и енергијама фотоне је већ било речи.

Алфа распадом калифорнијум се трансформише у ²⁴⁸Cm, у основном стању или неком од побуђених стања. У побуђеним стањима се ²⁴⁸Cm задржава релативно кратко, те прелази у основно стање емитовањем гама зречења. Следи шематски приказ

побуђених стања ²⁴⁸Ст као и енергије гама зрачења емитоване приликом прелаза у основно стање:



Слика д.2 - шема емитовања гама фотона и њихове енергије

Стога, калифорнијум емитује поред неутрона и гама фотоне, алфа и бета честице. Међутим, услед кратког домета α и β зрачења, оно не успева да напусти капсулу извора, тако да су неутронско и гама зрачење она која могу итереаговати са средином у којој се извор налази, односно дати допринос укупној дози. Неутронско и гама зрачење имају различите особине при интеракцији са материјом. Како је за неутронско зрачење карактеристичан висок линеарни трансфер енергије, његова биолошка ефикасност је већа у односу на гама зрачење, за фактор квалитета Q. Процењује се да је еквивалентна доза неутронског зрачења 6 пута већа од гама зрачења. Из овог разлога, код медицинских калифорнијумових извора допринос гама зрачења укупној дози се занемарује.

4.1.6.Одређивање гама константи изотопа

За велики број радионуклида који се користе у дозиметрији зрачења, или некој од практичних примена, а емитују гама зрачење, израчунавају се гама константе које представљају познате, табличне вредности, доступне свима. Ово се ради за сваки појединачни радиоизотоп [16]. Такође, гама константе се рачунају и за радиоизотопе који се налазе у равнотежи са својим потомцима [17]. Вредности за сваки од два случаја се добијају, како за сам нуклид, тако и за извор који садржи радионуклид. Другим речима, урачунавају се и ефекти апсорпције дела гама спектра од стране капсула извора који задржавају [18].

Вредност гама константе ²⁵²Cf, је такође позната и она је у табличним вредностима дата:

 $\Gamma = 1.131 \ 10^{-5} \ (mSv/h)/MRq$

Ово представља вредност за сам калифорнијум. Често се наводи и атенуациони коефицијент олова, са дебљином оловног штита после којег ће се обезбедити 95% почетне дозе[19].

5. Резултати мерења

5.1.Експериментална поставка

Основу за временско праћење промене специфичне гама константе калифорнијумовог извора чине два снимљена спектра. Први спектар је снимљен у новембру 2008. године, док је други сниман у априлу 2013. године. У оба случаја, сниман је гама спектар извора ²⁵²Cf, купљен од произвођача Ритверц ГмбХ из Русије. Тип извора је HCf 2.PO1.6004, source No. Cf-252.13.08, сертификован од стране "D.I.Mendeleyev Institute for Metrology", под бројем 987/08. Извор је смештен унутар заварене капсуле од нерђајућег челика. Калифорнијум 252 у форми оксида нанесен је на унутрашњу доњу страну капсуле термално-оксидативном методом. Извор је 6 mm пречника, висине 5 mm и активног пречника 4 mm. Датум набавке извора је 03. 06. 2008. и на тај дан је калибрисан на следеће вредности: емисија неутрона је износила 5,84 10³ s⁻¹ у 4 π sr, са несигурношћу од 3%, са просечном енергијом неутрона од 2,12 MeV, док је номинална вредност активности ²⁵²Cf била 6 10⁴ Bq.

Детекторски систем који је коришћен приликом мерења гама спектара калифорнијума налази се у Лабораторији за гама спектроскопију, у саставу Природноматематичког факултета, Универзитета у Новом Саду, на Департману за физику, односно при Катедри за нуклеарну физику. Састоји се од НРGе детектора са гвозденом заштитом, као и неопходних електронских компонената за скупљање и обраду података.

Главни елемент детекторског система представља германијумски детектор (n type, coaxial closed end), произвођача Canberra, са ознаком G.C.2520-7600. Активна запремина детектора износи око 119 cm³, опсега мерења од 30 keV до 3 MeV и релативне ефикасности 25 %[20].

Параметри детектора се могу представити у следећој табели:

| Радна температура | 77 K |
|--------------------|---------------|
| Радни напон | 4.5 kV |
| Спољашњи контакт | 0.5 mm Ge(Li) |
| Унутрашњи контакт | 0.3 µm Al |
| Улазни прозор | 0.4 mm (Al) |
| Пречник кристала | 50 mm |
| Висина кристала | 58.5 mm |
| Полупречник језгра | 4.5 mm |
| Висина језгра | 34 mm |
| Дебљина кућишта | 1.5 mm Al |
| | |

Као најпогоднија заштита изабрано је гвожђе, од којег је направљена комора у облику коцке, унутрашње запремине 1 m³. Дебљине зидова коморе су 25 cm и сачињени су од лимова дебљине 1 cm. Комора има велика помична врата, на којој су мања кружна, полупречника 15 cm. Користе се за уношење узорака у комору, а која ће се употребљивати, зависи од димензија самих узорака. Гвожђе је изливено пре Другог светског рата. Наиме, лимови гвожђа потичу из оплате старог шведског брода Оријент

II. Ово гвожђе не би требало да садржи фисионе продукте из ваздушних нуклеарних проба. У геометријском средишту коморе налази се кристал германијума.



Слика р.1 - детекторски систем са заштитом

Приликом снимања калифорнијумов извор је био постављен испред детектора, на унутрашњој страни врата гвоздене заштите, што представља најдаље могуће растојање од детектора и износи 38 cm. Шематски се геометријска поставка може представити:



Слика р.2 - геометријска поставка експеримента

5.2.Анализа резултата

Гама спектри калифорнијумовог извора снимани 2008. и 2013. године су бележени вишеканалним анализатором "Genie".

Како би се добиле експерименталне вредности специфичне гама константе, коришћена је формула (d.26) изведена у поглављу (4.1.4.). Енергије и p_{γ} сваке од дискретних линија неопходни су подаци за израчунавање вредности гама константе, који се добијају из спектара. Даље, потребно је познавати вредност масеног апсорпционог коефицијента, за сваку од енергија гама фотона.

5.2.1.Спектар из 2008. године

Снимање спектра из 2008. године износило је 264602 s live time, 265137 s real time, где мртво време чини 0,20%., време мерења је приближно три дана. Време које је протекло од куповине извора (03.06.2008) до тренутка мерења (25.11.2008.) је приближно пола године (0,479 године). Номинална активност 252 Cf је тада износила 52921,95 Bq. На слици р.3 је приказан први снимљени спектар:





Анализа спектра такође укључује и идентификацију сваке од линија у оквиру спектра. Калифорнијум 252 се спонтаном фисијом распада на велики број фисионих продуката, њих око 900, са различитом вероватноћом настанка. Из тог разлога је потребно направити листу са одговарајучим изотопима. Два критеријума за прављење ове листе представљају вероватноћу настанка сваког од изотопа, па се прво кренуло са оним чија је вероватноћа настанка највећа, односно реда 10⁰. Њих има око 200. Даље, потребно је од ових 200 изабрати само оне који су гама емитери и који стварају довољно интензивне гама линије. Оваквом анализом дошло се до листе од око 90 изотопа, чије су линије идентификоване у спектру: Они се могу представити у следећој табели:

| SE-75 | RH-111 | TC-105 |
|--------|--------|---------|
| BA-142 | CE-149 | NB-99 |
| TC-107 | SM-155 | RH-113 |
| EU-154 | CE-146 | NB-99 |
| MO-99 | CE-141 | TE-131 |
| TC-105 | BA-145 | IN-111 |
| RB-81 | MO-101 | BA-146 |
| TB-156 | SE-75 | Xe-142 |
| ZR-101 | BA-143 | CE-146 |
| TE-132 | PM-151 | TC-108 |
| EU-154 | XE-135 | BA-142 |
| LA-146 | CE-148 | PM-151 |
| BA-143 | CE-149 | NB-102m |
| PR-148 | TC-101 | TE-133 |
| PR-147 | CE-146 | ND-149 |
| Ba-141 | PR-149 | CD-115 |
| TC-104 | RH-113 | BA-145 |
| Y-94 | CS-142 | I-131 |
| RH-113 | RH-110 | TC-109 |
| SE-83 | SR-87m | LA-144 |
| TC-102 | TB-156 | XE-137 |
| CS-142 | MO-106 | RU-105 |
| I-134x | LA-140 | RU-103 |
| XE-135 | I-133 | I-130x |
| I-136 | I-138 | I-132 |
| CS-138 | LA-142 | I-132 |
| | I-134x | |

Табела р.1 - списак изотопа идентификованих у спектру мереном 2008.године

Изотопи који су идентификовани у спектру имају карактеристику да им је време полураспада ралативно кратко, највећи су реда величине сата, изузев дугоживећег ¹⁵⁴Eu.

5.2.2.Спектар из 2013. године

Дргуги спектар калифорнијумовог извора је сниман у априлу 2013. године. Од датума баждарења извора је протекло око 4,879 година, те је активност 252 Cf износила 16705,81 Bq, односно била је мања око 3,17 пута у односу на вредност активности за време мерења првог спектра. Геометријска поставка је за време снимања оба спектра била иста, и описана је раније. Live time је 264601 s, real time 264749 s, што чини 0,06% мртвог времена. Графички приказ другог снимљеног спектра следи:



Слика р.4 - спектар из 2013. године

У спектрима је приметан знатан број линија, који потичу од фисионих продуката ²⁵²Cf. Поред мањег одброја у другом спектру, што је и разумљиво, услед мање активности самог ²⁵²Cf, приметан је мањи броја линија. Као и у првом снимљеном гама спектру, линије су идентификоване из направљене базе података. Међу листом изотопа, слично као и у претходној идентификацији, већина гама линија припада краткоживећим изотопима. Од дугоживећих, уз ¹⁵⁴Eu, идентификовани су ¹⁵⁵Eu и ¹³⁷Cs.

Разлог за мањи број линија је присуство знатног броја краткоживећих калифорнијумових потомака, који су у равнотежи са својим претком, па им се и активност самњује стопом смањивања активности. Приметно је и повећавање интензитета линија од дугоживећег потомака²⁵²Cf, еуропијума 154.

