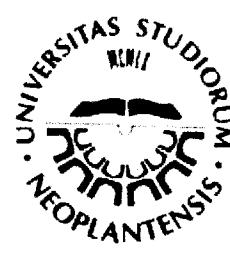




УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ  
ПРИРОДНОМАТЕМАТИЧКИ  
ФАКУЛТЕТ  
ДЕПАРТАМАН ЗА ФИЗИКУ



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ  
ПРИРОДНОМАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЕРЕНО	- 8 АПР 2005
ОРГАНИЗОВАНО	Б. Р. О. Ј.
0603	9/130

Трескавица Светозар

**ОДРЕЂИВАЊЕ ЕФИКАСНОСТИ  
ПОЛУПРОВОДНИЧКИХ ДЕТЕКТОРА  
ПРЕКО ЕФЕКТИВНОГ ПРОСТОРНОГ УГЛА  
ЗА ЦИЛИНДРИЧНЕ УЗОРКЕ РАЗЛИЧИТОГ САСТАВА**

- дипломски рад -

Нови Сад, 2005

*Захваљујем се свим запосленим у Лабораторији за Нуклеарну физику  
Института за физику, природноматематичког факултета у Новом Саду на  
указаној свестраној помоћи приликом израде овог дипломског рада.*

*Нарочиту захвалност дугујем проф. др Јарославу Сливки, на стрпљењу и  
разумевању.*

Садржај:

1. УВОД.....	2
2. ЕФИКАСНОСТ ПОЛУПРОВОДНИЧКИХ ДЕТЕКТОРА .....	4
2.1. РАДИОАКТИВНИ ИЗВОРИ.....	4
2.2. ДЕФИНИЦИЈА ЕФИКАСНОСТИ ДЕТЕКТОРА.....	4
2.3. ИЗРАЧУНАВАЊЕ ЕФИКАСНОСТИ .....	5
2.4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА КАЛИБРАЦИЈА ЕФИКАСНОСТИ .....	6
2.5. ЕФИКАСНОСТ ПОЛУПРОВОДНИЧКИХ ДЕТЕКТОРА ЗА ТАЧКАСТЕ ИЗВОРЕ/УЗОРКЕ .....	7
2.6. ЕФИКАСНОСТ ПОЛУПРОВОДНИЧКИХ ДЕТЕКТОРА ЗА ВОЛУМИНОЗНЕ ИЗВОРЕ/УЗОРКЕ .....	8
2.7. САМОАПСОРЦИЈА $\gamma$ -ЗРАКА У ИЗВОРУ .....	8
2.8. МЕТОД ЕФЕКТИВНОГ ПРОСТОРНОГ УГЛА.....	10
3. ЕФЕКТИВНИ ПРОСТОРНИ УГАО .....	13
3.1. ПОЈАМ ГЕОМЕТРИЈСКОГ И ЕФЕКТИВНОГ ПРОСТОРНОГ УГЛА.....	13
3.2. ИЗРАЧУНАВАЊЕ ГЕОМЕТРИЈСКОГ ПРОСТОРНОГ УГЛА .....	13
3.2.1. Геометријски просторни угао $\Omega$ за тачкаст извор.....	13
3.2.2. Геометријски просторни угао $\Omega$ за танки диск .....	14
3.2.3. Геометријски просторни угао $\Omega$ за извор цилиндричног облика .....	16
3.2.4. Ефективни просторни угао $\overline{\Omega}$ .....	19
3.2.5. Израчунавање $\delta_i$ , $\Delta_1$ , $\Delta_2$ и $\eta$ .....	20
3.3. ПРОГРАМ ОМЕГА .....	22
3.3.1. Улазни подаци.....	22
3.3.2. Уводни део програма.....	22
3.3.3. DrawCylCap .....	24
3.3.4. SetRayPath .....	25
3.3.5. GetRayPoint .....	25
3.3.6. InBase .....	26
3.3.7. SolvQuadrEq .....	26
3.3.8. GetLaterIcpt .....	27
3.3.9. GetCylIcpt .....	28
3.3.10. Dist.....	28
3.3.11. BetweenBases.....	28
3.3.12. Atten .....	28
3.3.13. FAtt .....	29
3.3.14. FEff.....	29
3.3.15. GetDetDistances .....	29
3.3.16. dOmegaP .....	30
3.3.17. dOmegaC .....	31
3.3.18. dPhi2 .....	31
3.3.19. dOmegaC2 .....	31
3.3.20. ComputeAngle.....	32
4. ПОЛУПРОВОДНИЧКИ ДЕТЕКТОРИ У ЛАБОРАТОРИЈИ ЗА НИСКЕ АКТИВНОСТИ.....	33
5. ЕФИКАСНОСТ ДЕТЕКЦИЈЕ ЗА ЦИЛИНДРИЧНЕ УЗОРКЕ .....	35
5.1. ИЗВОРИ ЗА КАЛИБРАЦИЈУ У ЦИЛИНДРИЧНОЈ ГЕОМЕТРИЈИ.....	35
5.1.1. Калибрациони извор фосфат .....	35
5.1.2. Калибрациони извор SRM .....	35
5.1.3. Калибрациони извор KCl .....	35
5.2. ОДРЕЂИВАЊЕ ЕФИКАСНОСТИ ЗА ЦИЛИНДРИЧНЕ УЗОРКЕ ПОМОЋУ ЦИЛИНДРИЧНИХ ИЗВОРА .....	36
5.2.1. Програм GAMAR .....	37

5.2.2. Програм <b>CLCYEFF</b> .....	38
5.3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА КАЛИБРАЦИЈА ЕФИКАСНОСТИ ДЕТЕКЦИЈЕ СА <b>HPGe</b> ДЕТЕКТОРОМ .....	38
5.4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА КАЛИБРАЦИЈА ЕФИКАСНОСТИ ДЕТЕКЦИЈЕ СА <b>GMX</b> ДЕТЕКТОРОМ .....	38
6. ОДРЕЂИВАЊЕ АТЕНУАЦИОНИХ КОЕФИЦИЈЕНАТА .....	39
6.1. МЕРЕЊЕ АТЕНУАЦИОНИХ КОЕФИЦИЈЕНАТА .....	42
6.2. ИЗРАЧУНАВАЊЕ АТЕНУАЦИОНИХ КОЕФИЦИЈЕНАТА ПОМОЋУ ПРОГРАМА <b>XCOM</b> .....	42
6.3. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА КАЛИБРАЦИОНИ ИЗВОР ФОСФАТ .....	43
6.4. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА КАЛИБРАЦИОНИ ИЗВОР KCl .....	45
6.5. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА КАЛИБРАЦИОНИ ИЗВОР SRM.....	46
6.6. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА МЕСО .....	46
6.7. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА СКРОБ .....	47
6.8. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА СЕДИМЕНТ .....	47
6.9. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА ЗЕМЉУ .....	48
6.10. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА ПЕСАК .....	49
6.11. ПРЕГЛЕД АТЕНУАЦИОНИХ КОЕФИЦИЈЕНАТА .....	49
7. ОРЕЂИВАЊЕ ЕФИКАСНОСТИ ДЕТЕКЦИЈЕ ЗА ЦИЛИНДРИЧНЕ УЗОРКЕ РАЗЛИЧИТОГ САСТАВА .....	50
7.1. ИЗРАЧУНАВАЊЕ ЕФЕКТИВНИХ ПРОСТОРНИХ УГЛОВА .....	51
7.1.1. Ефективни просторни углови за калибрационе изворе.....	51
7.1.2. Ефективни просторни углови за узорке различитог састава .....	53
7.1.3. Процена несигурности ефективног просторног угла .....	54
7.2. ТРАНСПАРЕНТНЕ ЕФИКАСНОСТИ ЗА СТАНДАРДНЕ ГЕОМЕТРИЈЕ .....	55
7.2.1. Транспарентна ефикасност и поступак израчунавања.....	55
7.2.2. Транспарентне ефикасности за детектор GMX .....	57
7.2.3. Транспарентне ефикасности за детектор HPGe .....	59
7.3. ЕФИКАСНОСТ ДЕТЕКЦИЈЕ ЗА ЦИЛИНДРИЧНЕ УЗОРКЕ РАЗЛИЧИТОГ САСТАВА .....	60
7.3.1. Ефикасности детекције за цилиндричне узорке различитог састава за детектор <b>GMX</b> .....	61
7.3.2. Ефикасности детекције за цилиндричне узорке различитог састава за детектор <b>HPGe</b> .....	62
7.3.3. Ефикасности детекције за узорке различитиг састава у поређењу са ефикасношћу фосфата.....	63
7.4. Дискусија резултата .....	64
8. ЗАКЉУЧАК .....	67
9. РЕФЕРЕНЦЕ .....	68

**Одређивање ефикасности полупроводничких детектора  
преко ефективног просторног угла  
за цилиндричне узорке различитог састава**

## 1. УВОД

Средином прошлог века, када су резултати истраживања у нуклеарној физици добили своју масовну примену у војној индустрији и електро-енергетском сектору, по први пут је дошло до вештачки изазване контаминације животне средине. Пошто ни до данас није прецизно одређен доњи праг штетног дејства јонизујућег зрачења, регистраовање и праћење и најмањих промена активности у природи је од изузетног значаја. У ту сврху се из дана у дан пројектују и производе савршенији и осетљивији детекторски системи, а такође и проучавају нове методе мерења јонизујућег зрачења.

Концентрације активности радионуклида у узорцима из природе су мале, па је неопходно да се мерења врше на већој количини материјала, тј. на волуминозним узорцима. Из тог разлога се и калибрација ефикасности детекције врши помоћу волуминозног калибрационог извора. На тај начин се постиже да су услови под којима се врши мерење на узорку приближно исти условима под којим се врши калибрација детектора, па се постиже и већа тачност мерења.

При мерењу концентрације активности у узорцима велике запремине, значајан проблем је атенуација  $\gamma$ -зрака у материјалу узорка. Та појава је најизраженија на ниским енергијама ( $<100\text{keV}$ ) из разлога што је у тој области коефицијент атенуације релативно велик. Управо због тога је пожељно да се при поступку калибрације ефикасности користи калибрациони извор који има исту геометрију и елементарни састав као и узорак. Постизање исте геометрије као код узорка није проблем, али је инсистирање на потпуно истом хемијском саставу калибрационог извора као код узорка некад веома скupo и компликовано.

Решење овог проблема је у коришћењу методе која нам омогућава да се из измерене ефикасности за калибрациони извор одређене геометрије и познатог састава израчуна ефикасност за узорак исте или сличне геометрије и било ког састава, ако је позната (измерена, или из познатог састава израчуната) зависност атенуационог коефицијента  $\gamma$ -зрака у извору/узорку од енергије. У овом раду је таква рачунска метода, позната под именом метода релативног ефективног просторног угла, детаљно разрађена за изворе/узорке цилиндричне геометрије и написан је одговарајући рачунарски програм.

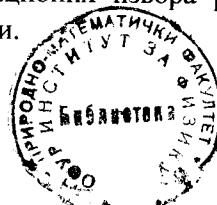
Практични циљ овог рада је да се уз помоћ споменутог програма припреме фајлови који садрже податке о ефикасности детекције за неколико најчешће коришћених категорија узорака у неколико стандардних геометрија, као и да се процене грешке које настају при одступању од стандарда. Ови подаци би требало да смање или уклоне неке од недоследности у свакодневној рачунарској обради резултата мерења на два полупроводничка детектора у Лабораторији за ниске активности Катедре за нуклеарну физику.

У одељку 2 описано је од чега зависи ефикасност регистрације  $\gamma$ -кваната при мерењу активности радиоактивних извора помоћу полупроводничких детектора. Посебно је истакнут проблем самоапсорције  $\gamma$ -зрака у извору.

У одељку 3 разрађен је појам ефективног просторног угла и детаљно приказано његово израчунавање за цилиндричну геометрију. Такође су приказане најважније компоненте рачунарског програма OMEGA, који нумерички извршава ова израчунавања за различите параметре извора и детектора, а које су неопходне за разумевање и проверу исправности његовог рада.

Карактеристике два полупроводничка детектора који се користе у Лабораторији за ниске активности Катедре за нуклеарну физику приказане су у одељку 4, са нагласком на онима које су релевантне за израчунавање ефективног просторног угла.

Одељак 5 описује поступак и приказује резултате мерења ефикасности детекције на ова два детектора за неколико расположивих цилиндричних калибрационих извора различитих дебљина, направљених од материјала познате специфичне активности.



У одељку 6 описан је поступак и приказани резултати мерења енергијске зависности атенуационих коефицијената за радиоактивне материјале који су употребљени као калибрациони извори, као и за материјале који најбоље репрезентују разноликост састава узорака чија специфична активност се одређује у свакодневној лабораторијској пракси. Резултати мерења су упоређени са резултатима израчунавања помоћу програма XCOM, који енергијску зависност атенуационог коефицијента даје на основу познатог елементарног састава атенуатора.

Одељак 7 приказује резултате израчунавања ефективних просторних углова, те коначне резултате ефикасности детекције за узорке различитог састава (скроб, месо, речни седимент, земља, песак), за 4 конкретне цилиндричне геометрије. Резултати су продискутовани са становишта корекција и мерних несигурности о којима треба водити рачуна у лабораторијској пракси.

## 2. ЕФИКАСНОСТ ПОЛУПРОВОДНИЧКИХ ДЕТЕКТОРА

### 2.1. РАДИОАКТИВНИ ИЗВОРИ

Под појмом “извор” подразумевамо неку макроскопску количину материјала која садржи атоме који емитују нуклеарно и атомско зрачење, укључујући, дакле, и носаче радиоизотопа и материјале матрикса. За  $\gamma$ -спектрометрију, од значаја су, поред њихове активности и састава зрачења, и њихове опште особине као што су униформност, атенуација зрачења у самом извору, стабилност, генерисање секундарног зрачења унутар извора и његовог држача итд. Калибрациони извори представљају категорију од посебног интереса.

Можемо разликовати две главне категорије извора: оне који садрже радиоактивни материјал и континуирано емитују зрачење, и оне који емитују фотоне када се озрачују споља честицама и/или фотонима. Радиоактивни извори обично садрже радиоактивне атоме или у стабилном материјалу носача од истог елемента, или у матриксу од других елемената или јединења. Извори побуђени спољашњим зрачењем садрже атоме неактивног материјала који након дејства честица или фотона промптно емитују  $\gamma$  или X-зраке.

Што се тиче њихових димензија, извори се могу поделити на тачкасте, површинске и просторне. Иако су, строго говорећи, сви извори просторни, тродимензионални, неки од њих могу се третирати као тачкасти или површински. Ово сврставање зависи од димензија извора у односу на димензије детектора и у односу на растојање извор-детектор. Под тачкастим изворм поразумевамо такав извор чије су димензијеовољно мале да је за дату експерименталну поставку ефикасност детекције практично иста као за идеални тачкасти извор. Слично томе, површински извор је такав извор чија је дебљинаовољно мала да ефикасност, укључујући и ефект геометрије и ефект атенуације, буде практично иста као за бесконачно танак извор исте величине.

Скори сва мерења брзине емисије фотона у  $\gamma$ -спектрометрији су релативна мерења. Извор који се мери упоређује се или директно са стандардним извором еmitера истих фотона, или, чешће, индиректно са стандардним изворима еmitера других фотона, коришћеним за прављење калибрационе криве ефикасности спектрометра. У идеалним околностима и мерени извор и калибрациони извори имају исти облик, густину и хемијски састав. Тада је самоатенуација, тј. атенуација фотона унутар извора иста. У реалним ситуацијама разлике постоје и обично су потребне одговарајуће корекције.

Фотони који подлежу таквој интеракцији у самом извору, или у материјалу који прекрива извор, не могу да стигну до детектора са својом оригиналном енергијом и тако не доприносе врху укупне енергије. Укупна атенуација, тј. удео фотона који интерагују унутар извора независно од правца под којим је фотон еmitован, обично није интересантна. Од правог интереса је удео фотона еmitованих у просторни угао дефинисан детектором, а који су атенуирани у извору.

### 2.2. ДЕФИНИЦИЈА ЕФИКАСНОСТИ ДЕТЕКТОРА

Уопштено узевши, ефикасност се дефинише као однос реакције неког инструмента и вредности физичке величине која се мери. У  $\gamma$ -спектрометрији ефикасност се може дефинисати као однос брзине бројања и брзине емисије фотона дате енергије, а разликујемо следеће врсте ефикасности:

- **Релативна ефикасност** детектора је номинална перформанса детектора која представља однос ефикасности детекције  $\gamma$ -зрака од 1332 keV из  $^{60}\text{Co}$  према ефикасности стандарданог сцинтилационог детектора са кристалом Na(Tl) величине 3"×3".

- **Апсолутна ефикасност** детекције врха укупне енергије је однос површине врха укупне енергије у мереном спектру према броју  $\gamma$ -зрака емитованих из извора. Из ње се одређује активност радионуклида у извору, а она, поред осталог, зависи и од геометријске поставке извор-детектор.
- **Апсолутна тотална ефикасност** детекције је однос одбора на ма ком месту у спектру према броју  $\gamma$ -зрака емитованих из извора. Овде се узима у обзир и врх укупне енергије и све некомплетне апсорпције представљене комптонским континуумом.
- **Сопствена ефикасност** детектора је однос одбора у спектру према броју  $\gamma$ -зрака који падну на детектор. Може се дефинисати као сопствена ефикасност врха укупне енергије или као сопствена тотална ефикасност. Ова ефикасност је основни параметар детектора и независна је од геометрије извор-детектор.

Атрибут “апсолутна” обично се изоставља, ако то не доводи до забуне. Ефикасност, дефинисана на било који од горњих начина, зависи од енергије  $\gamma$ -зрака и потпуна калибрација детекторског система захтева одређивање ефикасности у функцији енергије.

## 2.3. ИЗРАЧУНАВАЊЕ ЕФИКАСНОСТИ

Ефикасност детекторског система мора да се одреди експериментално, али ипак је корисно покушати израчунати ефикасност. Ефикасност врха укупне енергије зависи од енергије на веома сложен начин.

На ниским енергијама, где преовладава фотоелектрични ефект у материјалу детектора, може се израчунати или бар проценити енергетска зависност као производ вероватноће да фотон стигне до детектора и вероватноће да буде апсорбован. Уколико фотони упадају нормално на површину Ge детектора у области до 70 keV ефикасност можемо апроксимирати са:

$$\epsilon = 1 - e^{-\mu d},$$

где је  $\mu$  - линеарни атенуациони коефицијент Ge, а  $d$  – дебљина детектора. Овде се претпоставља да фотон или пролази кроз детектор без интеракције, или догађај доприноси врху укупне енергије.

На вишим енергијама још и комптонска расејања и производња парова доприносе врху пуне енергије, тако да је коришћење претходне једначине немогуће. За аналитички израз функције која би на задовољавајући начин описала енергетску зависност ефикасности врха укупне енергије изнад 100 keV предложено је неколико израза ([Freeman66], [Mowat69], [Harvey70], [Euler70], [Sánchez-Reyes87]).

Перспективнији прилаз израчунавању ефикасности је метод Монте Карло који се заснива на симулацији историја појединачних фотона. Сваки фотон се прати на путу од емисије у некој тачки извора, кроз извор, до детектора и у детектору. Фотон интерагује фотоелектричном апсорпцијом, комптонским расејањем или производњом пара, а стварају се електрони, позитрони и секундарни електрони који се такође прате кроз детектор. Да би се добио резултат интеракција, у свакој тачки интеракције користи се вероватноћа сваког могућег типа интеракције и сваки могући угао расејања. Уколико нека честица напусти детектор, њено праћење се прекида, уколико смо заинтересовани само за ефикасност врха укупне енергије. Улазне информације неопходне за поступак Монте Карло су следеће:

- димензије извора и растојање до детектора,
- димензије кућишта детектора и осетљивих и неосетљивих зона детектора,
- елементарни састав и густина свих материјала кроз које пролази фотон,
- атенуациони коефицијент за фотоне за ове материјале,

- процеси за различите интеракције фотона у материјалу детектора у функцији енергије и угла расејања,
- информације о транспорту електрона и позитрона кроз материјал детектора.

Резултати Монте Карло израчунавања слажу се са мереним вредностима са око 90%, па и боље. Разлике се могу приписати систематским грешкама димензија детектора и несигурностима израчунавања.

Док израчунавање ефикасности има ограничену примену за добијање тачних вредности апсолутне ефикасности, ипак се успешно користи за добијање релативних ефикасности.

## 2.4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА КАЛИБРАЦИЈА ЕФИКАСНОСТИ

Под експерименталном калибрацијом ефикасности подразумеваћемо калибрацију детектора на ефикасност врха пуне енергије  $\varepsilon$ , при чему ова ефикасност представља однос одбora  $N_{\Delta t}$  под врхом (за  $\gamma$ -кванте одређене енергије) у току извесног временског интервала  $\Delta t$ , и укупног броја  $\gamma$ -кваната  $N_{t\Delta t}$  дате енергије, што их је извор емитовао у истом интервалу времена:

$$\varepsilon = \frac{N_{\Delta t}}{N_{t\Delta t}} = \frac{N_{\Delta t}}{A \cdot p_{\gamma} \cdot \Delta t}$$

где је  $A$  [Bq] средња активност извора у току тог временског интервала:

$$A = \frac{N_{t\Delta t}}{p_{\gamma} \cdot \Delta t},$$

а  $p_{\gamma}$  вероватноћа емисије одговарајућих  $\gamma$ -зрака. Уводећи средњу брzinу бројања под врхом у току истог временског интервала  $R$  [ $s^{-1}$ ] релацијом

$$R = \frac{N_{\Delta t}}{\Delta t},$$

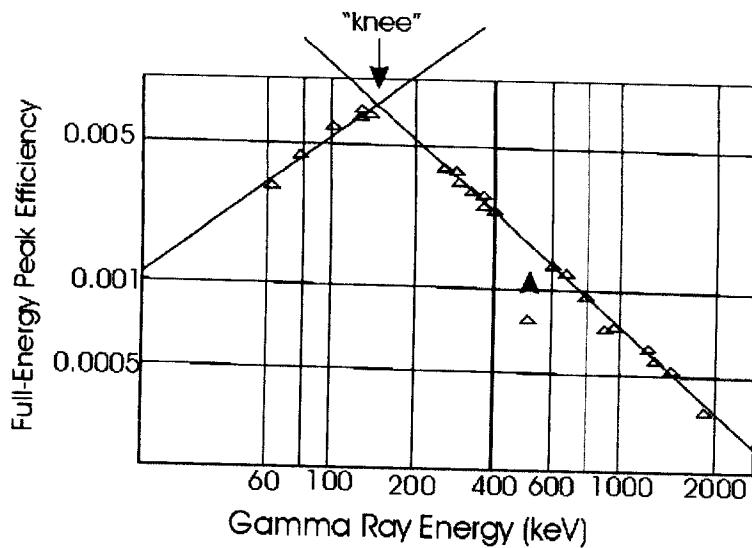
добијамо

$$\varepsilon = \frac{R}{A \cdot p_{\gamma}}.$$

Активност калибрационог извора је позната величина, као и вредности  $p_{\gamma}$  за  $\gamma$ -линије које се користе приликом калибрације ефикасности, док се вредности  $R$  добијају мерењем. На тај начин је могуће израчунавање ефикасности  $\varepsilon$  за различите (познате) енергије  $\gamma$ -зрака које емитује калибрациони извор. Након тога се конструише калибрациона крива ефикасности, која представља график зависности ефикасности од енергије.

Поред тога што калибрациони извор треба да је високог квалитета, мора се водити рачуна о експерименталним условима под којима калибрациони извор треба да се мери, или у каквој форми треба да буде. У идеалном случају имали бисмо тачкасте изворе који емитују једну врсту  $\gamma$ -зрака при малој брзини бројања и на великому растојању извор-детектор.

Постоје ситуације у пракси кад није потребна цела калибрациона крива, те се мерења узорка и стандарда врше компаративно, под идентичним условима, па се површине врхова у њиховим спектрима пореде директно. Оваква мерења су знатно тачнија него да се врши интерполација калибрационе криве, зато што свака интерполација уноси додатне несигурности.

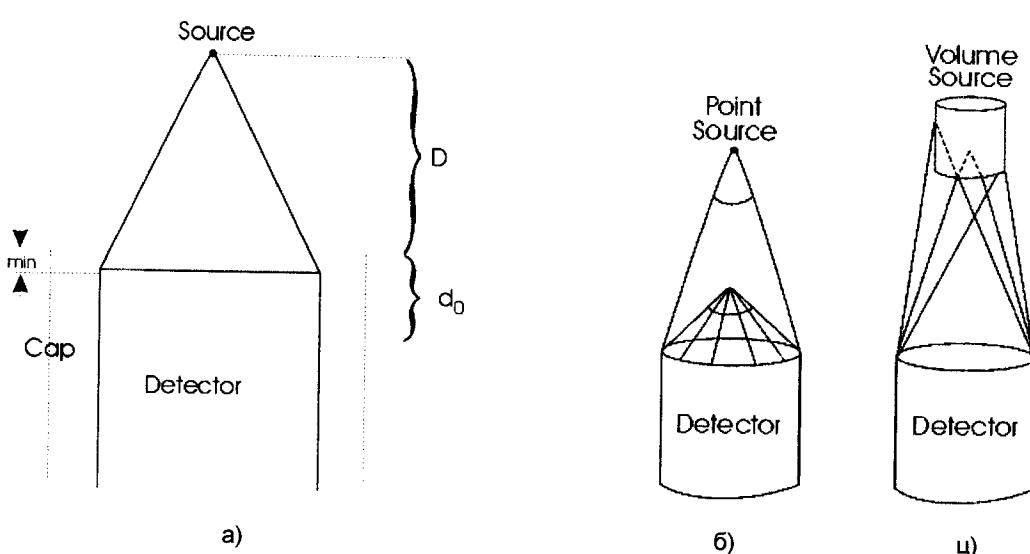


Слика 2.1. Крива ефикасности за коаксијални детектор р-типа са затвореним крајем.

За фитовану функцију ефикасности од енергије овде је узет најједноставнији облик – две праве, испод и изнад максималне ефикасности на око 130 keV ("knee").

## 2.5. ЕФИКАСНОСТ ПОЛУПРОВОДНИЧКИХ ДЕТЕКТОРА ЗА ТАЧКАСТЕ ИЗВОРЕ/УЗОРКЕ

Познато је да интензитет  $\gamma$ -зрака емитованих из извора опада са растојањем по инверзном квадратном закону. Ово се за ефикасност детекције са сигурношћу може рећи само за тачкасте изворе и тачкасте детекторе. На слици 2.2.a је приказана општа поставка извор-детектор.



Слика 2.2. а) Геометрија опште поставке извор-детектор. Различити просторни углови под којим се види извор: тачкастог б) и волуминозорног ц) узорка

Како се потпуна апсорбиција  $\gamma$ -зрака састоји од вишеструког расејања унутар детектора, тачка нултог расејања мора бити унутар активне запремине кристала. Ова тачка се може одредити експериментално. Ако се претпостави да важи инверзни квадратни закон, брзина бројања је:

$$R \propto \frac{1}{d^2},$$

где је  $d$  збир познатог растојања од извора до капе детектора  $D$  и  $d_0$ , непознатог растојања од нулте тачке унутар детектора до капе детектора, па се може написати:

$$d = D + d_0,$$

па комбиновањем претходне две једначине:

$$\frac{1}{\sqrt{R}} = kD + kd_0,$$

где је  $k$  константа.

Ако се активност извора мери са различитих растојања  $D$  и  $1/\sqrt{R}$  нацрта у функцији тог растојања, одсечак на апсциси биће  $d_0$ . За  $R$  се може узети укупна брзина бројања  $\gamma$ -зрака или брзина бројања на некој датој енергији из површине врха у спектру.

## 2.6. ЕФИКАСНОСТ ПОЛУПРОВОДНИЧКИХ ДЕТЕКТОРА ЗА ВОЛУМИНОЗНЕ ИЗВОРЕ/УЗОРКЕ

Уколико се, не мењајући растојање извор-детектор, радиоактивни материјал распореди у коначну запремину, насупрот тачкастом извору, може се запазити опадање интензитета  $\gamma$ -зрака. На слици 2.2.б и 2.2.ц је упоређен тачкасти извор са волуминозним. Као што се са слике види, за волуминозне изворе израчунавање просторног угла је компликованије, јер свака тачка у извору има другачији поглед на детектор и стога различито доприноси укупном интензитету  $\gamma$ -зрака.

У пракси већина лабораторија ради са малим бројем стандардних геометрија узорака.

## 2.7. САМОАПСОРПЦИЈА $\gamma$ -ЗРАКА У ИЗВОРУ

Очекујемо да унутар распрострањених извора мора да постоји и самозаклањање услед апсорпције  $\gamma$ -зрака, посебно ако је извор велике густине. Зато је битно да се у калибрацији ефикасности упоређују директно калибрациони извори и узорци припремљени у истој геометрији и са истом густином. Међутим, у пракси постоје варијације густине од узорка до узорка, па је упутно размотрити могућност разређења узорка у већу запремину помоћу неактивног материјала. За ово се обично користи прах целулозе који има малу густину и веома мало доприноси апсорпцији. Приликом прављења мешавине мора се водити рачуна да она буде хомогена.

Због ефекта самоапсорпције унутар извора, ефикасност детектора се не може изразити просто као производ независних фактора, већ само приближно као:

$$\varepsilon(E) = \frac{R(E)}{T(E) \cdot p_\gamma(E) \cdot A},$$

где је  $R(E)$  измерена брзина бројања,  $T(E)$  тзв. транспаренција извора [Kaplanis82], а производ  $p_\gamma(E)$  и  $A$  је брзина емисије  $\gamma$ -зрака, све на одговарајућој енергији  $\gamma$ -зрака  $E$ .

Могуће је и израчунавање ефикасности за распростране изворе полазећи од познате калибрације ефикасности за тачкасте изворе. Врло промишљен метод за израчунавање ефикасности коаксијалних детектора за цилиндрично формиране узорке разрађен је у [Moens81]. Овај метод узима у обзир атенуацију фотона у извору/узорку и у сваком релевантном атенуационом слоју укључујући кућиште детектора и неактивне делове запремине детектора и биће детаљно изложен у следећем одељку.

Метод је заснован на израчунавању тоталне ефикасности  $\varepsilon_t$ , дефинисане као вероватноћа да фотон погоди активну зону детектора без претходне интеракције у извору или околним слојевима и да интерагује са материјалом детектора фотоелектричном апсорпцијом, комптонским расејањем или производњом пара. У рачун улазе све димензије детектора (пречник и дебљина активне зоне, величина језгра детектора, мртвих и контактних слојева, кућишта итд.) и узорка/извора, те масени атенуациони коефицијенти свих релевантних материјала. Интеграли у

рачунској процедуре решавају се нумерички. Да би се добила ефикасност врха укупне енергије  $\varepsilon$ , аутори претпостављају и доказују да је однос  $\varepsilon/\varepsilon_t$  независан од геометрије извор-детектор и од геометрије извора и да је својствена карактеристика самог детектора.

Ако је ефикасност врха укупне енергије  $\varepsilon_p$  одређена експериментално за геометрију тачкастог извора, ефикасност врха укупне енергије за произвољну геометрију  $\varepsilon_V$  може бити изведена из

$$\varepsilon_V = \varepsilon_p \frac{\varepsilon_{t,V}}{\varepsilon_{t,p}},$$

где су  $\varepsilon_{t,V}$  и  $\varepsilon_{t,p}$  одговарајући резултати израчунавања тоталне ефикасности. Треба имати на уму да овде коришћена тотална ефикасност  $\varepsilon_t$  није иста као она дефинисана раније у [§2.3]. Наиме, експериментална тотална ефикасност, која се добија као однос укупног снимљеног одбора према укупном броју емитованих моноенергијских фотона, обично је већа, јер сви фотони расејани некохерентно у извору и у окружујућим материјалима доприносе спектру, а нису садржани у овде коришћеној вредности  $\varepsilon_t$ . Предност овог метода је у томе што се рачуна однос ефикасности, тако да грешке улазних информација имају тенденцију потирања. Само израчунавање засновано је на концепту тзв. ефективног просторног угла  $\Omega$  за дату конфигурацију извор-детектор, који ће бити детаљније разрађен у [§3]. Може се показати да је

$$\frac{\varepsilon_{t,V}}{\varepsilon_{t,p}} = \frac{\Omega_V}{\Omega_p}$$

тако да, ако се за дате конфигурације могу израчунати ефективни просторни углови  $\Omega_p$  и  $\Omega_V$ , могуће је на основу мерене ефикасности за тачкасти извор  $\varepsilon_p$  рачунски одредити ефикасност за волуминозни извор  $\varepsilon_V$ :

$$\varepsilon_V = \varepsilon_p \frac{\Omega_V}{\Omega_p}.$$

Док је у оригиналном раду [Moens81] израчунавање ограничено на случај када је полупречник цилиндричног извора мањи од полупречника детектора,  $R_S < R_D$ , у [Lippert83] развијен је сличан модел без овог ограничења.

Овај метод је тестиран са тачкастим, површинским и цилиндричним изворима на различitim растојањима за различите полупроводничке детекторе и добијено је слагање експерименталних и израчунатих вредности унутар 3%, када су димензије детектора добро познате. Код израчунатих вредности иначе могу настати грешке услед погрешних претпоставаки о димензијама детектора и атенуационих коефицијената. Провера утицаја ових несигурности улазних података показала је да је пречник детектора најкритичнији параметар. Ако имамо на располагању експерименталне калибрације ефикасности за две или више мерних геометрија, упоређивање израучнатах ефикасности омогућава побољшавање улазних параметара, побољшавајући на тај начин тачност израчунавања за следеће геометрије. Кориснички оријентисани програм ANGLE за персоналне рачунаре заснован на овом принципу приказан је у [Jovanović97].