5.2.3. Масени апсорпциони коефицијент

Нумеричке вредности за масени апсорпциони коефицијент за различите материјале, као функције од енергије фотонског зрачења, су познате вредности. У

сврху даљег рачуна, коришћене су табеларне вредности које се могу наћи на сајту Националног института за стандарде и технологију НИСТ (National Institute of Standards and Technology) [21].

| Енергија | $\frac{\mu_{en}}{(cm^2/g)}$ | |
|----------|-----------------------------|--|
| (keV) | ρ | |
| 30 | 0,1537 | |
| 40 | 0,06833 | 0,16 |
| 50 | 0,04098 | 0,14 - |
| 60 | 0,03041 | - |
| 100 | 0,02325 | 0,12 - |
| 150 | 0,02496 | 0,10 |
| 200 | 0,02672 | 6,6, |
| 300 | 0,02872 | 0,08 - |
| 400 | 0,02949 | |
| 500 | 0,02966 | |
| 600 | 0,02953 | 0,04 - • |
| 800 | 0,02882 | |
| 1000 | 0,02789 | |
| 1250 | 0,02666 | 0,00 + + + + + + + + + + + + + + + + + + |
| 1500 | 0,02547 | 0 500 1000 1500 2000 2500 3000 |
| 2000 | 0,02345 | E[Kev] |
| 3000 | 0,02057 | |

Слика р.5 - вредности масеног амсорпционог коефицијента

На основу табеларних вредности, интерполацијом су добијене вредности коефицијената у потребној области гама спектра. Интерполација је рађена по деловима, у оквиру софтвера Origin Pro8.



Слика р.6 - интерполација по деловима вредности масеног апсорпционог коефицијента

5.2.4.Калибрисање ефикасности

Експериментална ефикасност детекторског система се калибрише на ефикасности врхова тоталне апсорпције ε . Под ефикасношћу се подразумева однос одброја N_d , у оквиру одређене гама линије и укупно емитованих фотона те енергије N_u , односно:

$$\varepsilon = \frac{N_d}{N_u} = \frac{N_d}{A \, p_\gamma} \tag{p.1}$$

За познате вредности активности калибрационих извора, као и p_{γ} , мерећи N_d одређују се ефикасности ε за различите енергије фотона. После се конструише крива ефикасности која је дата у функцији од енергије.

Коришћењем зависности ефикасности за тачкасти извор од растојања у облику $\frac{1}{r^2}$, могу се добити ефикасности за различите услове снимања. Вредности ефикасности у случају мерења су добијени из података за растојање извор - детектор од 25 cm.

| Енергија (keV) | Ефикасност |
|----------------|-------------|
| 59.54 | 0.000539947 |
| 80.96 | 0.000754511 |
| 121.78 | 0.000773751 |
| 244.69 | 0.000555124 |
| 276.3 | 0.000547238 |
| 302.73 | 0.000497871 |
| 344.11 | 0.000408544 |
| 356.7 | 0.000429322 |
| 367.64 | 0.000386442 |
| 383.63 | 0.000395804 |
| 411.02 | 0.000351186 |
| 443.89 | 0.000327604 |
| 661.66 | 0.00022981 |
| 779.09 | 0.000203378 |
| 867.61 | 0.000186478 |
| 964.37 | 0.000170004 |
| 1086.21 | 0.000154901 |
| 1112.49 | 0.000153079 |
| 1173.22 | 0.000140185 |
| 1213.42 | 0.000141607 |
| 1299.5 | 0.000133342 |
| 1332.49 | 0.000125955 |
| 1408.35 | 0.000124149 |

Следи графички приказ:



Слика р.7 - ефикасност у зависности од енергије гама фотона

Потребно је извршити интерполацију, како би се добиле вредности ефикасности за енергетски интервал од интереса. То је урађено као и у случају за масени апсорпциони коефицијент, у софтверу Origin Pro8, по деловима.



Слика р.8 - интерполација вредности ефикасности

5.2.5.Вредности специфичних гама константи

Специфичне гама константе се могу рачунати, као што је претходно поменуто, користећи формулу:

$$\Gamma = 3,81 \ 10^{16} \sum_{i} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{i} p_{\gamma i} E_{i}$$

При чему су поједине компоненте формуле такође објашњене. Квантни принос фотона одређене енергије, по распаду извора, се рачуна на следећи начин:

$$p_i = \frac{N_d(E_i)}{A(^{25} \mathcal{C}_f) \varepsilon_i} \tag{p.1}$$

где су у наведеној формули N_d број детектованих фотона енергије E_i , у јединици времена, док је ε_i ефикасност детектора на тој енергији. У формули је дефинисана и активност калифорнијума 252, како се рачуна принос по активности извора, а за ту вредност се узима номинална активност калифорнијума у неком одређеном тренутку. У случају овог рада, узимају се вредности активности у новембру 2008. и априлу 2013. године, када су спектри и мерени.

5.2.5.1.Спектар из 2008. године

Сада када су израчунате енергетске ефикасности детектора, као и масени апсорпциони коефицијент за ваздух, може се табеларно пописати све што је потребно за израчунавање гама константе, по формули (d.26).

У првој и другој колони су енергије појединих гама линија из спектра, трећа представља укупан број детектованих гама фотона у гама линији током времена снимања спектра. Вредности ефикасности, у четвртој колони, су добијене поступком из поглавља (5.2.4.). Даље, израчунат је одброј по јединици времена гама линија спектра, затим вредности масеног апсорпционог коефицијента су пописане у следећој колони, чије су вредности добијене поступком у поглављу (5.2.3.). Квантни принос у претпоследњој колони је рачунат по једном распаду ²⁵²Сf, по формули (р.1). Задња колона представља вредност специфичних гама константи за сваку од линија у гама спектру.

| | E(keV) | E(MeV) | Одброј | ефикасност | Одброј/s | μ_{en}/ρ | p_{γ} | Г |
|---|--------|---------|-----------|------------|----------|----------------------|--------------|--------------|
| Ļ | | | | | | (m ⁻ /kg) | | |
| | 65.41 | 0.06541 | 1910.00 | 0.000626 | 0.00722 | 0.00271 | 0.00021803 | 0.000000386 |
| | 71.28 | 0.07128 | 4140.00 | 0.000689 | 0.01565 | 0.00256 | 0.00042910 | 0.000000783 |
| | 73.68 | 0.07368 | 6660.00 | 0.000709 | 0.02517 | 0.00252 | 0.00067078 | 0.0000001246 |
| | 75.86 | 0.07586 | 1680.00 | 0.000725 | 0.00635 | 0.00249 | 0.00016555 | 0.000000313 |
| | 85.18 | 0.08518 | 7610.00 | 0.000769 | 0.02876 | 0.00138 | 0.00070686 | 0.000000829 |
| | 97.14 | 0.09714 | 2020.00 | 0.000788 | 0.00763 | 0.00133 | 0.00018302 | 0.000000237 |
| | 101.68 | 0.10168 | 2910.00 | 0.000789 | 0.01100 | 0.00132 | 0.00026345 | 0.000000354 |
| | 104.07 | 0.10407 | 6820.00 | 0.000788 | 0.02577 | 0.00132 | 0.00061796 | 0.000000848 |
| | 116.65 | 0.11665 | 2650.00 | 0.000777 | 0.01002 | 0.00132 | 0.00024347 | 0.000000375 |
| | 122.06 | 0.12206 | 22900.00 | 0.000770 | 0.08655 | 0.00133 | 0.00212309 | 0.000003456 |
| | 132.66 | 0.13266 | 2520.00 | 0.000755 | 0.00952 | 0.00138 | 0.00023845 | 0.000000435 |
| | 137.06 | 0.13706 | 3.36E+003 | 0.000748 | 0.01270 | 0.00140 | 0.00032084 | 0.000000616 |
| | 139.59 | 0.13959 | 2.86E+003 | 0.000744 | 0.01081 | 0.00142 | 0.00027457 | 0.000000543 |
| | 144.51 | 0.14451 | 3.18E+003 | 0.000736 | 0.01202 | 0.00145 | 0.00030854 | 0.000000647 |
| | 149.33 | 0.14933 | 2.51E+003 | 0.000728 | 0.00949 | 0.00149 | 0.00024613 | 0.000000548 |
| | 157.93 | 0.15793 | 4.45E+003 | 0.000714 | 0.01682 | 0.00157 | 0.00044486 | 0.0000001104 |

| 161.30 | 0.16130 | 2.47E+003 | 0.000709 | 0.00933 | 0.00161 | 0.00024883 | 0.000000646 |
|--------|---------|-----------|----------|---------|---------|------------|--------------|
| 170.55 | 0.17055 | 5.38E+003 | 0.000694 | 0.02033 | 0.00172 | 0.00055368 | 0.000001626 |
| 189.50 | 0.18950 | 3.01E+003 | 0.000663 | 0.01138 | 0.00201 | 0.00032407 | 0.000001235 |
| 191.36 | 0.19136 | 5.29E+003 | 0.000660 | 0.01999 | 0.00204 | 0.00057214 | 0.000002237 |
| 196.58 | 0.19658 | 2.13E+003 | 0.000652 | 0.00805 | 0.00214 | 0.00023334 | 0.000000981 |
| 198.41 | 0.19841 | 1.79E+003 | 0.000649 | 0.00676 | 0.00217 | 0.00019698 | 0.000000849 |
| 203.10 | 0.20310 | 1.40E+003 | 0.000641 | 0.00529 | 0.00311 | 0.00015588 | 0.000000985 |
| 205.36 | 0.20536 | 1.27E+003 | 0.000638 | 0.00480 | 0.00311 | 0.00014221 | 0.000000908 |
| 210.93 | 0.21093 | 4.41E+003 | 0.000629 | 0.01667 | 0.00311 | 0.00050082 | 0.000003283 |
| 217.92 | 0.21792 | 3.03E+003 | 0.000618 | 0.01145 | 0.00311 | 0.00035033 | 0.000002371 |
| 227.82 | 0.22782 | 1.55E+003 | 0.000602 | 0.00586 | 0.00310 | 0.00018392 | 0.000001300 |
| 240.06 | 0.24006 | 3.33E+003 | 0.000582 | 0.01258 | 0.00310 | 0.00040836 | 0.000003036 |
| 241.54 | 0.24154 | 3.24E+003 | 0.000580 | 0.01224 | 0.00310 | 0.00039894 | 0.000002983 |
| 247.27 | 0.24727 | 1.93E+003 | 0.000571 | 0.00729 | 0.00309 | 0.00024143 | 0.000001847 |
| 249.07 | 0.24907 | 2.64E+003 | 0.000568 | 0.00998 | 0.00309 | 0.00033190 | 0.000002557 |
| 254.84 | 0.25484 | 1.98E+003 | 0.000559 | 0.00748 | 0.00309 | 0.00025300 | 0.000001993 |
| 257.86 | 0.25786 | 5.65E+003 | 0.000554 | 0.02135 | 0.00309 | 0.00072817 | 0.000005801 |
| 269.33 | 0.26933 | 2.57E+003 | 0.000536 | 0.00971 | 0.00309 | 0.00034242 | 0.000002845 |
| 274.88 | 0.27488 | 1.46E+003 | 0.000527 | 0.00552 | 0.00308 | 0.00019775 | 0.000001676 |
| 291.09 | 0.29109 | 1.02E+003 | 0.000502 | 0.00385 | 0.00308 | 0.00014517 | 0.000001300 |
| 292.65 | 0.29265 | 1.56E+003 | 0.000499 | 0.00590 | 0.00308 | 0.00022311 | 0.000002009 |
| 295.22 | 0.29522 | 1.67E+003 | 0.000495 | 0.00631 | 0.00308 | 0.00024078 | 0.000002186 |
| 302.00 | 0.30200 | 1.08E+003 | 0.000485 | 0.00408 | 0.00307 | 0.00015912 | 0.000001476 |
| 306.23 | 0.30623 | 2.57E+003 | 0.000478 | 0.00971 | 0.00307 | 0.00038388 | 0.000003610 |
| 311.71 | 0.31171 | 1.37E+003 | 0.000470 | 0.00518 | 0.00307 | 0.00020836 | 0.000001993 |
| 313.80 | 0.31380 | 8.49E+002 | 0.000466 | 0.00321 | 0.00307 | 0.00013003 | 0.000001252 |
| 316.25 | 0.31625 | 2.46E+003 | 0.000462 | 0.00930 | 0.00307 | 0.00037986 | 0.000003684 |
| 326.21 | 0.32621 | 3.01E+003 | 0.000447 | 0.01138 | 0.00306 | 0.00048089 | 0.0000004805 |
| 330.29 | 0.33029 | 2.21E+003 | 0.000441 | 0.00835 | 0.00306 | 0.00035815 | 0.000003622 |
| 332.56 | 0.33256 | 2.75E+003 | 0.000437 | 0.01039 | 0.00306 | 0.00044925 | 0.000004573 |
| 335.80 | 0.33580 | 1.03E+003 | 0.000432 | 0.00389 | 0.00306 | 0.00017022 | 0.000001749 |
| 342.77 | 0.34277 | 1.67E+003 | 0.000421 | 0.00631 | 0.00306 | 0.00028305 | 0.000002966 |
| 348.27 | 0.34827 | 2.44E+003 | 0.000413 | 0.00922 | 0.00305 | 0.00042207 | 0.0000004490 |
| 351.60 | 0.35160 | 2.18E+003 | 0.000408 | 0.00824 | 0.00305 | 0.00038184 | 0.0000004099 |
| 357.50 | 0.35750 | 3.05E+003 | 0.000396 | 0.01153 | 0.00305 | 0.00055004 | 0.000006000 |
| 359.01 | 0.35901 | 2.79E+003 | 0.000394 | 0.01054 | 0.00305 | 0.00050606 | 0.000005542 |
| 363.65 | 0.36365 | 5.02E+002 | 0.000387 | 0.00190 | 0.00305 | 0.00009265 | 0.000001027 |
| 368.14 | 0.36814 | 1.17E+003 | 0.000381 | 0.00442 | 0.00305 | 0.00021952 | 0.000002462 |
| 373.45 | 0.37345 | 1.74E+003 | 0.000373 | 0.00658 | 0.00304 | 0.00033273 | 0.000003783 |
| 376.05 | 0.37605 | 9.54E+002 | 0.000370 | 0.00361 | 0.00304 | 0.00018409 | 0.000002107 |
| 380.96 | 0.38096 | 1.13E+003 | 0.000364 | 0.00427 | 0.00304 | 0.00022177 | 0.000002570 |
| 387.98 | 0.38798 | 1.26E+004 | 0.000355 | 0.04762 | 0.00304 | 0.00253138 | 0.0000029850 |
| 396.91 | 0.39691 | 3.11E+003 | 0.000345 | 0.01175 | 0.00304 | 0.00064294 | 0.000007747 |
| 409.45 | 0.40945 | 7.08E+002 | 0.000333 | 0.00268 | 0.00303 | 0.00015205 | 0.000001887 |
| 422.48 | 0.42248 | 1.18E+003 | 0.000320 | 0.00446 | 0.00303 | 0.00026301 | 0.000003363 |
| 455.17 | 0.45517 | 5.85E+002 | 0.000295 | 0.00221 | 0.00301 | 0.00014178 | 0.000001945 |

| 457.29 | 0.45729 | 6.15E+002 | 0.000293 | 0.00232 | 0.00301 | 0.00014980 | 0.000002064 |
|---------|---------|-----------|----------|---------|---------|------------|--------------|
| 465.69 | 0.46569 | 5.16E+002 | 0.000288 | 0.00195 | 0.00301 | 0.00012815 | 0.0000001796 |
| 468.71 | 0.46871 | 8.23E+002 | 0.000286 | 0.00311 | 0.00301 | 0.00020580 | 0.000002902 |
| 474.79 | 0.47479 | 1.12E+003 | 0.000282 | 0.00423 | 0.00301 | 0.00028386 | 0.0000004051 |
| 486.83 | 0.48683 | 8.49E+002 | 0.000275 | 0.00321 | 0.00300 | 0.00022077 | 0.000003226 |
| 496.74 | 0.49674 | 2600.00 | 0.000269 | 0.00983 | 0.00300 | 0.00068990 | 0.0000010273 |
| 510.37 | 0.51037 | 848.00 | 0.000262 | 0.00320 | 0.00299 | 0.00023108 | 0.000003529 |
| 529.81 | 0.52981 | 1010.00 | 0.000253 | 0.00382 | 0.00299 | 0.00028525 | 0.0000004511 |
| 535.15 | 0.53515 | 964.00 | 0.000250 | 0.00364 | 0.00298 | 0.00027484 | 0.0000004388 |
| 540.90 | 0.54090 | 1090.00 | 0.000248 | 0.00412 | 0.00298 | 0.00031388 | 0.0000005061 |
| 588.57 | 0.58857 | 1380.00 | 0.000230 | 0.00522 | 0.00296 | 0.00042903 | 0.000007482 |
| 591.19 | 0.59119 | 295.00 | 0.000229 | 0.00111 | 0.00296 | 0.00009208 | 0.000001612 |
| 608.95 | 0.60895 | 80.50 | 0.000223 | 0.00030 | 0.00296 | 0.00002579 | 0.000000464 |
| 641.04 | 0.64104 | 1.09E+003 | 0.000213 | 0.00412 | 0.00294 | 0.00036524 | 0.000006891 |
| 667.74 | 0.66774 | 1.03E+003 | 0.000206 | 0.00389 | 0.00293 | 0.00035758 | 0.000007004 |
| 723.16 | 0.72316 | 4.44E+003 | 0.000192 | 0.01678 | 0.00291 | 0.00165226 | 0.0000034802 |
| 756.84 | 0.75684 | 9.19E+002 | 0.000184 | 0.00347 | 0.00290 | 0.00035598 | 0.000007814 |
| 846.64 | 0.84664 | 6500.00 | 0.000167 | 0.02457 | 0.00287 | 0.00278633 | 0.0000067638 |
| 873.14 | 0.87314 | 1.14E+003 | 0.000162 | 0.00431 | 0.00286 | 0.00050288 | 0.0000012547 |
| 996.17 | 0.99617 | 7.31E+002 | 0.000143 | 0.00276 | 0.00281 | 0.00036608 | 0.0000010258 |
| 1004.70 | 1.00470 | 1.67E+003 | 0.000141 | 0.00631 | 0.00281 | 0.00084343 | 0.0000023810 |
| 1238.07 | 1.23807 | 396.00 | 0.000114 | 0.00150 | 0.00266 | 0.00024785 | 0.000008167 |
| 1274.37 | 1.27437 | 1800.00 | 0.000111 | 0.00680 | 0.00264 | 0.00116144 | 0.0000039128 |
| 1313.22 | 1.31322 | 189.00 | 0.000107 | 0.00071 | 0.00262 | 0.00012589 | 0.000004339 |
| 1435.62 | 1.43562 | 162.00 | 0.000098 | 0.00061 | 0.00257 | 0.00011856 | 0.000004370 |
| 1596.13 | 1.59613 | 527.00 | 0.000087 | 0.00199 | 0.00250 | 0.00043056 | 0.0000017161 |
| 2591.87 | 2.59187 | 25.80 | 0.000059 | 0.00010 | 0.00215 | 0.00003124 | 0.000001743 |

Сумирањем задње колоне, те множењем са коефицијентом који је извучен испред, услед слагања димензија, добија се вредност специфичне гама константе:

$$\Gamma = ({}^{252}Cf) = 1,76 \ 10^{-20} \frac{C m^2}{kg Bq s}$$
 односно
 $\Gamma = ({}^{252}Cf) = 2,6 \ 10^{-5} \frac{mSv m^2}{h MBq}$