На основу истих принципа на Катедри за нуклеарну физику развијен је сличан програм за израчунавање ефективних просторних углова ОМЕГА. Програм је тестиран за случајеве када је и полазни референтни извор у цилиндричног геометрији, са матриксом познатог састава, па се израчунава ефикасност за цилиндрични извор/узорак других димензија и састава. Резултати, упоређени са резултатима одговарајућих Монте Карло израчунавања, приказани су у [Krstonošić00]. Детаљи овог програма и његова даља примена у лабораторијској пракси тема су овог дипломског рада.

## 2.8. МЕТОД ЕФЕКТИВНОГ ПРОСТОРНОГ УГЛА

Кадгд се врши апсолутно мерење  $\gamma$ -активности, потребно је познавати апсолутну ефикасност врха укупне енергије  $\varepsilon$  бројачког уређаја за дотичну енергију  $\gamma$ -зрака  $E_\gamma$ .

Експериментално одређивање ефикасности врха укупне енергије као функције од  $E_\gamma$  је просто све дотле док су у питању тачкасти извори и велика растојања између извора и детектора. За рас прострањене изворе и мала растојања, експериментално одређивање постаје компликовано и одузима много времена. Задиста, припремање прецизно искалибрисаних  $\gamma$ -извора различитих облика и састава је тежак посао. Понекад то чак и није оствариво, на пример, за случај када треба да се одреди ефикасност за гломазан метални  $\gamma$ -емитер.

Из тог разлога чини се да је повољније да се проблему апсолутне ефикасности врха укупне енергије приђе рачунским путем. У литератури постоји много чланака који се баве овим проблемом.

Неки аутори израчунавају само геометријски просторни угао под којим се детектор види из извора. За детекцију  $\gamma$ -зрака то је незадовољавајуће, пошто се тако изоставља разматрање два главна проблема, тј. атенуација  $\gamma$ -зрака и одзив детектора на упадајуће  $\gamma$ -зраке. Овде ће бити показано да се у суштини ти ефекти не могу кориговати засебним прорачунима.

Други аутори су ипак други од ових фактора укључили у своје прорачуне, али ограничавајући само на одређивање тоталне ефикасности  $\varepsilon_t$ . То је урађено за једноставне цилиндричне детекторе, као што су NaI(Tl)- кристали, планарни Ge(Li)- детектори, или Ge - детектор са сопственом проводљивошћу (*intrinsic*), како за тачкасте изворе, тако и за изворе облика диска.

Тотална ефикасност великих коаксијалних Ge(Li) детектора, са једним или са оба отворена краја, такође је израчуната на такав начин, али само за тачкасте изворе постављене на оси симетрије детектора. Ипак, ни једна од горе наведених метода није у прорачуне укључивала атенуацију.

У [Gunnik72] и [Cline79] је развијена семијемпиријска метода за налажење ефикасности врха пуне енергије коаксијалног Ge(Li) детектора укључујући експлицитне или имплицитне корекције за атенуацију  $\gamma$ -зрака. Размотрени су тачкасти извори, али и извори у облику диска, као и цилиндрични и сферни извори. Ипак те технике су засноване на апроксимативном математичком моделу, који детекторе и изворе представља као физичке тачке.

Циљ рада [Moens81] био је представљање новог и тачнијег прилаза прорачуну ефикасности врха пуне енергије коаксијалних Ge(Li) детектора. Метод је очигледно применљив и на детекторе без р-језгра ( r - core ) [као што су NaI(Tl) , Ge - детектор са сопственом проводљивошћу (*intrinsic*) итд.]. Узети су у обзир тачкасти извори, извори у облику диска и цилиндрични извори. Није коришћен никакав поједностављујући модел, а геометријски аспект, допринос бројању детектора и атенуација  $\gamma$ -зрака у извору и у апсорбујућим међуслојевима третирани су истовремено. Мада је метод семијемпиријски, експериментални поступак потребан у његовој примени је кратак, једноставан и користи се у већини нуклеарних лабораторија.

Да би се детектовао као догађај испод врха укупне енергије,  $\gamma$ -фотон емитован из извора мора да задовољи три захтева:

- треба да погоди активну зону детектора без енергетских губитака у самом извору или у материјалу међуслоја,
- треба да интерагује са детекторским материјалом на начин другачији од кохерентног расејања,

- фотон треба да пренесе сву своју енергију на материјал детектора доприносећи тако одбороју испод врха укупне енергије (лоше прикупљање носилаца наелектрисања није узето у обзир у овом прилазу).

Директно рачунање ефикасности врха укупне енергије  $\varepsilon$  води у врло сложене прорачуне. Са друге стране, тотална ефикасност  $\varepsilon_t$  се може израчунати много лакше. Због тога овде изнесена метода даје ефикасност врха укупне енергије полазећи од прорачуна тоталне ефикасности. Прво се даје ефективни просторни угао  $\bar{\Omega}$ , који узима у обзир вероватноћу да буду испуњена прва два горе наведена услова. Тотална ефикасност је дата као:

$$\varepsilon_t = \frac{\bar{\Omega}}{4\pi}.$$

$\varepsilon_t$  је повезано са  $\varepsilon$  на следећи начин. За ефикасност врха укупне енергије се може узети да је састављена од различитих компоненти:

$$\varepsilon = \varepsilon_f + \varepsilon_c + \varepsilon_p,$$

где су  $\varepsilon_f$ ,  $\varepsilon_c$  и  $\varepsilon_p$  удели  $\varepsilon$  који респективно одговарају фотоелектричном ефекту, вишеструком Комптоновој интеракцији и производњи пара.

Аналогно  $\bar{\Omega}$ , можемо дефинисати ефективне просторне углове  $\bar{\Omega}_f$ ,  $\bar{\Omega}_c$  и  $\bar{\Omega}_p$  који респективно описују вероватноће да емитовани  $\gamma$ -фотон интерагује фотоелектричним, Комптоновим или пар ефектом. Тако можемо написати:

$$\varepsilon = \frac{1}{4\pi} (\bar{\Omega}_f + \bar{\Omega}_c \kappa + \bar{\Omega}_p \nu)$$

где  $\kappa$  и  $\nu$  воде рачуна о чињеници да само ограничени део Комптоновог и пар-ефекта даје допринос одбороју укупне енергије.

Може се доказати да је:

$$\frac{\bar{\Omega}}{\mu_t} = \frac{\bar{\Omega}_f}{\mu_f} = \frac{\bar{\Omega}_c}{\mu_c} = \frac{\bar{\Omega}_p}{\mu_p},$$

где је  $\mu_t$  тотални линеарни апсорпциони коефицијент детекторског материјала за  $\gamma$ -зраке разматране енергије  $E_\gamma$ , а  $\mu_f$ ,  $\mu_c$  и  $\mu_p$  су апсорпциони коефицијенти за фотоелектрични, Комптонов и пар ефект, респективно.

Тако добијамо:

$$\varepsilon = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\mu_f + \mu_c \kappa + \mu_p \nu}{\mu_t} \right) \bar{\Omega} = \frac{1}{4\pi} \frac{P}{T} \bar{\Omega} = \frac{P}{T} \varepsilon_t, \quad (2.1)$$

где је  $P/T$  "виртуелни" однос одбороја у врху укупне енергије према укупном одбороју, а који се односи на голи детектор без околног материјала (кућиште од Al, мртви слој Ge, ...).

Када је  $\varepsilon_t$  познато, проблем се своди на проблем одређивања односа  $P/T$ . Но вредност  $\kappa$  и  $\nu$  су непознате и могуће их је добити само апроксимативно из Монте Карло прорачуна.

Очигледно је да се претходно дефинисани однос  $P/T$  не може експериментално одредити. Треба схватити да уобичајено дефинисани однос врха према укупном одбороју, који важи за актуелни детекциони систем, није применљив у овом случају; заправо, укупној површини спектра доприносе  $\gamma$ -зраци некохерентно расејани у међуслојевима и околним материјалима, који стижу до детектора са деградираном енергијом. Експериментално добијени однос врха према укупном одбороју је стога зависан од узорка и детекционе геометрије. Однос  $P/T$  у једначини (2.1) односи се на оголјено, активно тело детектора. На тај начин схватамо да на "виртуелни" однос врха према укупном одбороју, нарочито у области ниских енергија, утичу секундарни ефекти, као што је лоше сакупљање носилаца наелектрисања итд. Међутим, у раду

[Moens81] је претпостављено да је овај однос независан од узорка и детекционе геометрије и да је својствена карактеристика коришћеног детектора.

Семијемпириско одређивање  $\varepsilon$  за било какав узорак и било какву детекциону геометрију може се извести на следећи начин:

1) Експериментално се одреде криве  $\varepsilon_{\text{ref}} = f(E_\gamma)$  за тачкасте изворе на великим рефентним растојањима од детектора; ово је стандардна процедура која се може користити за вишелинијске  $\gamma$ -изворе као што су  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{182}\text{Ta}$ ,  $^{166m}\text{Ho}$  итд., пошто се у том случају праве коинциденције могу занемарити.

2) Израчунати се  $\bar{\Omega}$  за ову експерименталну референтну конфигурацију, као и за свако захтевано растојање извора од детектора и геометрију извора, тако да се омогући конструкција кривих  $\varepsilon = f(E_\gamma)$ , што се мора учинити за доволјан број  $\gamma$ -енергија.

3) Ефикасност врха пуне енергије  $\varepsilon$  за било коју разматрану конфигурацију и за било које друге енергије се може израчунати из:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{ref}} \cdot \frac{\bar{\Omega}}{\bar{\Omega}_{\text{ref}}} . \quad (2.2)$$

Једина овде учињена претпоставка је константност “виртуелног” односа врха укупне енергије према укупном одброју  $P/T$ . Експериментални резултати наведени у [Moens81] оправдавају ову претпоставку са несигурношћу од пар процената.

### 3. ЕФЕКТИВНИ ПРОСТОРНИ УГАО

#### 3.1. ПОЈАМ ГЕОМЕТРИЈСКОГ И ЕФЕКТИВНОГ ПРОСТОРНОГ УГЛА

Под појмом геометријског просторног угла  $\Omega$  се подразумева угао под којим извор види детектор. Уколико у претходну дефиницију укључимо и физичке факторе као што су ефекти самоапсорције извора и атенуација детектора, добијамо ефективни просторни угао  $\bar{\Omega}$ . Геометријски просторни угао се у принципу израчунава из релације:

$$\Omega = \int_V d\Omega_S$$

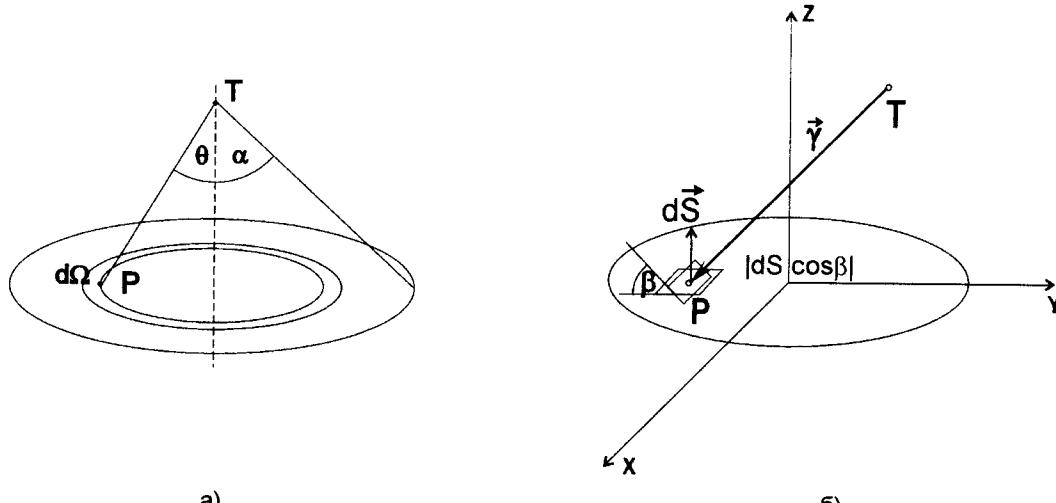
где су:  $V$  – запремина извора, а  $S$  – површина детектора која се види из извора.

#### 3.2. ИЗРАЧУНАВАЊЕ ГЕОМЕТРИЈСКОГ ПРОСТОРНОГ УГЛА

##### 3.2.1. Геометријски просторни угао $\Omega$ за тачкасти извор

Налажење геометријског просторног угла за тачкасти извор Т који се налази на оси детектора (слика 3.1.a) је једноставно. Тада проблем се своди на једноструку интеграцију по углу  $\theta$  у границама од 0 до  $\alpha$ , што је угао под којим се из тачке Т види граница изложене површи детектора:

$$\Omega = \int_0^\alpha 2\pi \cdot \sin \theta \cdot d\theta = 2\pi \cdot (1 - \cos \alpha).$$



**Slika 3.1. Позиција тачкастог извора у односу на површину детектора**  
а) ако се извор налази на оси детектора, б) ако се налази ван осе детектора

Међутим, проблеми се јављају ако покушамо да израчунамо просторни угао за извор коначних димензија. Да би дошли до жељеног циља, проблем ћемо решавати корак по корак. Потражићемо геометријски просторни угао за тачкасти извор Т ван осе симетрије детектора, као што је приказано на слици 3.1.б. Нека вектор  $\vec{r}$  представља гама зрак који креће из тачке Т и пролије у детектор у тачки Р. Елемент просторног угла  $d\Omega$  је:

$$d\Omega = \frac{dS \cdot |\cos \beta|}{\gamma^2} = \frac{|\vec{r} \cdot d\vec{S}|}{\gamma^3},$$

док је укупни просторни угао за тачкасти извор ван осе симетрије детектора:

$$d\Omega_T = \int_S \frac{|\vec{\gamma} \cdot d\vec{S}|}{\gamma^3}$$

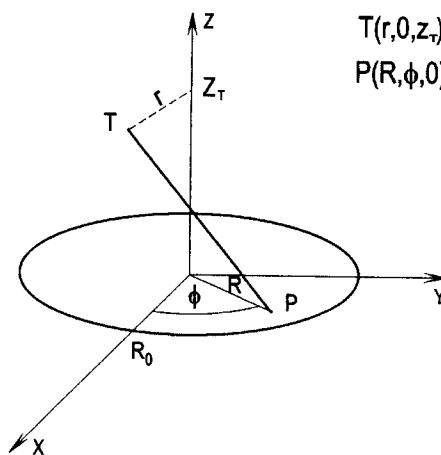
Вектор  $\vec{\gamma}$  се може представити као  $\vec{\gamma} = (x_P - x_T)\vec{i} + (y_P - y_T)\vec{j} + (z_P - z_T)\vec{k}$ . Надаље имамо да је  $d\vec{S} = \vec{k} \cdot dx \cdot dy$ , а пошто је  $P$  на површи детектора,  $z_P = 0$ . Тада је:

$$|\vec{\gamma} \cdot d\vec{S}| = \left| -z_T \cdot \vec{k} \cdot \vec{k} \cdot dx \cdot dy \right| = z_T \cdot dx \cdot dy.$$

Просторни угао за тачкасти извор ван осе симетрије детектора у Декартовим координатама представљен је тако изразом:

$$\Omega_T = \iint_S \frac{z_T \cdot dx \cdot dy}{[(x_P - x_T)^2 + (y_P - y_T)^2 + z_T^2]^{3/2}}.$$

У цилиндричним координатама (сл. 3.2) је  $x = R \cos \phi$ ,  $y = R \sin \phi$ ,  $z = z$ ,  $dx dy = R dR d\phi$ ,  $x_P = R \cos \phi$ ,  $y_P = R \sin \phi$ ,  $x_T = r$ ,  $y_T = 0$ , узимајући да је  $T$  на  $x$ -оси ( $\phi = 0$ ).



Слика 3.2. Приказ преласка на цилиндричне координате

Тада је  $(x_P - x_T)^2 = (R \cos \phi - r)^2 = R^2 \cos^2 \phi - 2Rr \cos \phi + r^2$ ,  $(y_P - y_T)^2 = R^2 \sin^2 \phi$ , па је

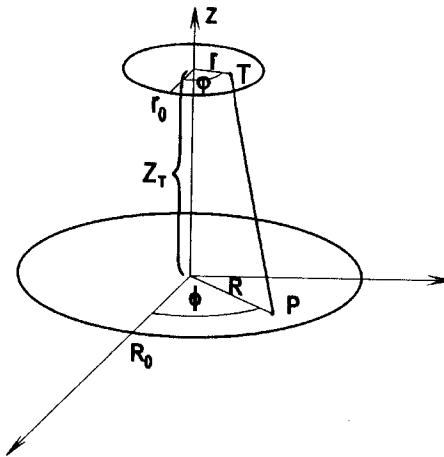
$$\Omega_T = \iint_{0 \ 0}^{2\pi R_0} \frac{z_T R dR d\phi}{[R^2 - 2Rr \cos \phi + r^2 + z_T^2]^{3/2}},$$

и коначно:

$$\Omega_T = 2z_T \int_0^\pi d\phi \int_0^{R_0} \frac{R dR}{[R^2 - 2Rr \cos \phi + r^2 + z_T^2]^{3/2}}$$

### 3.2.2. Геометријски просторни угао $\Omega$ за танки диск

Ако би извор представили као бесконачно танак диск тада би имали ситуацију као на сл.3.3:



Слика 3.3. Положај бесконачно танког извора облика диска и површине детектора у цилиндричним координатама

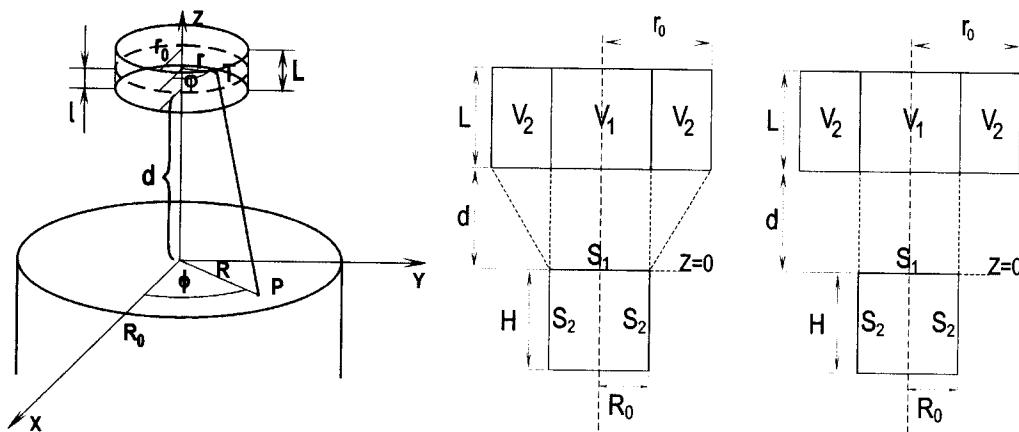
Како што се види, случај је сличан претходном кад смо имали тачкасти извор ван осе симетрије, само што се мора извршити и интеграција по површини диска.

$$\Omega_D = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{r_0} \Omega_T r dr$$

Пошто  $\Omega_T r dr$  не зависи од угла  $\phi$ ,

$$\Omega_D = \frac{2\pi}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \Omega_T r dr = \frac{2}{r_0^2} \cdot \int_0^{r_0} \Omega_T r dr = \frac{2}{r_0^2} \cdot 2z_T \int_0^{r_0} r dr \int_0^{\pi} d\phi \int_0^{R_0} \frac{R dR}{[R^2 - 2R r \cos \phi + z_T]^{3/2}},$$

$$\Omega_D = \frac{4z_T}{r_0^2} \int_0^{r_0} r dr \int_0^{\pi} d\phi \int_0^{R_0} \frac{R dR}{[R^2 - 2R r \cos \phi + z_T]^{3/2}}.$$



Слика 3.4. а) Положај извора цилиндричног облика и детектора,  
б) приказ продора зрака кроз детектор када је  $r_0 > R_0$



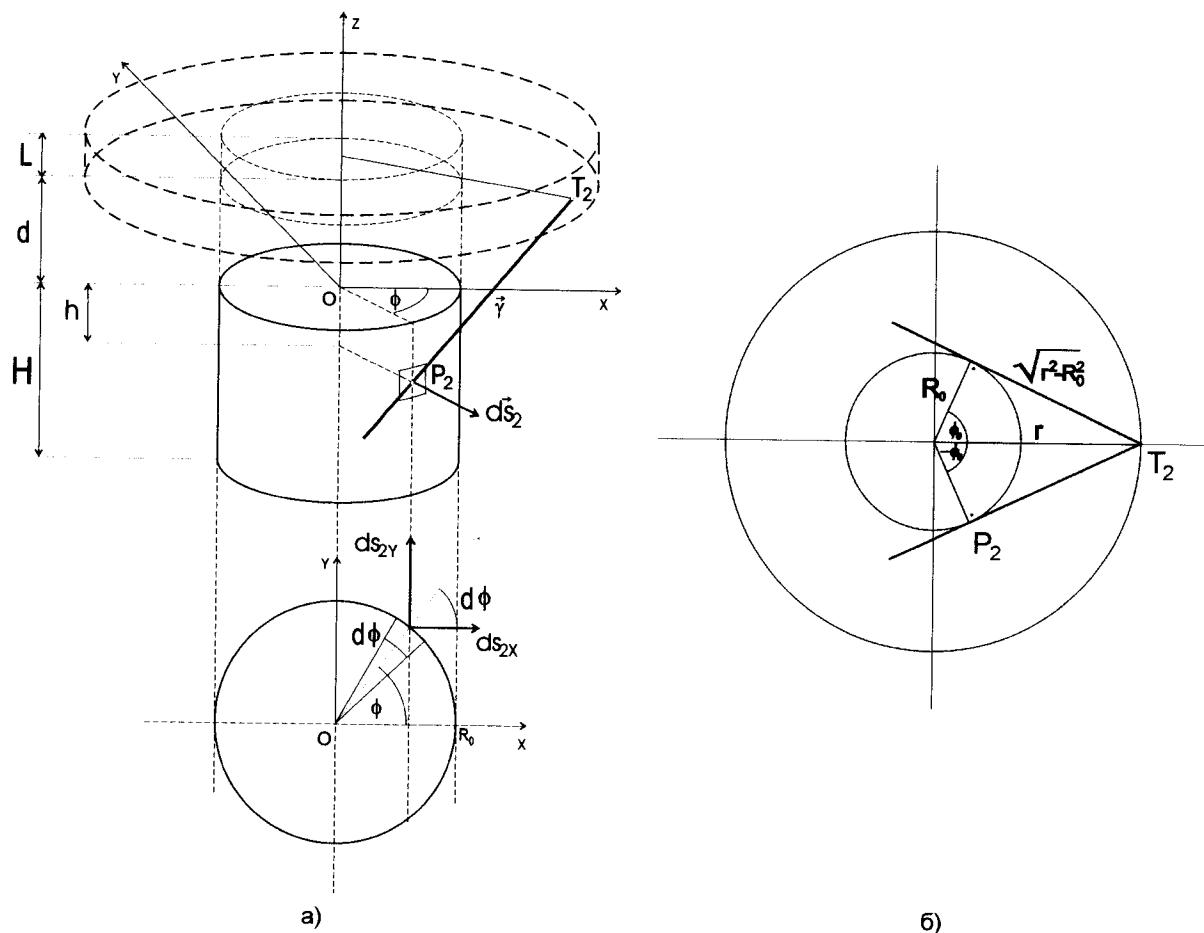
### 3.2.3. Геометријски просторни угао $\Omega$ за извор цилиндричног облика

Реални случај у пракси је да извор има коначне димензије, најчешће цилиндричног облика, па тада имамо ситуацију као на слици 3.4.a:

Координата  $z_T$  се сада може представити као збир растојања наспрамних површи извора и детектора  $d$  и растојаја текуће тачке  $T$  од дна извора  $l$ ,  $z_T = d + l$ . Просторни угао  $\Omega_C$  за извор цилиндричног облика добијамо, полазећи од просторног угла  $\Omega_D$  за диск, на седећи начин:

$$\begin{aligned}\Omega_C &= \frac{1}{L} \int_0^L \Omega_D dl = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{4(d+l)}{r_0^2} dl \int_0^{r_0} r dr \int_0^\pi d\phi \int_0^{R_0} \frac{R dR}{[R^2 - 2Rr \cos \phi + (d+l)^2]^{3/2}}, \\ \Omega_C &= \frac{4}{L r_0^2} \int_0^L (d+l) dl \int_0^{r_0} r dr \int_0^\pi d\phi \int_0^{R_0} \frac{R dR}{[R^2 - 2Rr \cos \phi + (d+l)^2]^{3/2}}, \\ \Omega_C &= \frac{4}{L r_0^2} \int_0^L dl \int_0^{r_0} dr \int_0^\pi d\phi \int_0^{R_0} \frac{(d+l) r R dR}{[R^2 - 2Rr \cos \phi + (d+l)^2]^{3/2}}.\end{aligned}\quad (3.1)$$

Последњи израз је применљив за случајеве када је полупречник извора мањи од полупречника активног детекторског тела  $r_0 < R_0$ . За узорке цилиндричног облика код којих је  $r_0 > R_0$ , геометријском просторном углу  $\Omega_C$  морамо да додамо и просторни угао који третира пророде гама зрака кроз омотач детекторског цилиндра као на слици 3.4.b).



Slika 3.5.a) Положај тачкастог извора у односу на бочну цилиндричну површину детектора за случај  $r_0 > R_0$ ,  
б) гранични случај када је  $\gamma$ -зрак тангента кружног пресека цилиндра детектора

Укупни геометријски просторни угао биће:

$$\Omega = \int_{(V_1+V_2), S_1} d\Omega + \int_{V_2, S_2} d\Omega = \Omega_{C1} + \Omega_{C2},$$

где је  $V_1$  унутрашњи цилиндрични део запремине извора који има полупречник као активни део детектора, док је  $V_2$  остатак запремине извора.  $S_1$  је површина детектора окренута извору, а  $S_2$  површина омотача детектора, који сада постаје видљив из дела  $V_2$  запремине извора. Израз за  $\Omega_{C1}$  поклапа се са (3.1). Да би смо дошли до израза за просторни угао  $\Omega_{C2}$  кренућемо од случаја тачкастог извора  $T_2$ , који се налази ван осе детектора на растојању  $r$  од осе, које је веће од полупречника детектора ( $r > R_0$ ).  $d\Omega_{T2}$  наћи ћемо на следећи начин. Са слике 3.5.a) се види да је:

$$d\Omega_{T2} = \frac{dS_2 |\cos \beta|}{r^2} = \frac{|\vec{\gamma} \cdot d\vec{S}_2|}{r^3}.$$

Елемент површине  $dS_2$  можемо да представимо као  $dS_2 = R_0 d\phi dh$ . Преласком на поларне координате (у систему  $XOY$  на дну слике 3.5.a)

$$x = R_0 \cos \phi, \quad y = R_0 \sin \phi, \quad \phi = \arctg \frac{y}{x},$$

добијамо:

$$\begin{aligned} d\vec{S}_{2x} &= dS_2 \cos \phi \vec{i}, \quad d\vec{S}_{2y} = dS_2 \sin \phi \vec{j}, \quad d\vec{S}_2 = d\vec{S}_{2x} + d\vec{S}_{2y} = dS_2 (\cos \phi \vec{i} + \sin \phi \vec{j}), \\ d\vec{S}_2 &= R_0 d\phi dh (\cos \phi \vec{i} + \sin \phi \vec{j}). \end{aligned}$$

Путању  $\gamma$ -зрака можемо описати релацијом  $\vec{\gamma} = (x_{P_2} - x_{T_2})\vec{i} + (y_{P_2} - y_{T_2})\vec{j} + (z_{P_2} - z_{T_2})\vec{k}$ , у коју ћемо заменити координате тачака  $T_2$  и  $P_2$  које су дате на слици 3.5.a), узимајући у обзир да је  $z_{T_2} = d + l$ :

$$\vec{\gamma} = (R_0 \cos \phi - r)\vec{i} + (R_0 \sin \phi)\vec{j} + (-h - z_{T_2})\vec{k} = (R_0 \cos \phi - r)\vec{i} + (R_0 \sin \phi)\vec{j} + (-h - d - l)\vec{k}.$$

Тада је:

$$\begin{aligned} \vec{\gamma} \cdot d\vec{S}_2 &= ((R_0 \cos \phi - r)\vec{i} + (R_0 \sin \phi)\vec{j} + (-h - d - l)\vec{k}) \cdot (R_0 d\phi dh (\cos \phi \vec{i} + \sin \phi \vec{j})) = \\ &= R_0 d\phi dh (\cos \phi (R_0 \cos \phi - r) + \sin \phi \cdot R_0 \sin \phi) = \\ &= R_0 d\phi dh (R_0 \cos^2 \phi - r \cos \phi + R_0 \sin^2 \phi) = R_0 d\phi dh (R_0 - r \cos \phi), \\ |\vec{\gamma} \cdot dS_2| &= R_0 d\phi dh (r \cos \phi - R_0). \end{aligned}$$

Такође је:

$$\begin{aligned} |\vec{\gamma}|^2 &= \vec{\gamma} \cdot \vec{\gamma} = R_0^2 \cos^2 \phi - 2R_0 r \cos \phi + r^2 + R_0^2 \sin^2 \phi + (-h - d - l)^2, \\ |\vec{\gamma}|^2 &= R_0^2 - 2R_0 r \cos \phi + r^2 + (h + d + l)^2. \end{aligned}$$

$h$  је у интервалу  $[0, H]$ . Ако уведемо смену  $h' = -h$  тада је  $h'$  у интервалу  $[-H, 0]$ . Обзиром да је свеједно коју од ове две величине ћемо користити, према координатном систему на слици 3.5.a), узећемо:

$$\gamma = \sqrt{R_0^2 - 2R_0 r \cos \phi + r^2 + (h + d + l)^2}$$

Подинтегрална функција  $d\Omega_{T2}$  је тако

$$d\Omega_{T_2} = \frac{R_0(r \cos \phi - R_0) d\phi dh}{[R_0^2 - 2rR_0 \cos \phi + r^2 + (d+l-h)^2]^{3/2}},$$

а просторни угао  $\Omega_{T_2}$  је

$$\Omega_{T_2} = R_0 \int_{-\phi_0}^{\phi_0} d\phi \int_{-H}^0 dh \frac{(r \cos \phi - R_0)}{[R_0^2 - 2rR_0 \cos \phi + r^2 + (d+l-h)^2]^{3/2}}.$$

Значење граница интеграције  $-\phi_0$  и  $\phi_0$  може се схватити са слике 3.5.б). У граничном случају,  $\gamma$ -зрак је тангента кружног пресека цилиндра детектора. Јасно је да изван тих оквира тангенте, зрак промашује детектор. Граница  $\phi_0$  се може изразити на следећи начин:

$$\phi_0 = \phi_0(r) = \arctg \frac{\sqrt{r^2 - R_0^2}}{R_0}.$$

Услед симетрије граница интеграције по  $\phi$  имамо:

$$\Omega_{T_2} = 2R_0 \int_0^{\phi_0} d\phi \int_{-H}^0 dh \frac{(r \cos \phi - R_0)}{[R_0^2 - 2rR_0 \cos \phi + r^2 + (d+l-h)^2]^{3/2}}.$$

Ако претпоставимо да извор има облик бесконачно танког шупљег диска (као прстен) чији је унутрашњи полу пречник једнак полу пречнику детектора  $R_0$ , а спољашњи  $r_0$ , добијамо израз за просторни угао  $\Omega_{D_2}$ :

$$\begin{aligned} \Omega_{D_2} &= \frac{1}{\pi(r_0^2 - R_0^2)} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{R_0}^{r_0} r dr \int_{-H}^0 dh \frac{(r \cos \phi - R_0)}{[R_0^2 - 2rR_0 \cos \phi + r^2 + (d+l-h)^2]^{3/2}}, \\ \Omega_{D_2} &= \frac{2\pi \cdot 2R_0}{\pi(r_0^2 - R_0^2)} \int_{R_0}^{r_0} r dr \int_0^{\phi_0} d\phi \int_{-H}^0 dh \frac{(r \cos \phi - R_0)}{[R_0^2 - 2rR_0 \cos \phi + r^2 + (d+l-h)^2]^{3/2}}, \\ \Omega_{D_2} &= \frac{4R_0}{r_0^2 - R_0^2} \int_{R_0}^{r_0} r dr \int_0^{\phi_0} d\phi \int_{-H}^0 \frac{(r \cos \phi - R_0) dh}{[R_0^2 - 2rR_0 \cos \phi + r^2 + (d+l-h)^2]^{3/2}}. \end{aligned}$$

Ако сад том бесконачно танком прстену дамо дебљину  $L$ , добијамо цилиндар – *anulus*, а израз за просторни угао биће:

$$\begin{aligned} \Omega_{C_2} &= \frac{1}{L} \int_0^L \Omega_{D_2} dl, \\ \Omega_{C_2} &= \frac{4R_0}{(r_0^2 - R_0^2)L} \int_0^L dl \int_{R_0}^{r_0} r dr \int_0^{\phi_0} d\phi \int_{-H}^0 \frac{(r \cos \phi - R_0) dh}{[R_0^2 - 2rR_0 \cos \phi + r^2 + (d+l-h)^2]^{3/2}}, \end{aligned}$$

Дакле, коначни израз за просторни угао, ако је извор цилиндричног облика полу пречника  $r_0$ , који је већи од полу пречника детектора  $R_0$  је:

$$\Omega_C = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{4(d+l)}{r_0^2} dl \int_0^{r_0} r dr \int_0^\pi d\phi \int_0^{R_0} \frac{R dR}{[R^2 - 2Rr \cos \phi + (d+l)^2]^{3/2}} +$$

$$+ \frac{4R_0}{(r_0^2 - R_0^2)L} \int_0^L dl \int_{R_0}^{r_0} dr \int_0^{\phi_0} d\phi \int_{-H}^0 \frac{(r \cos \phi - R_0) dh}{[R_0^2 - 2rR_0 \cos \phi + r^2 + (d + l - h)^2]^{3/2}} . \quad (3.2)$$

### 3.2.4. Ефективни просторни угао $\overline{\Omega}$

До сада смо разматрали само геометријске факторе и извели израз за геометријски просторни угао. Међутим, још нисмо дотакли физичке факторе тј. ефекат самоапсорпције у извору и атенуацију у слојевима испред детектора, одн. суда у коме се налази извор, постолја, ваздуха, Al-посуде која окружује детектор, мртве зоне детектора, ... Да бисмо кориговали израз за геометријски просторни угао на ефект атенуације у међуслојевима, унутрашње подинтегралне функције једначине (3.2) морамо помножити фактором

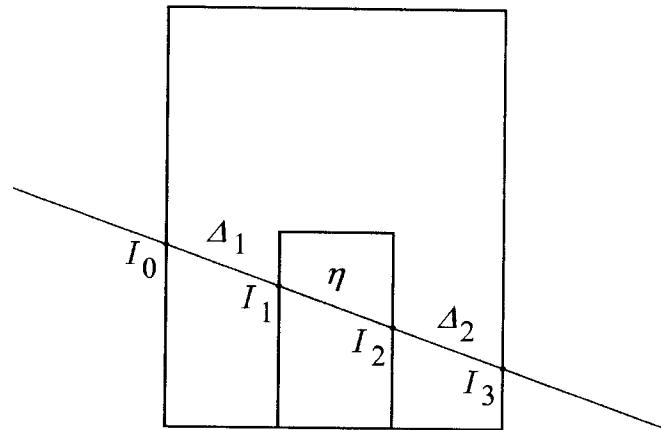
$$F_{\text{att}} = \exp\left(-\sum_{i=1}^m \mu_i \delta_i\right), \quad (3.3)$$

где је  $\delta_i$  – дужина слободног пута  $\gamma$ -зрака кроз  $i$ -ти апсорбер, а  $\mu_i$  – линеарни тотални атенуациони коефицијент  $i$ -тог апсорбера, искључујући кохерентно расејање. Овако дефинисани апсорпциони коефицијент треба да се користи свуда у овом контексту, пошто свака интеракција која настаје у неком међуслоју свакако води у енергију  $\gamma$ -зрака мању од пуне енергије, са изузетком кохерентног расејања, пошто оно не проузрокује деградацију енергије, а процес расејања је, поред тога, јако уперен према напред, тако да  $\gamma$ -зрак не скреће значајно са оригиналне путање.