Грешка за вредност сшецифичне гама константе се рачуна на следећи начин: Како мерну несигурност имају интензитети појединих гама линија, а они преко p_i улазе у рачун за гама констатну. Стога се рачуна прво грешка p_y :

$$\Delta p_i = p_i \sqrt{\left(\frac{\Delta Nd}{Nd}\right)^2} \tag{p.2}$$

Даље, вредност p_i улази у једначину за гама константу, носећи и своју грешку, па грешка за саму гама константу износи:

$$\Delta\Gamma_i = \Gamma_i \sqrt{\left(\frac{\Delta p_i}{p_i}\right)^2} \tag{p.3}$$

| Δp_{γ} | $\Delta\Gamma_{i}$ | 4.30E-05 | 3.31E-08 | 4.70E-05 | 6.45E-08 |
|---------------------|--------------------|----------|----------|----------|----------|
| 4.28E-05 | 7.58E-09 | 3.88E-05 | 3.06E-08 | 4.83E-05 | 6.66E-08 |
| 5.06E-05 | 9.23E-09 | 4.14E-05 | 3.29E-08 | 4.83E-05 | 6.77E-08 |
| 4.18E-05 | 7.76E-09 | 4.17E-05 | 3.47E-08 | 4.89E-05 | 6.90E-08 |
| 3.89E-05 | 7.35E-09 | 4.09E-05 | 3.47E-08 | 5.02E-05 | 7.16E-08 |
| 5.11E-05 | 5.99E-09 | 3.87E-05 | 3.47E-08 | 5.27E-05 | 7.70E-08 |
| 3.94E-05 | 5.09E-09 | 3.93E-05 | 3.54E-08 | 5.53E-05 | 8.23E-08 |
| 4.12E-05 | 5.53E-09 | 4.36E-05 | 3.95E-08 | 6.44E-05 | 9.84E-08 |
| 5.28E-05 | 7.24E-09 | 4.41E-05 | 4.09E-08 | 5.48E-05 | 8.67E-08 |
| 4.27E-05 | 6.58E-09 | 4.02E-05 | 3.78E-08 | 5.36E-05 | 8.56E-08 |
| 5.35E-05 | 8.70E-09 | 3.75E-05 | 3.59E-08 | 5.27E-05 | 8.50E-08 |
| 4.26E-05 | 7.76E-09 | 3.92E-05 | 3.78E-08 | 5.72E-05 | 9.98E-08 |
| 4.60E-05 | 8.83E-09 | 4.07E-05 | 3.95E-08 | 5.44E-05 | 9.53E-08 |
| 4.53E-05 | 8.95E-09 | 4.28E-05 | 4.27E-08 | 5.65E-05 | 1.02E-07 |
| 4.55E-05 | 9.53E-09 | 4.15E-05 | 4.20E-08 | 5.98E-05 | 1.13E-07 |
| 4.57E-05 | 1.02E-08 | 4.62E-05 | 4.70E-08 | 5.25E-05 | 1.03E-07 |
| 4.85E-05 | 1.20E-08 | 3.84E-05 | 3.94E-08 | 1.08E-04 | 2.26E-07 |
| 4.59E-05 | 1.19E-08 | 4.33E-05 | 4.54E-08 | 5.24E-05 | 1.15E-07 |
| 6.32E-05 | 1.85E-08 | 4.33E-05 | 4.60E-08 | 1.24E-04 | 3.01E-07 |
| 4.56E-05 | 1.74E-08 | 4.43E-05 | 4.76E-08 | 6.47E-05 | 1.61E-07 |
| 4.76E-05 | 1.86E-08 | 4.95E-05 | 5.40E-08 | 6.50E-05 | 1.82E-07 |
| 4.53E-05 | 1.90E-08 | 5.80E-05 | 6.35E-08 | 7.53E-05 | 2.12E-07 |
| 4.67E-05 | 2.02E-08 | 4.33E-05 | 4.80E-08 | 5.98E-05 | 1.97E-07 |
| 4.33E-05 | 2.74E-08 | 4.53E-05 | 5.08E-08 | 1.09E-04 | 3.68E-07 |
| 4.38E-05 | 2.80E-08 | 4.48E-05 | 5.09E-08 | 5.96E-05 | 2.06E-07 |
| 4.74E-05 | 3.11E-08 | 4.46E-05 | 5.10E-08 | 6.66E-05 | 2.45E-07 |
| 4.46E-05 | 3.02E-08 | 4.48E-05 | 5.19E-08 | 7.61E-05 | 3.03E-07 |
| 4.28E-05 | 3.02E-08 | 7.29E-05 | 8.60E-08 | 1.09E-04 | 6.09E-07 |
| 4.36E-05 | 3.24E-08 | 5.15E-05 | 6.20E-08 | | ΔΓ |
| 4.42E-05 | 3.31E-08 | 4.61E-05 | 5.72E-08 | | 2.43E-21 |
| 4.32E-05 | 3.31E-08 | 4.96E-05 | 6.33E-08 | | |

За претходни списак енергија у спектру из 2008. године дате су вредности грешки за Δp_{γ} и $\Delta \Gamma_{\rm i}$,

$$\Gamma = (^{252}Cf) = 1,76(24) \ 10^{-20} \frac{\text{C m}^2}{\text{kg Bq s}}$$

5.2.5.2.Спектар из 2013. године

Идентична процедура је извршена и за спектар мерен 2013. године. Колоне представљају исте параметре, који су описани и у претходном случају.

Разлика која је примећена између спектара, приликом њихове обраде, састоји се у смањеном одброју сваке од гама линија, услед смањења активности 252 Cf за око фактор три. Такође, рачунањем p_{γ} по формули (р.1) примећен је пораст вредности за само неке од линија спектра, док су вредности за већину линија остале исте. Разлози за ово ће бити разматрани у наставку рада.

| E(keV) | E(MeV) | Одброј | ефикасност | Одброј/s | μ_{en}/ρ (m ² /kg) | p_{γ} | Г |
|--------|---------|----------|------------|----------|---|--------------|--------------|
| 65.77 | 0.06577 | 627.00 | 0.000630 | 0.00237 | 0.00269 | 0.00022510 | 0.000000399 |
| 72.34 | 0.07234 | 917.00 | 0.000667 | 0.00347 | 0.00254 | 0.00031102 | 0.000000572 |
| 74.43 | 0.07443 | 1880.00 | 0.000688 | 0.00711 | 0.00251 | 0.00061817 | 0.0000001155 |
| 86.44 | 0.08644 | 5930.00 | 0.000758 | 0.02241 | 0.00137 | 0.00176981 | 0.000002097 |
| 105.05 | 0.10505 | 5080.00 | 0.000767 | 0.01920 | 0.00132 | 0.00149834 | 0.000002074 |
| 109.14 | 0.10914 | 1410.00 | 0.000769 | 0.00533 | 0.00132 | 0.00041480 | 0.000000596 |
| 117.37 | 0.11737 | 358.00 | 0.000772 | 0.00135 | 0.00132 | 0.00010491 | 0.000000163 |
| 122.94 | 0.12294 | 23400.00 | 0.000770 | 0.08844 | 0.00134 | 0.00687490 | 0.0000011295 |
| 137.79 | 0.13779 | 381.00 | 0.000730 | 0.00144 | 0.00140 | 0.00011807 | 0.000000228 |
| 140.28 | 0.14028 | 791.00 | 0.000723 | 0.00299 | 0.00142 | 0.00024750 | 0.000000493 |
| 158.90 | 0.15890 | 1830.00 | 0.000682 | 0.00692 | 0.00158 | 0.00060703 | 0.000001526 |
| 162.28 | 0.16228 | 272.00 | 0.000675 | 0.00103 | 0.00162 | 0.00009116 | 0.000000240 |
| 165.05 | 0.16505 | 558.00 | 0.000670 | 0.00211 | 0.00165 | 0.00018841 | 0.000000514 |
| 171.78 | 0.17178 | 2050.00 | 0.000657 | 0.00775 | 0.00174 | 0.00070588 | 0.000002107 |
| 177.23 | 0.17723 | 999.00 | 0.000647 | 0.00378 | 0.00181 | 0.00034930 | 0.000001123 |
| 192.36 | 0.19236 | 1550.00 | 0.000622 | 0.00586 | 0.00206 | 0.00056374 | 0.000002235 |
| 199.32 | 0.19932 | 1740.00 | 0.000612 | 0.00658 | 0.00219 | 0.00064319 | 0.000002808 |
| 211.66 | 0.21166 | 3150.00 | 0.000595 | 0.01190 | 0.00311 | 0.00119766 | 0.000007878 |
| 218.74 | 0.21874 | 1140.00 | 0.000586 | 0.00431 | 0.00311 | 0.00044010 | 0.000002989 |
| 232.19 | 0.23219 | 363.00 | 0.000569 | 0.00137 | 0.00310 | 0.00014432 | 0.000001039 |
| 241.75 | 0.24175 | 2880.00 | 0.000558 | 0.01088 | 0.00310 | 0.00116761 | 0.000008739 |
| 248.10 | 0.24810 | 3380.00 | 0.000554 | 0.01277 | 0.00309 | 0.00138022 | 0.0000010593 |
| 253.29 | 0.25329 | 343.00 | 0.000553 | 0.00130 | 0.00309 | 0.00014032 | 0.000001099 |
| 258.58 | 0.25858 | 1580.00 | 0.000552 | 0.00597 | 0.00309 | 0.00064753 | 0.000005173 |
| 269.99 | 0.26999 | 1110.00 | 0.000549 | 0.00419 | 0.00308 | 0.00045740 | 0.000003810 |
| 295.95 | 0.29595 | 1880.00 | 0.000510 | 0.00711 | 0.00307 | 0.00083393 | 0.000007589 |
| 302.89 | 0.30289 | 2080.00 | 0.000497 | 0.00786 | 0.00307 | 0.00094678 | 0.000008810 |
| 307.14 | 0.30714 | 377.00 | 0.000487 | 0.00142 | 0.00307 | 0.00017513 | 0.000001652 |
| 317.04 | 0.31704 | 297.00 | 0.000464 | 0.00112 | 0.00307 | 0.00014480 | 0.000001408 |
| 326.80 | 0.32680 | 1600.00 | 0.000442 | 0.00605 | 0.00306 | 0.00081891 | 0.000008197 |
| 333.44 | 0.33344 | 3120.00 | 0.000429 | 0.01179 | 0.00306 | 0.00164527 | 0.0000016789 |
| 343.85 | 0.34385 | 1120.00 | 0.000409 | 0.00423 | 0.00306 | 0.00061949 | 0.0000006510 |