Следећи релевантни фактор је вероватноћа да  $\gamma$ -зрак који пада на активну зону детектора интерагује са материјалом детектора пре него што је напусти. Да бисмо је одредили, посматрајмо путању  $\gamma$ -зрака кроз детектор у најсложенијем случају, када путања продире кроз неактивну централну зону детектора и потом поново улази у активну зону (слика 3.6.). Нека је  $I_0$  интензитет  $\gamma$ -зрака на месту упада, а  $\Delta_1$  дужина пута од места упада до места пророда у неактивну централну зону где је интензитет спао на  $I_1$  према

$$I_1 = I_0 e^{-\mu_d \cdot \Delta_1},$$

где је  $\mu_d$  тотални апсорпциони коефицијент (изузимајући кохерентно расејање) материјала детектора.



Слика 3.6. Путања  $\gamma$ -зрака кроз детектор, интензитети кроз поједиње слојеве детектора ( $I_0, I_1, I_2, I_3$ ) и дужине пређеног пута ( $\Delta_1, \Delta_2, \eta$ )

Енергија остављена у детектору дуж  $\Delta_1$  пропорционална је:

$$I_0 - I_1 = I_0 - I_0 e^{-\mu_d \Delta_1} = I_0 (1 - e^{-\mu_d \Delta_1}) = I_0 f_1, \quad f_1 = 1 - e^{-\mu_d \Delta_1}.$$

Проласком кроз неактивну централну зону, на дужини пута  $\eta$ , интензитет опадне на

$$I_2 = I_1 e^{-\mu_p \eta},$$

где је  $\mu_p$  тотални апсорpcionи кофицијент (изузимајући кохерентно расејање) материјала централне неактивне зоне, који може бити Ge код Ge(Li) детектора или празан простор код HPGe детектора. Интензитет на месту коначног напуштања детектора је

$$I_3 = I_2 e^{-\mu_d \Delta_2},$$

тако да је енергија остављена у детектору на делу пута  $\Delta_2$ :

$$I_2 - I_3 = I_2 (1 - e^{-\mu_d \Delta_2}) = I_2 \cdot f_2, \quad f_2 = 1 - e^{-\mu_d \Delta_2},$$

$$I_2 - I_3 = I_1 e^{-\mu_p \eta} \cdot f_2 = I_0 \cdot e^{-\mu_d \Delta_1} \cdot e^{-\mu_p \eta} \cdot f_2 = I_0 \cdot e^{-(\mu_d \Delta_1 + \mu_p \eta)} \cdot f_2 = I_0 \cdot f' f_2, \quad f' = e^{-(\mu_d \Delta_1 + \mu_p \eta)}.$$

Укупна енергија остављена у активној зони детектора биће тада

$$I_0 - I_1 + I_2 - I_3 = I_0 f_1 + I_0 f' f_2,$$

па унутрашње подинтегралне функције једначине (3.2) морамо помножити још и фактором

$$F_{\text{eff}} = f_1 + f_2 f'. \quad (3.4)$$

На основу овог можемо да напишемо изразе за ефективни просторни угао за тачкаст извор:

$$\overline{\Omega}_T = 2z_T \int_0^{\pi} d\phi \int_0^{R_0} \frac{F_{\text{att}} F_{\text{eff}} R dR}{[R^2 - 2Rr \cos \phi + r^2 + z_T^2]^{3/2}}, \quad (3.5)$$

за цилиндрични извор:

$$\text{за } \eta_0 < R_0: \quad \overline{\Omega}_C = \frac{4}{L r_0^2} \int_0^L dl \int_0^{r_0} dr \int_0^{\pi} d\phi \int_0^{R_0} \frac{F_{\text{att}} F_{\text{eff}} (d+l) r R dR}{[R^2 - 2Rr \cos \phi + (d+l)^2]^{3/2}}, \quad (3.6)$$

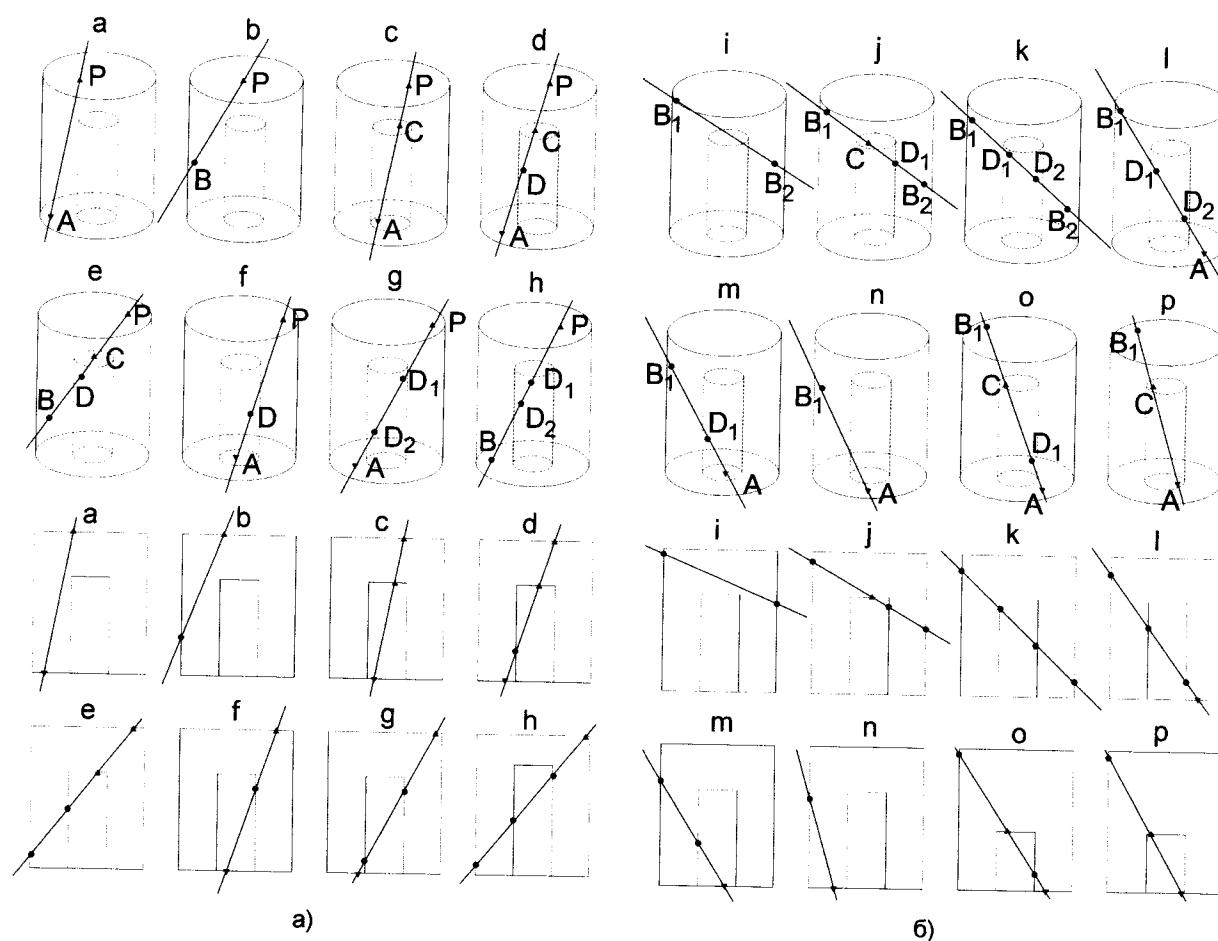
$$\begin{aligned} \text{за } r_0 > R_0: \quad \overline{\Omega}_C = & \frac{1}{L} \int_0^L \frac{4(d+l)}{r_0^2} dl \int_0^{r_0} dr \int_0^{\pi} d\phi \int_0^{R_0} \frac{F_{\text{att}} F_{\text{eff}} R dR}{[R^2 - 2Rr \cos \phi + (d+l)^2]^{3/2}} + \\ & + \frac{4R_0}{(r_0^2 - R_0^2)L} \int_0^L dl \int_{R_0}^{r_0} dr \int_0^{\phi_0} d\phi \int_{-H}^0 \frac{F_{\text{att}} F_{\text{eff}} (r \cos \phi - R_0) dh}{[R_0^2 - 2rR_0 \cos \phi + r^2 + (d+l-h)^2]^{3/2}} \end{aligned} \quad (3.7)$$

### 3.2.5. Израчунавање $\delta_i$ , $\Delta_1$ , $\Delta_2$ и $\eta$

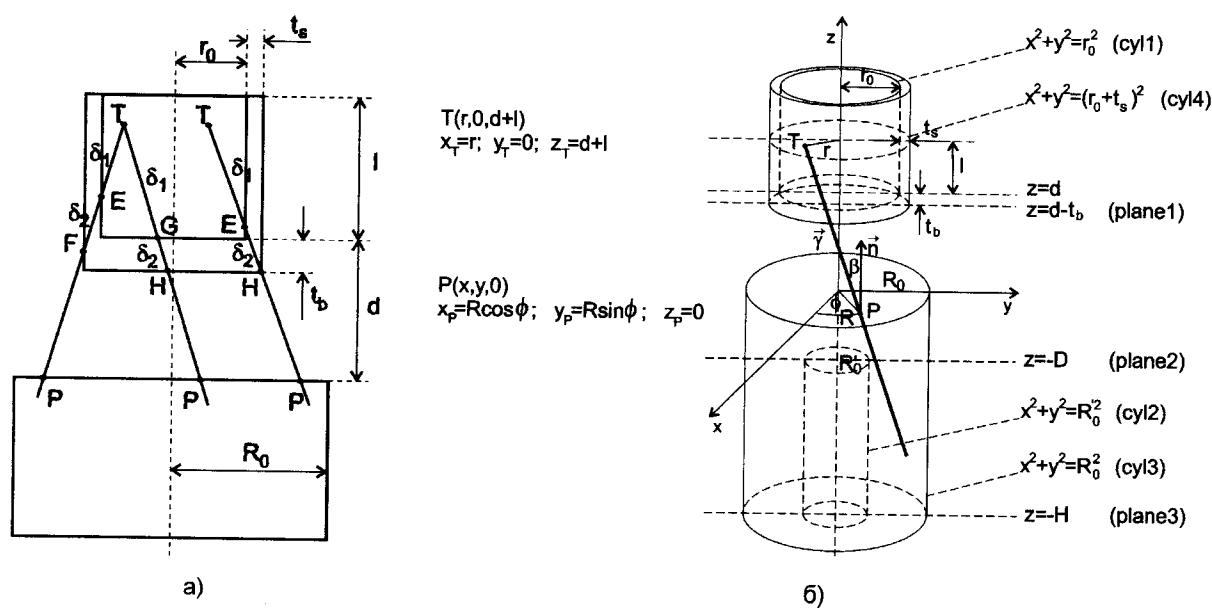
За случај тачкастог извора постављеног на оси детектора израчунавање  $\delta_i$ ,  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  и  $\eta$  је релативно лако. Међутим, ако је извор ван осе детектора ситуација се компликује. Проблем је решен тако што су узети у обзир карактеристични путеви проласка  $\gamma$ -зрака кроз детектор. На сликама 3.7.а и 3.7.б дати су продори за случајеве када је  $\eta < R_0$  и  $\eta > R_0$  у две и три димензије.

Сличан проблем се јавља при изласку  $\gamma$ -зрака из извора. Они могу да напусте извор или кроз дно или кроз омотач посуде, а те путање су приказане на слици 3.8.а. Детаљно разматрање путања интеракције у свим активним и неактивним слојевима наводи нас на идеју да за све објекте узмемо један општи облик – цилиндрични слој на једном крају затворен диском, који ћемо у даљем тексту звати “цилиндрична капа”. Уз помоћ формула аналитичке геометрије одређиваћемо тада продоре путање  $\gamma$ -зрака кроз омотаче и/или базе сваке цилиндричне капе, а

из координата тих продора израчунаваћемо одговарајуће дужине  $\delta_i$ ,  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  и  $\eta$ . Поједностављени приказ проблема, где није узет у обзир ни један апсорpcionи међуслој осим посуде извора, види се на слици 3.8.б.



Слика 3.7. Карактеристичне путање  $\gamma$ -зрака кроз детектор за а)  $r_0 < R_0$  и б)  $r_0 > R_0$



Слика 3.8. а) Карактеристичне путање  $\gamma$ -зрака из извора кроз посуду;  
б) карактеристични пресеци кроз базе и омотаче цилиндричних капа

### 3.3. ПРОГРАМ OMEGA

#### 3.3.1. Улазни подаци

OMEGA је програм уз помоћ кога се израчунају ефективни просторни угао за тачкасте и цилиндричне изворе на оси  $\gamma$ -детектора за дату енергију цилиндричног извора коначних димензија, чији пречник може да буде и мањи и већи од пречника детектора. Програм је написан у језику Object Pascal, у програмском окружењу Delphi, за оперативни систем MS Windows.

Да би програм могао да нам израчуна ефективни просторни угао  $\Omega$ , у улазној датотеци је потребно прецизно дефинисати систем извор-детектор. Под тим се подразумевају подаци о димензијама свих саставних елемената који чине систем и њихових атenuационих коефицијената на жељеној енергетској скали. Следећа табела нам приказује једну такву улазну датотеку са свим потребним подацима за израчунање ефективног просторног угла.

GEOMETRY DATA (dimensions in cm)						
cylobj	zLow	zHiIn	zHiOut	rIn	rOut	material
core	0.00	0.00	5.71	0.00	0.46	vacuum
inlayer	0.00	5.71	5.80	0.46	0.55	Ge
detector	0.00	5.80	6.52	0.55	2.80	Ge
outlayer	0.00	6.52	6.52	2.80	2.80	Ge
mount	0.00	6.52	6.52	2.80	2.85	Al
shield	6.52	6.52	6.53	0.00	2.85	PE
vacuum	0.00	6.53	6.83	2.85	3.37	mylar
can	0.00	6.88	6.88	3.37	3.50	vacuum
window	6.88	6.83	6.88	0.00	3.37	Al
canring	6.88	7.01	7.01	2.97	3.50	Be
windowgap	6.88	6.88	7.01	0.00	2.97	Al
capring	7.01	7.43	7.43	2.80	3.50	air
capgap	7.01	7.01	7.43	0.00	3.50	PE
cap	5.73	7.43	7.55	3.50	3.81	air
airring	0.00	5.73	5.73	3.50	3.81	PE
bag	0.00	7.55	7.57	3.81	3.83	air
air	0.00	7.57	7.57	3.83	5.05	acetcel
platform	7.57	7.57	7.59	0.00	5.05	container
container	7.59	7.75	10.60	3.48	3.60	SiO <sub>2</sub> +Ca <sub>3</sub> (PO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>
source	7.75	7.75	10.60	0.00	3.48	fosfat
MATERIAL DATA:						
material	Ge	Al	Be	PE(CH <sub>2</sub> )	fosfat	
(g/cm <sup>3</sup> )	5.32	2.70	1.85	0.93	1.499	
E~(keV)	total attenuation coefficients without coherent scattering (cm <sup>2</sup> /g)					
20.87	3.69E+01	2.85E+00	1.85E-01	3.52E-01	4.16E+00	
26.24	1.96E+01	1.47E+00	1.67E-01	2.68E-01	2.15E+00	
30.78	1.25E+01	9.51E-01	1.61E-01	2.37E-01	1.38E+00	
...						

#### 3.3.2. Уводни део програма

Да би програм успешно израчунао ефективни просторни угао  $\Omega$ , који је, као што смо видели у претходном поглављу, заправо четвростируки интеграл, потребно је прво дефинисати основне ствари везане за програм. Тако су дефинисане програмске библиотеке из којих ће бити коришћени одређени подпрограми, затим су дефинисане константе (име, тип и вредност) и на kraju су дефинисане процедуре које ће бити имплементиране у програму.

```
unit RunUnit;
interface
USES SysUtils,Controls,WinProcs,Classes,Graphics,Forms,ExtCtrls,Math,
DOGRAPH,FVIEW,USTRFN,USYSTR,WANSWR,MTHFUN,aGRAPH,aPLOT,{JSCTYP,JSCMTH,JSCFRM,JARRMT,}
GSLGQDTR;
```

```

CONST cmwidth:SINGLE=12.0; cmheight:SINGLE=12.0; dpi:INTEGER=300;
      stretchfactor:SINGLE=0.165; fontpt:INTEGER=13;

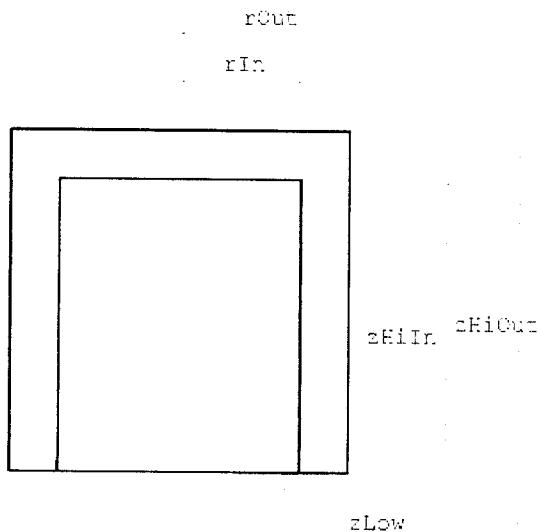
PROCEDURE CreateVariables;
PROCEDURE FreeVariables;
PROCEDURE RunKeyDown (kancode:WORD);
PROCEDURE RunMouseMove (x, y:INTEGER);
PROCEDURE RunTimer1;
FUNCTION DrawIt:BOOLEAN;
PROCEDURE ComputeAngle;

implementation
PROCEDURE RunMouseMove (x, y:INTEGER);
VAR xr,yr:SINGLE;
BEGIN WITH Form1 DO BEGIN
xr:=Round(x+0.5)/Image1.Width; yr:=(y+1)/Image1.Height;
PanelX.Caption:=ValOfPixSt(bottom,Round(picturewidth*xr),6,3);
PanelY.Caption:=ValOfPixSt(aPLOT.left,Round(pictureheight*yr),6,3);
END; END;

```

У следећем сегменту поред дефинисања константи MAXITEMS, ox, oy уводе се и нови, за програм OMEGA специфични типови променљивих величина као што су POINTS, ITEMS и CYLCAP.

Запис POINTS репрезентује тачку у простору, која се карактерише својим координатама x, y и z. ITEMS дефинише низ који је ограничен константом MAXITEMS, а која у ствари представља број објекта типа цилиндрична капа у систему извор-детектор. CYLCAP дефинише цилиндричну капу као објект који може да буде различитих димензија, карактеристика, материјала и имена.



**Слика 3.9.** Димензије објекта CYLCAP, цилиндрична капа. Када је rIn=0 и zHin=zLow, објект постаје цилиндар, напр. source. Изузетно, ако је име објекта container, за цилиндричну капу се сматра да је окренута отвором навише. Затамњење објекта (256 нијанси сиве) пропорционално је густини материјала.

```

CONST MAXITEMS=20; ox:EXTENDED=6; oy:EXTENDED=0.5;
TYPE POINTS=RECORD x,y,z:EXTENDED END; ITEMS=1..MAXITEMS;
CYLCAP=RECORD
  name,material:STRING[10]; zLow,zHiIn,zHiOut,rIn,rOut,density,mu,d:EXTENDED;
  col:INTEGER; ic1,ic2:POINTS
END;

```

Следећи корак је дефинисање променљивих које се јављају у програму. Променљиве које дефинишу пређене путеве (слика 3.6), типа EXTENDED, су:

ddelta1 - пређени пут кроз извор,  
 ddelta2 - пређени пут кроз холдер,  
 eta - пређени пут кроз језгро детектора.

Затим дефинишимо променљиве типа POINTS које представљају тачке продора  $\gamma$ -зрака кроз површи (слика 3.7) које припадају различитим слојевима детекторског система:

pointT - тачка Т у којој се налази извор  $\gamma$ -зрака,  
 pointP - тачка Р у којој зрак продире у детектор,  
 deticpt - тачка продора кроз базу детектора (горња),  
 coricptu - тачка продора кроз базу језгра детектора (горња),  
 coricptl - тачка продора кроз базу језгра детектора (доња).

Даље следи дефинисање променљивих које су везане за димензије детекторског система:

srcZ - z-координата извора (доња),  
 srcR - полуупречник извора,  
 srcL - висина извора,  
 detR - полуупречник детектора,  
 detMu - коефицијент апсорпције детектора,  
 corZ - z-координата језгра детектора,  
 corR - полуупречник језгра детектора,  
 corMu - коефицијент апсорпције језгра детектора.

Као нумерички метод за израчунавање вишедимензионалних интеграла коришћена је Гаус-Лежандрова квадратура, која се позива из математичке библиотеке UNIT GSLGQDRT. Променљиве везане за овај поступак су:

integral - вредност интеграла када је полуупречник извора мањи од полуупречника детектора,  
 integral2 - вредност интеграла када је полуупречник извора већи од полуупречника детектора,  
 p - степен резолуције квадратуре  
 a - доња граница интеграције за  $\text{detR} < \text{srcR}$ ,  
 b - горња граница интеграције за  $\text{detR} < \text{srcR}$ ,  
 a2 - доња граница интеграције за  $\text{detR} > \text{srcR}$ ,  
 b2 - горња граница интеграције за  $\text{detR} > \text{srcR}$ ,  
 phi2low - доња граница интеграције интеграла по углу  $\phi$   
 phi2hi - горња граница интеграције интеграла по углу  $\phi$

Променљиве absZl, absZu и absMu су низови од 4 елемента типа SINGLE:

absZl - z-координата апсорбера (доња)  
 absZu - z-координата апсорбера (горња)  
 absMu - линеарни тотални атенуациони коефицијент апсорбера

На крају су дефинисане датотеке типа TEXT са улазним (inputfile) и излазним (outputfile) подацима. Променљиве типа STRING chword и line програм користи у обради текста.

```

VAR cylcaps:ARRAY[ITEMS] OF CYLCAP; nitems:INTEGER;
  material:STRING[10]; adensity,zeroz,att,r,l,rr,phi,h:EXTENDED;
  ddelta1,ddelta2,eta:EXTENDED;
  pointT,pointP,deticpt{A,B},coricptu{D1},coricptl{D2},testpoint:POINTS;
  srcZ{d},srcR{r0},srcL{L},detZ{H},detR{R0},detMu,corZ{D},corR{R0'},corMu:EXTENDED;
  integral,integral2:EXTENDED; p:RESLPWRS; a,b,a2,b2,phi2low,phi2hi:HYPRECT; called:LONGINT;
  inputfile,outputfile:TEXT; chword,line:STRING;
  
```

### 3.3.3. DrawCylCap

Програм OMEGA, на основу улазног фајла генерише слику детекторског система, која служи као визуелна контрола правилног уноса свих димензија поставке извор детектор. За цртање слике система одговорна је процедурa DrawCylCap.

```

PROCEDURE DrawCylCap(i:INTEGER);
VAR x,y:INTEGER; gray:INTEGER;
BEGIN WITH cylcaps[i] DO BEGIN
gray:=255-Round((cylcaps[i].density/adensity)*125);
aCanvas.Brush.Color:=RGB(gray,gray,gray);
IF Pos('container',name)>0
THEN BEGIN
Line2D(ox-rOut,oy+zLow,ox+rOut,oy+zLow);
Line2D(ox-rOut,oy+zLow,ox-rOut,oy+zHiOut); Line2D(ox+rOut,oy+zLow,ox+rOut,oy+zHiOut);
Line2D(ox-rIn,oy+zHiIn,ox+rIn,oy+zHiIn);
Line2D(ox-rIn,oy+zHiIn,ox+rIn,oy+zHiOut); Line2D(ox+rIn,oy+zHiIn,ox+rIn,oy+zHiOut);
Line2D(ox-rOut,oy+zHiOut,ox+rOut,oy+zHiOut);
x:=Pix(ox); y:=pictureheight-Pix(oy+(zHiIn+zLow)/2);
aCanvas.FloodFill(x,y,c1Black,fsBorder);
END
ELSE BEGIN
Line2D(ox-rOut,oy+zLow,ox-rOut,oy+zHiOut);
Line2D(ox-rOut,oy+zHiOut,ox+rOut,oy+zHiOut);
Line2D(ox+rOut,oy+zHiOut,ox+rOut,oy+zLow); Line2D(ox+rOut,oy+zLow,ox+rIn,oy+zLow);
Line2D(ox+rIn,oy+zLow,ox+rIn,oy+zHiIn); Line2D(ox+rIn,oy+zHiIn,ox-rIn,oy+zHiIn);
Line2D(ox-rIn,oy+zHiIn,ox-rIn,oy+zLow); Line2D(ox-rIn,oy+zLow,ox-rOut,oy+zLow);
x:=Pix(ox-(rOut+rIn)/2); y:=pictureheight-Pix(oy+(zHiOut+zLow)/2);
aCanvas.FloodFill(x,y,c1Black,fsBorder);
x:=Pix(ox+(rOut+rIn)/2); aCanvas.FloodFill(x,y,c1Black,fsBorder);
END;
END END;

```

### 3.3.4. SetRayPath

Помоћу процедуре SetRayPath дефинишу се тачке pointT и pointP кроз које пролази  $\gamma$ -зрак. У тачки T се налази извор  $\gamma$ -зрака и његове координате су  $T(r,0,z_T)$ .  $z_T$  је заправо растојање од детектора до извора, а у процедури је оно дефинисано збиром растојања од детектора до платформе и од платформе до извора 1. Координата  $y=0$  зато што се координатни систем може окренути тако да прорачун буде једноставнији.

Тачка  $P(R,\phi,0)$  је постављена на површини активног детекторског тела, а њен положај је одређен растојањем од координатног почетка и углом  $\phi$ . Координатни почетак је на површини детектора па је  $z=0$ . Дакле, да бисмо поставили тачке P и T, а тиме и дефинисали зрак, потребно је као улазне дати  $r$ ,  $l$ ,  $R$  и  $\phi$  (или у програму: r,l,rr и phi).

```

PROCEDURE SetRayPath(r,l,rr,phi:EXTENDED; VAR pointT,pointP:POINTS);
VAR sinphi,cosphi:EXTENDED;
BEGIN{postavlja koordinate tacke T u izvoru i tacke P na licu detektoru}
SinCos(phi,sinphi,cosphi);
WITH pointT DO BEGIN x:=r; y:=0; z:=srcZ+1 END;
WITH pointP DO BEGIN x:=rr*cosphi; y:=rr*sinphi; z:=0; END;
END {SetRayPath};

```

Оваква поставка је могућа у случају када је полупречник узорка мањи од полупречника детектора, из разлога што смо тада сигурни да зрак мора да удара у лице детектора. Међутим, ако је ситуација обрнута, тада је реално могуће да зрак удара како у лице детектора, што је већ описано, тако и у омотач детектора (цилиндрична површина), па је тачку P неопходно дефинисати на други начин. То је описано у процедури SetRayPath2 која тачку продора у цилиндрични омотач дефинише као  $P(R_0 \cos\varphi, R_0 \sin\varphi, h)$ . При томе је координатни почетак и даље на површини лица детектора.

```

PROCEDURE SetRayPath2(r,l,h,phi:EXTENDED; VAR pointT,pointP:POINTS);
VAR sinphi,cosphi:EXTENDED;
BEGIN{postavlja koordinate tacke T u izvoru i tacke P na omotacu detektoru}
SinCos(phi,sinphi,cosphi);
WITH pointT DO BEGIN x:=r; y:=0; z:=srcZ+1 END;
WITH pointP DO BEGIN x:=detR*cosphi; y:=detR*sinphi; z:=h; END;
END {SetRayPath2};

```

### 3.3.5. GetRayPoint

Помоћу процедуре GetRayPoint се могу израчунавати координате било које тачке која се налази на правој која представља  $\gamma$ -зрак, а дефинише се у процедури SetRayPath.

```

PROCEDURE GetRayPoint(z:EXTENDED; VAR point:POINTS);
VAR zeta:SINGLE;
BEGIN{za dato z odredjuje x i y na pravoj TP}
zeta:=(z-pointT.z)/(pointP.z-pointT.z);
point.x:=zeta*(pointP.x-pointT.x)+pointT.x; point.y:=zeta*pointP.y; point.z:=z;
END {GetRayPoint};

```

Као што видимо, за дату вредност координате  $z$  (која је улазна величина) добијамо координате тачке point као излазну величину. Изрази по којима се израчунају координате тачке лако се изводе ако кренемо од једначине праве кроз дате тачке

$$\frac{x - x_T}{x_P - x_T} = \frac{y - y_T}{y_P - y_T} = \frac{z - z_T}{z_P - z_T}.$$

Решавајући по  $x$  и  $y$ , уз  $y_T = 0$ , имамо:

$$x = \frac{z - z_T}{z_P - z_T} (x_P - x_T) + x_T = \zeta (x_P - x_T) + x_T$$

$$y = \frac{z - z_T}{z_P - z_T} y_P = \zeta y_P$$

где је  $\zeta$  zeta:

$$\zeta = \frac{z_T - z}{z_P - z_T}.$$

### 3.3.6. InBase

Функција InBase, типа BOOLEAN, проверава да ли дата тачка, која је дефинисана  $z$ -координатом и растојањем од  $z$ -осе (полупречником неке посматране кружнице  $r$ ) лежи на бази кружног облика.

```

FUNCTION InBase(z,r:EXTENDED; VAR basicpt:POINTS):BOOLEAN;
BEGIN{da li zrak TP prolazi kroz krug radijusa r na visini z}
GetRayPoint(z,basicpt); WITH basicpt DO InBase:=( Sqr(x)+Sqr(y)<=Sqr(r) );
END {InBase};

```

Помоћу GetRayPoint се добија тачка пророда кроз раван на висини  $z$ , basicpt, па InBase помоћу следећег критеријума испитује да ли се та тачка налази унутар круга:

$$x^2 + y^2 \leq r^2.$$

### 3.3.7. SolvQuadrEq

Процедуром SolvQuadrEq израчунају се решења  $x_1$  и  $x_2$  квадратне једначине  $ax^2 + bx + c = 0$ .

```

PROCEDURE SolvQuadrEq(a,b,c:EXTENDED; VAR x1,x2:EXTENDED);
CONST singinfty=1E35;
VAR descr,sqrtd,bhalf:EXTENDED;
BEGIN
IF a=0
THEN IF b=0 THEN BEGIN x1:=singinfty; x2:=-singinfty END
ELSE BEGIN x1:=-c/b; x2:=x1 END
ELSE BEGIN
bhalf:=0.5*b; descr:=Sqr(bhalf)-a*c;
IF descr<0 THEN BEGIN x1:=singinfty; x2:=-singinfty END
ELSE BEGIN
sqrtd:=Sqrt(descr); x1:=(-bhalf+sqrtd)/a; x2:=(-bhalf-sqrtd)/a;
END;
END;
END {SolvQuadrEq};

```

### 3.3.8. GetLaterIcpt

Процедура GetLaterIcpt израчунава где су бочни продори праве (тј. γ -зрака) кроз омотач бесконачно дугог цилиндра датог радијуса  $r$ . Координате тачке продора ( $x$ ,  $y$  и  $z$ ) добијају се решавањем система од три једначине са три непознате.

```

PROCEDURE GetLaterIcpt(r:EXTENDED; VAR uicpt,licpt:POINTS);
VAR zetal,zeta2,z1,z2,xtp,ztp:EXTENDED;
BEGIN {određuje tacke prodora (uicpt,licpt) kroz omotac cilindra radijusa r}
xtp:=pointP.x-pointT.x; ztp:=pointP.z-pointT.z;
SolvQuadrEq( Sqr(xtp)+Sqr(pointP.y),2*xtp*pointT.x,Sqr(pointT.x)-Sqr(r),zetal,zeta2 );
z1:=pointT.z+ztp*zetal; z2:=pointT.z+ztp*zeta2;
GetRayPoint( Maior(z1,z2),uicpt ); GetRayPoint( Minor(z1,z2),licpt );
END {GetLaterIcpt};

```

Услов продора је:

$$\begin{aligned} x &= \frac{z_T - z}{z_P - z_T} (x_P - x_T) + x_T \\ y &= \frac{z_T - z}{z_P - z_T} y_P \\ x^2 + y^2 &= r^2 \end{aligned}$$

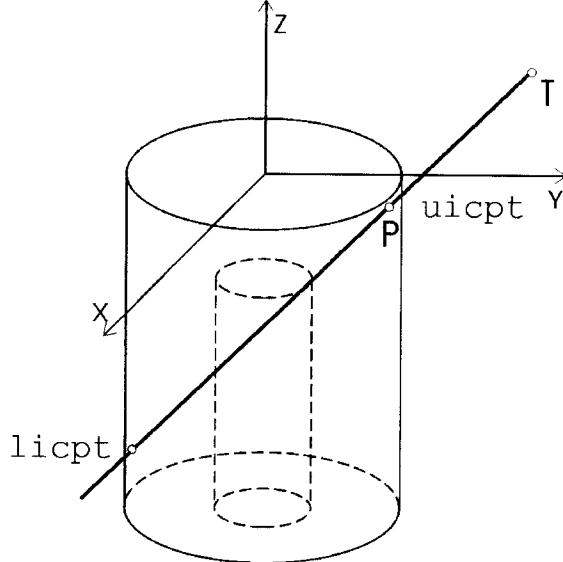
Заменом прве две једначине у трећу једначину добијамо:

$$\begin{aligned} \left( \frac{z_T - z}{z_P - z_T} (x_P - x_T) + x_T \right)^2 + \left( \frac{z_T - z}{z_P - z_T} y_P \right)^2 &= R^2 \\ \left( \frac{z_T - z}{z_P - z_T} \right)^2 (x_P - x_T)^2 + 2 \frac{z_T - z}{z_P - z_T} (x_P - x_T) x_T + x_T^2 + \left( \frac{z_T - z}{z_P - z_T} \right)^2 y_P^2 &= R^2 \end{aligned}$$

Увођењем смена

$$x_P - x_T = x_{PT}, \quad \frac{z_T - z}{z_P - z_T} = \zeta,$$

добија се квадратна једначина



Слика 3.10. Горња и доња тачка пробоја цилиндричне површи

$$(x_{\text{PT}}^2 + y_{\text{PT}}^2)\zeta^2 + 2x_{\text{PT}}x_{\text{T}}\zeta + x_{\text{T}}^2 - R^2 = 0,$$

која се даље решава помоћу процедуре SolvQuadrEq, одакле се добију решења  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$  па је могуће вратити смену и израчунати  $z_1$  и  $z_2$ . Два решења квадратне једначине значе да постоје две тачке продора, што је и разумљиво јер зрак, ако уђе у цилиндар негде мора и да изађе. На слици 3.10., на којој је приказан детекторски цилиндар, види се да је једна тачка пробоја горња (uicpt – upper intercept), а друга доња (licpt – lower intercept). Која је горња, а која доња одређује се помоћу функција Major и Minor, а помоћу раније описане процедуре GetRayPoint добијају се координате  $x$  и  $y$  горњег и доњег продора.