| 348.90 | 0.34890 | 168.00 | 0.000416 | 0.00063 | 0.00305 | 0.00009136 | 0.000000974 |
|---------|---------|----------|----------|---------|---------|------------|--------------|
| 352.09 | 0.35209 | 1860.00 | 0.000422 | 0.00703 | 0.00305 | 0.00099711 | 0.0000010719 |
| 358.86 | 0.35886 | 3060.00 | 0.000420 | 0.01156 | 0.00305 | 0.00164821 | 0.0000018043 |
| 381.52 | 0.38152 | 588.00 | 0.000395 | 0.00222 | 0.00304 | 0.00033676 | 0.000003908 |
| 388.42 | 0.38842 | 13700.00 | 0.000387 | 0.05178 | 0.00304 | 0.00800849 | 0.0000094538 |
| 397.57 | 0.39757 | 1380.00 | 0.000372 | 0.00522 | 0.00304 | 0.00083922 | 0.0000010128 |
| 423.34 | 0.42334 | 1140.00 | 0.000342 | 0.00431 | 0.00303 | 0.00075408 | 0.0000009659 |
| 462.81 | 0.46281 | 324.00 | 0.000316 | 0.00122 | 0.00301 | 0.00023195 | 0.000003232 |
| 484.28 | 0.48428 | 66.70 | 0.000303 | 0.00025 | 0.00300 | 0.00004980 | 0.000000724 |
| 497.31 | 0.49731 | 1200.00 | 0.000296 | 0.00454 | 0.00300 | 0.00091713 | 0.0000013672 |
| 511.44 | 0.51144 | 4820.00 | 0.000289 | 0.01822 | 0.00299 | 0.00377303 | 0.0000057739 |
| 530.12 | 0.53012 | 1100.00 | 0.000280 | 0.00416 | 0.00299 | 0.00088874 | 0.0000014064 |
| 541.44 | 0.54144 | 343.00 | 0.000275 | 0.00130 | 0.00298 | 0.00028216 | 0.0000004554 |
| 560.40 | 0.56040 | 86.30 | 0.000266 | 0.00033 | 0.00297 | 0.00007340 | 0.0000001223 |
| 591.96 | 0.59196 | 578.00 | 0.000254 | 0.00218 | 0.00296 | 0.00051480 | 0.0000009026 |
| 602.59 | 0.60259 | 742.00 | 0.000250 | 0.00280 | 0.00296 | 0.00067144 | 0.0000011967 |
| 609.50 | 0.60950 | 760.00 | 0.000247 | 0.00287 | 0.00296 | 0.00069608 | 0.0000012537 |
| 641.53 | 0.64153 | 928.00 | 0.000236 | 0.00351 | 0.00294 | 0.00088956 | 0.0000016796 |
| 655.03 | 0.65503 | 113.00 | 0.000232 | 0.00043 | 0.00294 | 0.00011019 | 0.000002121 |
| 658.58 | 0.65858 | 133.00 | 0.000231 | 0.00050 | 0.00294 | 0.00013025 | 0.000002519 |
| 662.12 | 0.66212 | 463.00 | 0.000230 | 0.00175 | 0.00294 | 0.00045540 | 0.000008851 |
| 692.69 | 0.69269 | 682.00 | 0.000222 | 0.00258 | 0.00292 | 0.00069498 | 0.0000014076 |
| 723.72 | 0.72372 | 5140.00 | 0.000215 | 0.01943 | 0.00291 | 0.00540836 | 0.0000113999 |
| 735.67 | 0.73567 | 123.00 | 0.000212 | 0.00046 | 0.00291 | 0.00013125 | 0.000002808 |
| 757.11 | 0.75711 | 1010.00 | 0.000208 | 0.00382 | 0.00290 | 0.00109850 | 0.0000024120 |
| 793.91 | 0.79391 | 76.40 | 0.000200 | 0.00029 | 0.00289 | 0.00008642 | 0.0000001980 |
| 847.14 | 0.84714 | 11200.00 | 0.000190 | 0.04233 | 0.00287 | 0.01333538 | 0.0000323884 |
| 873.65 | 0.87365 | 2140.00 | 0.000185 | 0.00809 | 0.00286 | 0.00261688 | 0.0000065325 |
| 996.51 | 0.99651 | 1640.00 | 0.000166 | 0.00620 | 0.00281 | 0.00223500 | 0.0000062645 |
| 1005.03 | 1.00503 | 2730.00 | 0.000165 | 0.01032 | 0.00278 | 0.00374300 | 0.0000104677 |
| 1196.18 | 1.19618 | 1.24 | 0.000141 | 0.00000 | 0.00268 | 0.00000199 | 0.000000064 |
| 1238.73 | 1.23873 | 678.00 | 0.000139 | 0.00256 | 0.00266 | 0.00110346 | 0.0000036374 |
| 1274.75 | 1.27475 | 4380.00 | 0.000136 | 0.01655 | 0.00264 | 0.00728578 | 0.0000245508 |
| 1313.66 | 1.31366 | 294.00 | 0.000130 | 0.00111 | 0.00262 | 0.00051162 | 0.0000017640 |
| 1460.96 | 1.46096 | 92.90 | 0.000124 | 0.00035 | 0.00256 | 0.00016949 | 0.000006330 |
| 1596.40 | 1.59640 | 636.00 | 0.000124 | 0.00240 | 0.00250 | 0.00116032 | 0.0000046253 |
| 1670.16 | 1.67016 | 40.00 | 0.000124 | 0.00015 | 0.00247 | 0.00007298 | 0.000003006 |
| 1704.61 | 1.70461 | 10.10 | 0.000124 | 0.00004 | 0.00245 | 0.00001843 | 0.000000770 |
| 1826.39 | 1.82639 | 8.22 | 0.000124 | 0.00003 | 0.00240 | 0.00001500 | 0.000000658 |
| 1852.38 | 1.85238 | 23.50 | 0.000124 | 0.00009 | 0.00239 | 0.00004287 | 0.0000001901 |
| 2748.16 | 2.74816 | 2.99 | 0.000124 | 0.00001 | 0.00211 | 0.00000545 | 0.000000316 |
| 2762.74 | 2.76274 | 18.50 | 0.000124 | 0.00007 | 0.00211 | 0.00003375 | 0.000001964 |

Вредност гама констатие добијене из спектра снимљеног у 2013. години износи:

$$\Gamma = \left({}^{252}Cf\right) = 5,73 \ 10^{-20} \frac{\text{C m}^2}{\text{kg Bq s}}$$

$$\Gamma = ({}^{252}Cf) = 8,52 \ 10^{-5} \frac{\text{mSv m}^2}{\text{h MBq}}$$

Рачунате грешке за Δp_{y} и $\Delta \Gamma_{i}$, за енергије гама линије из спектара 2013. године.

| | | | 7 | | | |
|---------------------|----------|------------------|-------------------|---------------------|----------|----------|
| Δp_{γ} | | $\Delta\Gamma_i$ | 1.01E-04 | 9.18E-08 | 6.76E-05 | 1.31E-07 |
| | 9.65E-05 | 1.71E-08 | 9.90E-05 | 9.21E-08 | 9.78E-05 | 1.90E-07 |
| | 4.43E-05 | 8.14E-09 | 7.81E-05 | 7.37E-08 | 1.17E-04 | 2.36E-07 |
| | 5.25E-05 | 9.80E-09 | 6.35E-05 | 6.17E-08 | 1.34E-04 | 2.83E-07 |
| | 1.06E-04 | 1.26E-08 | 1.01E-04 | 1.01E-07 | 7.30E-05 | 1.56E-07 |
| | 1.12E-04 | 1.54E-08 | 9.62E-05 | 9.82E-08 | 1.02E-04 | 2.25E-07 |
| | 9.90E-05 | 1.42E-08 | 1.02E-04 | 1.07E-07 | 5.23E-05 | 1.20E-07 |
| | 6.13E-05 | 9.52E-09 | 6.53E-05 | 6.96E-08 | 1.71E-04 | 4.16E-07 |
| | 1.23E-04 | 2.02E-08 | 9.16E-05 | 9.85E-08 | 1.15E-04 | 2.87E-07 |
| | 1.00E-04 | 1.94E-08 | 9.90E-05 | 1.08E-07 | 1.10E-04 | 3.09E-07 |
| | 9.64E-05 | 1.92E-08 | 8.29E-05 | 9.62E-08 | 1.23E-04 | 3.44E-07 |
| | 1.30E-04 | 3.27E-08 | 1.17E-04 | 1.39E-07 | 5.56E-05 | 1.78E-07 |
| | 9.10E-05 | 2.39E-08 | 9.15E-05 | 1.10E-07 | 1.01E-04 | 3.34E-07 |
| | 8.63E-05 | 2.35E-08 | 1.04E-04 | 1.33E-07 | 1.50E-04 | 5.05E-07 |
| | 1.16E-04 | 3.46E-08 | 9.47E-05 | 1.32E-07 | 9.01E-05 | 3.11E-07 |
| | 9.44E-05 | 3.03E-08 | 5.61E-05 | 8.15E-08 | 6.31E-05 | 2.35E-07 |
| | 1.17E-04 | 4.63E-08 | 1.02E-04 | 1.52E-07 | 9.50E-05 | 3.79E-07 |
| | 1.06E-04 | 4.62E-08 | 1.32E-04 | 2.02E-07 | 3.93E-05 | 1.62E-07 |
| | 1.20E-04 | 7.88E-08 | 1.08E-04 | 1.71E-07 | 5.16E-05 | 2.16E-07 |
| | 9.67E-05 | 6.57E-08 | 8.02E-05 | 1.29E-07 | 4.11E-05 | 1.81E-07 |
| | 7.64E-05 | 5.50E-08 | 6.52E-05 | 1.09E-07 | 4.43E-05 | 1.96E-07 |
| | 1.13E-04 | 8.43E-08 | 9.66E-05 | 1.69E-07 | 1.91E-05 | 1.11E-07 |
| | 1.16E-04 | 8.91E-08 | 1.07E-04 | 1.90E-07 | 2.13E-05 | 1.24E-07 |
| | 7.87E-05 | 6.17E-08 | 1.15E-04 | 2.07E-07 | | ΔΓ |
| | 9.07E-05 | 7.24E-08 | 1.11E-04 | 2.10E-07 | | 3.76E-21 |
| | 8.38E-05 | 6.98E-08 | 7.92E-05 | 1.52E-07 | | |
| | Γ= | $=(^{252}Cf)=5$ | $.73(38) 10^{-2}$ | 20 C m ² | | |
| | - | | , - () = 0 | kg Bq s | | |

Упоређивањем резултата који се добију из два мерена спектра, добија се да је специфична гама константа порасла 3,26 пута.

5.2.6.Утицај гама линија слабих интензитета

Измерени спектри поседују велики број линија. Ово посебно важи за спектар из 2008.године. Наиме, калифорнијум 252 има преко 900 фисионих продуката, са различитом вероватноћом настанка за сваки. Такође, нису сви продукти гама емитери, да би се могло закључити о њиховм нагомилавању у извору опажањем гама линија које емитују. Због поменутих разлога, у гама спектру се не види допринос свих продуката. Ипак, и поред тога у првом спектру је примећено "само" око 220 гама линија.

У другом спектру број примећених линија је нешто мањи, до око 70. Велики број фисионих продуката ²⁵²Сf има релативно кратка времена полураспада. Стога, они

се налазе у равнотежи са самим калифорнијумом, тако да њихова активност опада стопом смањивања активности 252 Cf. Комбинујући ово, заједно са ниским вероватноћама настанка појединих изотопа, ти краткоживећи изотопи се не могу приметити у каснијем спектру, што су и разлози за мањи број линија у спектру мереном 2013. године. На слици р.9 су приказани максимуми дистрибуције фисионих фрагмената 252 Cf у п-р графику. Сви који су обележени црном бојом имају вероватноћу настанка у фисији већу од једног процента.