### 3.3.9. GetCylIcpt

Процедуром GetCylIcpt испитује се дали зрак пролази кроз базу цилиндра за дате (указне) податке  $z$  и  $r$ , а ако не пролази онда се траже бочни продори.

```
PROCEDURE GetCylIcpt(z,r:EXTENDED; VAR uicpt,licpt:POINTS);
BEGIN IF InBase(z,r,uicpt) THEN licpt:=uicpt ELSE GetLaterIcpts(r,uicpt,licpt) END;
```

### 3.3.10. Dist

Функцијом Dist израчунава се растојање између две тачке једначином:

$$d = \sqrt{(x_1^2 - x_2^2) + (y_1^2 - y_2^2) + (z_1^2 - z_2^2)}.$$

Она служи за израчунавање пређених путева  $\gamma$ -зрака кроз различите средине детекторског система да бисмо касније израчунали атенуацију кроз те слојеве.

```
FUNCTION Dist(p1,p2:POINTS):EXTENDED;
BEGIN Dist:=Sqr(p1.x-p2.x)+Sqr(p1.y-p2.y)+Sqr(p1.z-p2.z) END;
```

### 3.3.11. BetweenBases

Функцијом BetweenBases, типа BOOLEAN, добија се одговор да ли се посматрана тачка point налази између неке горње и доње вредности координате  $z$ .

```
FUNCTION BetweenBases(upperz,lowerz:EXTENDED; point:POINTS):BOOLEAN;
BEGIN BetweenBases:=(point.z<upperz) AND (point.z>lowerz) END;
```

### 3.3.12. Atten

Функцијом Atten израчунава се фактор атенуације кроз све објекте типа цилиндрична капа. Одређују се продори са цилиндричном површи (GetCylIcpt), а затим се помоћу Dist израчунава пређени пут  $\gamma$ -зрака кроз слој. Док су све остале цилиндричне капе окренуте отвореним крајем надоле, цилиндрична капа која представља држач узорка окренута је обратно, па мора да се третира посебно. Сам извор је такође изузетак, пошто је прави цилиндар, те се третира као дегенерирана цилиндрична капа.

```
FUNCTION Atten(i:INTEGER):EXTENDED;
VAR icpt:POINTS;
BEGIN WITH cylcaps[i] DO BEGIN
  IF density<1E-30 THEN BEGIN Result:=0; Exit END;
  IF Pos('source',name)>0
  THEN BEGIN GetCylIcpt(zHiIn,rOut,icpt,ic1); d:=Dist(pointT,ic1) END ELSE
  IF Pos('container',name)>0
  THEN BEGIN
    GetCylIcpt(zHiIn,rIn,icpt,ic1); GetCylIcpt(zLow,rOut,icpt,ic2); d:=Dist(ic1,ic2);
    END
  ELSE BEGIN
    GetCylIcpt(zHiOut,rOut,ic1,icpt);
    IF rIn<1E-30
    THEN GetCylIcpt(zHiIn,rOut,ic2,icpt) ELSE GetCylIcpt(zHiIn,rIn,ic2,icpt);
    d:=Dist(ic1,ic2);
    END;
  END;
  Result:=d*mu;
END END;
```

### 3.3.13. FAtt

Функцијом FAtt израчунава се укупна корекција просторногугла услед ефекта атенуације по свим слојевима (3.3).

```
FUNCTION FAtt:EXTENDED;
VAR i:INTEGER; dmu:EXTENDED;
BEGIN
dmu:=0; FOR i:=nitems DOWNT0 4 DO dmu:=dmu+Atten(i); Result:=Exp(-dmu);
END;
```

### 3.3.14. FEff

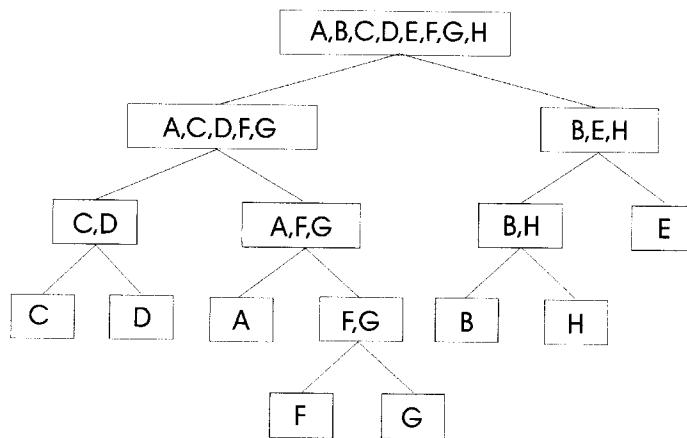
Вероватноћу да се  $\gamma$ -квант судари са активном зоном детектора прорачунава функција FEff (3.4).

```
FUNCTION FEff:EXTENDED;
VAR fd,fc,f,f1,f2:EXTENDED;
BEGIN
fd:=Exp(-detMu*ddelta1); fc:=Exp(-corMu*eta);
f1:=(1-fd); f:=fc*fd; f2:=(1-Exp(-detMu*ddelta2)); FEff:=f1+f*f2;
END;
```

### 3.3.15. GetDetDistances

Процедуром GetDetDistances израчунавамо дужину пута зрака кроз различите слојеве детекторског система (слике 4.1.а и 4.1.б).

Док  $\gamma$ -зрак пролази од тачке T до тачке P, тј. док не упадне у активну детекторску запремину релативно је лако израчунати пређени пут, а касније и слабљење. Оно што је теже и интересантније је којом путањом  $\gamma$ -зрак пролази кроз детектор и који су пређени путеви кроз различите слојеве активног детекторског тела, на основу чега ћемо израчунати слабљење зрака, што је битно због тога што је износ апсорбоване енергије у детектору директно сразмеран висини сигнала из детектора. Број могућих путања је 16 и оне су дате на слици 3.7. у претходном поглављу. Као што се и види на слици, те карактеристичне путање су подељена у две групе по 8. Алгоритам по коме се испитује којом карактеристичном путањом зрак пролази кроз детектор дат је на слици 3.11.



Слика 3.11. Шематски приказ алгоритма за испитивање карактеристичне путање

Са слике 3.7. видимо да путање A, C, D, F и G секу доњу базу детектора, па ће први IF критеријум да испита функцијом InBase да ли зрак продире кроз доњу базу детектора. Ако је тако, значи да наш зрак има путању која се поклапа са једном од следећих: A, C, D, F, G. Са слике 3.7. видимо да од ових пет путање C и D пролире кроз горњу базу језгра детектора, а осталае три (A, F, G) не. Следећи услов је везан баш за то, а функција InBase ће нам рећи да ли зрак пролире кроз горњу базу језгра детектора или не. Ако пролире видимо да путања C пролире кроз доњу базу језгра детектора, а D не. На крају још једном применимо IF услов на доњу базу језгра

детектора и претходно описани поступак нам даје одговор са којом од ове две карактеристичне путање се поклапа  $\gamma$ -зрак. Када установимо карактеристичну путању, можемо да функцијом  $Dist$  израчунамо дужину путање кроз активно детекторско тело ( $A$ ) и кроз језгро детектора, ( $\eta$ ) на основу чега касније израчунавамо апсорпцију.

```

PROCEDURE GetDetDistances(VAR ddelta1,ddelta2,eta:EXTENDED);
BEGIN
IF InBase(detZ,detR,deticpt{=A})
THEN BEGIN {a,c,d,f,g}
    IF InBase(corZ,corR,coricptu{=C})
    THEN BEGIN {c,d}
        IF InBase(detZ,corR,coricptl)
        THEN BEGIN {c}
            ddelta1:=Dist(pointP,coricptu); eta:=Dist(coricptu,coricptl);
            ddelta2:=0;
            END {c}
        ELSE BEGIN {d}
            GetLaterIcpt(corR,coricptl,coricptl{=D});
            ddelta1:=Dist(pointP,coricptu{C});
            eta:=Dist(coricptu{C},coricptl{D});
            ddelta2:=Dist(coricptl{D},deticpt{A});
            END; {d}
        END {c,d}
    ELSE BEGIN {a,f,g}
        GetLaterIcpt(corR,coricptu{=D1},coricptl{=D2});
        IF BetweenBases(corZ,detZ,coricptu{D1})
        THEN BEGIN {f,g}
            IF InBase(detZ,corR,coricptl{=A})
            THEN BEGIN {f}
                ddelta1:=Dist(pointP,coricptu{D1});
                eta:=Dist(coricptu{D1},coricptl{A});
                ddelta2:=0;
                END {f}
            ELSE BEGIN {g}
                ddelta1:=Dist(pointP,coricptu{D1});
                eta:=Dist(coricptu{D1},coricptl{D2});
                ddelta2:=Dist(coricptl{D2},deticpt{A});
                END {g}
            END {f,g}
        ELSE BEGIN {a}
            ddelta1:=Dist(pointP,deticpt{A}); eta:=0; ddelta2:=0;
            END {a}
        END {a,f,g}
    END {a,c,d,f,g}
ELSE BEGIN {b,e,h}
    GetLaterIcpt(detR,deticpt,deticpt{=B});
    IF InBase(corZ,corR,coricptu{=C})
    THEN BEGIN {e}
        GetLaterIcpt(corR,coricptl,coricptl{=D});
        ddelta1:=Dist(pointP,coricptu{C});
        eta:=Dist(coricptu{C},coricptl{D});
        ddelta2:=Dist(coricptl{D},deticpt{B});
        END {e}
    ELSE BEGIN {b,h}
        GetLaterIcpt(corR,coricptu{=D1},coricptl{=D2});
        IF ( BetweenBases(corZ,detZ,coricptu{D1})
        AND BetweenBases(corZ,detZ,coricptl{D2}) )
        THEN BEGIN {h}
            ddelta1:=Dist(pointP,coricptu{D1}); eta:=Dist(coricptu{D1},coricptl{D2});
            ddelta2:=Dist(coricptl{D2},deticpt{B});
            END {h}
        ELSE BEGIN {b}
            ddelta1:=Dist(pointP,deticpt{B}); eta:=0; ddelta2:=0;
            END {b}
        END {b,h}
    END {b,e,h}
END {GetDetDistances};

```

### 3.3.16. dOmegaP

Функцијом  $d\Omega_{\text{P}}$  формирајмо унутрашњу подинтегралну функцију (3.5) за тачкасти извор, која ће после интеграције да нам да вредност за ефективни просторни угао:

$$d\Omega_{\text{P}} = \frac{F_{\text{att}} F_{\text{eff}} R}{[R^2 - 2Rr \cos\phi + r^2 + z_T^2]^{3/2}}.$$

Прво се формира путања  $\gamma$ -зрака као што је описано у коментару за SetRayPath, прорачују се растојања помоћу GetDetDistances и када се укључе FAtt и FEff, добијамо вредност подинтегралне функције.

```
FUNCTION dOmegaP(ndim:DIMS;VAR x:HYPRECT):EXTENDED; {Point source on axis}
VAR rrr:EXTENDED;
BEGIN
rr:=x[1]; SetRayPath(0,0,rr,0,pointT,pointP); GetDetDistances(ddelta1,ddelta2,eta);
rrr:=Sqr(rr)+Sqr(srcZ);
Result:=FAtt*FEff*rr/(Sqr(Sqr(rrr)*rrr));
END {dOmegaP};
```

### 3.3.17. dOmegaC

Функцијом dOmegaC формирамо унутрашњу подинтегралну функцију за извор цилиндричног облика чији је пречник мањи од пречника детектора (3.6), на начин сличан као што је то описано за тачкасти извор.

$$d\Omega_{\text{C}} = \frac{F_{\text{att}} F_{\text{eff}} (d+l) r R}{[R^2 - 2Rr \cos\phi + (d+l)^2]^{3/2}}.$$

```
FUNCTION dOmegaC(ndim:DIMS;VAR x:HYPRECT):EXTENDED;
VAR rrr,dl:EXTENDED;
BEGIN
l:=x[1]; r:=x[2]; phi:=x[3]; rr:=x[4]; dl:=srcZ+1;
SetRayPath(r,l,rr,phi,pointT,pointP); GetDetDistances(ddelta1,ddelta2,eta);
rrr:=Sqr(rr)+Sqr(r)+Sqr(dl)-2*rr*r*Cos(phi);
Result:=FAtt*FEff*dl*r*rr/(Sqr(Sqr(rrr)*rrr));
END {dOmegaC};
```

### 3.3.18. dPhi2

Функцијом dPhi2 формирамо унутрашњу подинтегралну функцију другог интеграла (3.7) за извор цилиндричног облика чији је пречник већи од пречника детектора, на сличан начин као што је то описано за претходне случајеве.

$$d\Phi_2 = \frac{F_{\text{att}} F_{\text{eff}} (r \cos\phi - R_0)}{[R_0^2 - 2rR_0 \cos\phi + r^2 + (d+l-h)^2]^{3/2}}.$$

```
FUNCTION dPhi2(ndim:DIMS;VAR x:HYPRECT):EXTENDED;
VAR rrr,dl,cosphi:EXTENDED;
BEGIN
phi:=x[1]; dl:=srcZ+1; cosphi:=Cos(phi);
SetRayPath2(r,l,h,phi,pointT,pointP); GetDetDistances(ddelta1,ddelta2,eta);
rrr:=Sqr(detR)+Sqr(r)+Sqr(dl-h)-2*detR*r*cosphi;
Result:=FAtt*FEff*r*(r*cosphi-detR)/(Sqr(Sqr(rrr)*rrr));
END {dPhi2};
```

### 3.3.19. dOmegaC2

Функција dOmegaC2 припрема подинтегралну функцију другог интеграла (3.7) за извор цилиндричног облика чији је пречник већи од пречника детектора на следећем нивоу интеграције, тј. врши интеграцију по  $h$  унутар четвороструког интеграла:

$$d\Omega_{\text{C2}} = \int_{-H}^0 \frac{F_{\text{att}} F_{\text{eff}} (r \cos\phi - R_0) dh}{[R_0^2 - 2rR_0 \cos\phi + r^2 + (d+l-h)^2]^{3/2}}.$$

Интеграција се врши нумерички помоћу Гаус-Лежандрове квадратурне формуле, позивањем из математичке библиотеке UNIT GSLGQDRT.

```
FUNCTION dOmegaC2(ndim:DIMS;VAR x:HYPRECT):EXTENDED;
BEGIN
  l:=x[1]; r:=x[2]; h:=x[3];
  phi2low[1]:=0; phi2hi[1]:=ArcTan2(Sqr(r)-Sqr(detR),detR);
  Result:=GaussLegendreQdrture(dPhi2,1,phi2low,phi2hi,p)
END {dOmegaC2};
```

### 3.3.20. ComputeAngle

Процедура ComputeAngle коначно израчунава ефективни просторни угао по формулама (3.5), (3.6) и (3.7). Овде се дефинишу границе интеграције и позивају процедуре које су претходно објашњене, да би се на крају вишеструком нумеричком интеграцијом по Гаус-Лежандровој квадратурној формули израчунао тражени интеграл, а самим тим и ефективни просторни угао. Из ове процедуре се приступа улазној датотеци, која се учитава од стринга “=====” који означава почетак табеле у улазној датотеци, па до истог таквог стринга, који, када се други пут појави, означава крај табеле. Између та два стринга, процедура ComputeAngle по израчунавању интеграла, тј. ефективног просторног угла, у ту табелу додаје вредност за ефективни просторни угао и формира се излазна, резултујућа табела у излазној датотеци. Она се, дакле, разликује од улазне само по једној додатој колони, у којој је уписана вредност ефективног просторног угла на датој енергији.

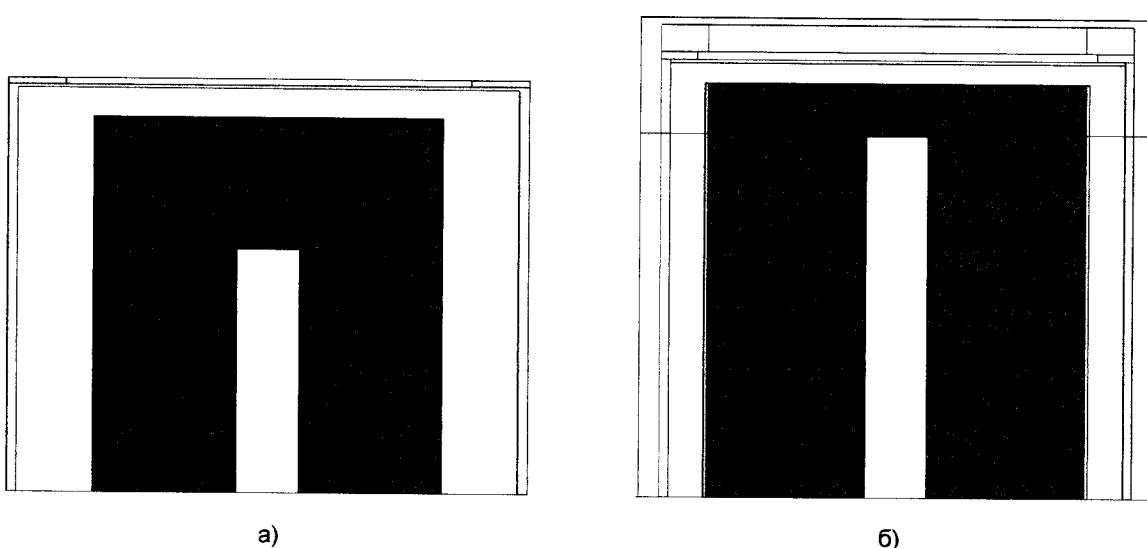
```
PROCEDURE ComputeAngle;
VAR i,j:INTEGER; starttime:INTEGER; computime:EXTENDED;
BEGIN
  a[1]:=0{l}; a[2]:=0{r}; a[3]:=0{phi}; a[4]:=0{R} {donje granice integrala};
  b[1]:=srcL; b[2]:=srcR; b[3]:=Pi; b[4]:=detR {gornje granice integrala};
  a2[1]:=0{l}; a2[2]:=detR{r}; a2[3]:=detZ{h};
  b2[1]:=srcL; b2[2]:=srcR; b2[3]:=0;
  Form2.BringToFront; Form2.Update; Screen.Cursor:=crHourGlass; starttime:=GetTickCount;
REPEAT
  ReadLn(inputfile,line); Wr(line); chword:=FstWrd(line,[' ']);
  IF (NOT Eof(inputfile)) AND (Pos('=====',line)=0)
  THEN BEGIN
    j:=0;
    REPEAT
      att:=NextVal; Inc(j);
      FOR i:=1 TO nitems
        DO IF cylcaps[i].col=j THEN cylcaps[i].mu:=att*cylcaps[i].density;
      UNTIL linend;
      FOR i:=1 TO nitems
        DO BEGIN
          IF Pos('core',cylcaps[i].name)>0 THEN corMu:=cylcaps[i].mu ELSE
            IF Pos('detector',cylcaps[i].name)>0 THEN detMu:=cylcaps[i].mu
          END;
          IF (srcL=0) AND (srcR=0) {point source on axis}
        THEN BEGIN
          a[1]:=0; b[1]:=detR;
          integral:=2*Pi*srcZ*GaussLegendreQdrture(dOmegaP,1,a,b,p);
        END
        ELSE BEGIN
          integral:=4/(Sqr(srcR)*srcL)*GaussLegendreQdrture(dOmegaC,4,a,b,p);
          IF srcR>detR
          THEN BEGIN
            integral2:=4*detR/(Sqr(srcR)*srcL)
            *GaussLegendreQdrture(dOmegaC2,3,a2,b2,p);
            integral:=integral+integral2;
          END;
        END;
      END;
      WrLn(' '+St(integral,8,3));
    END;
  UNTIL (Eof(inputfile)) OR (Pos('=====',line)>0);
  computime:=(GetTickCount-starttime)/1000;
  WrLn(''); WrLn(St(computime,10,2)+' s'); WrLn(bye);
  Screen.Cursor:=crDefault; Form1.Run1.Enabled:=FALSE;
END;
```

## 4. ПОЛУПРОВОДНИЧКИ ДЕТЕКТОРИ У ЛАБОРАТОРИЈИ ЗА НИСКЕ АКТИВНОСТИ

У Лабораторији за ниске активности Департмана за физику у Новом Саду користе се два полуправодничка детектора: стандардни HPGe детектор произвођача CANBERRA и детектор специјално намењен за мерење у условима ниског фона GMX – GammaX произвођача ORTEC. Оба детектора су коаксијалног типа са затвореним крајем.

HPGe детектор Canberra је полуправодник високе чистоће, али ипак преовлађује р-тип; доминантни носиоци наелектрисања су шупљине. Спољашњи контакт је направљен дифузијом Li тако да чини  $n^+$ -слој дебљине од око 0.6 mm. Овај слој је, наравно, неактиван и фигурише само као апсорбер  $\gamma$ -зрака. Унутрашњи  $p^+$ -контакт добија се наношењем врло танког слоја Au на зидове шупљине добијене уклањањем језгра кристала Ge. Стога се може сматрати да атенуације  $\gamma$ -зрака при пролазу кроз језгрот детектора нема. Нажалост, спецификација производа овог детектора не садржи димензије шупљег језгра детектора, па су коришћене димензије шупљине какве се код детектора приближно исте величине кристала могу наћи у литератури. У [Moens81] показано је да тачност израчунавања ефективног просторног угла слабо зависи од тачности димензија језгра детектора. Кућиште детектора је од Al дебљине 1.5 mm, док је улазни прозор према фронту детектора дебљине 0.5 mm.

GMX детектор ORTEC је такође полуправодник високе чистоће, али ипак преовлађује n-тип; доминантни носиоци наелектрисања су електрони. Спољашњи јонски имплантиран контакт садржи В и има дебљину 0.3 μm, тако да је као пасивни апсорбер сасвим занемарљив. Захваљујући томе, овакви детектори имају много већу ефикасност на ниским енергијама где су атенуациони коефицијенти велики, па се могу користити и за спектрометрију X-зрака и нискоенергетских  $\gamma$ -зрака. Да би се ово могло искористити, улазни прозор на кућишту је направљен од Be дебљине 0.5 mm, коефицијента транспаренције  $\approx 95\%$  на 5.9 keV. Могућност мерења на сасвим ниским енергијама у експериментима описаним у овом раду није коришћена; кућиште детектора је са фронталне стране, преко прозора, било стално покривено пластичним поклопцем који штити иначе врло осетљиви Be-прозор. Унутрашњи контакт је слој у кога је дифундован Li, дебљине 0.9 mm, тако да у овом случају мора водити рачуна о атенуацији у језгру детектора. Спецификација производа у овом случају садржи све релевантне димензије детектора и кућишта.



Слика 4.1. Попречни пресек HPGe (а) и GMX детектора (б) у својим кућиштима, са прозорима и заштитним поклопцем код GMX

**Табела 4.1.** Упоредни подаци GMX и HPGe детектора

	<b>GMX</b>	<b>HPGe</b>
Произвођач	ORTEC	CANBERRA
Модел	LLB-GMX-HJ	G.C.2520-7600
Геометрија	коаксијални са затвореним крајем	коаксијални са затвореним крајем
Кристал полуводника	n-тип	p-тип
Доминантни носиоци на електрисања	електрони	шупљине
Релативна ефикасност	32%	25%
Радна температура [K]	77	77
Радни напон [kV]	- 2.5	4.0
Спољашњи контакт	0.3 μm Ge(B)	0.6 mm Ge(Li)
Унутрашњи контакт	0.9 mm Ge(Li)	1 μm Au
Улазни прозор	0.5 mm Be	0.5 mm Al
Пречник кристала [mm]	56	51
Висина кристала [mm]	65.2	58.5
Активна запремина кристала детектора [cm <sup>3</sup> ]	155	110
Полупречник језгра [mm]	4.6	4.6
Висина језгра [mm]	57.1	38
Дебљина кућишта	1.3 mm Al	1.5 mm Al
Дебљина прозора	0.5 mm Be	0.5 mm Al

## 5. ЕФИКАСНОСТ ДЕТЕКЦИЈЕ ЗА ЦИЛИНДРИЧНЕ УЗОРКЕ

### 5.1. ИЗВОРИ ЗА КАЛИБРАЦИЈУ У ЦИЛИНДРИЧНОЈ ГЕОМЕТРИЈИ

#### 5.1.1. Калибрациони извор фосфат

Под именом “фосфат” овде се подразумева материјал добијен млевењем и хомогенизацијом сирове руде фосфата, која се, захваљујући високом садржају  $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ , користи у индустрији вештачких ђубрива за добијање суперфосфата. Овакве руде често садрже значајне примесе радионуклида из низа  $^{238}\text{U}$ . Обзиром да руда настаје у безводним условима, потомци у низу  $^{238}\text{U}$  су у радиоактивној равнотежи са родоначелником. Мање нарушување равнотеже може настати приликом млевења због могућности еманације племенитог гаса  $^{222}\text{Rn}$  из материјала. Ово се компензује тиме што се материјал чува у затвореним контејнерима око 40 дана,  $\sim 10 T_{1/2}(^{222}\text{Rn})$ , чиме се равнотежа практично поново успоставља. Концентрација активности  $^{238}\text{U}$  у материјалу који овде служи као калибрациони извор износи 1.54 Bq/g и одређена је у Физичкој лабораторији Института за нуклеарне науке у Винчи.

#### 5.1.2. Калибрациони извор SRM

Ознака SRM потиче од Стандардни Референтни Материјал (Standard Reference Material). У Лабораторији за ниске активности користи се сертиковани SRM 4350B са познатим концентрацијама активности радионуклида кога је припремио Национални Биро за Стандарде САД, (NBS), данас Национални Институт за Стандарде и Технологију (NIST). То је материјал добијен сушењем, млевењем и хомогенизацијом речног седимента. Специфициране концентрације активности вештачких и природних радионуклида упоредиве су са концентрацијама активности у узорцима из природе. Списак радионуклида са концентрацијама активности, полуживотима, и енергијама и интензитетима свих релевантних  $\gamma$ -линија припремљен је у текстуалном фајлу SRM.SGL. Произвођач такође специфицира и хемијски састав, али само преко оксида након калцинације, што значи да је удео органских материјала непознат.

#### 5.1.3. Калибрациони извор KCl

KCl се може користити као радиоактивни материјал познате концентрације активности захваљујући познатом садржају  $^{40}\text{K}$  у елементу K. Материјал који овде користимо добијен је млевењем кристалног KCl чистоће п.а.

Број атома елемента K по једном граму је:

$$N = \frac{1\text{ g}}{39.102 \frac{\text{g}}{\text{mol}}} \cdot 6.0225 \cdot 10^{23} \frac{\text{atoma}}{\text{mol}} = 1.5402 \cdot 10^{22} \frac{\text{atoma K}}{\text{g K}}.$$

Учешће атома  $^{40}\text{K}$  у елементу K је:

$$a(^{40}\text{K}) = 0.0117(1)\% = 0.0117(1) \cdot 10^{-2} = 117(1) \cdot 10^{-6} \frac{\text{nuklida } ^{40}\text{K}}{\text{atomu K}},$$

а број атома  $^{40}\text{K}$  по једном граму елемента K је:

$$N(^{40}\text{K}) = 117(1) \cdot 10^{-6} \cdot 1.5402 \cdot 10^{22} = 1.80(2) \cdot 10^{18} \frac{\text{nuklida } ^{40}\text{K}}{\text{g K}}.$$

Активност се дефинише као  $A = \lambda \cdot N$ , где је  $\lambda = \ln 2 / T$ . Перид полураспада  $^{40}\text{K}$  је:

$$T = 1.277(8) \cdot 10^9 \cdot a = 1.277(8) \cdot 10^9 \cdot 365.25 \cdot 86400 = 4.030(25) \cdot 10^{16} \text{ s}, \lambda = 1.720(11) \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1}.$$

$$A = 1.720(11) \cdot 10^{-17} \cdot 1.80(2) \cdot 10^{18} = 31.0(4) \frac{\text{Bq}}{\text{g K}}.$$

Моларна маса K је 39.102 g/mol, а за Cl је 35.453 g/mol. На основу тога моларна маса KCl је 74.555 g/mol. У једном граму KCl има 0.52447 g K:

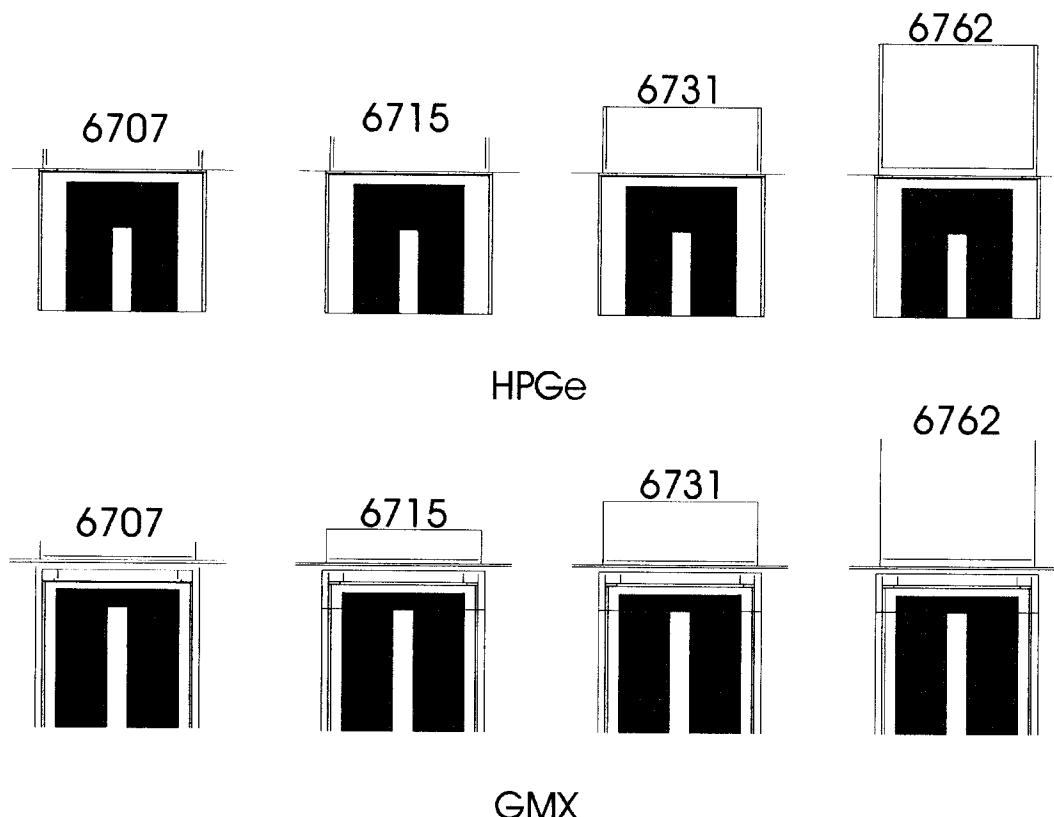
$$\frac{39.102}{74.555} = 0.52447 \text{ g K}.$$

Дакле, специфична активност KCl је:

$$A(\text{KCl}) = 0.52447 \cdot 31.0(4) = 16.3(2) \frac{\text{Bq}}{\text{g KCl}}.$$

## 5.2. ОДРЕЂИВАЊЕ ЕФИКАСНОСТИ ЗА ЦИЛИНДРИЧНЕ УЗОРКЕ ПОМОЋУ ЦИЛИНДРИЧНИХ ИЗВОРА

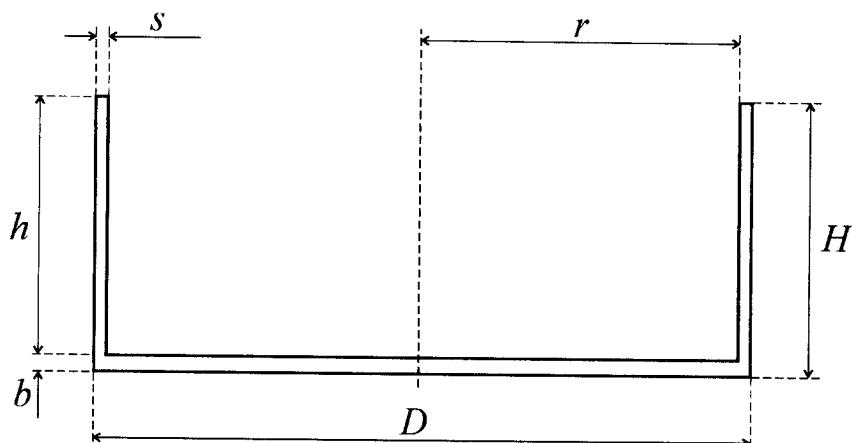
Калибрациони извори (фосфат, KCl, SRM) припремљени су за неколико кутија (контейнера) различитих димензија. За стандардну кутију узима се она чија је висина заједно са поклопцем 31 mm, а пречник 67 mm (6731). Да би се могле мерити и мање и веће запремине узорака, стандардна кутија се скраћује по висини, тј. на пола висине (6715), на четвртину висине (6707), или се две стандардне кутије поставе једна на другу и добије се двострука висина (6762). Пошто је кутија 6762 формирана од две кутије 6731, битно је нагласити да  $\gamma$ -зрак, који је емитован из узорка смештеног у горњој кутији, на свом путу до детектора има два апсорбера више, него  $\gamma$ -зрак из доње или остале три кутије. Дакле, мора да прође кроз дно горње кутије и поклопац доње кутије. Да би се и то на неки начин узело у обзир, претпостављено је да је дно кутије 6762 дупло дебље од стандардне кутије, што се види на слици 5.1.



Слика 5.1. Стандардне геометрије система извор-детектор

За прорачун су нам неопходни подаци о унутрашњим димензијама кутије и дебљина зидова кутије, да би се у обзир узео ефект апсорпције. На слици 5.2. је приказан попречни пресек стандардне кутије 6731, а у табели 5.1. су дате њене димензије. У припреми узорка потребно је обратити пажњу на дно кутије и сходно томе изабрати такву која има незнатну или бар што мању девијацију дна. Управо из тог разлога је вршена процена грешке прорачуна просторног угла и на бази девијације дна кутије, а резултати су презентовани у одељку 7.1.3.

По припреми калибрационих извора, они се постављају у посебно припремљени носач, чија је геометрија прецизно позната и почиње процес мерења одбороја по каналима вишеканалног  $\gamma$ -спектрометра. По завршеном мерењу подаци се из детекторског система преносе у рачунар и добија се датотека са екstenзијом \*.SPC, која у себи носи податке о одбороју по каналима.



Слика 5.2. Попречни пресек кутије (контейнера) за узорак

Табела 5.1. Димензије стандардне кутије 6731

	Стара	Нова
Пречник $D$ [mm]	69.52(19)	72.27(22)
Унутрашњи полупречник $r$ [mm]	32.56(13)	34.79(24)
Дебљина странице $s$ [mm]	2.19(8)	1.34(21)
Висина $H$ [mm]	32.3(7)	29.8(4)
Унутрашња висина $h$ [mm]	30.5(4)	27.98(29)
Дебљина дна $b$ [mm]	1.8(8)	1.8(5)

### 5.2.1. Програм GAMAR

Датотека са подацима о мерењу, који су пренети у рачунар позивају се у програм GAMAR који, помоћу унапред припремљене табеле са  $\gamma$ -линијама радионуклида (које очекујемо у анализираном узорку) тражи врхове, обрађује их, идентификује енергије на којима се они налазе и за те идентификоване енергије одређује брзину бројања.

У раду са програмом GAMAR потребно је користити и следеће податке:

- библиотека  $\gamma$ -линија које се очекују у узорку (\*.lib),
- табела са подацима која за одређену енергију има податке о називу радионуклида, вероватноћи  $\gamma$ -распада  $p_\gamma$  и полуживоту  $T_{1/2}$  (\*.grl),

- фајл са параметрима зависности енергије од канала (\*.ecp),
- фајл са параметрима који описују зависност облика линије од енергије (\*.scp),
- подаци о спектру који желимо да обрадимо (\*.spc)

Добијене вредности брзине бројања фитованих врхова се уписују у текстуални фајл \*.pkf.

### 5.2.2. Програм CLCYEFF

Следећи програм који користимо је CLCYEFF помоћу кога прорачунавамо ефикасност детекторског система за цилиндричне узорке. Он као улазне податке користи излазне податке из програма GAMAR , тј. табелу \*.pkf и за познате специфичне активности и масе калибрационих извора израчунава ефикасност на дискретним енергијама које су присутне у калибрационом извору и то уписује у текстуални фајл \*.efm. Ефикасност детекције израчунава се помоћу формуле:

$$\varepsilon = \frac{a}{A \cdot p_\gamma},$$

где је  $a$  – брзина бројања,  $A$  – активност извора, а  $p_\gamma$  –вероватноћа  $\gamma$ -распада. Брзина бројања се добија као:

$$a = \frac{N}{t},$$

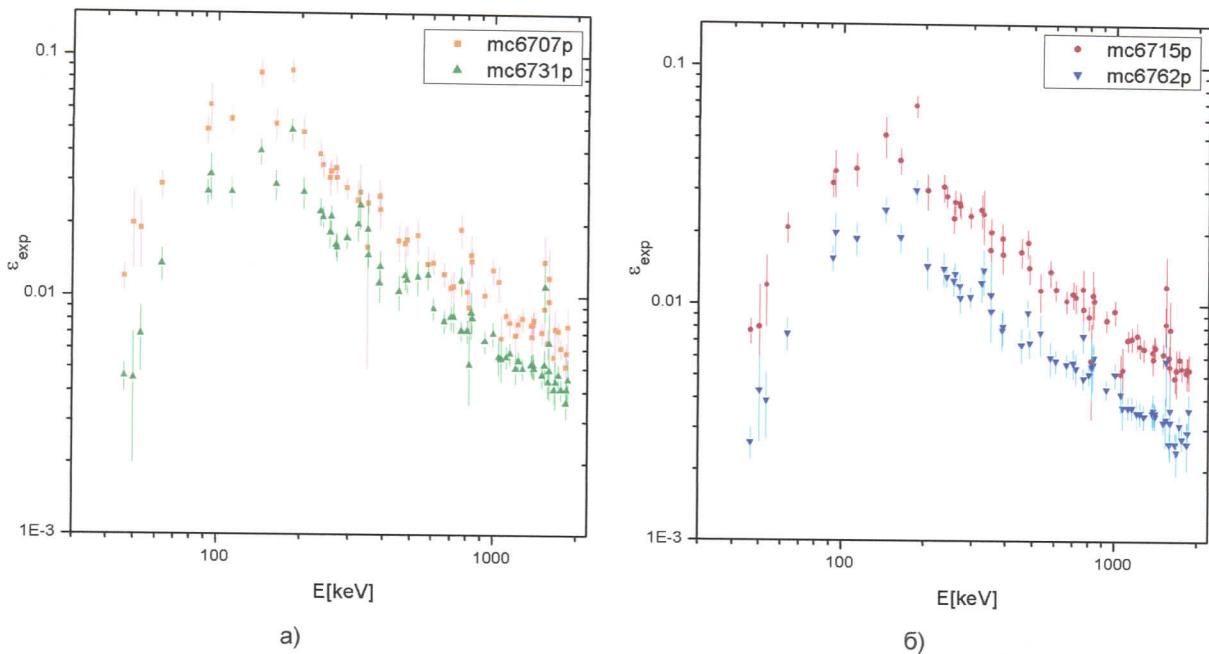
где је  $N$  – укупни одброј под врхом,  $t$  – време снимања.

## 5.3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА КАЛИБРАЦИЈА ЕФИКАСНОСТИ ДЕТЕКЦИЈЕ СА HPGe ДЕТЕКТОРОМ

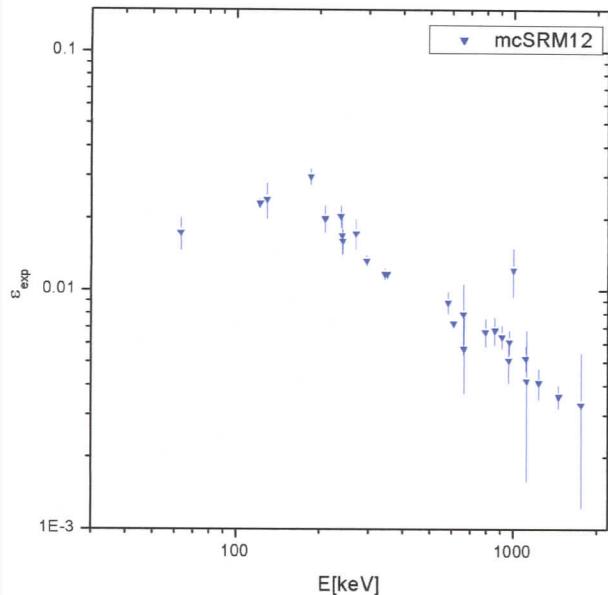
За HPGe детектор измерени су подаци за калибрационе изворе: фосфат, KCl и SRM за стандардне цилиндричне кутије, а преглед података дат је у табели 5.2. Експериментално добијена ефикасност детекције приказана је на одговарајућим графицима на сл. 5.3 и 5.4.

**Табела 5.2.** Преглед стандардних кутија са калибрационим изворима мереним на HPGe детектору

	<b>6707</b>	<b>6715</b>	<b>6731</b>	<b>6762</b>
<b>Фосфат</b>	mc6707p стара кутија, 39.1 g $\rho = 2.07 \text{ g/cm}^3$	mc6715p стара кутија, 85.3 g $\rho = 1.73 \text{ g/cm}^3$	mc6731p стара кутија, 162.5 g $\rho = 1.60 \text{ g/cm}^3$	mc6762p стара кутија, 321.1 g $\rho = 1.67 \text{ g/cm}^3$
<b>KCl</b>	mc6707k стара кутија, 23.8 g $\rho = 1.19 \text{ g/cm}^3$	mc6715k стара кутија, 47.2 g $\rho = 0.95 \text{ g/cm}^3$	mc6731k стара кутија, 93.8 g $\rho = 0.9 \text{ g/cm}^3$	mc6762k стара кутија, 187.6 g $\rho = 0.9 \text{ g/cm}^3$
<b>SRM</b>	-	-	-	mcsrm12 нова кутија, 201.4 g $\rho = 0.94 \text{ g/cm}^3$



**Слика 5.3.** Енергетска зависност експериментално одређене ефикасности HPGe детектора за  
а) фосфат у кутијама 6707 и 6731 и б) фосфат у кутијама 6715 и 6762



**Слика 5.4.** Енергетска зависност експериментално  
одређене ефикасности HPGe детектора за  
SRM у кутији 6762

**Табела 5.3.** Вредности експериментално одређене  
ефикасности за HPGe детектор за KCl за енергију  
од 1460.832 keV

Тип кутије стара	$\varepsilon_{\text{exp}} [10^{-3}]$
6707	7.95(14)
6715	6.69(11)
6731	5.39(9)
6762	3.59(6)

#### 5.4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА КАЛИБРАЦИЈА ЕФИКАСНОСТИ ДЕТЕКЦИЈЕ СА GMX ДЕТЕКТОРОМ

За GMX детектор измерени су подаци за калибрационе изворе: фосфат, KCl и SRM за стандардне цилиндричне кутије, а преглед података дат је у табели 5.4. Експериментално добијена ефикасност детекције приказана је на одговарајућим графицима на сл. 5.5 и 5.6.

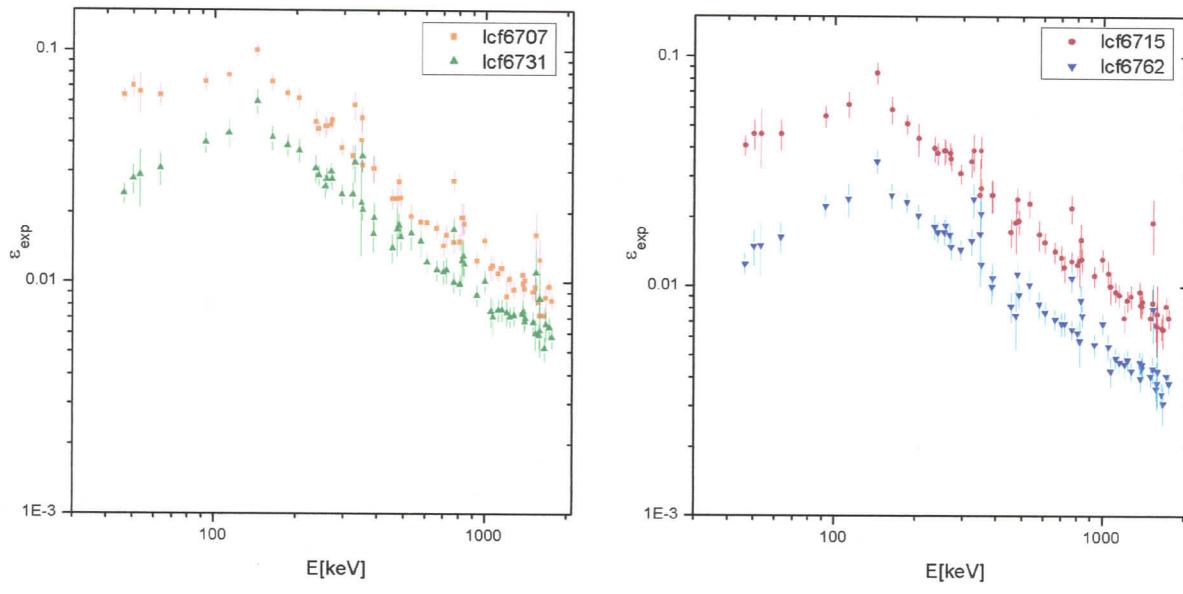
**Табела 5.4.** Преглед стандардних кутија са калибрационим изворима мереним на GMX детектору

	6707	6715	6731	6762
Фосфат	lcf6707 стара кутија, 39.1 g $\rho = 2.07 \text{ g/cm}^3$	lcf6715 стара кутија, 85.3 g $\rho = 1.73 \text{ g/cm}^3$	lcf6731 стара кутија, 162.5 g $\rho = 1.60 \text{ g/cm}^3$	lcf6762 стара кутија, 321.1 g $\rho = 1.67 \text{ g/cm}^3$
KCl	-	lc6715k стара кутија, 47.2 g $\rho = 0.95 \text{ g/cm}^3$	lc6731k стара кутија, 93.8 g $\rho = 0.90 \text{ g/cm}^3$	lc6762k стара кутија, 187.6 g $\rho = 0.90 \text{ g/cm}^3$
SRM	-	lcsrm15 нова кутија, 41.2 g $\rho = 1.39 \text{ g/cm}^3$	lcsrm28 нова кутија, 101.1 g $\rho = 0.95 \text{ g/cm}^3$	lcsrm12 нова кутија, 201.4 g $\rho = 0.94 \text{ g/cm}^3$

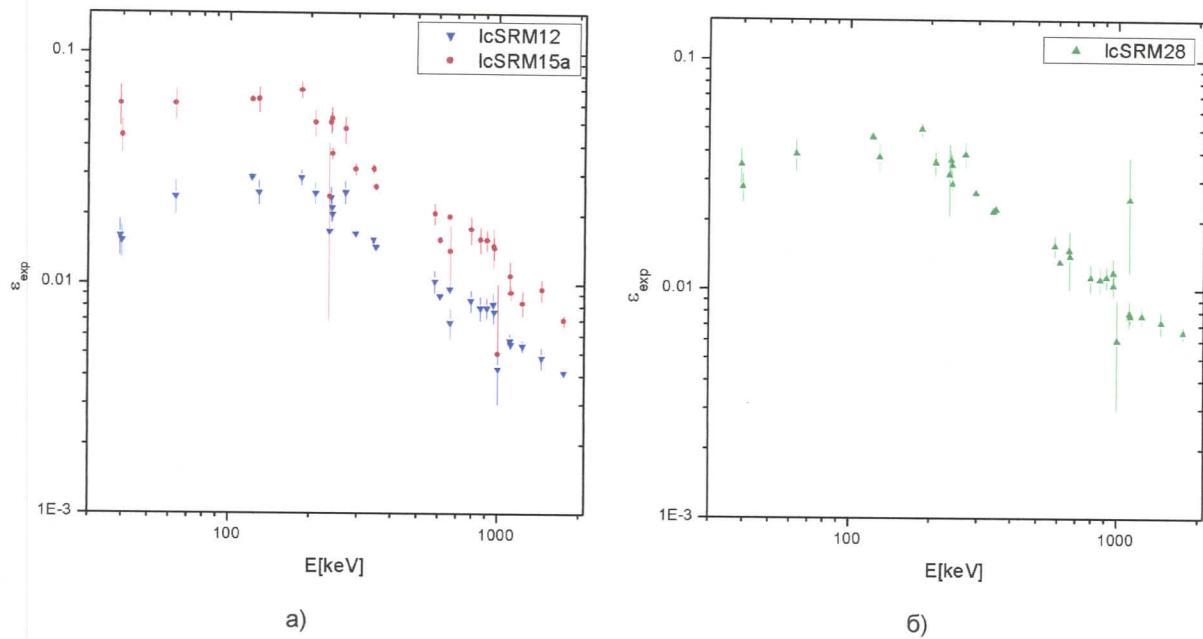
**Табела 5.5.** Вредности експериментално одређене ефикасности за GMX детектор

за KCl за енергију од 1460.832 keV

Тип кутије: стара	$\varepsilon_{\text{exp}} [10^{-3}]$
6715	9.49(18)
6731	7.29(27)
6762	4.97(11)



**Слика 5.5.** Енергетска зависност експериментално одређене ефикасности GMX детектора за а) фосфат у кутијама 6707 и 6731 и б) фосфат у кутијама 6715 и 6762



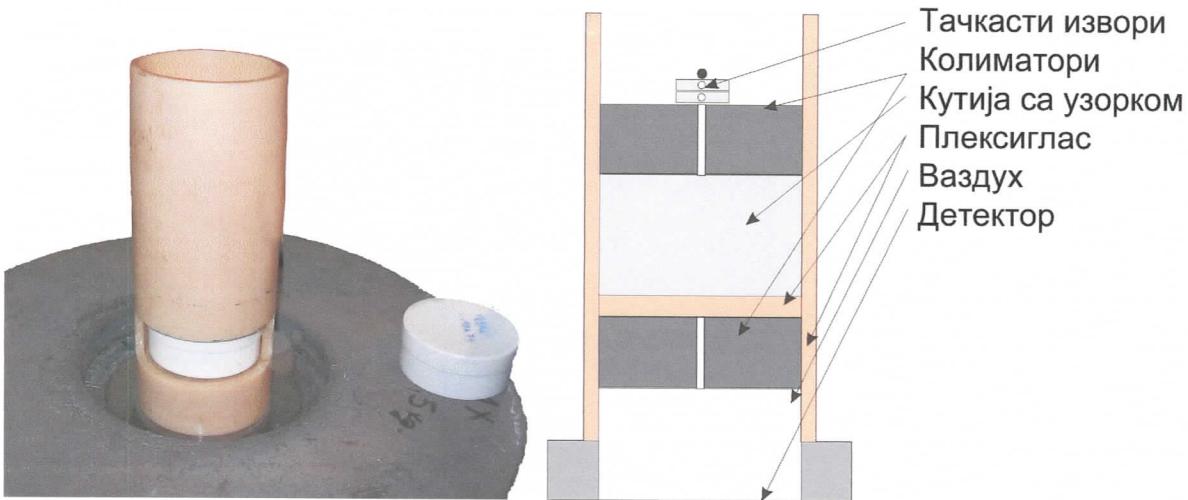
**Слика 5.6.** Енергетска зависност експериментално одређене ефикасности GMX детектора за  
a) SRM у кутијама 6715 и 6762 и б) SRM у кутији 6731

## 6. ОДРЕЂИВАЊЕ АТЕНУАЦИОНИХ КОЕФИЦИЈЕНТА

### 6.1. МЕРЕЊЕ АТЕНУАЦИОНИХ КОЕФИЦИЈЕНТА

Експериментално одређивање атенуационих коефицијената се обавља преко два мерења. Прво од њих се састоји од тога да се узорак у стандардној кутији постави на место апсорбера, а као извор се користе тачкасти калибрациони извори посебно одабрани да у свом спектру имају што више употребљивих линија у целом интервалу енергије  $\gamma$ -зрака. У том циљу су три тачкаста извора ( $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ) пажљиво спојена и постављена у носач. Друго мерење је обављено на празној кутији истог типа као што је кутија са узорком.

Носач је конструисан од два колиматора од Pb постављена тако да је један изнад, а други испод кутије са узорком (слика 6.1). На тај начин обезбеђено је да сноп  $\gamma$ -зрака из извора буде узан и нормалан на атенуациони слој, јер је то предуслов да се за израчунавање атенуационог коефицијента може употребити закон атенуације у једноставном облику (6.1):



Слика 6.1. Носач-колиматор и његов попречни пресек

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu_m \rho d}, \quad (6.1)$$

где је  $I_0$  – интензитет  $\gamma$ -зрака пре улаза у атенуациони слој,  $I$  – интензитет  $\gamma$ -зрака по изласку из атенуационог слоја,  $\mu_m$  – масени атенуациони коефицијент,  $\rho$  – густина узорка, а  $d$  – дебљина узорка.

Као резултат мерења сваког узорка добију се по два спектра. Обрађени помоћу програма GAMAR, они дају два \*.pkf фајла у којима су брзине бројања без узорка  $R_0$  и са узорком  $R$ , за све релевантне линије у спектру. Пошто су брзине бројања пропорционалне интензитету  $\gamma$ -зрака на датој енергији, тј.  $R/R_0 = I/I_0$ , имамо

$$R = R_0 \cdot e^{-\mu_m \rho d},$$

тако да се масени атенуациони коефицијент израчунава директно из брзина бројања:

$$\mu_m = \frac{1}{\rho d} \ln \frac{R_0}{R}.$$

**Табела 6.1.** Преглед калибрационих извора и узорака којима су одређени атенуацион коефицијенти

Извор/узорак	Кутија	Маса $m$ [g]	Густина $\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	Шифра
Фосфат	S-6731	160.6	1.60	maeuph
SRM	N-6731	101.1	0.95	maeusrm
Скроб	N-6731	86.1	0.82	latsskr
Месо	N-6731	111.7	1.10	latmes
Седимент	N-6731	101.1	0.94	maeusrm
Земља	N-6731	134.7	1.26	latzem
Песак	N-6731	194.7	1.86	latpes

За зависност измерених атенуационих коефицијената од енергије у целом енергијском интервалу узета је емпириска функција са 5 параметара:

$$\mu_m(E_\gamma) = a + bE_\gamma + \frac{c}{E_\gamma} + \frac{d \ln E_\gamma}{E_\gamma^2} + \frac{e}{E_\gamma^2}. \quad (6.2)$$

Параметри ове функције подешавани су методом отежаних најмањих квадрата. Резултати фитовања мерених вредности, приказани графички на сликама од 6.6 до 6.11, показују да је избор овог облика функције сасвим оправдан, обзиром да она не уноси значајно одступање од замишљене интерполиране криве, ако се имају у виду несигурности и расипање резултата мерења.

## 6.2. ИЗРАЧУНАВАЊЕ АТЕНУАЦИОНИХ КОЕФИЦИЈЕНТА ПОМОЋУ ПРОГРАМА XCOM

XCOM је програм за израчунавање атенуационих коефицијената хемијских елемената, једињења или њихових смеша [Berger99]. Узорак, за који се израчунавају вредности атенуационог коефицијента, XCOM третира као:

- елемент представљен атомским бројем,
- елемент представљен хемијским симболом,
- једињење представљено хемијском формулом,
- смешу елемената и/или једињења,

па је сходно томе потребно одабрати најпогоднији начин и унети његов хемијски састав.

После уношења хемијског састава уносе се подаци о енергији, директно у програму или навођењем имена датотеке у којој се налази унапред припремљена енергетска скала. Та датотека је заправо низ бројева, тј. енергија изражених у MeV, док први број у низу представља укупан број чланова тог енергетског низа. Вредности низа су одвојене размаком. На сликама од 6.2 до 6.5 су представљене улазне датотеке за калибрационе изворе и радиоактивне узорке које се користе у програму XCOM.

```
63 0.04652 0.05013 0.05323 0.06329 0.09259 0.11281 0.14376 0.16336 0.18600 0.20531 0.23597
0.24200 0.25625 0.25887 0.26946 0.27123 0.29522 0.32387 0.32985 0.34892 0.35106 0.35193 0.38677
0.38888 0.45483 0.47441 0.48043 0.48709 0.53366 0.58013 0.60931 0.66545 0.70311 0.71986 0.76638
0.76836 0.80617 0.82118 0.83201 0.83904 0.93406 1.00103 1.05196 1.06996 1.12029 1.15519 1.20768
1.23811 1.28096 1.37767 1.38531 1.40150 1.40798 1.50923 1.53850 1.54332 1.58322 1.59473 1.59931
1.66128 1.68399 1.72960 1.76449
```

**Слика 6.2.** Изглед датотеке en-exp-f.xci са експерименталним вредностима енергија за фосфат

1 1.460832□

**Слика 6.3.** Изглед датотеке en-exp-k.xci са експерименталним вредностима енергија за KCl

31 0.039522 0.040118 0.063288 0.1217817 0.129065 0.1859 0.209253 0.235971 0.238632 0.240986
0.241997 0.270245 0.295224 0.3442785 0.351932 0.583191 0.609312 0.661657 0.665453 0.794947
0.860564 0.911204 0.964766 0.968971 1.001 1.11061 1.112074 1.120287 1.23811 1.460832 1.764494□

**Слика 6.4.** Изглед датотеке en-exp-s.xci са експерименталним вредностима енергија за SRM

18 0.03 0.035 0.04 0.045 0.05 0.055 0.06 0.07 0.08 0.09 0.1 0.11 0.12 0.13 0.14 0.16 0.18 0.2 □
---

**Слика 6.5.** Изглед датотеке energy.xci са теоријским вредностима енергија за радиоактивне узорке

Низ енергија је одабран тако да довољно густо и приближно равномерно у логаритамској скали попуњава разматрани опсег енергија од 30 keV до 2000 keV.

На крају рада са програмом XCOM је потребно навести име датотеке у коју XCOM треба да упише резултате израчунавања. Изглед једне излазне датотеке је:

Ca3(PO4)2

Constituents (Atomic Number:Fraction by Weight)

8:0.41264 15:0.19971 20:0.38764

Partial Interaction Coefficients and Total Attenuation Coefficients

PHOTON ENERGY	SCATTERING COHERENT	SCATTERING INCOHER.	PHOTO-ELECTRIC	PAIR PRODUCTION IN	TOTAL ATTENUATION WITH	TOTAL ATTENUATION WITHOUT
(MeV)	(cm <sup>2</sup> /g)	(cm <sup>2</sup> /g)				
4.652E-02	6.276E-02	1.541E-01	4.656E-01	0.000E+00	0.000E+00	6.824E-01
5.013E-02	5.533E-02	1.538E-01	3.690E-01	0.000E+00	0.000E+00	5.782E-01
5.323E-02	4.996E-02	1.535E-01	3.060E-01	0.000E+00	0.000E+00	5.095E-01
6.329E-02	3.700E-02	1.518E-01	1.780E-01	0.000E+00	0.000E+00	3.668E-01
9.259E-02	1.863E-02	1.446E-01	5.372E-02	0.000E+00	0.000E+00	2.169E-01
1.128E-01	1.290E-02	1.393E-01	2.880E-02	0.000E+00	0.000E+00	1.810E-01
...						

Као што се види, датотека се може поделити на два дела: заглавље и табелу са резултатима израчунавања.

У заглављу је наведено име узорка, његов елементарни процентни састав, а затим су наведене колоне табеле са вредностима енергије фотона и неколико одговарајућих парцијалних атенуационих коефицијената: за кохерентно и некохерентно расејање, фотоелектричну апсорпцију, пар ефекат на језгру, на електрону, и на крају тотални атенуациони коефицијент са и без кохерентног расејања.

Претходно је објашњено да је експеримент рађен за случај колимисаних  $\gamma$ -зрака, па ће се резултати експеримента поредити са резултатима XCOM -а из осме колоне, тј. тотални атенуациони коефицијент без кохерентног расејања. Управо тај нам је и потребан код израчунавања ефективног просторног угла (3.5),( 3.6) и ( 3.7).

Зависност израчунатих атенуационих коефицијената од енергије у целом енергијском интервалу представљена је истом емпириском функцијом (6.2) као и за експериментално

одређене атенуационе коефицијенте. Параметри ове функције подешавани су опет методом отежаних најмањих квадрата, с тим да су за вредности несигурности узете оне које имплицитно произилазе из задње значајне цифре. Резултати фитовања израчунатих вредности, приказани графички на сликама од 6.6 до 6.11, показују да она уноси извесна мања одступања од замишљене интерполиране криве, видљива код узорака мале густине. Међутим, ова су одступања знатно мања од разлике између израчунатих и мерених вредности, тако да је примена ове емпиријске функције сасвим оправдана и у случају атенуационих коефицијената израчунатих програмом XCOM.

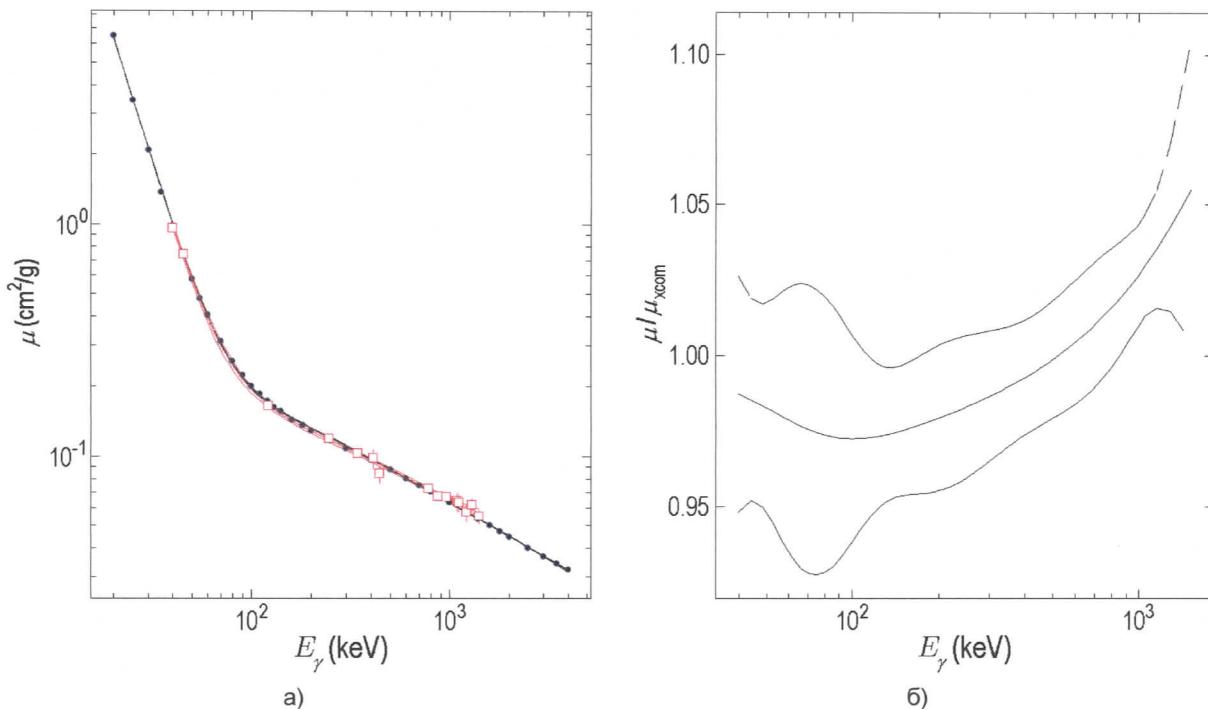
### 6.3. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА КАЛИБРАЦИОНИ ИЗВОР ФОСФАТ

Иако се ради о минералној сировини, за састав фосфата узета је хемијска формула чистог  $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ , са следећим елементарним процентним односом:

$$\text{O} - 41.264\%, \quad \text{P} - 19.971\%, \quad \text{Ca} - 38.764\%,$$

па су подаци унесени у XCOM као смеша елемената.