Слика р.9 - Максимуми расподеле фисионих продуката

Број линија је приличан, али само мали број њих има велике интензитете. Стога, се поставља питање у којој мери велики број слабих линија доприноси укупној гама константи извора. Како би се ово открило, специфична гама константа, за оба спектра, се рачуна за различите нивое значајности. Ово је рађено по параментру квантног приноса p_{γ} сваке од линија. Наиме, узета су три нивоа p_{γ} за које је рачуната гама константа: 0.000015 (у 2013.спектру 0,00002); 0,0001 и 0,001 (односно у процентима 0.0015% (0,002%): 0.01% и 0.1%) у оба снимљена спектра. Вредности гама константе, као функције од p_{γ} су представљене графички:



Слика р.10 - вредности гама константе за различите нивое значајности

Из рачуна се може закључити да линије у гама спектру које имају принос по једном распаду 252 Cf мањи од 0,01% не доприносе значајно укупној вредности специфичне гама константе, што се слаже са претпоставкама М. Нинковића [22].

5.3.Анализа пораста специфичне гама константе

Грубо говорећи, сви фисиони продукти ²⁵²Сf се могу поделити у две групе:

- Краткоживећи фисиони продукти. Њихово време полураспада је знатно краће од времена полураспада ²⁵²Cf. Услед тога, као што је већ и поменуто, они се налазе у равнотежи са калифорнијумом и у свежем извору.
- Дугоживећи фисиони продукти. Њихова времена полураспада су реда величине времена полуживота ²⁵²Cf (године), односно и већа. Стога, активност дугоживећих радиоизотопа расте одрећено време, достиже максимум, па после тога почиње полако да опада.

5.3.1.Активност у радиоактивном ланцу

Посматра се низ од три радионуклида. Први је нестабилан и распадом се трансформише у N_2 који је такође нестабилан, те се распада на N_3 .

$$N_1 \rightarrow N_2 \rightarrow N_3$$

Брзине распада N_1 и N_2 су дате са:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \tag{p.4}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \tag{p.5}$$

Где су са λ дате константе распада сваког од радионуклида *N*. Замењујући добро познати закон радиоактивног распада $N_1 = N_1^0 e^{-\lambda_1 t}$ у (р.5) добија се:

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 - \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} = 0$$
 (p.6)

Решење претходне једначине је:

$$N_{2} = \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2} - \lambda_{1}} N_{1}^{0} \left(e^{-\lambda_{1}t} - e^{-\lambda_{2}t} \right) + N_{2}^{0} e^{-\lambda_{2}t}$$
(p.7)

Први члан описује настанак N_2 распадом N_1 , као и смањивање N_2 сопственим распадом. Други члан у изразу даје допринос почетних нуклида N_2 .

У општем случају, уколико се ланац састоји од *n* радионуклида, за сваког од њих се може писати:

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda_{i-1}N_{i-1} - \lambda_i N_i \tag{p.8}$$

Ако се претпостави да је N_1^0 почетан број атома, са непостојањем осталих у почетном тренутку, активност n - тог нуклида се може писати:

$$A_n = \lambda_n N_n = N_1^0 \sum_{i=1}^n c_i e^{-\lambda_i t} = N_1^0 (c_1 e^{-\lambda_1 t} + c_2 e^{-\lambda_2 t} \dots + c_n e^{-\lambda_n t}) (p.9)$$

При чему је $c_m = \frac{\prod_{i=1}^n \lambda_i}{\prod_{i=1}^n (\lambda_i - \lambda_m)} [23].$

Када је случај $\lambda_1 \ll \lambda_2$, односно када се N_I много спорије распада од N_2 , једнчина (р.7) се може апроксимирати са:

$$N_2 \sim \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1^0 e^{-\lambda_1 t} = \lambda_1 N_1 \tag{p.10}$$

Односно $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$ и ово представља секуларну равнотежу.

У случају да је $\lambda_1 > \lambda_2$, односно да се N_I распада бржим темпом од N_2 , количина N_2 расте до максималне вредности, а затим када допринос од N_I постане занемарљив, после дугог протеклог времена, N_2 се распада својом брзином распада. Једначина (р.7) се може апроксимирати:

$$N_2 \sim \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} N_1^0 e^{-\lambda_2 t} \tag{p.11}$$

Посебан је случај код ланаца који се стварају распадом ²⁵² Сf. Наиме, фисиони продукти калифорнијума настају са вишком неутрона. Како би прешли у стабилне изотопе, доживљавају бета распаде, једну, или низ бета трансформација, у зависности од њихове удаљености од линије стабилности. Сваки члан у изобарном ланцу настаје од изобара са мањим бројем протона, а распада се у изобар са већим бројем протона. Ово одговара поменутим једначинама (p.4) и (p.5). На слици p.11 приказан је пример изобарног низа за масени број 105. Сваки од елемената ланца се низом $\beta^{-}(\beta^{+})$ распада трансформише у стабилног члана, у овом случају у ¹⁵⁵Pd.



Слика р.11 - изобарни ланац за масени број 105

Међутим, диференцијалне једначине које описују промену броја нуклида се морају модификовати. Сваки члан изобарног ланца, настаје и нестаје као што је претходно поменуто, али сваки члан такође настаје и директно фисијом ²⁵²Cf. Модификоване једначине се могу написати:

$$\frac{dN_{FP1}}{dt} = -\lambda_{FP1} N_{FP1} + a_{FP1} \lambda_{Cf252} N_{Cf252}$$
(p.12)

$$\frac{aN_{FP2}}{dt} = \lambda_{FP1} N_{FP1} - \lambda_{FP2} N_{FP2} + a_{FP2} \lambda_{Cf252} N_{Cf252}$$
(p.13)

И тако редом за све чланове изобарног ланца до стабилног нуклида. Где a_{FP} представља вероватноћу настанка неког од фисионих продукта по једној фисији ²⁵²Cf. Решавањем диференцијалних једначина, може се добити промена активности за сваки од фисионих фрагмената ²⁵²Cf.

5.3.2.Гама константе краткоживећих потомака

Претходно је изведен израз за специфичну гама константу. На основу тога, за поједину гама линију неког од протуката фисије ²⁵²Сf може се написати:

$$\Gamma_{i} = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{i} p_{\gamma i} E_{i} \tag{p.14}$$

При чему је, као што је поменуто, p_{γ} дато изразом:

$$p_{\gamma} = \frac{N_d(E_i)}{A(2^5 \, Cf) \, \varepsilon_i}$$

У изразу за p_{γ} дефинисано је неколико битних величина за даљу анализу. $N_d(E_i)$ представља број детектованих фотона у јединици времена, енергије E_i . Ова величина је повезана са активношћу фисионог продукта следећим изразом:

$$N_d(E_i) = A_{FP} p_{FP} \varepsilon_i \tag{p.15}$$

Где је A_{FP} активност фисионог продукта ²⁵²Сf који емитује фотоне енергије E_i , p_{FP} је вероватноћа емитовања фотона енергије E_i по једном распаду појединог фисионог продукта, а ε_i је ефикасност детекторског система. Стога може се представити да је p_{γ} , па и гама константа Γ_i пропорционална са:

$$\sim \frac{A_{FP}}{A(^{25} \mathcal{C}f)} \tag{p.16}$$

Даље, како су краткоживећи потомци у равнотежи са ²⁵² Cf, односно речено мало другачије, брзина опадања активности краткоживећих фисионих продуката је једнака брзини којом се активност 252Cf смањује, однос (р.7) ће увек имати исту вредност. То значи да ће квантни принос p_{γ} из једначине за гама константе Γ_i бити константан кроз време. А самим тим и Γ_i краткоживећих потомака ²⁵² Cf се неће мењати.

5.3.3.Гама константе дугоживећих потомака

Претходно је дата груба подела потомака калифорнијума 252. У списку фисионих продуката који су присутни на спектрима из 2008. и 2013. године, велика

већина су они краткоживећи, који су у равнотежи са ²⁵² Сf. Од дугоживећих, све се своди на три радионуклида[24]:

¹³⁷Сs(T_{1/2}=30,07 година),

¹⁵⁴Eu(T_{1/2}=8,593 година) и

¹⁵⁵Eu(Т_{1/2}=4,7611 година).



Слика р.12 - Позиција дугоживећих потомака у п-р графику

Услед чињенице да је време полураспада ова три нуклида веће у односу на калифорнијумово, њихова активност расте одређени временски период, до неког максимума, а затим опада стопом распада сваког од њих. Решавањем диференцијалних једначина (р.12) и (р.13) добијају севременске зависности активности поменута три фисиона продукта, што је приказано на следећим графицима.





Како поменута три фисиона продукта нису у равнотежи са калифорнијумом, однос активности сваког од њих и 252 Cf није константан, а самим тим и p_{γ} , већ он представља функцију времена:

$$p_{\gamma}(t) = \frac{N_d(E_i)}{A(^{252}Cf) \cdot \varepsilon_i}$$
(p.17)

Временска зависност p_{γ} је пропорционална са временском зависношћу следећег количника:

$$p_{\gamma}(t) \sim \frac{e^{-\lambda(Cf)\cdot t} - e^{-\lambda(FP)\cdot t}}{e^{-\lambda(Cf)\cdot t}}$$
(p.18)

Рачунајући активности три дугоживећа нуклида, као функцију времена и делећи их са активношћу 252 Cf, може се добити временска промена p_{γ} . Она се сликовито може представити следећим графиком:



Из овога се може закључити да ће p_{γ} дугоживећих фисионих продуката имати сталан пораст током времена.

Пораст укупне специфичне гама константе калифорнијумовог извора долази од пораста квантних приноса p_{γ} дугоживећих фисионих продуката: ¹³⁷Cs, ¹⁵⁴Eu и ¹⁵⁵Eu.

5.4. Теоријско предвиђање временске зависности специфичне гама

константе

Поменуте диференцијалне једначине (р.12) и (р.13) представљају потребну и довољну основу за предвиђање активности свих фисионих продуката ²⁵²Cf који су од интереса, како је позната вредност активностисамог калифорнијум, на основу калибрације приликом куповине. Два снимљена спектра из 2008. и 2013. године служе за проверу и кориговање теоријских претпоставки.