На слици 6.6.а упоређене су вредности добијене експерименталним путем (црвено) и помоћу програма XCOM (плаво). На слици 6.6.б приказан је однос експерименталног и израчунатог атенуационог коефицијента, са коридором грешке. Видимо да се одступање креће у границана око  $\pm 5\%$ . Поклапање је, дакле, добро, па ћемо за израчунавање ефективног просторног угла корисити вредности атенуационог коефицијента добијене програмом XCOM.



Слика 6.6. Поређење експерименталних и XCOM вредности атенуационог коефицијента за фосфат (fosfat-fitatten.tif, fosfat-mu-muxcom.tif)

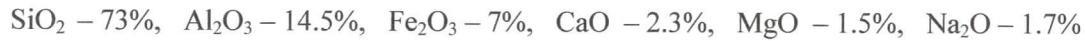
## 6.4. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА КАЛИБРАЦИОНИ ИЗВОР KCl

Пошто се ради о чистом хемијском једињењу, атенуациони коефицијент KCl није мерен, него се користи његова вредност израчуната помоћу програма XCOM за једину релевантну енергију од 1460.8 keV:

$$\mu_m = 5.089 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}.$$

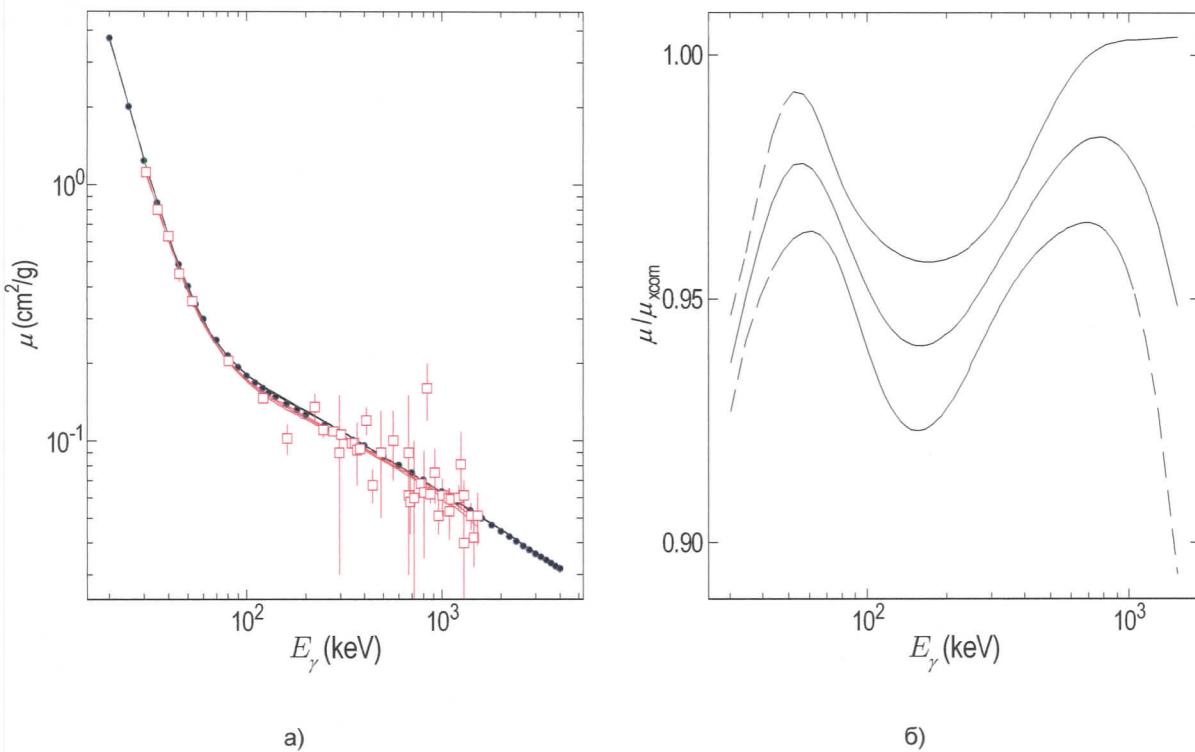
## 6.5. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА КАЛИБРАЦИОНИ ИЗВОР SRM

Према спецификацији производача, хемијска анализа SRM показује следећи елементарни састав изражен преко оксида:



што је послужило као улазни податак за прорачун програмом XCOM.

На слици 6.7.а упоређене су вредности добијене експерименталним путем и помоћу програма XCOM, док је на слици 6.7.б приказан њихов однос, са коридором грешке. Поклапање је добро унутар  $-5\%$ , па ћемо за израчунавање ефективног просторног угла корисити вредности атенуационог коефицијента добијене програмом XCOM.



## 6.6. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА МЕСО

Месо је свеж органски материјал чији хемијски састав може да варира:

вода 49–75%, протеини 15–21.5%, масти 3–35%, минералне соли 1–2%, гликоген 0.3–0.5%.

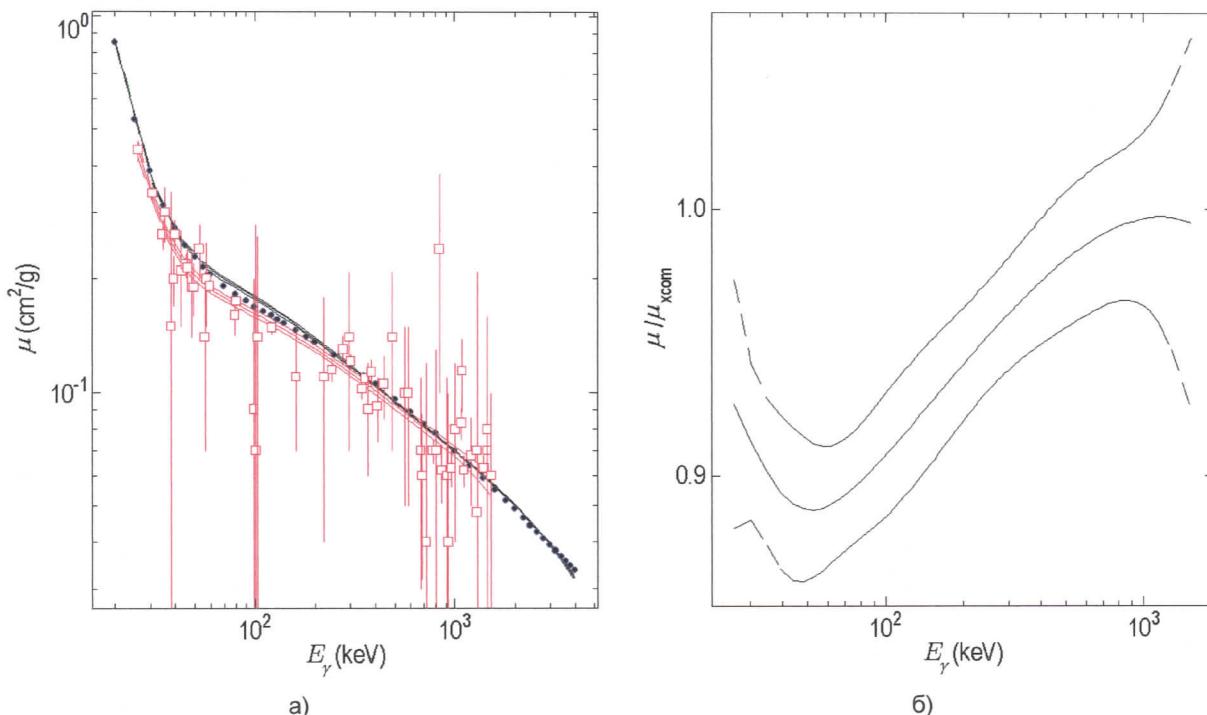
Према [Smiljanić04], као стандардна вредност може се узети:

вода – 75%, протеини – 18.5%, масти – 4%, минералне соли – 2%, гликоген – 0.5%.

Елементарни хемијски састав протеина је C – 55%, O – 21%, H – 7%, N – 16%, S – 0.5%, P – 0.5%, док је елементарни хемијски састав масти: C – 79%, H – 10.9%, O – 10.1%. Као минерална со у саставу меса узета је кухињска со NaCl, а за бруто формулу гликогена C<sub>6</sub>H<sub>10</sub>O<sub>5</sub>. Када се сви ови подаци обједине и прерачунају, добије се следећи елементарни састав меса, који користимо као улазне податке за XCOM :

$$\begin{aligned} \text{H} & - 10.162\%, \quad \text{O} - 70.897\%, \quad \text{C} - 13.796\%, \quad \text{N} - 2.960\%, \quad \text{S} - 0.093\%, \quad \text{P} - 0.093\%, \\ \text{Na} & - 0.787\%, \quad \text{Cl} - 1.213\%. \end{aligned}$$

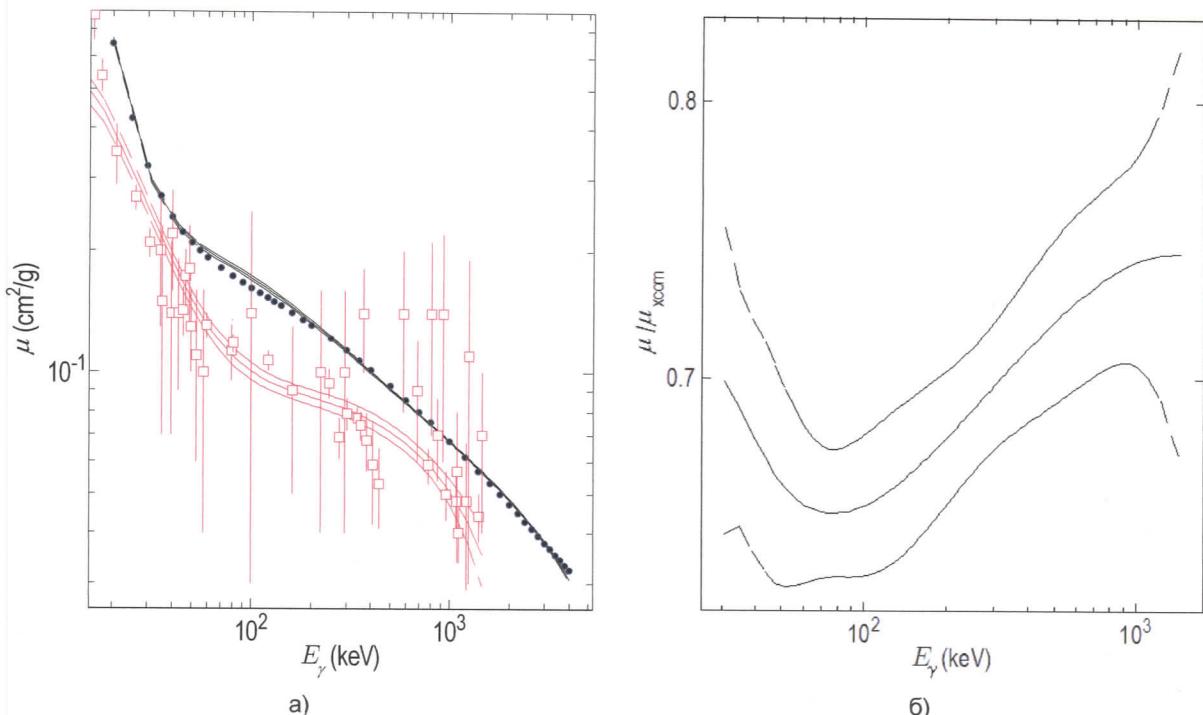
На слици 6.8.а упоређене су вредности добијене експерименталним путем и помоћу програма XCOM , док је на слици 6.8.б приказан њихов однос, са коридором грешке. Види се да је поклапање експерименталних и прорачунатих резултата прилично добро и да се одступање веће од 10% јавља једино око 50 keV. За израчунавање ефективног просторног угла кориситићемо опет вредности атенуационог коефицијента добијене програмом XCOM .



Слика 6.8. Поређење експерименталних и XCOM вредности атенуационог коефицијента за узорак меса  
(Fitatten-meso.tif, mu-muxcom-meso.tif)

## 6.7. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА СКРОБ

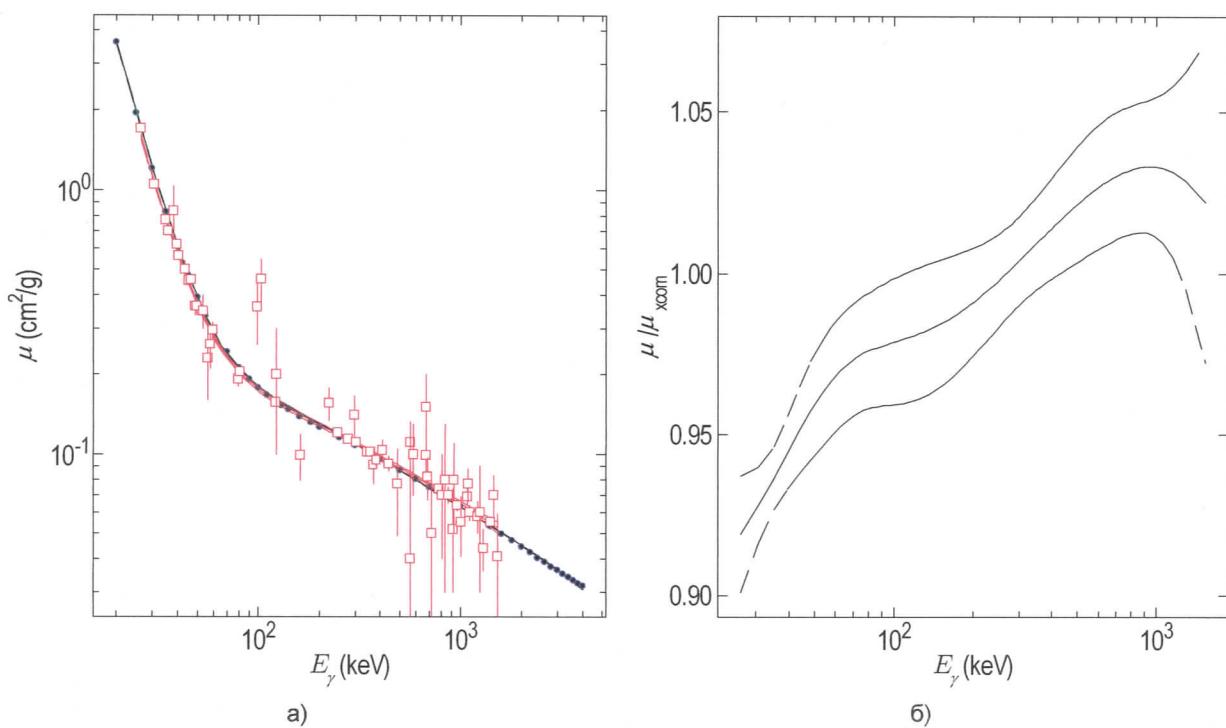
Бруто хемијска формула скроба је C<sub>6</sub>H<sub>10</sub>O<sub>5</sub> и то је довољно као улазни податак за програм XCOM . На слици 6.9.а упоређене су вредности добијене експерименталним путем и помоћу програма XCOM , док је на слици 6.9.б приказан њихов однос, са коридором грешке. Може се уочити велико одступање, преко 40%, за које овде немамо објашњење. Зато ћемо за израчунавање ефективног просторног угла кориситити експериментално добијене вредности.



**Слика 6.9.** Поређење експерименталних и XCOM вредности атенуационог коефицијента за узорак скроба  
(FITATTEN-skrob.wmf, mu-muxcom-skrob.wmf)

## 6.8. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА СЕДИМЕНТ

Како је SRM уствари осушен седимент, мул, за припрему ефикасности за узорке седимента користићемо вредности атенуационог коефицијента приказане у одељку 6.7 за SRM као калибрациони извор.



**Слика 6.10.** Поређење експерименталних и XCOM вредности атенуационог коефицијента за узорак земље  
(zem-FITATTEN.wmf, zem-mu-muxcom.wmf)

## 6.9. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА ЗЕМЉУ

Земља може имати разнолик хемијски састав, али овде ћемо се послужити хемијским саставом који одговара неком средњем узорку:

$$\begin{aligned} \text{O} &- 47\%, \text{Si} - 35\%, \text{Al} - 8\%, \text{Fe} - 3.9\%, \text{C} - 2.1\%, \text{Ca} - 1.4\%, \text{K} - 1.3\%, \text{Na} - 0.6\%, \\ \text{Mg} &- 0.6\%, \text{N} - 0.1\%. \end{aligned}$$

На слици 6.10.а упоређене су вредности добијене експерименталним путем и помоћу програма XCOM, док је на слици 6.10.б приказан њихов однос, са коридором грешке. Види се да је поклапање експерименталних и прорачунатих резултата добро и да се одступање веће од 5% јавља само на сасвим ниским енергијама. За израчунавање ефективног просторног угла користићемо опет вредности атенуационог коефицијента добијене програмом XCOM.

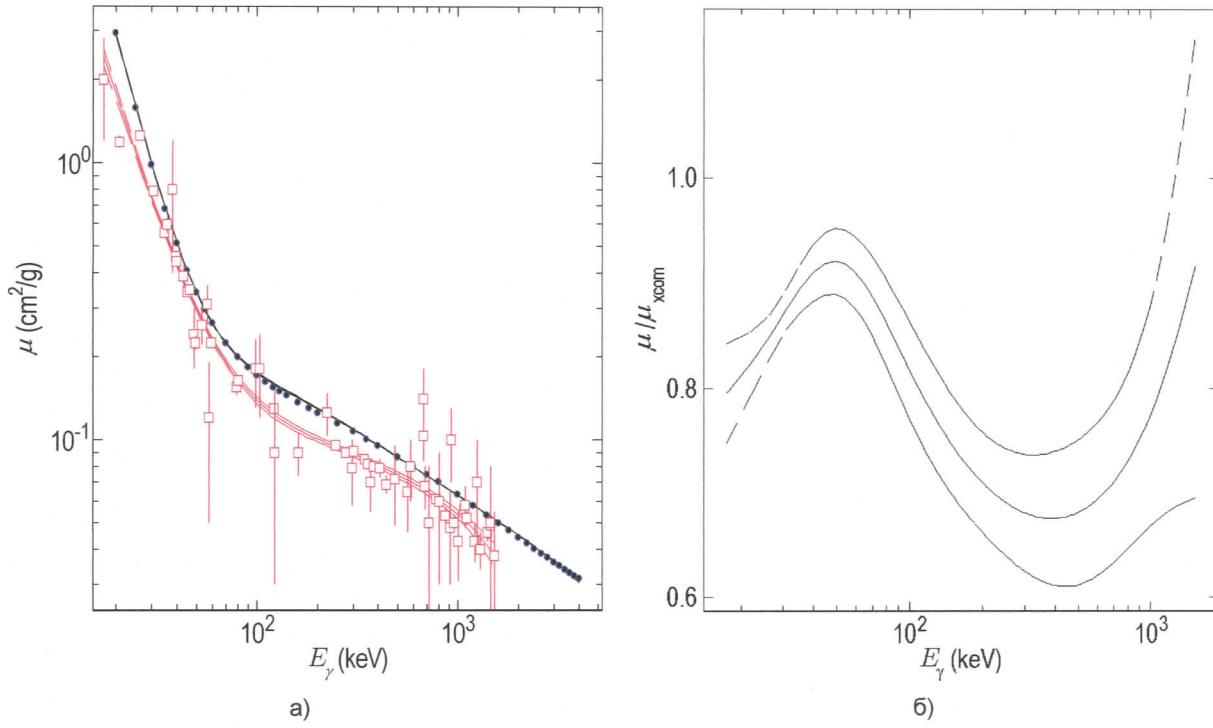
## 6.10. АТЕНУАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТ ЗА ПЕСАК

Песак се обично састоји од кварца, лискуна и ортокласа. За наш прорачун смо узели следећи однос:

$$\text{кварц} - 50\%, \text{лискун} - 25\%, \text{ортоклас} - 25\%.$$

Лискун и ортоклас спадају у групу алумосиликата. Хемијска формула ортокласа је  $\text{KAlSi}_3\text{O}_8$ , а лискуна је  $\text{AB}_{2-3}(\text{X},\text{Si})_4\text{O}_{10}(\text{O},\text{F},\text{OH})_2$ , где A може бити K, Na, Ba, или Cs, B може бити Al, Li, Fe, Zn, Cr, V, Ti, Mn, или Mg, а X може бити Al, Be, или B. У нашем прорачуну смо користили лепидолит као један од једноставнијих и честих лискуна са хемијском формулом  $\text{KLi}_2(\text{AlSi}_3)\text{O}_{10}(\text{OH})_2$ . Прорачун елементарног хемијског састава песка, у који су укључене све три компоненте, даје:

$$\text{Si} - 36.8\%, \text{O} - 49.2\%, \text{K} - 6.2\%, \text{Al} - 4.3\%, \text{Li} - 1.0\%, \text{F} - 2.6\%.$$



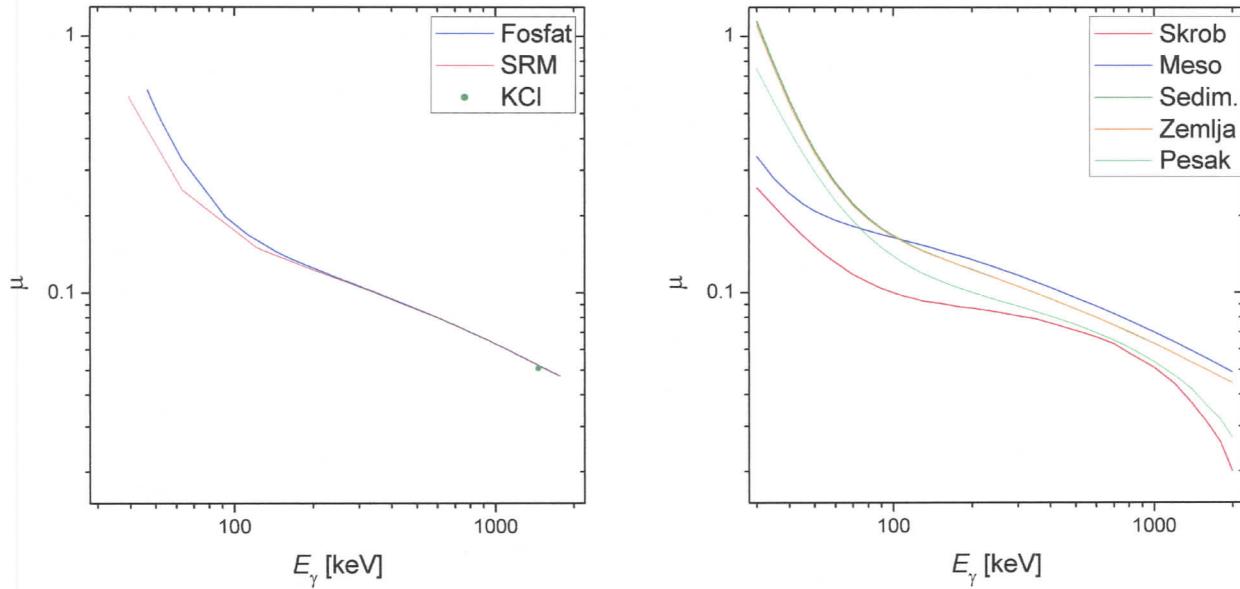
Слика 6.11. Поређење експерименталних и XCOM вредности атенуационих коефицијената за узорак песка (FITATTEN-pesak.wmf, mu-muxcom-pesak.wmf)

На слици 6.11.a упоређене су вредности добијене експерименталним путем и помоћу програма XCOM, док је на слици 6.11.b приказан њихов однос, са коридором грешке. Може се закључити да постоји значајно одступање експерименталних и прорачунатих вредности. С обзиром да се фит експерименталних вредности налази испод прорачунатих, ово одступање можда се може објаснити тиме што је песак гранулиран, тј. има је доста "празног" простора. Хемијски састав песка узет је донекле произвољно, но у већини случајева промена састава ишла би у смеру већег учешћа тежих елемената, што би постојеће неслагање још увећало. Одступање креће и до 25%, па ћемо зато за израчунавање ефективног просторног угла корисити експериментално добијене вредности.

## 6.11. ПРЕГЛЕД АТЕНУАЦИОНИХ КОЕФИЦИЈЕНТА

**Табела 6.2.** Преглед атенуационих кофицијената

	Експерименталне оптималне вредности параметара у функцији (6.2)					одступање XCOM–експ.	усвојено
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>		
Фосфат	0.06(4)	-2(4)E-03	30(11)	-5.6(15)E+03	13(3)E+03	-7%, +5%	XCOM
KCl							XCOM
SRM	0.03(7)	0(5)E-03	35(18)	-3.1(14)E+03	8(3)E+03	-3%, +5%	XCOM
Скроб	0.08(4)	-4(4)E-03	11(8)	-4(4)E+03	1.0(8)E+03	-45%	експ.
Mесо	0.10(3)	-4.8(28)E-03	18(6)	-0.85(25)E+03	1.8(5)E+03	-12%, +5%	XCOM
Седимент	0.03(7)	0(5)E-03	35(18)	-3.1(14)E+03	8(3)E+03	-3%, +5%	XCOM
Земља	0.083(25)	-3.9(21)E-03	25(5)	-12.2(25)E+03	5.3(5)E+03	-10%, +5%	XCOM
Песак	-0.01(6)	3(6)E-03	24(10)	-1.5(4)E+03	3.7(7)E+03	-25%	експ.

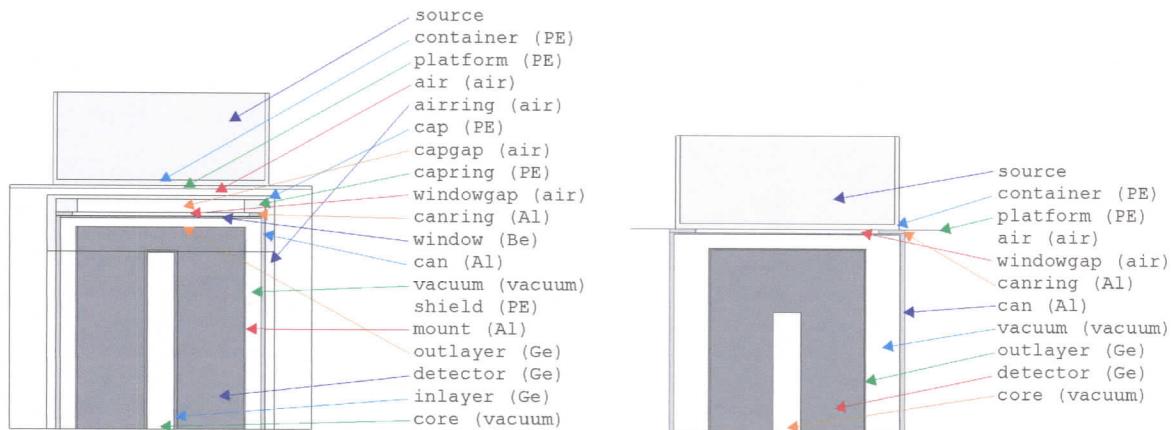


**Слика 6.12.** Графички приказ усвојених атенуационих кофицијената за изворе/узорке

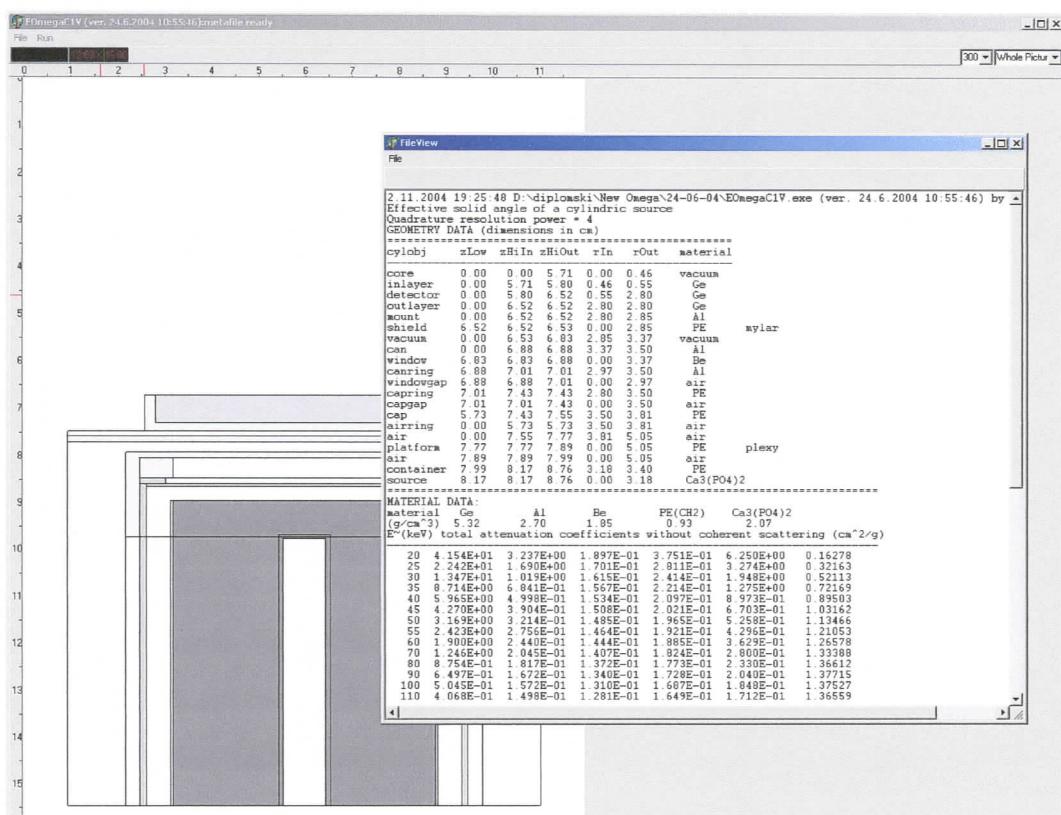
## 7. ОРЕЂИВАЊЕ ЕФИКАСНОСТИ ДЕТЕКЦИЈЕ ЗА ЦИЛИНДРИЧНЕ УЗОРКЕ РАЗЛИЧИТОГ САСТАВА

### 7.1. ИЗРАЧУНАВАЊЕ ЕФЕКТИВНИХ ПРОСТОРНИХ УГЛОВА

Програм за израчунавање ефективног просторног угла OMEGA улазне податке о геометрији система извор-детектор и масене атенуационе коефицијенте у зависности од енергије, за све слојеве система кроз које пролазе  $\gamma$ -зраци, узима из текстуалног фајла са продужетком имена \*.inp, који се припрема помоћу било којег једитора простог текста, изван самог програма OMEGA . На слици 7.1.а приказани су називи објеката типа цилиндрична капа за детектор GMX, а на слици 7.1.б за детектор HPGe.



Слика 7.1. Приказ апсорpcionих слојева у оба система извор-детектор; а) GMX (лево), б) HPGe (десно)



Слика 7.2. Изглед радне површине у програму за израчунавање ефективног просторног угла OMEGA

Након учитавања улазног фајла, у графичком прозору програма приказује се пресек система извор-детектор са свим релевантним објектима у одговарајућој сразмери (слика 7.2). Објекти су засенчени пропорционално својој густини. Графички приказ је користан код провере геометријских димензија објекта, њиховог распореда и састава, пошто OMEGA нема никакву уgraђену детекцију погрешног уноса података.

Резутат програма је текстуални фајл са продужетком \*.out, који се од улазног разликује само по томе што има једну колону више, у којој је уписана вредност ефективног просторног угла у зависности од енергије  $\gamma$ -зрака. На слици 7.3. је приказан део излазног фајла.

```

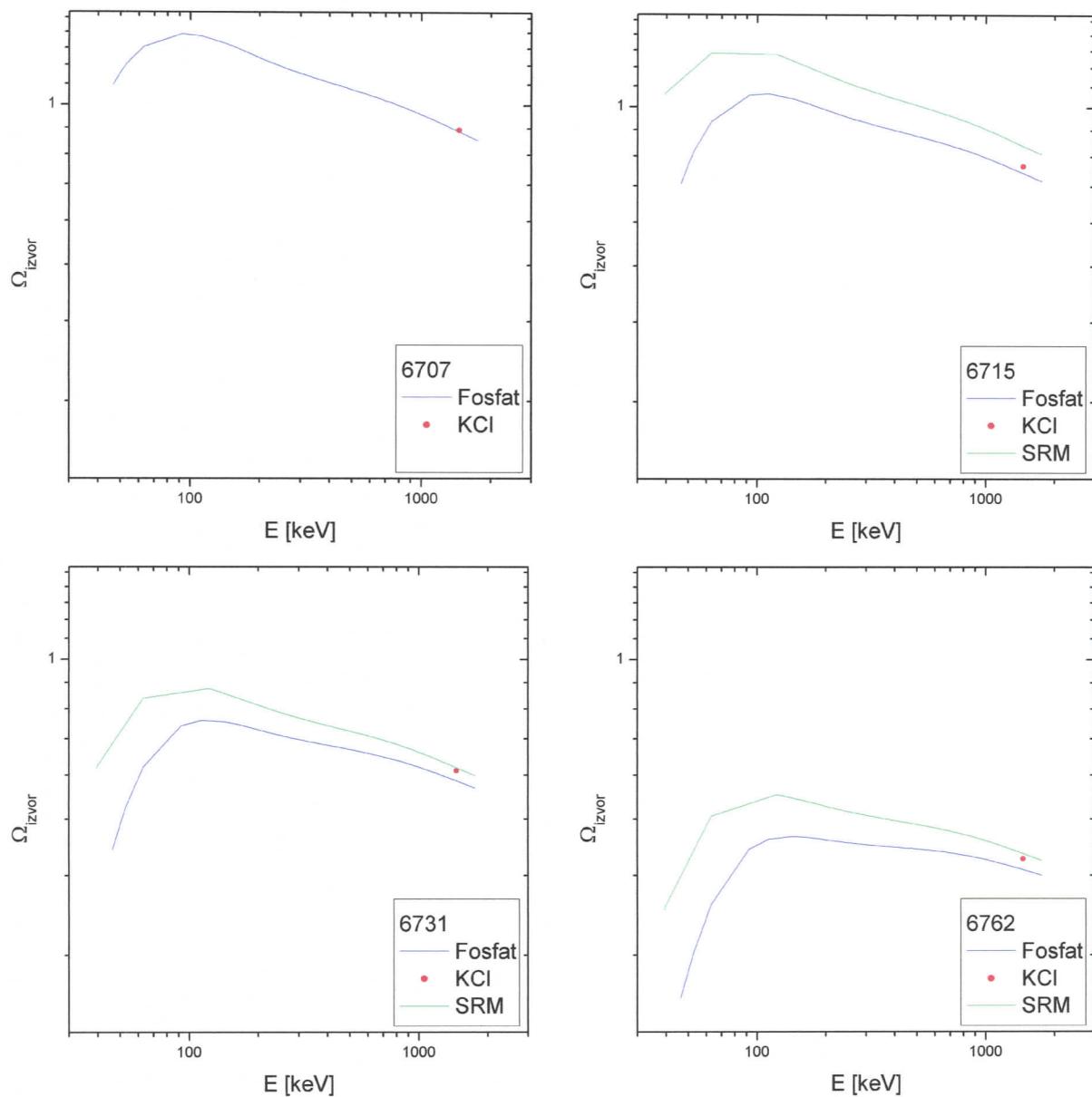
11.10.2004 16:02:49 D:\diplomski\New Omega\24-06-04\EOmegaC1V.exe (ver. 24.6.2004 10:55:46) by
J. Slivka:
Effective solid angle of a cylindric source
Quadrature resolution power = 4
GEOMETRY DATA (dimensions in cm)
=====
cylobj    zLow   zHiIn  zHiOut   rIn    rOut   material
-----
core      0.00    0.00   5.71    0.00    0.46   vacuum
inlayer   0.00    5.71   5.80    0.46    0.55   Ge
detector   0.00    5.80   6.52    0.55    2.80   Ge
outlayer   0.00    6.52   6.52    2.80    2.80   Ge
mount     0.00    6.52   6.52    2.80    2.85   Al
shield     6.52   6.52   6.53    0.00    2.85   PE      mylar
vacuum     0.00    6.53   6.83    2.85    3.37   vacuum
can        0.00    6.88   6.88    3.37    3.50   Al
window    6.83    6.83   6.88    0.00    3.37   Be
canring   6.88    7.01   7.01    2.97    3.50   Al
windowgap 6.88    6.88   7.01    0.00    2.97   air
capring   7.01    7.43   7.43    2.80    3.50   PE
capgap    7.01    7.01   7.43    0.00    3.50   air
cap       5.73    7.43   7.55    3.50    3.81   PE
airring   0.00    5.73   5.73    3.50    3.81   air
air       0.00    7.55   7.77    3.81    5.05   air
platform  7.77    7.77   7.89    0.00    5.05   PE      plexy
air       7.89    7.89   8.04    0.00    5.05   air
container 8.04    8.39  13.80   3.25    3.47   PE
source    8.39    8.39  13.80   0.00    3.25   meso
-----
MATERIAL DATA:
material  Ge          Al          Be          PE(CH2)      meso
(g/cm^3)  5.32        2.70        1.85        0.93        1.22
E~(keV)  total attenuation coefficients without coherent scattering (cm^2/g)
-----
20  4.154E+01  3.237E+00  1.897E-01  3.751E-01  7.641E-01  0.17531
25  2.242E+01  1.690E+00  1.701E-01  2.811E-01  4.673E-01  0.27212
30  1.347E+01  1.019E+00  1.615E-01  2.414E-01  3.410E-01  0.34274
...

```

**Слика 7.3.** Пример излазне датотеке програма OMEGA; последња колона је ефективни просторни угао

### 7.1.1. Ефективни просторни углови за калибрационе изворе

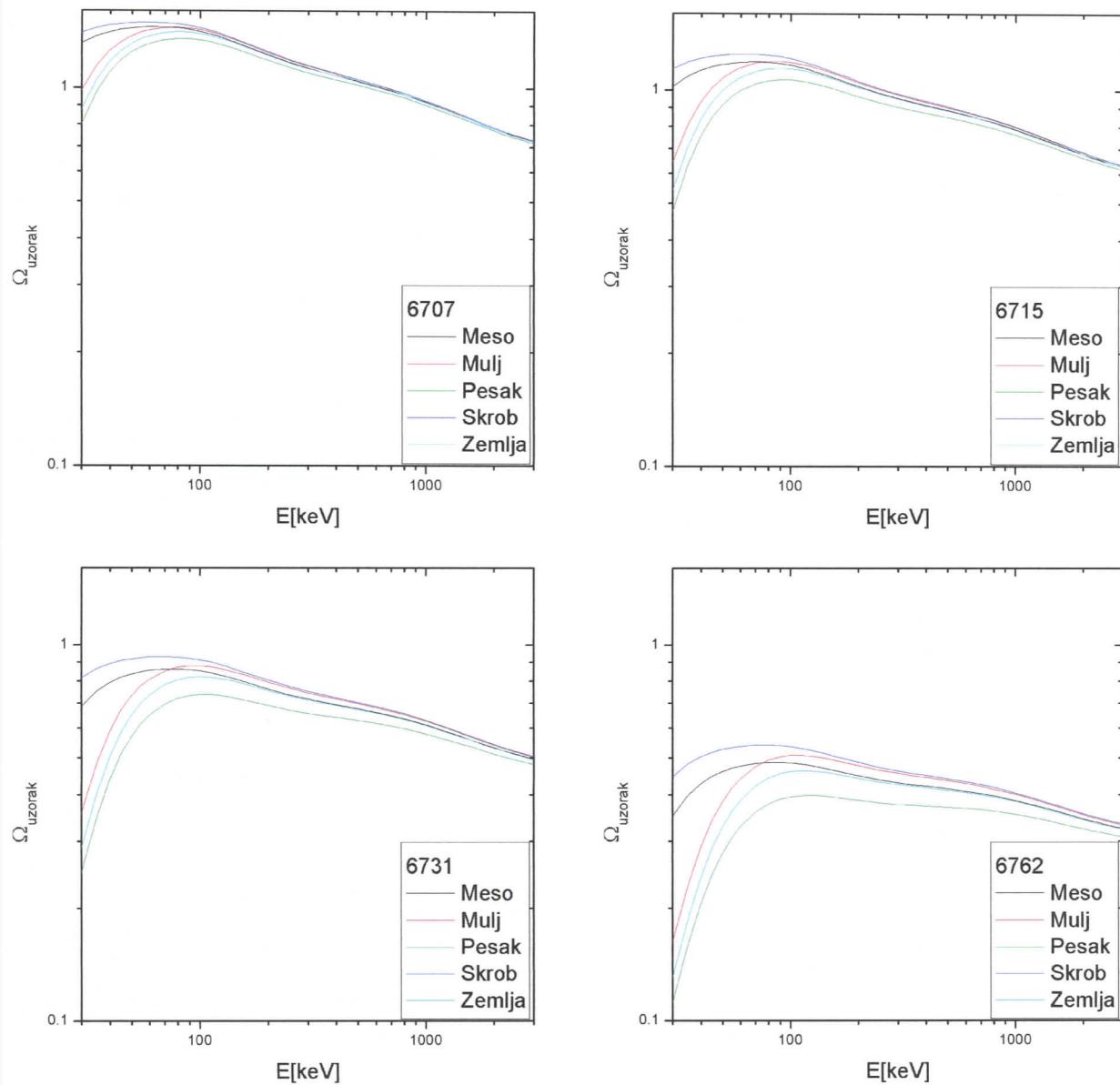
Резултати израчунавања ефективних просторних углова у функцији енергије за све геометрије за калибрационе изворе фосфат и SRM за детектор GMX приказани су графички (слика 7.4). Ефективни просторни угао за калибрациони извор KCl је представљен као црвена тачка на истој слици.



Слика 7.4. Ефективни просторни углови у функцији енергије за калибрационе изворе за детектор GMX

### 7.1.2. Ефективни просторни углови за узорке различитог састава

Резултати израчунавања ефективних просторних углова у функцији енергије за све геометрије за детектор GMX приказани су графички на слици 7.5.



Слика 7.5. Резултати израчунавања ефективних просторних углова у функцији енергије за детектор GMX

### 7.1.3. Процена несигурности ефективног просторног угла

Циљ овог рада је да се формирају табеле ефикасности за неколико стандардних детекционих геометрија и неколико категорија узорака. У лабораторијској пракси долази свакако до одступања од овако стандардизованих услова, па смо покушали да процениммо промене-грешке ефективног просторног угла које би настале услед оваквих малих или неизбежних недоследности.

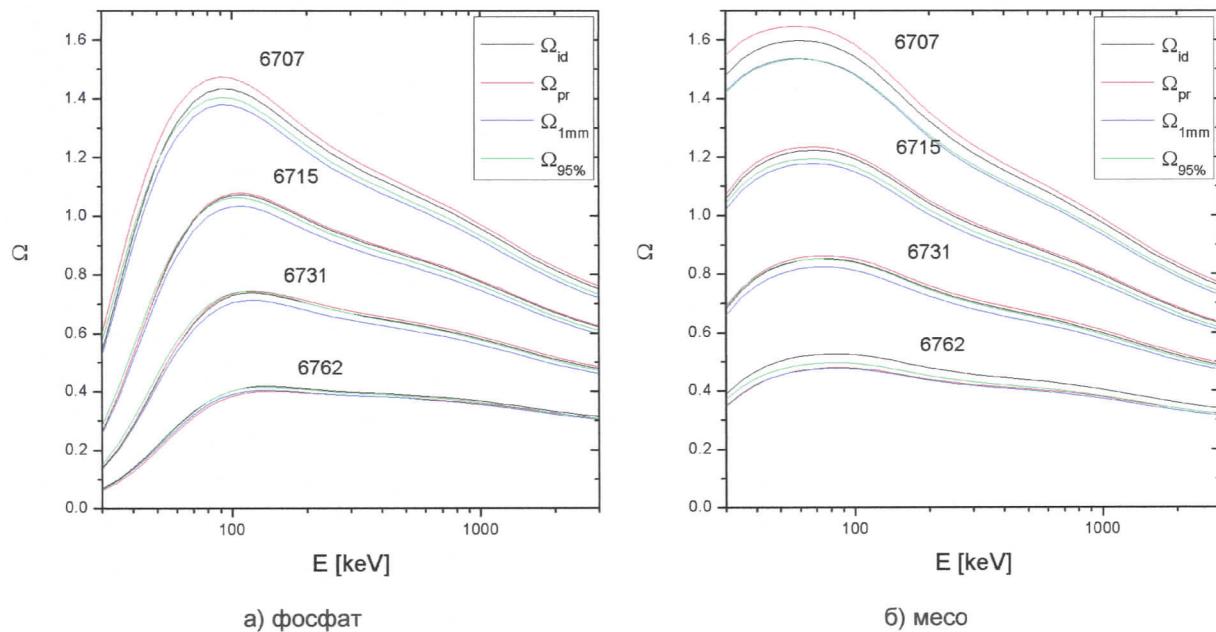
Као основа за упоређивање узет је калибрациони извор или узорак датог масеног атенуационог коефицијента, у кутији идеалног цилиндричног облика. Ознака у резултатима израчунавања је  $\Omega_{\text{id}}$ .

Реалне кутије често немају равно дно и поклопац, што смо узели убзир тако што смо проценили закривљења дна и поклопца. У закривљењима се не налази узорак, па се висина идеалне кутије мора умањити за половину висине закривљености дна и поклопца (мора се очувати цилиндрична геометрија) и тек сад израчунати запремину узорка. Ознака је  $\Omega_{\text{pr}}$ .

Репродуцибилност постављања кутије испред детектора није савршена. Код хоризонталног детектора кутија не стоји увек сасвим вертикално; неке кутије имају на дну испупчени прстен, а друге не. Да би се спречила контаминација детектора, узорци у кутијама се при рутинским мерењима постављају на детектор у полиетиленским кесицама, које се мање или више гужвају. Ове недоследности смо симулирали постављајући кутију на растојање веће за 1 mm од референтног растојања. Ознака је  $\Omega_{1\text{mm}}$ .

Масени атенуациони коефицијент у једној категорији узорака разликоваће се, проценујемо, бар за 5% од оног претпостављеног у референтном узорку. Одговарајућу процену одступања ефективног просторног угла добићемо стављајући за  $\mu_m$  вредност 95% од референтне. Ознака је  $\Omega_{95\%}$ .

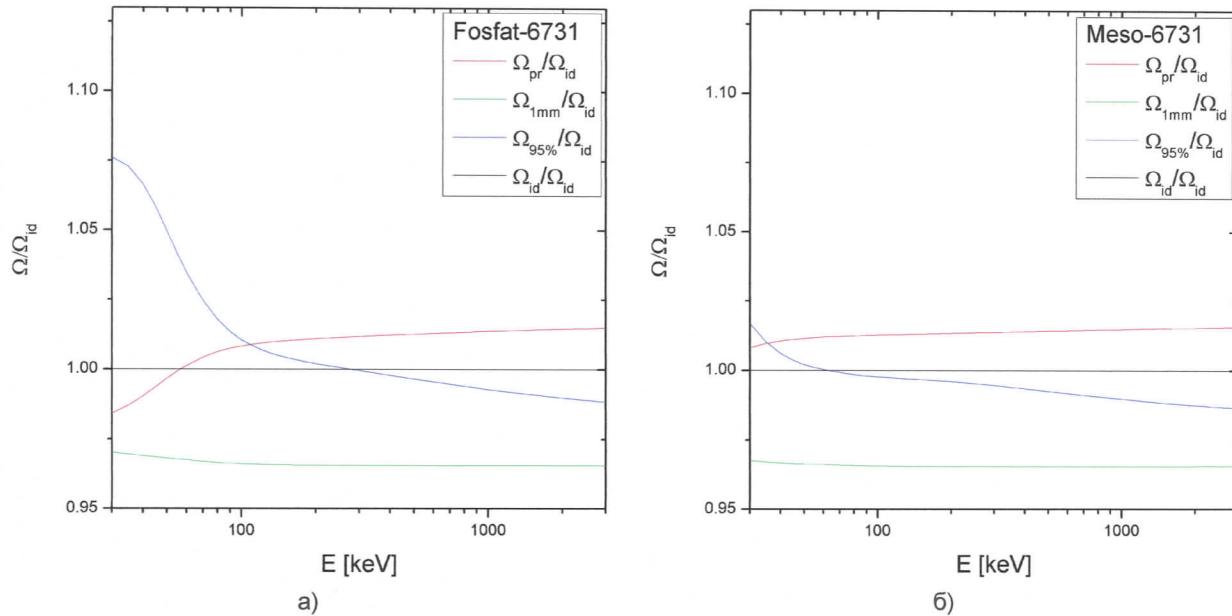
Резултати ових израчунавања за све стандардне кутије, за једну супстанцију веће густине (фосфат) и за једну супстанцију мање густине (месо), на детектору GMX, представљени су на слици 7.6.



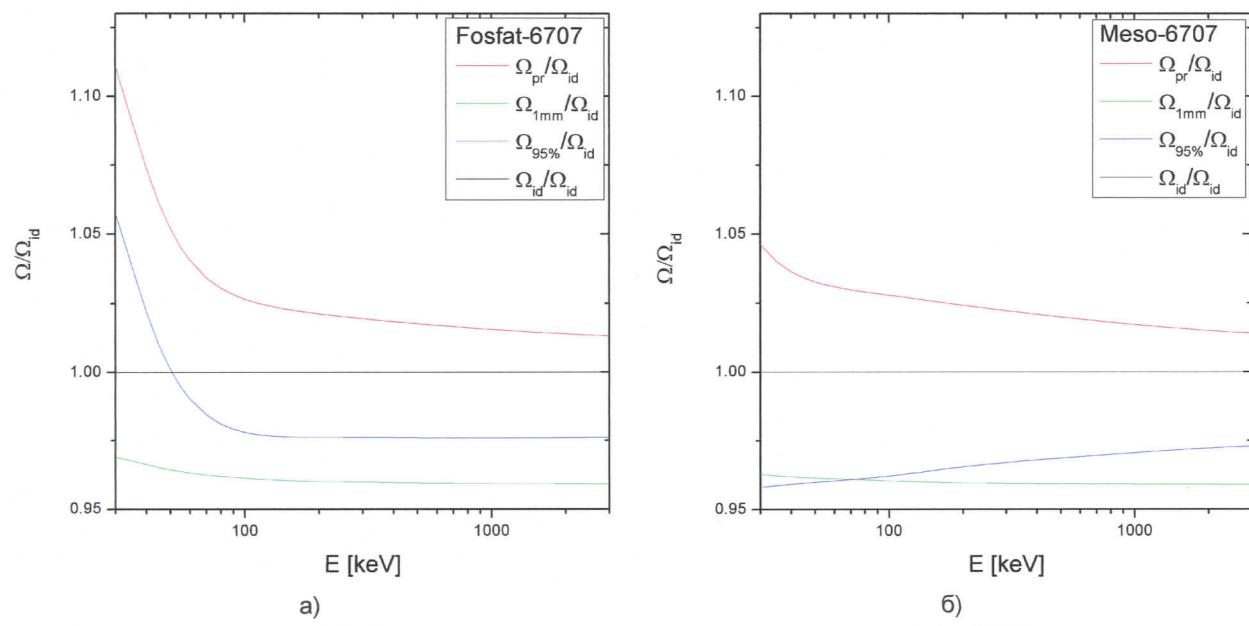
Слика 7.6. Зависност ефективног просторног угла од енергије  $\gamma$ -зрака за различите типове кутија и за различите случајеве одступања од идеалне геометрије

Са слике 7.7. може се закључити да највеће одступање по било ком од ова три основа, која се разматрају не прелази  $\pm 7.5\%$  за калибрациони извор фосфат и  $\pm 3\%$  за узорак меса. Фосфат је, у овом случају, посматран као пример калибрационог извора и као супстанца великог атенуационог коефицијента, а месо је посматрано као узорак, и као супстанца малог атенуационог коефицијента.

У даљем раду сматрамо да је кутија са узорком правилног геомеријског облика.



Слика 7.7. Однос учињене грешке у односу на идеалну кутију за 6731



Слика 7.8. Однос учињене грешке у односу на идеалну кутију за 6707

## 7.2. ТРАНСПАРЕНТНЕ ЕФИКАСНОСТИ ЗА СТАНДАРДНЕ ГЕОМЕТРИЈЕ

### 7.2.1. Транспарентна ефикасност и поступак израчунавања

Основна идеја која се спроводи у овом раду је да се ефикасност за неку врсту узорка  $\varepsilon$  одреди полазећи од експериментално добијене ефикасности калибрационог извора  $\varepsilon_s$ , његовог ефективног просторног угла  $\bar{\Omega}_s$ , и ефективног просторног угла узорка  $\bar{\Omega}$  [§3]:

$$\varepsilon = \varepsilon_s \frac{\bar{\Omega}}{\bar{\Omega}_s}. \quad (7.1)$$

Међутим, на неком нивоу обраде пожељно је због повећања тачности ујединити резултате мерења из сва три калибрациона извора (фосфат, KCl, SRM). То је могуће учинити тако што ћемо израчунавање за сваку врсту узорка по горњој формулама поновити 3 пута, па затим наћи одговарајућу отежану средњу вредност ефикасности узорка. Но, определили смо се за посредни начин који пружа бољу контролу процеса утачњавања. Податке о ефикасности за дату геометрију за сва три калибрациона извора ујединићемо израчунавајући прво ефикасност за виртуелни узорак који не апсорбује  $\gamma$ -зраке; назваћемо тако добијену ефикасност “транспарентна ефикасност”:

$$\varepsilon_{tr} = \varepsilon_s \frac{\bar{\Omega}_{tr}}{\bar{\Omega}_s}, \quad (7.2)$$

где је  $\bar{\Omega}_{tr}$  ефективни просторни угао израчунат за празну посуду за узорак (кутију). Транспарентна ефикасност не зависи од атенуационог коефицијента узорка, него само од геометрије детекције, тако да се у пракси ретко мења. Она сад представља “лабораторијски стандард” из кога се по потреби може израчунати ефикасност детекције  $\varepsilon$  за било који узорак, ако му се познаје ефективни просторни угао  $\bar{\Omega}$  [одн. зависност атенуационог коефицијента од енергије  $\mu_m(E_\gamma)$ ]:

$$\varepsilon = \varepsilon_{tr} \frac{\bar{\Omega}}{\bar{\Omega}_{tr}}. \quad (7.3)$$

Јасно је да се уврштавањем (7.2) у (7.3) добија полазна релација (7.1).

Из (7.3) се  $\varepsilon_{tr}$  добије у табеларном облику за оне вредности енергије  $E_\gamma$  које емитују калибрациони извори. У општем случају они не емитују  $\gamma$ -зраке на свим енергијама на којима треба одређивати специфичне активности узорака. Зато је потребно табеларну зависност претворити у континуалну калибрациону криву интерполацијом, или придрживањем неке емпиријске функције. Овде смо се определили за полуемпиријску функцију представљену у [Sánchez-Reyes87],

$$\varepsilon_{tr}(E_\gamma) = \exp\{p_1 - [p_2 + p_3 \exp(-p_4 E_\gamma)] \exp(-p_5 E_\gamma) \ln E_\gamma\}, \quad (7.4)$$

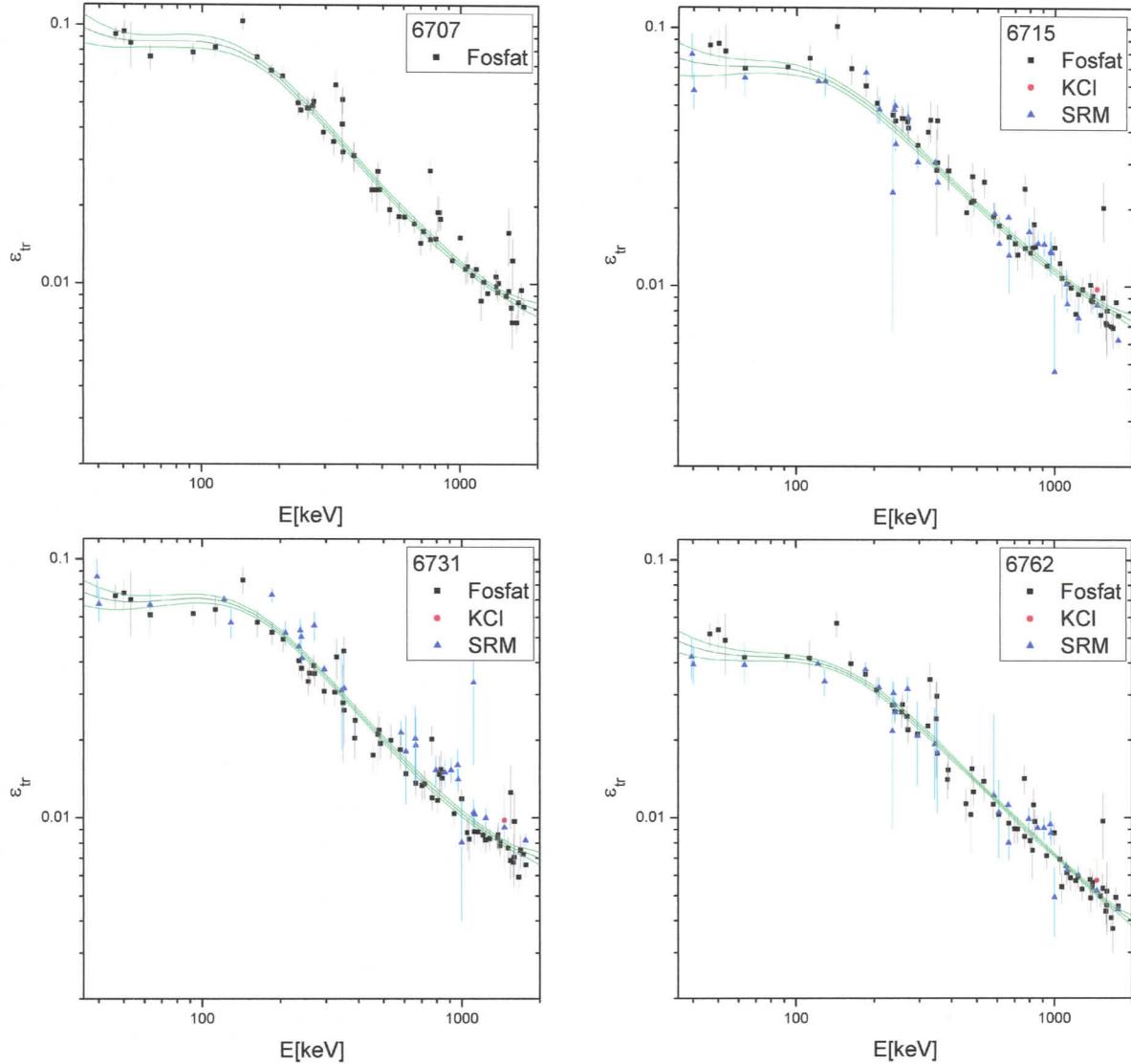
где је  $E_\gamma$  у keV, за коју се показало да уноси незнатна додатна одступања од идеализоване интерполиране функције. Функција је фитована методом отежаних најмањих квадрата на табеларне податке  $\varepsilon_{tr}$ . Узето је да при трансформацији релацијом (7.2) релативне несигурности  $\varepsilon_{tr}$  остају на нивоу релативних несигурности  $\varepsilon_s$ , тј. да  $\bar{\Omega}$  и  $\bar{\Omega}_s$  не уносе додатне несигурности.

### 7.2.2. Транспарентне ефикасности за детектор GMX

Подаци транспарентне ефикасности добијени трансформацијом (7.4) из експерименталне ефикасности приказани су на слици 7.9 за све стандардне геометрије на детектору GMX симболима према којима се може видети из којег калибрационог извора потиче податак. Велико одступање између вредности  $\varepsilon_{tr}$  на близким енергијама из различитих извора указало би на систематске грешке у концентрацији активности калибрационих извора, као и/или на

систематске грешке у атенуационим коефицијентима матрица калибрационих извора. Како се са слика види, ова су одступања истог реда величине као и расипање вредности из једног извора, тако да поступак усредњавања можемо сматрати коректним.

Графици одговарајућих функција, добијених горе описаним поступком, представљени су заједно са својим коридорима несигурности на истој слици 7.9, док су вредности параметара дати у табели 7.1.



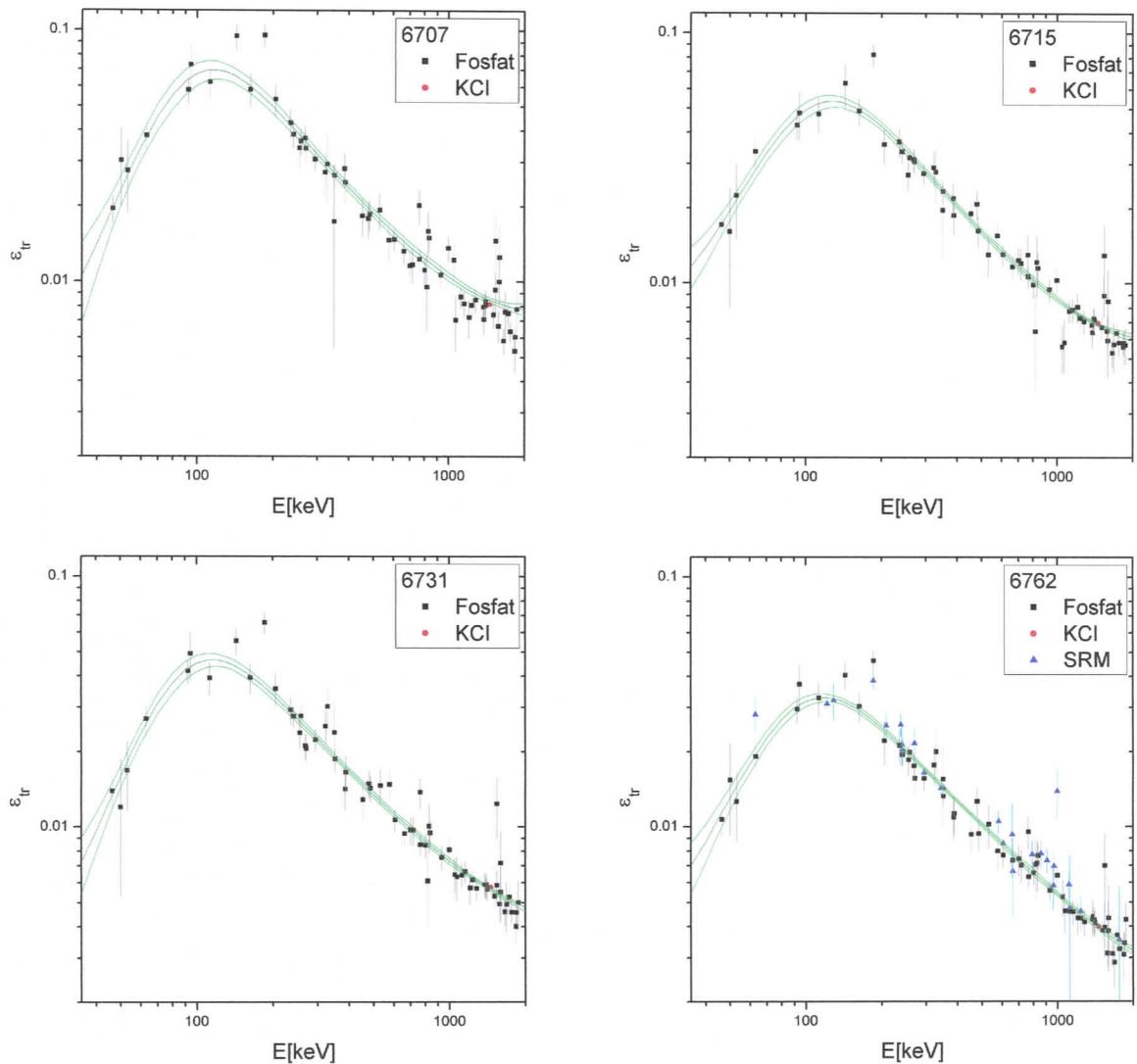
**Слика 7.9.** Зависност транспарентне ефикасности од енергије за GMХ детектор

Табела 7.1 Фитоване вредности параметара функције (7.4) за детектор GMX

Параметар	Геометрија			
	6707	6715	6731	6762
$p_1$	-2.7(5)	-4.4(4)	-3.0(4)	-4.9(4)
$p_2$	1.31(8)	1.05(7)	1.30(8)	1.03(7)
$p_3$	1.08(10)	0.88(9)	1.12(9)	0.80(8)
$p_4$	20.5(21)E-03	23.1(25)E-03	20.6(16)E-03	19.7(20)E-03
$p_5$	50(8)E-06	35(9)E-06	51(8)E-06	14(10)E-06

### 7.2.3. Транспарентне ефикасности за детектор HPGe

Транспарентне ефикасности за детектор HPGe, добијене истим поступком који је примењен код детектора GMX, приказане су графички на слици 7.10, док су одговарајуће фитоване вредности параметара дате у табели 7.2. Као што се са слика види, ни овде нема приметних систематских неслагања између података који потичу од различих калибрационих извора.