Прво од чега се кренуло је прављење листе изотопа који се налазе у оба спектра, а на основу којих се могу добити корисне информације. Закључено је да се у оба спектра могу приметити већи број изотопа који имају кратко време полураспада. Поред њих, у оба спектра су присутни ¹⁵⁴Eu и ¹⁵⁵Eu, па се посебна пажња обратила на ¹⁵⁴Eu. Анализа еуропијума 154 започиње се његовим местом у n-р графику:

| Gd154 | Gd155 | d156 | Gd157 |
|--------|--------|--------|--------|
| 2.18 | 14.8 | 20.47 | 15.65 |
| Eu153 | Eu154 | Eu155 | Eu156 |
| 52.19 | 8.593y | 4.753y | 15.19d |
| Sm152 | Sm153 | Sm154 | Sm155 |
| 26.75 | 1.928d | 22.75 | 22.3m |
| Pm151 | Pm152 | Pm153 | Pm154 |
| 1.183d | 13.8m | 5.25m | 2.68m |
| Nd150 | Nd151 | Nd152 | Nd153 |
| 5.6 | 12.44m | 11.4m | 31.6s |

Слика р.13 - положај ¹⁵⁴Еи у п-р графику

Оно што је карактеристично за овај изотоп је да се налази, посматрајући изобарни низ, између два стабилна елемента. У том случају, његово присуство, односно настанак и скупљање у извору се приписује искључиво директној фисији калифорнијума. Међутим, вероватноћа настанка еуропиумовог изотопа фисијом је мала, 2.58 10⁻⁶ по једној фисији ²⁵²Cf. Стога је потребно да протекне одређено време да се скупи довољно у извору, како би био видљив у гама спектру. Међутим, он је примећен већ у првом спектру, снимљеном пет месеци по куповини извора. Из тог разлога, покушало се утврдити теоријска старост извора и то на основу односа активности ¹⁵⁴Eu у 2013. и 2008.години (A(2013)/A(2008)). Ово се може директно урадити мерењем одброја еуропијумових линија из спектра. Како је број детектованих гама фотона дат формулом (p.15), однос ове величине у два временска тренутка ће задржати само однос одброја у линији ¹⁵⁴Eu. Еуропијум је узет као меродаван баш због чињенице да настаје директно и искључиво из ²⁵²Cf, па није сувише компликовано добити временску зависност његове активности.

Линије 154 Еи које су у спектру примећене су на следећим енергијама у keV:

| Енергија(КеV) | p_{γ} за 154 Eu |
|---------------|-----------------------------|
| 123.07 | (40,79%) |
| 247.92 | (6,95%) |
| 591.76 | (4,99%) |
| 723.30 | (20.22 %) |
| 756.76 | (4,57%) |
| 873.19 | (12,27%) |
| 996.26 | (10,6%) |
| 1004,73 | (10,6%) |
| 1274.43 | (35,19%) |
| 1596.49 | (1,79%) |

где је у заградама квантни принос по распаду еуропијума. Њихово место у гама спектру се може видети:



Слика р.14 - положај линија ¹⁵⁴Еи у спектру

Из односа одброја у свакој од линија ¹⁵⁴Eu из 2013. и 2008 године и рачунањем средње вредности односа, добија се вредност 1,64. То је оно што се експериментално може закључити.

Што се тиче теоријске претпоставке, промена активности ¹⁵⁴Eu се добија на основу (p.12) и (p.13). решавањем једначина добија се однос за случај ²⁵²Cf \rightarrow ¹⁵⁴Eu \rightarrow ¹⁵⁴Eu \rightarrow ¹⁵⁴Gd:

$$\frac{AEu(t2)}{AEu(t1)} = \frac{e^{-\lambda Cf \ t2} - e^{-\lambda Eu \ t2}}{e^{-\lambda Cf \ t1} - e^{-\lambda Eu \ t1}} \tag{p.19}$$

Као променљиви параметар у једначинама поставља се старост извора, тачније, време које је протекло од производње извора, односно момента када је количина ¹⁵⁴Eu у извору била једнака нули, до његове калибрације (*x*) на датум 03. 06. 2008. Да је извор нов на датум калибрације (у извору је присутан само ²⁵²Cf, односно $A(^{154}Eu)=0)$, однос активности ¹⁵⁴Eu (A(2013)/A(2008)) би био око 6, што није утврђено са снимљених спектара. Мењањем параметра *x* у једначинама за радиоактивни распад, у циљу подударања са експерименталним вредностима, закључује се да он има вредност 1,4 године. Што би значило, да је процењено време које је протекло од прављења извора, до његове калибрације протекло 1,4 године.

5.4.1. Рачунање временске зависности специфичне гама константе

Приликом рачунања вредности специфичне гама константе из снимљених спектара, довољно је било очитавање интензитета гама линија, на одређеној енергији. Међутим, за теоријску процену временске промене потребно је одредити порекло гама линија. Ово је рађено уз помоћ софтвера Genie 2000, уз дозвољено одступање енергија из Genie-ове базе података са измереним од 1keV.

Када се то уради, следи разврставање тих изотопа по временима полураспада. Као што је већ наведено, велики број фисионих продуката који се могу приметити у спектру имају времена полраспада знатно мања од 252 Cf. Од дугоживећих, наведена су три: 137 Cs, 154 Eu и 155 Eu.

Како је укупна специфична гама константа збир појединачних гама константи сваке од дискретних линија спектра, она се може написати као збир две суме: збир специфичних гама константи краткоживећих изотопа и збир специфичних гама константи дугоживећих. Члан који урачунава само краткоживеће, се неће мењати, услед равнотеже у којој се ти краткоживећи изотопи налазе са ²⁵²Cf. Док је део са гама константама три дугоживећа изотопа временски зависна функција. Ово се може написати на следећи начин:

$$\Gamma = \frac{1}{4\pi} \left(\sum_{i} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{i} p_{i} E_{i} + \sum_{i} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{i} p_{i}(t) E_{i} \right)$$
(p.20)

Гама константе краткоживећих фисионих продуката константе, cy непроменљиве током времена, услед зависности рачунатог p_{y} (p.16). За p_{y} дугоживећих се показало да је његова временска зависност пропорционална једначини (р.18), а његова тачна временска зависност се може добити решавајући систем диференцијалних једначина (p.12) и (p.13), урачунавајући све чланове изобарног ланца из којих поједини дугоживећи изотоп може настати, а који настају фисијом²⁵²Cf:

¹⁵⁴Eu: ¹⁵⁴Eu \rightarrow ¹⁵⁴Gd: ¹⁵⁵Eu: ¹⁵⁵Nd \rightarrow ¹⁵⁵Pm \rightarrow ¹⁵⁵Sm \rightarrow ¹⁵⁵Eu \rightarrow ¹⁵⁵Gd ¹³⁷Cs: ¹³⁷Sb \rightarrow ¹³⁷Te \rightarrow ¹³⁷I \rightarrow ¹³⁷Xe \rightarrow ¹³⁷Cs \rightarrow ¹³⁷Ba

Временска промена ће се проценити на следећи начин: свакој појединачној вредности гама константе из спекта сниманог 2008. године, односно за сваку дискретну линију спектра, додаје се коефицијент *a*. Он има вредност 1, за све краткоживеће изотопе. За дугоживеће, коефицијент *a* представља временски зависну функцију, која показује релативну промену гама константе (у односу на време првог снимања) и добија се из временске зависности p_{γ} .

Сабирањем овако дефинисаних поједниних вредности гама константи, може се проценити временска зависност укупне гама константе извора ²⁵²Cf.



Слика р.15 - временска зависност гама константе

На овај начин рачуната специфична гама константа извора калифорнијума 252 би требало да има вредност у априлу 2013.године

$$\Gamma = {\binom{252}{Cf}} = 4,41 \ 10^{-20} \frac{\text{C m}^2}{\text{kg Bq s}} \text{ односно}$$
$$\Gamma = {\binom{252}{Cf}} = 6,56 \ 10^{-5} \frac{\text{mSv m}^2}{\text{h MBq}}$$

Експериментално добијена вредност износи $\Gamma = ({}^{252}Cf) = 8,52 \ 10^{-5} \frac{\text{mSv m}^2}{\text{h MBq}}$, што представља слагање резултата у оквиру грешке од 23%.

На основу степена слагања експерименталних резултата са теоријским разматрањима, може се закључити да се пораст специфичне гама константе извора калифорнијума не може у потпуности описати утицајем пораста p_{γ} дугоживећих фисионих продуката. Односно, постоје процеси који додатно доприносе порасту специфичне гама константе извора

6.Закључак

Извор калифорнијума 252 има велики број примена у различитим сферама, науци, истраживањима, медицини, индустрији итд. Приликом производње, калифорнијум се у облику неког од једињења затвара унутар непропусне капсуле. Алфа трансформацијом ²⁵²Cf у енергетски побуђена стања ²⁴⁸Cm, те њиховом деексцитацијом присутна је гама компонента зрачења, док услед спонтане фисије коју калифорнијум 252 доживљава, користи се као поуздани неутронски извор. Самим распадима се врши нагомилавање продуката распада, ²⁴⁸Cm и великог броја фисионих фрагмената.

У циљу одређивања постоји ли и у коликој мери утицај нагомилавања фисионих продуката на промену специфичне гама константе снимљена су два гама спектра, у различитим временским тренутцима, односно, за различите старости извора, 0,5 и 5 година од датума калибрације извора. У спектрима је присутан велики број дискретних гама линија, у првом око 220, док у другом око 70. За сваку од тих линија извршена је идентификација, односно којем од фисионих продуката оне припадају. Из тог разлога било је потребно направити библиотеку са одговарајућим изотопима. Број радиоизотопа који имају вероватноћу настанка у фисији реда величине 10^0 име преко 200, док је њиховукупан број и преко 800. У првим корацима су узети у обзир само поменутих 200 са великом вероватноћом настанка. Елиминацијом изотопа који не стварају довољно интензивне гама линије библиотека изотопа је смањена на око 90.

Уз помоћ података који се добијају из спектара, експериментално је израчуната вредност специфичне гама константе, по јединичној активности ²⁵²Cf, за два временска тренутка у којима су они и мерени. Разултати који су на овај начин добијени говоре да је специфична гама константа извора порасла око три пута, за временски период у коме је номинална активност калифорнијума у извору опала за око фактор два.