Слика 7.10. Зависност транспарентне ефикасности од енергије за HPGe детектор

Табела 7.2. Фитоване вредности параметара функције (7.4) за детектор HPGe

Параметар	Геометрија			
	6707	6715	6731	6762
$p_1$	-3.4(5)	-3.4(5)	-4.4(5)	-5.0(4)
$p_2$	1.25(8)	1.27(9)	1.12(8)	1.06(7)
$p_3$	3.3(5)	2.6(3)	3.3(6)	2.7(4)
$p_4$	33(3)E-03	27.7(27)E-03	34(4)E-03	32(3)E-03
$p_5$	60(8)E-06	54(9)E-06	40(10)E-06	25(10)E-06

### 7.3. ЕФИКАСНОСТ ДЕТЕКЦИЈЕ ЗА ЦИЛИНДРИЧНЕ УЗОРКЕ РАЗЛИЧИТОГ САСТАВА

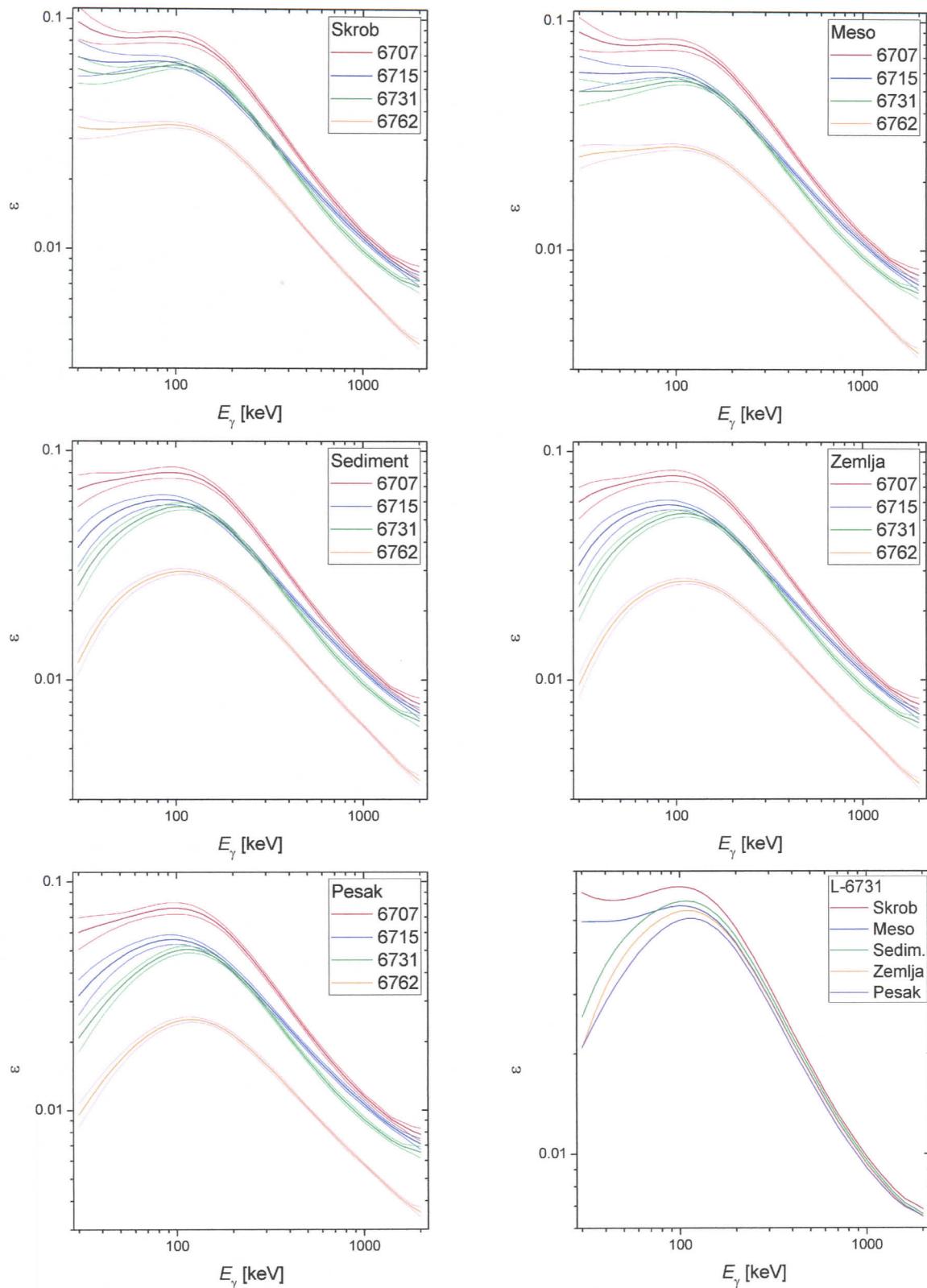
Пошто смо одредили транспарентну ефикасност за четири стандардне кутије, можемо помоћу (7.3) израчунати ефикасност детекције за било који узорак. Узето је да ова трансформација не уноси додатне несигурности услед  $\bar{\Omega}$ , што практично значи да релативна несигурност  $\varepsilon$  остаје на нивоу релативних несигурности  $\varepsilon_s$ , пошто смо раније узели да ни  $\bar{\Omega}_s$  не уноси додатну несигурност.

**Табела 7.3.** Преглед коначних експерименталних резултата по датотекама

Детектор	Узорак	Име датотеке	Представљено на сл.
GMX (L)	Скроб	L6707sk.eff	7.11 7.13
		L6715sk.eff	
		L6731sk.eff	
		L6762sk.eff	
	Месо	L6707me.eff	
		L6715me.eff	
		L6731me.eff	
		L6762me.eff	
	Седимент	L6707mu.eff	
		L6715mu.eff	
		L6731mu.eff	
		L6762mu.eff	
	Земља	L6707ze.eff	
		L6715ze.eff	
		L6731ze.eff	
		L6762ze.eff	
	Песак	L6707pe.eff	
		L6715pe.eff	
		L6731pe.eff	
		L6762pe.eff	
HPGe (M)	Скроб	M6707sk.eff	7.12 7.14
		M6715sk.eff	
		M6731sk.eff	
		M6762sk.eff	
	Месо	M6707me.eff	
		M6715me.eff	
		M6731me.eff	
		M6762me.eff	
	Седимент	M6707mu.eff	
		M6715mu.eff	
		M6731mu.eff	
		M6762mu.eff	
	Земља	M6707ze.eff	
		M6715ze.eff	
		M6731ze.eff	
		M6762ze.eff	
	Песак	M6707pe.eff	
		M6715pe.eff	
		M6731pe.eff	
		M6762pe.eff	

### 7.3.1. Ефикасности детекције за цилиндричне узорке различитог састава за детектор GMX

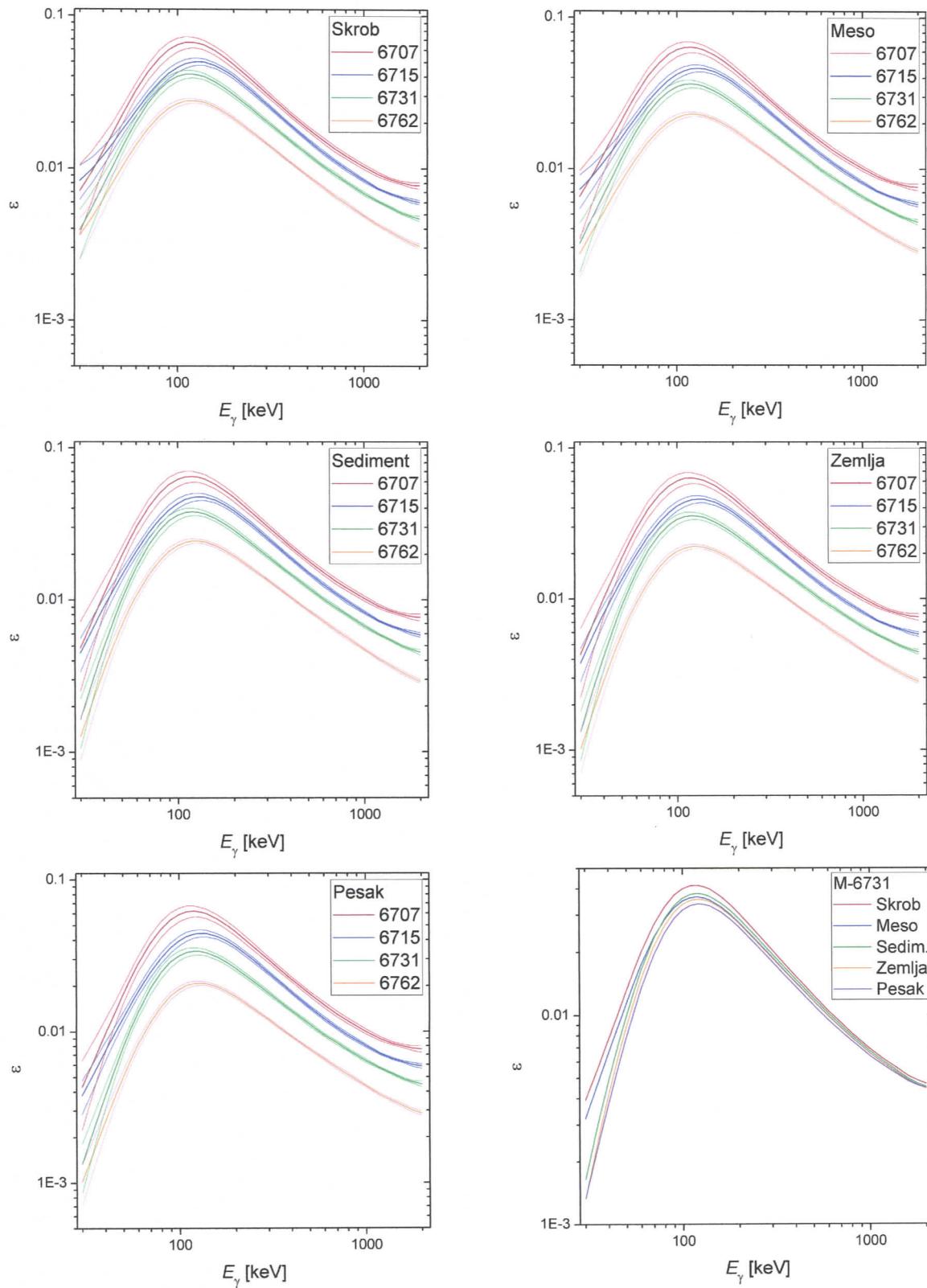
Зависности ефикасности детекције за узорке скроба, меса, седимента, земље и песка за стандардне кутије, за детектор GMX, приказане су на слици 7.11.



Слика 7.11. Резултати ефикасности за GMX детектор за цилиндричне узорке (скроб, месо, седимент, земља и песак) са коридором грешке и резултати ефикасности за GMX детектор за кутију 6731

### 7.3.2. Ефикасности детекције за цилиндричне узорке различитог састава за детектор HPGe

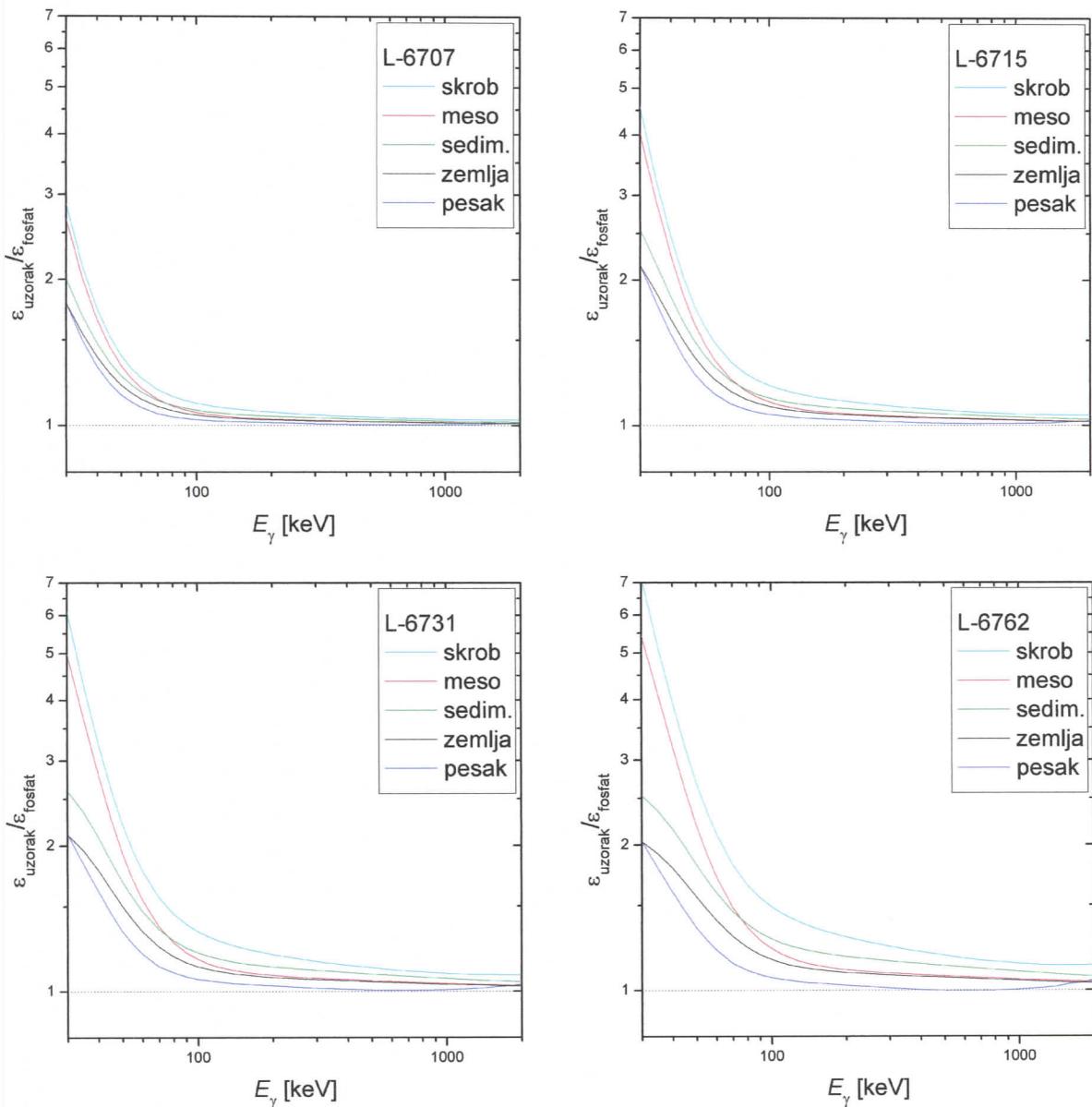
Зависности ефикасности детекције за узорке скроба, меса, седимента, земље и песка за стандардне кутије, за детектор HPGe, приказане су на слици 7.12.



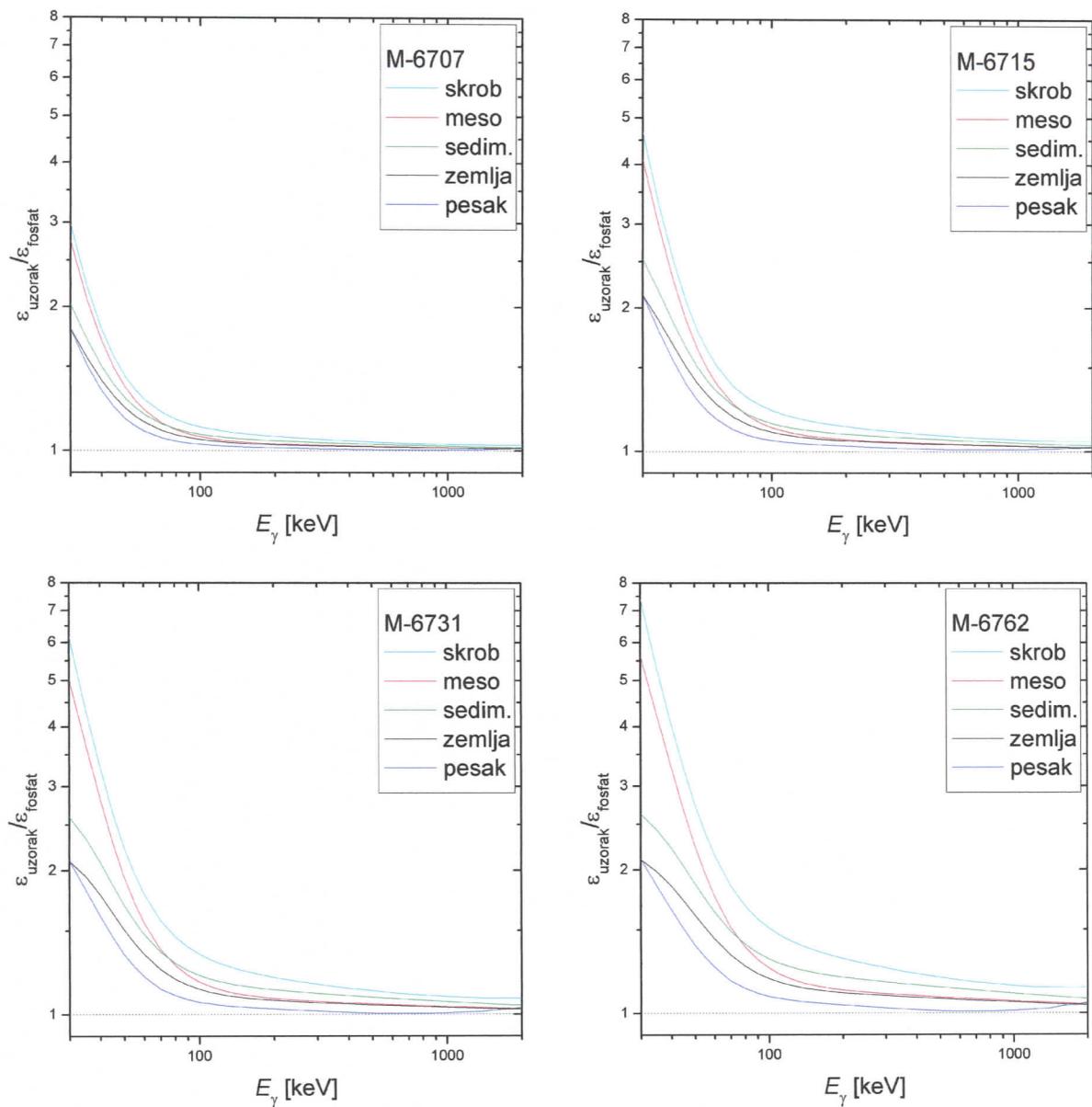
Слика 7.12. Резултати ефикасности за HPGe детектор за цилиндричне узорке (скроб, месо, седимент, земљља и песак) са коридором грешке и резултати ефикасности за HPGe детектор за кутију 6731

### 7.3.3. Ефикасности детекције за узорке различитог састава у поређењу са ефикасношћу фосфата

Пошто је до сада рутинска пракса била да се за ефикасност детекције користи ефикасност добијена из калибрационог извора фосфат, представићемо графике зависности односа ефикасности детекције за узорке различитог састава и ефикасности детекције за фосфат, у функцији енергије, за стандардне кутије. На слици 7.13 приказани су ови односи за детектор GMX, а на слици 7.14 за детектор HPGe.



**Слика 7.13.** Зависности односа ефикасности детекције за узорке различитог састава и ефикасности детекције за фосфат, у функцији енергије, за стандардне кутије, за GMX детектор



**Слика 7.14.** Зависности односа ефикасности детекције за узорке различитог састава и ефикасности детекције за фосфат, у функцији енергије, за стандардне кутије, за HPGe детектор

## 7.4. Дискусија резултата

Крајње резултате прорачуна за добијање ефикасности детекције за узорке различитог састава најлакше је коментарисати на основу графика представљених у претходном одељку, тј. на основу односа израчунате ефикасности и до сада коришћене “универзалне” ефикасности добијене на основу калибрационог извора фосфат. Графици показују да је израчуната ефикасност за све типове узорака практично увек већа од оне добијене из фосфата. У складу са очекивањем, ова корекција, која се, због упоређивања у практично истој геометрији детекције, своди само на корекцију на самоапсорпцију у узорку, много је значајнија за цилиндричне узорке

веће дебљине. Тако, на пример, за узорке у геометрији 6762 та корекција је грубо 3 пута већа него за узорке у геометрији 6707.

Опет у складу са очекивањем, корекција у односу на ефикасност из фосфата узима велике вредности на енергијама испод 120 keV (где је отприлике максимум криве ефикасности), од грубо 1.5 до 3 пута на 40 keV, док је на вишим енергијама та корекција знатно мања, и мање зависна од енергије, од неколико процената за тање узорке, до грубо +30% за дебље.

Из поређења са несигурностима на које указују несигурности прорачунатих ефективних углаша [§7.1.3], видимо да су корекције ефикасности у односу на ефикасност из фосфата углавном знатно веће, али само код узорака већих дебљина. Код узорака мањих дебљина, нарочито на већим енергијама, процењене несигурности истог су реда величине као корекције у односу на ефикасност из фосфата.

На два примера, типична у лабораторијској пракси, показаћемо колико примена овде дискутованих корекција утиче на крајњи резултат мерења концентрације активности радионуклида, у геометрији 6762 (две стандардне кутије), на детектору HPGe. Као пример узорка већег атенуационог коефијента узећемо узорак глине, коју ћемо сврстати у категорију земља и упоредити концентрације активности неколико најзаступљенијих радионуклида израчунате на основу ефикасности детекције одређене само фосфатом, што је досад била пракса, и овде израчунате ефикасности за земљу. Резултати су приказани у табели 7.4.

**Табела 7.4.** Поређење концентрације активности и индекса радиоактивности материјала узорка глине (MGL7A) мерене у геометрији две кутије израчунате преко ефикасности за фосфат и ефикасности за земљу. Мерне несигурности су приказане на нивоу поверења од 95%.

	Ефикасност као фосфат (M6762fo.EFF)	Ефикасност као земља (M6762ze.EFF)
Низ/радионуклид	Концентрација активности $A_s$ [Bq/g]	
$^{238}\text{U}/^{210}\text{Pb}$	0.28(11)	0.16(6)
$^{238}\text{U}/^{234}\text{Th}$	0.44(12)	0.31(8)
$^{238}\text{U}/^{234\text{m}}\text{Pa}$	0.27(12)	0.25(10)
$^{238}\text{U}/(^{234}\text{Th i } ^{234\text{m}}\text{Pa})$	0.35(14)	0.28(7)
$^{238}\text{U}/^{214}\text{Pb}$	0.281(11)	0.253(9)
$^{238}\text{U}/^{214}\text{Bi}$	0.294(21)	0.268(18)
$^{226}\text{Ra}$ низ	0.287(12)	0.258(11)
$^{235}\text{U}$	0.017(7)	0.015(6)
$^{232}\text{Th}$ низ	0.291(15)	0.263(12)
$^{40}\text{K}$	1.140(21)	1.060(19)
$^{137}\text{Cs}$	<0.0017	<0.0018
Индекс радиоактивности материјала		
за високоградњу	2.79(10)	2.52(10)
за нискоградњу	1.67(6)	1.51(6)

Као типичан пример узорка мањег атенуационог коефицијента узећемо прашкаст чај код кога постоји значајна концентрација  $^{137}\text{Cs}$  и сврстаћемо га у категорију скроб. Резултати су приказани у табели 7.5.

**Табела 7.5.** Поређење концентрације активности узорка чаја (MCHAJ) мерене у геометрији две кутије израчунате преко ефикасности за фосфат и ефикасности за скроб. Мерне несигурности су приказане на нивоу поверења од 95%.

	Ефикасност као фосфат (M6762fo.EFF)	Ефикасност као скроб (M6762sk.EFF)
Низ/радионуклид	Концентрација активности $A_s$ [Bq/g]	
$^{226}\text{Ra}$ низ	<0.0029	<0.0024
$^{232}\text{Th}$ низ	0.0024(13)	0.0019(10)
$^{40}\text{K}$	0.54(4)	0.47(3)
$^{137}\text{Cs}$	0.0290(26)	0.0239(21)

Из ових примера видимо да су корекције у односу на ефикасност одређену из фосфата, у складу са очекивањем, највеће код оних радионуклида чија се концентрација одређује из  $\gamma$ -линија ниске енергије ( $^{210}\text{Pb}$ ,  $^{234}\text{Th}$ ). Код осталих радионуклида ове су корекције мање значајне, али код радионуклида који су статистички добро одређени, корекција ипак знатно превазилази мерну несигурност концентрације активности, овде приказане на нивоу поверења од 95% ( $1.65\sigma$ ). Ово такође важи и за радиоактивне низове са претпостављеном равнотежом, чије се концентрације активности одређују из великог броја  $\gamma$ -линија разних енергија, као и за индексе радиоактивности грађевинских материјала, који представљају линеарну комбинацију концентрација активности природних и вештачких радионуклида.

Графици на сликама 7.13 и 7.14 упућују да врло сличне корекције можемо очекивати и за узорке снимљене на детектору GMX.

## 8. ЗАКЉУЧАК

Резултати експеримената и израчунавања изведенних у овом раду показују у колико мери је поуздано одређивање концентрације активности радионуклида у узорцима различитог састава у датој геометрији условљено познавањем атенуационог коефицијента  $\gamma$ -зрака у материјалу узорка. Такође, процењено је колико мала одступања од стандардне геометрије и прихваћеног атенуационог коефицијента за одређену врсту узорка утичу на несигурност крајњег резултата мерења концентрације активности.

Овде су одређене ефикасности детекције, користећи изворе познатих активности, за 4 стандардне геометрије за фиктивни транспарентни узорак, за оба полупроводничка детектора која се користе у Лабораторији за ниске активности Департмана за физику.

У поступку мерења концентрације активности за конкретни узорак, у другом кораку треба одредити његов атенуациони коефицијент. Ако се зна његов елементарни хемијски састав, могуће је помоћу програма ХСОМ израчунати масени атенуациони коефицијент, али је овде показано да у неким случајевима израчунате вредности значајно одступају од стварних. Стога би саставни део праксе требало да буде проширење базе података експериментално одређених масених атенуационих коефицијената, посебно за узорке налик песку.

За дати хемијски састав густина припремљеног цилиндричног узорка може знатно варирати. Дакле, потребно је или уједначити начин припреме тако да се добију што уједначеније густине, или припремити детекционе ефикасности за неколико вредности густине дате врсте узорка.

У следећем кораку треба одредити ефективни просторни угао помоћу програма ОМЕГА за узорак дате густине и датог масеног атенуационог коефицијента, па, полазећи од ефикасности детекције за транспарентни узорак, израчунати крајњу ефикасност детекције за дати узорак.

Резултати процене одступања од стандардне геометрије и састава показују да за узорке код којих се располаже малом количином треба доследније повести рачуна о паковању у танком слоју. Прорачун који ова одступања узима у обзир могао би показати да ли је са становишта практичне несигурности резултата повољније узети цилиндар мањег пречника, а веће дебљине, иако се сама ефикасност тако можда смањује.

Током израде овог рада припремљене су и коначне ефикасности детекције за све стандардне геометрије за неколико категорија узорака, али само за по једну густину. Ипак, надамо се да резултати овог рада могу послужити као основ за даље побољшавање методологије мерења у лабораторијској пракси.

## 9. РЕФЕРЕНЦЕ

- [Berger99] M. J. BERGER, J. H. HUBBELL, XCOM ver. 3.1 June 23, 1999, National Institute of Standards and Technology (NIST) of United States, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/XCOM.exe> (1999)
- [Cline79] J. E. CLINE, Computers in Activation Analysis and Gamma-Ray Spectroscopy, *Proc. of the American Nuclear Society Topical Conference at Mayaguez, Puerto Rico, April 30 – May 4, 1979* (1979)
- [Euler70] B. A. EULER, S. N. KAPLAN, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **Ns-17**(1), **81** (1970)
- [Freeman66] J. M. FREEMAN, J. G. JENKIN, *Nuclear Instruments And Methods* **43** 269 (1966)
- [Gunnink72] R. GUNNINK, J. B. NIDAY, Computerized Qualitative Analysis by Gamma-Ray Spectrometry, Vol. 1, Description of the GAMMAL Program, *USAEC Rept. UCRL-51061 (Vol. 1)*, Univ. of California, NTIS, (1972)
- [Harvey70] R. J. HARVEY, *Nuclear Instruments And Methods* **86** 189 (1970)
- [Hansman03] J. HANSMAN, Redukcija fona primenom Fe i Pb zaštite, *Diplomski rad*, Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet Novi Sad, 2003.
- [Jovanović97] S. JOVANOVIĆ, A. DLABAČ, N. MIHALJEVIĆ, P. VUKOTIĆ, *XIX Jugoslovenski simpozijum za zaštitu od zračenja, Golubac, 1997*, Jugoslovensko društvo za zaštitu od zračenja, Beograd, p. 127 (1997)
- [Kaplanis82] S. N. KAPLANIS, *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* **33** 605 (1982)
- [Krstonošić 00] P. KRSTONOŠIĆ, J. SLIVKA, I. BIKIT, LJ. ČONKIĆ, M. VESKOVIĆ, Testiranje i primena programa za određivanje efektivnog prostornog ugla u  $\gamma$ -spektrometriji, *Kongres metrologa jugoslavije 2000. Novi Sad, 15.–17. novembar 2000. godine* (2000)
- [Lippert83] J. LIPPERT, *Int. J. Appl. Radiat. And Isot.* **34** 1097 (1983)
- [Moens81] L. MOENS, J. DE DONDER, LIN XILEI, F. DE CORTE, A. DE WISPELAERE, A. SIMONITS, J. HOSTE, Calculation of the absolute peak efficiency of gamma-ray detectors for different counting geometries, *Nuclear Instruments and Methods* **187** 451 (1981)
- [Mowatt69] R. S. MOWATT, *Nuclear Instruments And Methods* **70** 237 (1969)
- [Mrđa01] D. MRĐA, Gama spektrometrijsko određivanje koncentracije osiromašenog uranijuma u zemljištu, *Diplomski rad*, Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet Novi Sad, 2001.
- [Sánchez-Reyes87] A. F. SÁNCHEZ-REYES, M. I. FEBRIÁN, J. B. BARÓ, J. TEJADA, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **28** 123-127 (1987)
- [Slivka00] J. SLIVKA, I. BIKIT, M. VESKOVIĆ, LJ. ČONKIĆ, Gama spektrometrija, specijalne metode i primene, Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet Novi Sad, 2000.
- [Smiljanić04] D. SMILJANIĆ, N. KARABASIL, *privatna prepiska*, Katedra za higijenu i tehnologiju namirnica Fakulteta veterinarske medicine u Beogradu
- [Stanivuk00] LJ. STANIVUK, Provera osnovnih radnih karakteristika poluprovodničkog GAMMA-X HPGe detektora, *Diplomski rad*, Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet Novi Sad, 2000.



## Биографија аутора



Светозар Трескавица рођен 13.12.1965.г. у Земуну.  
Основно образовање започео у Земуну у ОШ "Соња Маринковић", а наставио и Чортановцима у ОШ "Ружа Ђурђевић - Црна".  
Заједничко средње васпитање и образовање похађао у "Карловачкој гимназији" у Сремским Карловцима, а средње образовање у Електротехничком школском центру "Михајло Пупин" у Новом Саду.  
По упису Природно-Математичког Факултета, одсек физика (наставни смер) у Новом Саду, одслужио војни рок 1984.г. у Тузли и Јајцу. Студије наставио 1985.г. апсолвирао 1990.г.

у Новом Саду, 8.4.2008.

Светозар Трескавица  
Светозар Трескавица

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ  
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ  
КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

Редни број:  
РБР

Идентификациони број:  
ИБР

Тип документације: Монографска документација  
ТД

Тип записа: Текстуални штампани материјал  
ТЗ

Врста рада: Дипломски рад  
ВР

Аутор: Трескавица Светозар; бр. досијеа 408/84  
АУ

Ментор: Проф. Др. Јарослав Сливка  
МН

Наслов рада: ОДРЕЂИВАЊЕ ЕФИКАСНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИЧКИХ  
ДЕТЕКТОРА ПРЕКО ЕФЕКТИВНОГ ПРОСТОРНОГ УГЛА ЗА  
ЦИЛИНДРИЧНЕ УЗОРКЕ РАЗЛИЧИТОГ САСТАВА  
НР

Језик публикације: Српски, ћирилица  
ЈП

Језик извода: ср/ен  
ЈИ

Земља публиковања: Србија и Црна Гора  
ЗП

Уже географско подручје: Војводина  
УГП

Година: 2005  
ГО

Издавач: Ауторски репринт  
ИЗ

Место и адреса: ПМФ, Трг Доситеја Обрадовића 4 , Нови Сад  
МА

Физички опис рада: број поглавља-9, број страна-68, прилога-0, слика-46,  
табела-13  
ФО

Научна област: Физика  
НО

Научна дисциплина: Нуклеарна физика  
НД

Предметна одредница/ кључне речи:  
гама-спектрометрија, ефикасност детектора, волуминозни извори  
ПО

УДК:

Чува се: Библиотека Института за физику, ПМФ Нови Сад  
ЧУ

Важна напомена: Нема  
ВН

Извод:

Методом релативног ефективног просторног угла помоћу рачунарског програма Омега израчунати су ефективни просторни углови и припремљени су фајлови који садрже податке о ефикасности детекције за неколико најчешће коришћених категорија узорака у неколико стандардних геометрија. Процењене су грешке које настају при одступању од стандарда, чиме се смањују или уклањају неке од недоследности у свакодневној рачунарској обради резултата мерења на два полупроводничка детектора у Лабораторији за ниске активности Катедре за нуклеарну физику.

ИЗ

Датум прихватања теме од страна НН већа:  
ДП *И. М. Јокић*.

Датум одбране:  
ДО

Чланови комисије:

Председник: Др. Иштван Бикит, Редовни професор ПМФ-а у Новом Саду  
члан: Др. Имре Гут, Доцент на ПМФ-а у Новом Саду  
члан: Др. Јарослав Сливка, Редовни професор ПМФ-а у Новом Саду

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF NATURAL SCIENCES & MATHEMATICS  
KEY WORD DOCUMENTATION

Accession number:  
ANO

Identification number:  
INO

Document type:  
DT

Type of record  
TR

Contents code:  
CC

Author: Treskavica Svetozar; file no. 408/84  
AU

Mentor: Prof. Dr. Jaroslav Slivka  
MN

Title:  
DETERMINATION OF SEMICONDUCTOR DETECTORS EFFICIENCY BY  
EFFECTIVE SOLID ANGLE FOR SAMPLES OF VARIOUS COMPOSITION  
TI

Language of text: Serbian cyrilic  
LT

Language of abstract: Serbian/english  
LA

Country of publication: Serbia & Montenegro  
CP

Locality of publication: Vojvodina  
LP

Publication year: 2005  
PY

Publisher: Author's reprint  
PU

Publ. place: Faculty of Natural Sciences & Mathematics, Novi Sad  
PP

Physical description: chapters-9, pages-68, tables-13 graphs-46, additional list-0  
PD

Scientific field: Physics  
SF

Scientific discipline: Nuclear physics  
SD

Subject / key words:  
gamma-spectrometry, detector efficiency, voluminous sources  
KW

UC:

Holding data: -Library of Faculty of Natural Science & Mathematic, department of Physics, Novi Sad  
HD

Note: none  
N

Abstract:  
Using the method of relative solid angles a number of effective solid angles was determined with a computer program Omega. Files containing data on detection efficiency for a number of most frequently used categories of samples in several counting geometries were prepared. The errors emerging by deviations from the standards were estimated, what reduces or eliminates some of the inconsistencies in computer processing of measurement results in everyday laboratory praxis for two semiconductor detectors in the Low Activity Laboratory of the Nuclear Physics Chair.

AB

Accepted by the Scientific Board on :  
ASB

Defended:  
DE

Thesis defend board:  
President: Dr. Ištván Bikit, full professor Faculty of Science , Novi Sad  
Member: Dr. Imre Gut, assistant professor Faculty of Science , Novi Sad  
Member: Dr. Jaroslav Slivka, full professor Faculty of Science , Novi Sad