Како је у спектрима приметан велики број гама линија, неопходно је било одредити колики утицај на укупну вредност гама константе могу да имају гама прелази малог интензитета. Спектри су обрађени за неколико различитих нивоа значајности и израчунате гама константе за сваки од датих случајева. Закључено је да гама линије које имају квантни принос мањи од 0,01% не доприносе у значајној мери гама константи, те се могу исљкучити из рачуна, не чинећи притом велику грешку.

Даље је извршено разматрење шта дорпиноси том порасту сепцифичне гама константе. Од 90 фисионих продуката на које се свела даља анализа, највећи део њих су они краткоживећи, са временима полураспада до неколико минута, знатно краћим од времена полураспада самог калифорнијума. Из тог разлога, они се налазе у равнотежи са калифорнијумом, па им се активност смањује стопом распада ²⁵²Cf. Постоји и известан број изотопа који имају дужи период полурасада, те нису у равнотежи са калифорнијумом. Знајући ово, закључује се да промена вредности гама константе потиче управо од дугоживећих фисионих продуката.

После анализе присутности фисионих продуката и њихових времена полураспада, урађена је теоријска процена зависности специфичне гама константе од старости извора. За сваки од изотопа присутних у спектру изруачуната је како се мења њихова активност током времена, на основу једначина брзина распада, урачунавајући

сваки члан у изобарним ланцима за који постоји и најмања вероватноћа настанка из фисије калифорнијума. Започињући теоријску процену, урађена је прво процена старости самог извора на датум калибрације, користећи се односом активности ¹⁵⁴Eu, добијених из два снимљена спектра упоређивањем са теоријским вредностима овог односа, као функције старости извора. Процењено је да је извор био стар 1,4 године на датум калибрације приликом његове куповине. Даље, теоријска процена је показала сталан пораст специфичне гама константе, како извор стари, као и слагање са експерименталним резултатима у оквиру грешке од 23%. Упоређивањем експерименталних резултата са теоријским разматрањима, закључује се о постојању додатних процеса који доприносе порасту специфичне гама константе извора, те постоји могућност даљег истраживања у циљу њиховог објашњења.

Како се калифорнијумов извор првенствено користи као неутронски извор, те услед веће биолошке ефикасности неутрона у односу на гама зрачење, оно се у прорачуну примљене дозе код пацијената приликом медицинских третирања занемарује. Користећи извор стар два времена полураспада калифорнијума 252, сама његова активност је опала четири пута. То значи да је потребно вршити 4 пута дуже излагање пацијента зрачењу, како би се добила једнака неутронска доза у односу на нов извор. За то време, специфична гама константа је порасла три пута, међутим услед 4 пута дужем излагању извору, доза од гама зрачења коју ће пацијент примити у том случају расте 12 пута, у односу на гама дозу која би била примљена од стране новог извора. Стога, може се закључити да ће у том случају гама доза коју прими пацијент бити и два пута већа од неутронске.

Сагледавајући све до сада изнешено, поставља се питање о исправности почетне претпоставке о занемаривању удела гама зрачења у прорачунима укупне дозе коју ће пацијент примити приликом различитих медицинских третмана.

7.Литература:

[1] Argonne National Laboratory, EVS

[2] One hundred years after the discovery of radioactivity Radiochimica Acta 70/71, 3-12 (1995) R. Oldenbourg verlag Munchen 1995

[3] Production, Distribution, and Applications of Californium-252 Neutron Sources R. C. Martin, J. B. Knauer, and P. A. Balo

[4] CALIFORNIUM-252 NEUTRON SOURCES FOR MEDICAL APPLICATIONS* A. R. Boulogne and A. G. Evans Savannah River Laboratory E. I. du Pent de Nemours and Company Aiken, South Carolina 29801

[5] http://www.nuclear.kth.se/courses/lab/latex/alpha/alphalab.pdf

[6] W. E. Burcham Nuklearna fizika - Uvod Sa fizikom cerstica, Naucna knjiga Beograd 1974.

[7] http://atom.kaeri.re.kr/cgi-bin/decay?Cf252+A

[8] http://www.ems.psu.edu/~radovic/Chapter13.pdf

[9] Jean-Louis Basdevant James Rich Michel Spiro, Fundamentals In Nuclear Physics From Nuclear Structure to Cosmology Springer

[10] Production, Distribution, and Applications of Californium-252 Neutron Sources

R. C. Martin, J. B. Knauer, and P. A. Balo Chemical Technology Division Oak Ridge National Laboratory* Oak Ridge, TN 3783 1-6385 U.S.A.

[11] (NATO ASI Series 29) Jose Feola (auth.), Jacek G. Wierzbicki (eds.)-Californium-252 Isotope for 21st Century Radiotherapy-Springer Netherlands (1997)

[12] californium 252 A remarkable versatile radioisotope, Irvin W. Osborne - Lee, C. W. Alexander, October 10, 1995. Oak Ridge National Laboratory

[13] Man-Made an Natural Radioactivitz i Environmental Pollution ad Radiochronology, Richard Tykva and Dieter Berg, KLUWER ACADEMIC PUBLISHERS, DORDECHT / BOSTON / LONDON

[14] Osnove radijacione dozimetrije i zastite od zracenja, Valerija Paic, Guy Paic, Zagreb 1983.

[15] James E. Turner, Atoms, radiation and radiation protection Third, Completely Revised and Enlgarged Edition 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KgaA Weinheim

[16]Ninkovic, M.M. & Raicevic J.J. (1993). The air kerma rate constant of 192Ir, Health Phys. 64(1), 79-81

[17] Ninkovic, .M.M. (1987). The air kerma rate constant of 226Ra in equilibrium with its decay products, Nucl. Instr. Methods, A255, 334-337

[18]Air Kerma Rate Constants for Nuclides Important to Gamma Ray Dosimetry and Practical Application Marko M. Ninkovic and Feriz Adrovic

[19] SPECIFIC GAMMA-RAY DOSE CONSTANTS FOR NIJCI_II)ES

1 M PORI' A NT 'IO D OS I M ET R Y AN D R A D I 0 LOG 1 C A I.. ASS ES S M E N'1 Laurie M. Unger* and D. K. Trubey Date Published - May 1.982

[20] Никола Јованчевић Анализа неутронима генерисане активности у нискофонским гама спектроскопским системима-докторска дисертација- Нови Сад, 2010.

[21]http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ComTab/air.html

[22] Ninkovic, M.M, Raicevic, J.J. and Adrovic F. (2005). Air kerma rate constants for gamma emitters used most often in practice, Radiation Protection Dosimetry, 115, 1-4, 247-250

[23] http://www.umich.edu/~ners311/Course%20Library/bookchapter13.pdf

[24] http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/

Биографија



Страхиња Илић рођен је 22.09.1989. године у Суботици. Похађао је основну школу "Чаки Лајош" у Бачкој Тополи. У истом граду завршио је гимназију "Доситеј Обрадовић". Природно-математички факултет у Новом Саду, на Департману за физику, уписао је 2008. године.

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

| Редни број: | |
|----------------------------------|--|
| РБР | |
| Индетификациони број: | |
| ИБР | |
| Тип документације: | Монографска документација |
| ТД | |
| Tun sanuca: | Текстуални штампани материјал |
| ТЗ | 5 1 5 |
| Врста рада: | Мастер рад |
| BP | • • |
| Aymop: | Страхиња Илић 41м/12 |
| ÂY | |
| Ментор: | Др Миодраг Крмар, редован професор, ПМФ, |
| MH | Нови Сад |
| Наслов рада: | Утицај акумулације фисионих продуката |
| HP | на промену специфичне гама константе |
| | извора ²⁵² Cf |
| Језик публикације: | српски (ћирилица) |
| ЈП | |
| Језик извода: | српски /енглески |
| ЈИ | |
| Земља публиковања: | Република Србија |
| 3П | |
| Уже географско подручије: | Војводина |
| УГП | |
| Година | 2013. |
| ГО | |
| Издавач: | Ауторски репринт |
| ИЗ | |
| Место и адреса: | Природно-математички факултет, |
| MA | Департман за физику, Трг Доситеја |
| | Обрадовића 4, Нови Сад |
| Физички опис рада: | (6/188/176/55/24/91/0) |
| Φ0 | |
| Научна област: | Физика |
| HO | |
| Научна дисциплина: | Нуклеарна физика |
| НД | 252 - 2 |
| Предметна одредница/кључне речи: | Акумулација фисионих продуката 222С1 |
| | |
| УДК | |
| чува се: | ьиолиотека департмана за физику, |
| ЧУ | природно-математичког факултета у Новом |
| <i>D</i> | Саду |
| Бажна напомена: ри | нема |
| вн | |

Извод: ИЗ У раду је, на основу два снимљена гама спектра калифорнијумовог извора, закључено о утицају акумулације фисионих продуката на укупну специфичну гама константу извора

Датум прихватања теме од НН већа: ДП Датум одбране: ДО Чланови комисије: КО Председник: члан: члан:

проф. др Наташа Тодоровић проф. др Срђан Ракић проф.др Миодраг Крмар

UNIVERSITY OF NOVI SAD FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS KEY WORDS DOCUMENTATION

| Accession number: | |
|-----------------------------|---|
| ANO | |
| Identification number: | |
| INO | |
| Document type: | Monograph publication |
| DT | |
| Type of record: | Textual printed material |
| TR | |
| Content code: | Final paper |
| CC | |
| Author: | Strahinja Ilić |
| AU | |
| Mentor/comentor: | Dr Miodrag Krmar |
| MN | |
| Title: | Specific gamma-ray dose constant for ²⁵² Cf source from produced fission |
| TI | fregments |
| Language of text: | Serbian (Cyrilic) |
| LT | |
| Language of abstract: | English |
| LA | |
| Country of publication: | Serbia |
| СР | |
| Locality of publication: | Vojvodina |
| LP | |
| Publication year: | 2013 |
| PY | |
| Publisher: | Author's reprint |
| PU | |
| Publication place: | Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad |
| PP | |
| Physical description: PD | |
| Scientific field: | Physics |
| SF | |
| Scientific discipline: | Nuclear Physics |
| SD | |
| Subject/ Key words: | Acumulation of ²⁵² Cf fission fragments |
| SKW | |
| UC | |
| Holding data: | Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4 |
| HD | |
| Note: | none |
| Ν | |
| Abstract: | Using two gamma specta, recorded in different time, it is concluded in |
| AB | which way accumulation of fission products affect total specific gamma-ray dose constant of ²⁵² Cf source. |

Accepted by the Scientific Board:ASBDefended on:DEThesis defend board:DBPresident:President:Member:professor Srđan RakićMember: