

UNIVERZITET U BEOGRADU  
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Jelena S. Stanković Petrović

SPEKTROMETRIJA FOTONSKOG  
ZRAČENJA U RADIOLOŠKOM OPSEGU  
ENERGIJA POMOĆU CdTe DETEKTORA

Doktorska disertacija

Beograd, 2015

UNIVERSITY OF BELGRADE  
SCHOOL OF ELECTRICAL ENGINEERING

Jelena S. Stanković Petrović

PHOTON SPECTROMETRY IN  
DIAGNOSTIC RADIOLOGY ENERGY  
RANGE WITH THE CdTe DETECTOR

Doctoral dissertation

Belgrade, 2015

## Članovi komisije:

dr Predrag Marinković, **mentor**

redovni profesor

Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

dr Jovan Cvetić

redovni profesor

Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

dr Đorđe Lazarević

naučni saradnik

Univerzitet u Beogradu, Institut za nuklearne nauke „Vinča”

dr Olivera Ciraj-Bjelac

vanredni profesor

Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

dr Kovička Stanković

docent

Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

Datum odbrane: \_\_\_\_\_

***“Poets say science takes away from the beauty of the stars - mere globs of gas atoms. I, too, can see the stars on a desert night, and feel them. But do I see less or more?”***

*Richard P. Feynman*

## ZAHVALNICA

*Zahvaljujem se svom mentoru, profesoru Predragu Marinkoviću, na punoj podršci pri izradi ove disertacije. U trenucima kada su mi najviše trebali, njegovi saveti su bili jasni, konkretni i omogućavali mi da nastavim dalje. Uvek je imao vremena za svog studenta, i na tome sam mu neizmerno zahvalna.*

*Veliku zahvalnost dugujem i profesorki Oliveri Ciraj-Bjelac koja me je usmerila na postojeće resurse u Institutu za nuklearne nauke „Vinča“, a svojim primerom mi je pokazala kako istraživač sa puno posvećenosti treba brzo i efikasno da rešava probleme na koje nailazi.*

*Svome suprugu Vladanu Petroviću se zahvaljujem na strpljenju, beskrajnoj podršci, i pored svega, na prenetoj poruci Stiva Džobsa „poveži tačke”: **„You can't connect the dots looking forward you can only connect them looking backwards. So you have to trust that the dots will somehow connect in your future. You have to trust in something: your gut, destiny, life, karma, whatever. Because believing that the dots will connect down the road will give you the confidence to follow your heart, even when it leads you off the well worn path.”***

*Zahvaljujem se svojoj majci Stojanki na ljubavi, prenetom znanju i prenetim radnim navikama, a svome bratu Zdravku na kreativnom pogledu na svet.*

*Kolegama iz Laboratorije za zaštitu od jonizujućih zračenja i zaštitu životne sredine, Instituta za nuklearne nauke „Vinča” (mr M. Kovačeviću, msc D. Arandžić, dr Đ. Lazareviću, msc P. Božoviću, msc S. Čeklić, msc D. Topaloviću, kao i grupi za ličnu dozimetriju) dugujem zahvalnost za sve korisne savete i komentare.*

*Vanlaboratorijska merenja medicinskih spektara su izvršena u Institutu za majku i dete „dr Vukan Čupić” i Kliničko-bolničkom centru „Zemun“. Zahvaljujem se radiolozima i medicinskim tehničarima iz ovih ustanova na lepoj saradnji.*

*Ova disertacija je urađena uz finansijsku podršku projekta Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije, br. III43009.*

*Uz sećanje i zahvalnost ocu, Slobodanu*

# SPEKTROMETRIJA FOTONSKOG ZRAČENJA U RADIOLOŠKOM OPSEGU ENERGIJA POMOĆU CdTe DETEKTORA

## Rezime

U ovoj disertaciji je prikazan metod za korišćenje detektora od kadmijum-telurida (CdTe) pri spektrometriji fotona u medicinskoj dijagnostičkoj radiologiji. Detekcija fotonskog zračenja i određivanje njegovog spektra CdTe poluprovodničkim detektorom podrazumeva i analizu deformacija spektra. Ove deformacije se javljaju usled neželjenih posledica interakcije upadnih fotona i elektrona detektora, kao i usled nekompletnog transporta nosioca naelektrisanja unutar detektora. Da bi se te posledice uklonile potrebno je upotrebiti metod anfoldinga (*unfolding*). Anfolding je jedna vrsta dekonvolucije i njime se izračunava pravi energetski spektar upadnog zračenja, a prema deformisanom, izmerenom spektru. Ovaj metod je podrazumevao rad u više etapa: (1) realna merenja CdTe spektrometrom; (2) simulaciju realnog eksperimenta primenom Monte Karlo metoda, (3) modelovanje uticaja električnog polja unutar poluprovodničkog detektora na nosioce naelektrisanja, i (4) numeričko rešavanje sistema jednačina u slučaju loše uslovljene matrice sistema. Simulacija eksperimenta je izvršena programom MCNP5 i PTRAC izlaznom datotekom. Datoteka PTRAC je omogućila uključanje modela transporta nosioca u Monte Karlo simulaciju i algoritam je predstavljen dalje u tekstu. Izabrana numerička metoda za rešavanje sistema jednačina u slučaju loše uslovljene matrice je metod dekompozicije na singularne vrednosti sa odsecanjem. Pokazano je da se rezultati primenjenog anfolding metoda dobro slažu sa referentnim spektrom. Anfolding metod je onda uspešno iskorišćen za postprocesiranje nekolicine spektara X-zračenja koji se koristi u medicinskoj radiologiji snimljenih pomoću CdTe detektora.

**Ključne reči:** Fotonska spektrometrija, poluprovodnički detektor, kadmijum-telurid, dijagnostička radiologija, Monte Karlo simulacija, anfolding.

**Naučna oblast:** Elektrotehnika

**Uža naučna oblast:** Nuklearna tehnika

**UDK broj:** 621.3

# PHOTON SPECTROMETRY IN DIAGNOSTIC RADIOLOGY ENERGY RANGE WITH THE CdTe DETECTOR

## Abstract

The method for using a cadmium-telluride (CdTe) radiation detector for the photon spectrometry in the diagnostic medical radiology is presented here. The detection of photon radiation and the determination of its spectrum with the CdTe semiconductor, also involves the analysis of the deformation of the spectrum. These distortions are due to the unwanted consequence of the interaction of photons with detector electrons, as well as due to the incomplete charge carrier transport within the detector. In order to eliminate these consequences, it is necessary to use the unfolding method. The unfolding method is a deconvolution method that calculates true energy spectrum of incident radiation according to convoluted, measured spectrum. This method involved working in several phases: (1) real spectrum measurement; (2) simulation of the real experiment using the Monte Carlo method, (3) modeling of the influence of the electric field within the semiconductor detector to the charge carriers transport, and (4) the numerical solution of systems of equations in the case of poorly conditioned system matrix. The experiment was simulated with the program MCNP5 and a PTRAC output file. The PTRAC file enabled the inclusion of carrier transport model into Monte Carlo simulation and the algorithm is presented in the text. A truncated single value decomposition method was used as the numerical method for solving systems of equations in the case of poorly conditioned system matrix. The results showed that the results of applied unfolding method agree well with the referential spectrum. The unfolding method was than succesfully used for the post-processing of several X-spectra used in the field of diagnostic radiology recorded using the CdTe detectors.

**Keywords:** Photon spectrometry, semiconductive detector, cadmium-telluride, diagnostic radiology, Monte Carlo simulation, unfolding.

**Scientific field:** Electrical Engineering

**Special topic:** Nuclear Engineering

**UDC No:** 621.3

# SADRŽAJ

<b>1. UVOD.....</b>	<b>1</b>
1.1. MISTIČNI X-ZRACI.....	1
1.1.1. Generisanje X-zračenja.....	2
1.1.1.1. Zakočno zračenje .....	3
1.1.1.2. Karakteristično zračenje .....	6
1.1.2. Priroda X-zračenja.....	8
1.2. PRIMENA X-ZRAČENJA U DIJAGNOSTIČKOJ RADIOLOGIJI.....	10
1.2.1. Značaj poznavanja spektra X-zračenja .....	11
1.2.1.1. Optimizacija doze pacijenta.....	11
1.2.1.2. Osiguranje kvaliteta opreme .....	12
1.2.1.3. Zaštita medicinskog osoblja.....	13
1.3. SPEKTROMetriJA FOTONSKOG ZRAČENJA.....	14
1.3.1. Linearni koeficijent atenuacije i efikasni presek interakcije .....	15
1.3.2. Mehanizmi interakcije fotonskog zračenja sa materijom.....	16
1.3.2.1. Fotoelektrični efekat.....	16
1.3.2.2. Komptonovo rasejanje.....	19
1.3.2.3. Rejljevo rasejanje.....	21
1.3.3. Osnovne karakteristike spektrometra.....	22
1.3.3.1. Režim rada.....	22
1.3.3.2. Energetska rezolucija .....	24
1.3.3.3. Efikasnost detekcije.....	25
1.3.3.4. Mrtvo vreme detekcije.....	27
1.3.3.5. Amplitudski spektar impulsa .....	28
1.3.4. Poluprovodnički spektrometri.....	29
1.3.4.1. Nosioi naelektrisanja .....	31
1.3.4.2. Uticaj primesa: donori i akseptori .....	33
1.3.4.3. Nepoželjni efekti pri detekciji fotonskog zračenja .....	35
1.3.4.4. Modelovanje asimetričnog proširenja pika .....	37
<b>2. CdTe POLUPROVODNIČKI DETEKTOR X-ZRAČENJA.....</b>	<b>38</b>
2.1. KARAKTERISTIKE CdTe.....	39
2.2. PRIMENA.....	41
2.3. DETEKCIJA CdTe SPEKTROMETROM - PROBLEMI .....	42

2.3.1.	Pikovi usled umaklih fotona.....	42
2.3.2.	Asimetrično proširenje pika .....	42
<b>3.</b>	<b>ANFOLDING - DEKONVOLUCIJA MERENOG SPEKTRA .....</b>	<b>43</b>
3.1.	MATRIČNI OBLIK ANFOLDINGA - REŠAVANJE LOŠE USLOVLJENOG PROBLEMA .....	44
3.1.1.	Numeričko rešavanje jednačine: Dekompozicija matrice na singularne vrednosti sa odsecanjem - TSVD.....	45
3.1.1.1.	Metod za biranje parametra regulacije: L-kriva .....	47
3.1.2.	Matlab paket za rešavanje loše uslovljenih problema.....	48
<b>4.</b>	<b>MONTE KARLO METOD ZA GENERISANJE MATRICE ODZIVA R.....</b>	<b>49</b>
4.1.	MCNP5 .....	52
4.1.1.	Ulazna MCNP5 datoteka .....	53
4.1.2.	Tally F8.....	55
4.1.3.	PTRAC i simulacija asimetričnog proširenja pika.....	57
4.1.3.1.	PTRAC komanda .....	58
4.1.3.2.	Izlazna datoteka PTRAC .....	59
<b>5.</b>	<b>OPIS EKSPERIMENTA I DISKUSIJA.....</b>	<b>62</b>
5.1.	AMPTEK X-123CdTe SPEKTROMETRA .....	63
5.2.	TRODIMENZIONALNI MODEL DETEKTORA I MATRICA ODZIVA R .....	65
5.3.	RAZVOJ ALGORITMA ZA POSTPROCESIRANJE PTRAC IZLAZA .....	67
5.4.	LABORATORIJSKA MERENJA .....	71
5.5.	MERENJA U KLINIČKOM OKRUŽENJU .....	73
5.5.1.	Merenja spektra rasejanog momografskog zračenja.....	74
5.5.2.	Merenja spektra rasejanog zračenja rendgena za snimanje i prosvetljavanje .....	77
5.5.3.	Merenja spektra rasejanog zračenja u okolini CT sistema .....	79
5.5.4.	Merenja spektra rasejanog zračenja u okolini CBCT sistema .....	81
5.5.5.	Merenja spektra rasejanog zračenja u angio-sali .....	83
<b>6.</b>	<b>ZAKLJUČAK.....</b>	<b>84</b>
	<b>LITERATURA .....</b>	<b>87</b>
	<b>PRILOZI .....</b>	<b>100</b>
A	ULAZNI MCNP5 KOD ZA SIMULACIJU ODZIVA DETEKTORA PLANPARALELNE GEOMETRIJE OD CdTe.....	100
B	PYTHON SKRIPTA ZA BRISANJE PRVIH 10 REDOVA IZ PTRAC FAJLA PRE IMPORTA U MATLAB OKRUŽENJE.....	102
C	ALGORITAM ZA POSTPROCESIRANJE PTRAC FAJLA I GENERISANJE MATRICE ODZIVA .....	104
	<b>BIOGRAFIJA AUTORA .....</b>	<b>112</b>



## LISTA SLIKA

Slika 1.	„Sat Anatomije dr Tulpa“, Rembrant van Rajn (1632.)	Strana 1
Slika 2.	Šematski prikaz X-cevi sa rotirajućom anodom	Strana 2
Slika 3.	Fajnmanov dijagram generisanja X-zračenja	Strana 3
Slika 4.	Šematski prikaz spektra X-zračenja	Strana 4
Slika 5.	Kontinualan i karakterističan X-spektar	Strana 6
Slika 6.	Karakteristični prelasci	Strana 6
Slika 7.	Elektromagneti spektar	Strana 8
Slika 8.	Upotreba rendgenskih sistema za različita medicinska snimanja	Strana 10
Slika 9.	Relativni odzivi različitih vrsta dozimetara u zavisnosti od energije fotona	Strana 14
Slika 10.	Dominantne interakcije fotona energije do 100 MeV	Strana 15
Slika 11.	Atenuacija fotonskog zračenja u materijalu	Strana 16
Slika 12.	Fotoefekat i komptonovo rasejanje	Strana 17
Slika 13.	Pravac rasejanja fotoelektrona u zavisnosti od energije upadnog fotona	Strana 18
Slika 14.	Grafički prikaz odnosa energija upadnog fotona, rasejanog fotona i kinetičke energije elektrona koji učestvuju u Komptonovoj interakciji	Strana 21
Slika 15.	Generisanje impulsa u detektoru	Strana 22
Slika 16.	Šematski prikaz detektora i pretpojačavača	Strana 23
Slika 17.	Generisanje impulsa za dve vrednosti vremenske konstante pretpojačavača spektrometra	Strana 23
Slika 18.	Poređenje odziva dva spektrometra različitih energetske rezolucije	Strana 25
Slika 19.	Geometrijska efikasnost detektora	Strana 26
Slika 20.	Razlika u registraciji impulsa parališućeg i neparališućeg detektora	Strana 28
Slika 21.	Primer diferencijalne raspodele visina impulsa	Strana 28
Slika 22.	Dvozonski energetski model poluprovodnika	Strana 31

Slika 23.	Sakupljanje elektrona i šupljina u poluprovodničkom detektoru pod uticajem električnog polja	Strana 32
Slika 24.	Dioda: p-n spoj	Strana 33
Slika 25.	Šematski prikaz asimetričnog proširenja pika	Strana 37
Slika 26.	Efikasnost fotopika za tri poluprovodnička materijala Si, Ge i CdTe	Strana 39
Slika 27.	Diferencijalni izmereni spektar, kao konvolucija funkcije odziva i diferencijalnog primarnog spektra	Strana 43
Slika 28.	Šematski prikaz L-krive	Strana 48
Slika 29.	Šematski prikazane dve istorije čestice u Monte Karlo simulaciji	Strana 51
Slika 30.	Primer definisanja F8 <i>tally</i>	Strana 56
Slika 31.	Izgled PTRAC datoteke	Strana 60
Slika 32.	Šematski prikaz AMPTEK X-123CdTe	Strana 64
Slika 33.	Izgled AMPTEK X-123CdTe spektrometra	Strana 64
Slika 34.	Model CdTe detektora	Strana 65
Slika 35.	Verifikacija modela detektora prema spektru $^{133}\text{Ba}$	Strana 66
Slika 36.	Algoritam za postprocesiranje PTRAC fajla	Strana 67
Slika 37.	GEB algoritam za postprocesiranje PTRAC fajla	Strana 68
Slika 38.	Komparacija PTRAC spectra i <i>Tally</i> F8 za monohromatski izvor	Strana 69
Slika 39.	Komparacija PTRAC simulacije i merenog spektra $^{133}\text{Ba}$	Strana 69
Slika 40.	Matrica odziva detektora $R_{1250 \times 1250}$	Strana 70
Slika 41.	Spektrometrijsko merenje direktnog snopa X-zračenja, U=80kV	Strana 72
Slika 42.	Spektrometrijsko merenje direktnog snopa X-zračenja, U=50kV	Strana 72
Slika 43.	Direktno ( <i>Primary</i> ) i rasejano zračenje ( <i>Scattered</i> )	Strana 73
Slika 44.	Efikasnost detekcije X-123CdTe	Strana 73
Slika 45.	Mamografski aparat i fantom	Strana 74
Slika 46.	Pozicija za merenje spektra rasejanog zračenja u okolini mamografa	Strana 74
Slika 47.	Rasejani spektar X-zračenja u okolini mamografa	Strana 76

Slika 48.	Anfolding mamografskih spektara	Strana 76
Slika 49.	Geometrija merenja spektra rasejanog zračenja u okolini aparata za prosvetljavanje	Strana 77
Slika 50.	Spektri rasejanog zračenja aparata za prosvetljavanje	Strana 78
Slika 51.	Anfolding spektra rasejanog zračenja u okolini aparata za prosvetljavanje	Strana 79
Slika 52.	Spektar rasejanog zračenja u okolini CT sistema	Strana 80
Slika 53.	Dekonvolucija rasejanog spektra CT sistema	Strana 80
Slika 54.	CBCT sistem i cilindrični fantom	Strana 81
Slika 55.	Spektar rasejanog zračenja u okolini CBCT sistema	Strana 82
Slika 56.	Dekonvolucija rasejanog spektra CBCT sistema	Strana 82
Slika 57.	Angio sala: PA orijentacija cevi	Strana 83
Slika 58.	Problem u detekciji spektra rasejanog zračenja: Angio sala	Strana 83

## Lista tabela

Tabela 1.	Karakteristike poluprovodničkih materijala koji se koriste u spektrometriji jonizujućeg zračenja	Strana 30
Tabela 2.	Publikovane informacije o pokretljivosti nosioca naelektrisanja u CdTe i CdZnTe detektorima	Strana 40
Tabela 3.	Glavne fluorescentne linije CdTe	Strana 42
Tabela 4.	Najvažnije <i>Tally</i> u MCNP5 programu	Strana 54
Tabela 5.	Zabeleženi PTRAC identifikatori događaja	Strana 61
Tabela 6.	Parametri ekspozicije pri spektrometriji rasejanog zračenja mamografa	Strana 75
Tabela 7.	Parametri merenja pri spektrometriji rasejanog zračenja rendgenskog aparata za snimanje i prosvetljavanje	Strana 78
Tabela 8.	Parametri merenja pri spektrometriji rasejanog zračenja CT sistema	Strana 79
Tabela 9.	Parametri ekspozicije pri spektrometriji rasejanog zračenja CBCT sistema	Strana 81

## Lista skraćenica

QED	<i>Quantum electrodynamics</i>	Strana 3
2D	Dvodimenzionalni	Strana 10
3D	Trodimenzionalni	Strana 11
CT	<i>Computerised tomography</i>	Strana 11
UNSCEAR	<i>The United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation</i>	Strana 11
ALARA	<i>As Low As Reasonably Achievable</i>	Strana 12
HVL	<i>Half value layer</i>	Strana 12
kVp	<i>X-Tube peak voltage</i>	Strana 12
HPGe	<i>High-purity germanium</i>	Strana 13
EPD	<i>Electronic personal dosimeter</i>	Strana 13
TLD	<i>Thermoluminescent dosimeter</i>	Strana 13
OSL	<i>Optically stimulated dosimeter</i>	Strana 13
FWHM	<i>Full width at half maximum</i>	Strana 25
UV	Ultraljubičasto	Strana 38
XUV	Oblast elektromagnetnog spektra između X i UV	Strana 38
IR	Infracrveno	Strana 38
SVD	<i>Single value decomposition</i>	Strana 45
TSVD	<i>Truncated single value decomposition</i>	Strana 45
MC	<i>Monte Carlo</i>	Strana 49
MCNP	<i>Monte Carlo N-particle code</i>	Strana 52
ZAID	<i>Z A Identification</i>	Strana 54
GEB	<i>Gaussian Energy Broadening</i>	Strana 56
PTRAC	<i>Particle track output</i>	Strana 57
ASCII	<i>American Standard Code for Information Interchange</i>	Strana 59
PMMA	<i>Poly(methyl methacrylate)</i>	Strana 79
CBCT	<i>Cone beam computerised tomography</i>	Strana 81
FOV	<i>Field of View</i>	Strana 81
PA	<i>Posterior-anterior</i>	Strana 83
fps	<i>Frame per second</i>	Strana 83

## 1. Uvod

### 1.1. Mistični X-zraci

Odmah po otkriću vrlo prodornog X-zračenja 1895. [1] počela je i upotreba X-cevi u različite svrhe: u medicini, u teorijskoj fizici [2], i širom industrije i trgovine [3]. Iako je na samom početku slika dobijena X-zračenjem tumačena kao nova vrsta fotografije [4, 5], važnost otkrića i dostupnost X-cevi [6] je prepoznat od strane medicinskih radnika. Prvi članak o medicinskoj upotrebi X-zračenja je objavljen dva meseca od otkrića [7], dok je prvi radiološki praktikum objavljen samo šest meseci nakon otkrića X-zračenja od strane *H. S. Ward* [8].

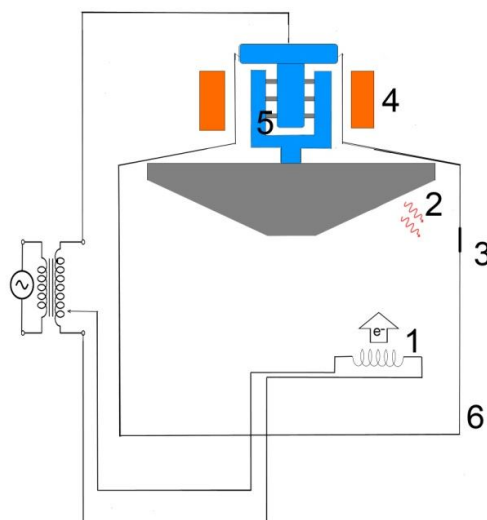
Na samom početku medicinske upotrebe X-zračenja, najveći doprinos je bio u hirurgiji i lakoj vizulizaciji slomljenih kostiju i stranih predmeta u ljudskom telu. „Nova vrsta fotografije“ je započela transformaciju medicine koja je do tada dobijala informacije o anatomiji i unutrašnjosti ljudskog tela samo putem obdukcija (slika 1). Pored kliničke vrednosti, važno je napomenuti da su radiološke slike sa sobom donele i novi vid komunikacije između lekara i pacijenata [9].



Slika 1. „Sat Anatomije dr Tulpa“, Rembrandt van Rajn (1632.) [10].

### 1.1.1. Generisanje X-zračenja

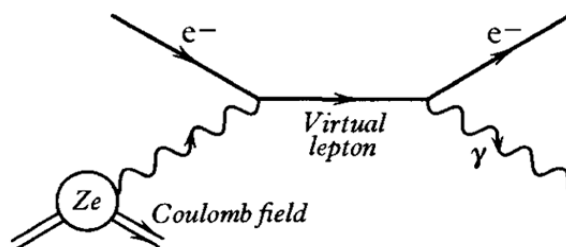
Postoje različiti izvori X-zračenja, a najrasprostranjeniji su: rendgenske cevi [11], sinhotroni, laseri sa slobodnim elektronima i izvori zasnovani na kanalisanom zračenju (*channaling radiation*) [12, 13]. Od navedenih izvora, u savremenoj medicinskoj radiologiji se za generisanje X-zračenja upotrebljavaju različiti tipovi rendgenskih cevi (X-cevi). Šematski prikaz X-cevi sa rotirajućom anodom je dat na slici 2.



Slika 2. Šematski prikaz X-cevi sa rotirajućom anodom: 1-katoda; 2-rotirajuća anoda; 3-prozor; 4-stator; 5-rotor; 6-kućište.

X-cev je hermetički zatvorena i u njoj vladaju uslovi visokog vakuuma ( $< 10^{-4}$  Pa) [14]. Na jednom kraju cevi se nalazi pozitivna elektroda-anoda, a na drugoj katoda. Katoda se zagreva do određene temperature pri kojoj se predaje dovoljna količina energije elektronima materijala katode, koji bivaju oslobođeni tj. termo-emitovani. Tako oslobođeni elektroni se putem električnog polja ubrzavaju ka anodi. Električni napon između elektroda iznosi nekoliko desetina hiljada volti, a tipične vrednosti napona u dijagnostičkoj radiologiji su od 25 kV do 150 kV [15]. Kada tako ubrzani elektroni stignu do anode, uglavnom dolazi do njihove interakcije sa elektronima iz materijala anode, pri čemu se proizvodi toplota i anoda se zagreva. Zbog velike disipacije toplote, anoda se pravi od materijala sa visokom tačkom topljenja kao što je volfram ( $\sim 3400$  °C) usađenog u materijal sa velikom toplotnom provodnošću kao što je npr. bakar [16]. Samo u malom broju slučajeva ( $< 1\%$ ) dolazi do interakcije elektrona sa elektrostatičkim poljem jezgra pri kojoj se elektron usporava emisijom elektromagnetnog zračenja [17].

Na slici 3 je prikazan Fajnmanov<sup>1</sup> dijagram koji prema kvantnoj elektrodinamici - QED (Quantum Electrodynamics) objašnjava interakciju elektrona sa Kulonovim elektrostatičkim poljem jezgra.



Slika 3. Fajnmanov dijagram generisanja X-zračenja (preuzeto iz [18]).

### 1.1.1.1. Zakočno zračenje

Elektromagnetno zračenje nastalo usporavanjem elektrona u elektrostatičkom polju jezgra atoma anode predstavlja **X-zračenje** ili **rendgensko zračenje**. Kako X-zračenje nastaje usporavanjem (kočenjem) elektrona naziva se i **zakočnim zračenjem**.

Elektron pri interakciji sa elektrostatičkim poljem jezgra atoma materijala anode ne gubi uvek istu količinu energije, već su emitovani fotoni X-zračenja različite energije, a spektar emitovanog X-zračenja je kontinualan. Verovatnoća interakcije ubrzanog elektrona sa elektrostatičkim poljem jezgra atoma anode je srazmerna udaljenosti ( $r$ ) upadnog elektrona od jezgra atoma. Što je elektron bliži jezgru manja je verovatnoća interakcije, ali je zato energija emitovanog fotona zakočnog zračenja veća. Obrnuto, što je elektron dalji od jezgra, verovatnoća interakcije raste ali energija emitovanog fotona opada, kao posledica smanjenja intenziteta elektrostatičkog polja jezgra sa kvadratom rastojanja.

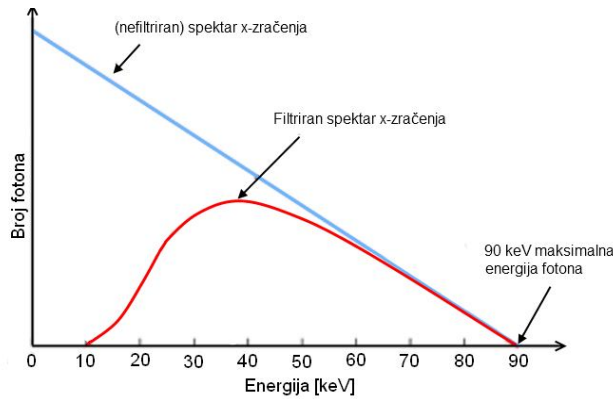
Maksimalna energija izračenog fotona,  $E_{\max}$  je jednaka kinetičkoj energiji ubrzanog elektrona, a što su otkrili *W. Duane* i *F.L. Hunt* [19]:

$$E_{\max} = h\nu_{\max} = h\frac{c}{\lambda_{\min}} = q_e \cdot U[\text{kV}] = e \cdot U[\text{kV}], \quad (1)$$

<sup>1</sup> Ričard Fajnman (Richard Phillips Feynman, 1918 - 1988. god.) je američki teorijski fizičar koji je 1965. dobio Nobelovu nagradu za rad na razvijanju teorije kvantne elektrodinamike.



gde je:  $c$  - brzina prostiranja elektromagnetnog talasa,  $\lambda_{\min}$  - minimalna talasna dužina,  $\nu_{\max}$  - maksimalna talasna frekvencija,  $h$  - Plankova konstanta ( $6.6260 \cdot 10^{-34}$  Js),  $q_e$  - naelektrisanje elektrona koje iznosi  $e = 1.602176487(40) \times 10^{-19}$  C.



Slika 4. Šematski prikaz spektra X-zračenja

Energija X-fotona je uobičajeno izražena u elektronvoltima eV, tj. u umnošcima  $10^3 \cdot eV$  (keV) ili  $10^6 \cdot eV$  (MeV). Elektronvolt predstavlja energiju koju dobija elektron ubrzan potencijalnom razlikom od 1 V u vakuumu i ona iznosi  $1.6 \cdot 10^{-19}$  J.

Na slici 4 su šematski prikazani nefiltrirani (teorijski) i filtrirani spektri zakočnog zračenja generisani pri naponu rendgenske cevi od 90 kV. Što je napon X-cevi viši maksimalna energija spektra se pomera udesno. Kako napon raste raste i broj fotona u X-spektu jer je efikasnost produkcije zakočnog zračenja srazmerna energiji elektrona.

Poludniowski (*Poludniowski*) je u [20] predstavio kratku istoriju modelovanja spektra zakočnog zračenja koja počinje modelom razvijenim od strane Hansa Kramera 1923. god. Ovde izdvajam rad Berča (*Birch*) i Maršala (*Marshall*) koji su imali za cilj razvoj upotrebljivog alat za generisanje X-spektara u medicinskoj fizici. Berč i Maršal su 1978. predstavili način proračuna spektra zakočnog X-zračenja za napone cevi od 30 kV - 150 kV [21] koji je poznat kao semiempirijska formula proračuna intenziteta zakočnog spektra:

$$I_{\nu} = \frac{\rho N}{A} \int_{E_0}^{E_{\nu}} \left( 1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right) Q \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} \exp \left( \frac{-\mu_{\nu}}{\rho C} (E_0^2 - E^2) \cot \theta \right) dT \quad (2)$$

gde su:  $\rho$ -gustina anode,  $N$ - Avagardov broj,  $A$ -atomska masa,  $E_0$  - kinetička energija penetrirajućeg elektrona,  $E_v$  - energija nastalog fotona,  $E$  - energija elektrona duž putanje u anodi,  $\frac{dT}{dx}$  - zaustavna moć materijala anode prema,  $m_0$  - masa mirovanja elektrona,  $Q$  - energija zakočnog X-zračenja po jediničnom intervalu energije po upadnom elektronskom fluksu po atomu,  $\mu_v$  - koeficijent slabljenja X-zračenja u anodi,  $C$  - *Thomas-Whiddington* constant,  $\theta$  - anodni ugao.

Filtracija spektra se odnosi na inherentnu (sopstvenu) filtraciju X-cevi koja je posledica apsorpcije X-fotona u anodi, kućištu X-cevi, hladiocu koji okružuje cev i u samom prozoru cevi kroz koji je X-fotoni napuštaju. Inherentna filtracija se predstavlja ekvivalentnom debljinom aluminijumske pločice koja bi proizvela jednako slabljenje snopa. Za većinu X-cevi inherentna filtracija iznosi 1 mm Al.

Spektar se, takođe, može dodatno filtrirati dodavanjem tankih (~mm) aluminijumskih ili bakarnih pločica kako bi se dodatno odsekao deo spektra na nižim energijama, a radi optimizacije doze za pacijenta<sup>2</sup>.

Intenzitet X-zračenja je predstavljen površinom ispod krive spektra, šematski predstavljenog na slici 4, a srazmeran je atomskom broju materijala mete, intenzitetu struje u cevi i kvadratu napona cevi:

$$I = AiZU^2 \quad (3)$$

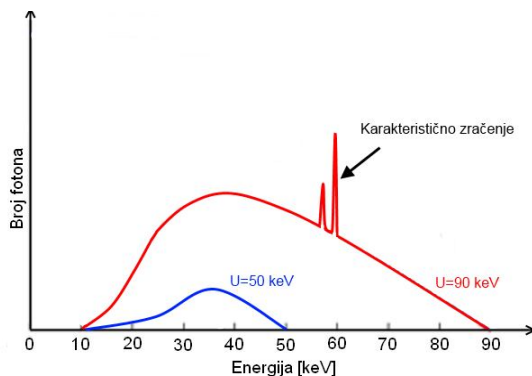
gde je:  $I$ -intenzitet,  $A$ -koeficijent srazmernosti,  $i$ -intenzitet el. struje u cevi,  $Z$ - atomski broj mete,  $U$ - napon među elektrodama. Iz jednačine (3) se zaključuje da je intenzitet veći ako je broj elektrona koji pogađa metu u jedinici vremena veći, ako je anoda napravljena od materijala sa velikim  $Z$ , i ako je napon među elektrodama viši. Limitirajući faktor za generisanje X-zračenja tj. za povećanje  $i$  i  $U$  je zamor materijala, odnosno pregrevanje anode.

---

<sup>2</sup> Za objašnjenje pogledati poglavlje 1.2.1.1.

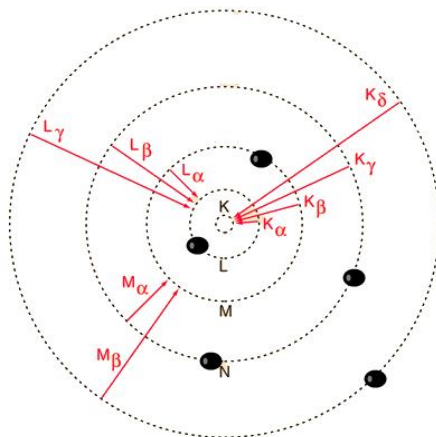
### 1.1.1.2. Karakteristično zračenje

Na slici 5 pored kontinualnog spektra šematski je prikazan i karakterističan spektar anode X-cevi napravljene od volframa. Karakteristično X-zračenje se javlja ako je kinetička energija ubrzanog elektrona dovoljno velika da pri sudaru sa vezanim elektronom anode može da ga oslobodi. Za volfram ( $Z=74$ ) energija veze elektrona na K ljusci je 69.52 keV.



Slika 5. Kontinualan i karakterističan X-spektar

Ovakve interakcije se dešavaju na unutrašnjim elektronima atoma anode tj., na K, L, i M elektronima. Upraznjeno mesto na unutrašnjim ljuskama u elektronskom omotaču se popunjava nekim od elektrona sa spoljašnjih ljuski. Pri prelasku elektrona sa spoljašnje na unutrašnju ljusku kao na slici 6 dolazi do emisije fotona energije određene razlikom energetskih nivoa elektrona. Ova razlika energetskih nivoa je karakteristična za svaki hemijski element, pa otuda i naziv karakteristično zračenje.



Slika 6. Karakteristični prelasci

Kada elektron sa L ljuske pređe na K ljusku izrači se foton koji se naziva  $K_\alpha$ ; sa M na K ljusku izrači se  $K_\beta$ ; a na primer, sa N na M ljusku  $M_\alpha$ , itd. Oznake prelaska su prikazane na slici 6. U sličaju anode od volframa detektuju se karakteristični zraci energija 59.31 keV( $K_\alpha$ ) i 67.23 keV( $K_\beta$ ).

Prvi koji je empirijski došao do jednačine koja povezuje frekvenciju  $K_\alpha$  linije datog atoma (sa atomskim brojem većim ili jednakim od atomskog broja aluminijuma,  $Z_{Al}=13$ ) je bio britanski fizičar i hemičar Henri Mozli (*Henry Moseley*, 1887-1915. god.). On je 1913. godine predstavio sledeću jednačinu [22]:

$$Z - 1 = \sqrt{\frac{\nu}{\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right)\nu_0}}, \quad (4)$$

gde je:  $Z$  - redni broj hemijskog elementa,  $\nu$  - frekvencija izračene  $K_\alpha$  linije,  $\nu_0$  - Ridbergova frekvencija koja je jednaka proizvodu brzine svetlosti i Ridbergove konstante -  $R$ .

Ridberova formula (5) generalizuje Mozlijevu jednačinu za moguće karakteristične linije za vodonik i njemu slične elemente:

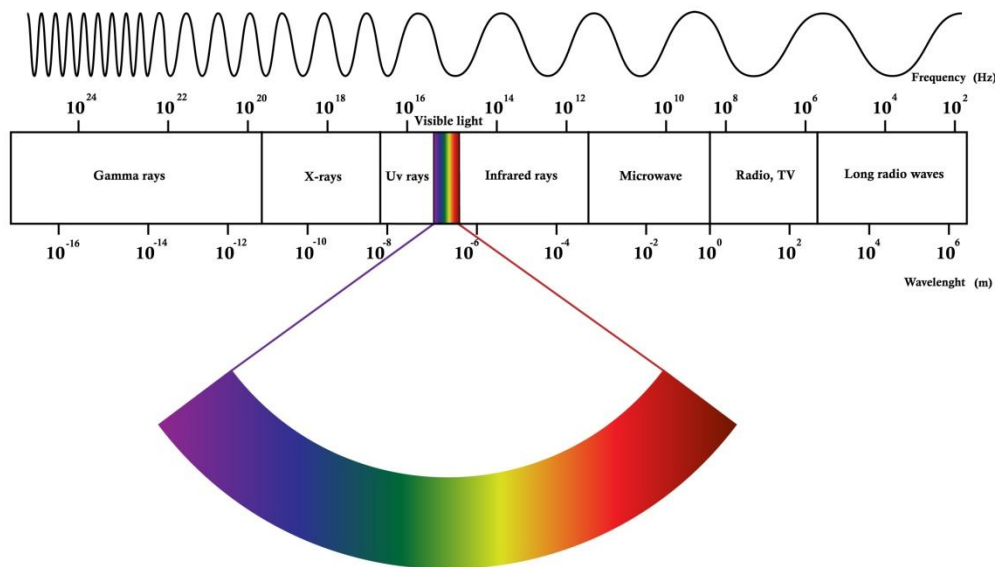
$$\nu = \nu_0 Z^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (5)$$

gde je:  $n$  - glavni kvantni broj unutrašnje orbite, a  $m$  spoljašnje orbite. Za teže Ridbergova formula. Ridbergova formula je bila u skladu sa Borovim modelom atoma, ali ipak nije davala vrednosti frekvencija emitovanih fotona u skladu sa dotadašnjim eksperimentima. Zomerfeld (*Sommerfeld*) je 1916. pokušao da koriguje dotadašnje teorijske rezultate uvođenjem azimutnog i radijalnog kvatnog broja i selekcionih pravila [23].

Iako se novi model dobro pokazao za spektar vodonika i jednostruko jonizovan atom helijuma, nije davao objašnjenje za spektar težih elemenata. Rešenje je pronađeno u kvantnomehničkom modelu atoma koji je počeo da se razvija sa De Brojjevom teorijom o dualnoj prirodi čestica [24].

### 1.1.2. Priroda X-zračenja

X-zračenje je elektromagnetne prirode kao i radiotalasi, mikrotalasi, infracrveno zračenje, vidljiva svetlost, ultraljubičasto zračenje i gama zračenje. Razlika između nabrojanih vrsta elektromagnetnih talasa je u različitoj talasnoj dužini tj. u različitoj energiji (slika 7). Energije X-zračenja se nalaze u opsegu od 100 eV do 10 MeV, odnosno tipičene talasne dužine su od 10 do  $10^{-3}$  nm [25].



Slika 7. Elektromagneti spektar (preuzeto iz [26])

Prema kvantnoj teoriji, elektromagnetni talasi imaju dualnu prirodu tj. mogu se tretirati i kao čestice koje se nazivaju fotoni<sup>3</sup>. Foton se može opisati parametrima čestice kao što su energija, impuls, masa, a sa druge strane i parametrima elektromagnetnog talasa: frekvencijom i talasnom dužinom. Brzina prostiranja elektromagnetnog talasa, pa samim tim i X-talasa je data relacijom:

$$c = \frac{\lambda}{\nu}, \quad (6)$$

gde sve promenljive označavaju iste fizičke veličine kao što je definisano u (1).

Svaki foton ima energiju  $E$  koja je proporcionalna frekvenciji<sup>4</sup>:

$$E = h\nu = h \frac{\lambda}{c} \quad (7)$$

<sup>3</sup> Prema standardnom modelu u fizici elementarnih čestica, foton predstavlja elementarnu česticu koja prenosi elektromagnetnu silu.

<sup>4</sup> Nobelovac Maks Plank (*Max Planck*, 1858-1947.g.) dolazi do pomenute jednačine 1900. proučavanjem problema zračenja crnog tela i time postavlja temelje kvantnoj fizici.

De Broljeva jednačina koja povezuje dve prirode fotona, tj. talasnu dužinu i impuls glasi:

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (8)$$

gde je  $p$ -impuls.

Jednačinom (8) De Brolj<sup>5</sup> je pored ideje da foton može ispoljiti čestičnu prirodu, izneo i tvrdnju da i čestica kao što je elektron sa impulsom  $\vec{p}$  i kinetičkom energijom  $E$  može imati talasnu prirodu  $\psi$ , opisanu talasnim vektorom  $\vec{k}$ , intenziteta  $\frac{2\pi}{\lambda}$ , i ugaonom učestanošću  $\omega$ :

$$p = \hbar k, E = \hbar \omega, \quad (9)$$

gde je  $\hbar = h/2\pi$ .

Ova ideja je popločala put Šredingerovoj talasnoj jednačini koja je obezbedila poklapanje teorijskih rezultata i eksperimenata vezanih za vrednosti energetske nivoa elektrona u atomu. Jednodimenziona, vremenski nezavisna Šredingerova jednačina glasi:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + V(x)\psi = E\psi \quad (10)$$

gde su:  $m$ - masa čestice (u ovom slučaju elektrona),  $V(x)$  - potencijal čestice u datom polju,  $x$ - vrednost koroordinate u jednodimenzionom sistemu. Verovatnoća nalaženja elektrona u prostoru između  $x$  i  $x+dx$  jednaka je kvadratu apsolutne vrednosti talasne funkcije [27]:

$$|\psi(x)|^2 = \psi(x) \cdot \psi^*(x), \quad (11)$$

gde je  $\psi^*(x)$ - konjugovana vrednost talasne funkcije  $\psi$ .

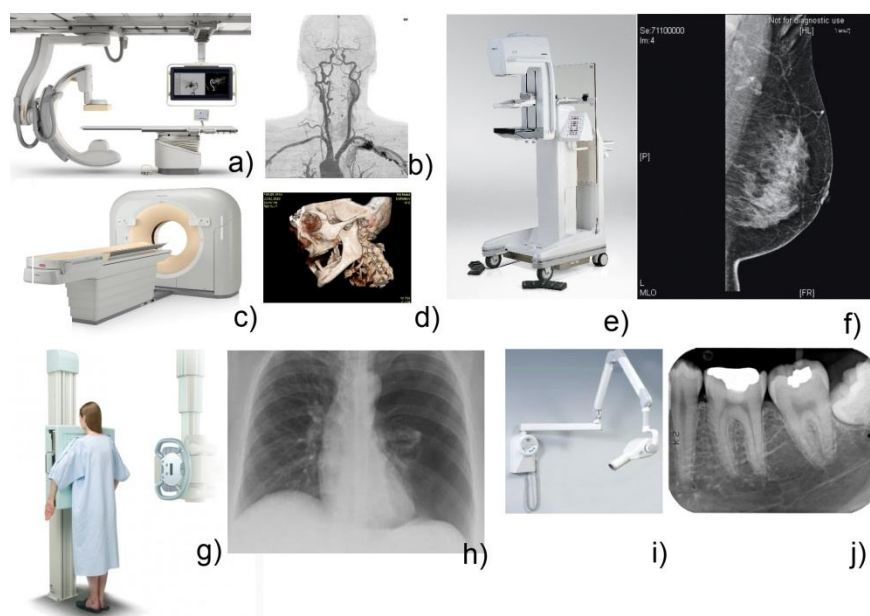
---

<sup>5</sup> Francuski naučnik, De Brolj (*Louis Victor Pierre Raymond, 7th duc de Broglie*, 1892-1987. god.) je 1929. godine dobio Nobelovu nagradu za otkiće talasne prirode elektrona.

## 1.2. Primena X-zračenja u dijagnostičkoj radiologiji

Istorijski podaci navode da je Vojna bolnica prva u Srbiji posedovala rendgen aparat od 1897. godine. Izvan okvira vojske, prvi rendgen aparat, koji je korišćen u medicinskoj dijagnostici stanovništva Kraljevine Srbije, doneo je šabački lekar, dr Avram Josif Vinaver (eng. Abraham Joseph Vinaver, 1862–1915.) 1900. godine [28].

Rendgensko zračenje se u medicini upotrebljava u dijagnostičke i terapijske svrhe. U dijagnostici se najčešće koristi projekciona radiografija koja predstavlja vrstu vizualizacije unutrašnjosti čoveka, tj. generisanje dvodimenzione (2D) slike na osnovu atenuacije X-zračenja pri prolasku kroz ljudsko telo. Ovako dobijena slika naziva se *medicinskom radiografskom slikom*, a može se koristiti za vizualizaciju različitih anatomskih regija (glave, kičme, grudnog koša, abdomena, karlice, kukova, ramena, kolena, ekstremiteta [29]). Pri sintezi radiografske slike koristi se činjenica da tkiva sa različitim koeficijentom apsorpcije X-fotona različito zaklanjaju detektor rendgen aparata. Sistemi za 2D projekcionu radiografiju se veoma često koriste u: stomatologiji - dentalni rendgeni (slika 8(i) i 8(j)), konvencionalnoj radiografiji (slika 8(g) i 8(h)) i pri zaštiti zdravlja žena – mamografi (slika 8(e) i 8(f)).



Slika 8. Upotreba rendgenskih sistema za različita medicinska snimanja: a) angio sala, b) angiogram, c) CT sistem, d) 3D CT rendgenski snimak, e) mamograf, f) mamogram, g) dentalni rendgen, h) konvencionalna radiografija, i) dentalni rendgen, j) dentalni rendgen.

g) konvencionalni rendgen za grafiju, h) radiografska slika pluća, i) dentalni rendgen, j) intraoralni snimak zuba (Slike su preuzete iz [30]-[39]).

Primenom savremenih dijagnostičkih X-sistema pored 2D morfološke vizualizacije određene regije ljudskog tela možemo doći i do parametara komplikovanih fizioloških funkcija organizma kao što su: protok krvi, snabdevenost kiseonikom, perfuzija, difuzija i druge karakteristike metabolizma [40].

S druge strane, sve češće se X-zračenje koristi u interventnim procedurama u kojima je potrebno navođenje pomoću radiografske slike (slika 8(a) i 8(b)), a ne samo radi produkcije konvencionalnih statičnih radiograma. Značajan napredak je postignut razvojem računara i procesiranjem 2D slike kao i trodimenzionalnom (3D) rekonstrukcijom. 3D slike omogućavaju bolju orijentaciju lekara što je posebno važno za već pomenute interventne procedure. Rendgenski sistemi koji služe za prikaz anatomije čoveka u približno realnom vremenu se nazivaju sistemima za fluoroskopiju. Dok rendgenski aparati koji omogućavaju 3D rekonstrukciju se nazivaju sistemima za kompjuterizovanu tomografiju (*computerised tomography*) - CT (slika 8(c) i 8(d)).

### **1.2.1. Značaj poznavanja spektra X-zračenja**

Podaci UNSCEAR izveštaja [41] pokazuju da je medicinsko izlaganje najznačajniji veštački izvor jonizujućeg zračenja. Od ukupnog medicinskog izlaganja, dijagnostičke i interventne procedure bazirane na X-zračenju čine više od 90% procenata ukupnog broja procedura [42, 43]. Usled pomenute visoke frekvencije korišćena X-zračenja u medicini potrebno je minimizovati radijaciono opterećenje tj. pacijentnu dozu, kao i dozu koju primi medicinsko osoblje.

#### **1.2.1.1. Optimizacija doze pacijenta**

Svako izlaganje jonizujućem zračenju predstavlja rizik po čoveka i mora se voditi računa da korist od izlaganja bude veća od moguće štete. Za specifični medicinski pregled parametri X-cevi, a samim tim i izlazni spektar moraju biti podešeni tako da se dobije klinički korisna informacija uz minimalni rizik po pacijenta. Kvalitet radiološke slike se opisuje parametrima kao što su: kontrast, prostorna rezolucija i šum. Kontrast je posledica različitog slabljenja snopa X-fotona pri prolasku kroz telo pacijenta i direktno



je zavistan od spektra X-zračenja zbog čega je i veoma važno njegovo poznavanje. Prostorna rezolucija jako zavisi od broja fotona koji čine X-spektar, dok je šum posledica stohastičke prirode nastanka X-zraka tj. varijacija nastalog spektra, kao i osobina detektora i interakcija X-zraka i materijala detektora. Kvalitet slike je bolji što su kontrast i prostorna rezolucija veći, a sa druge strane što je šum manji. Jedan od načina smanjenja šuma je povećanje broja fotona u snopu X-zračenja što dovodi do povećane doze koju pacijent primi. Kako bolji kvalitet radiološke slike dovodi do veće pacijentne doze, a smanjenje doze često do lošije slike, ova dva aspekta radiologije su često sukobljena. Zbog inverzne zavisnosti kvaliteta slike i pacijentne doze, u zaštiti od zračenja pacijenata često se govori o optimizaciji parametara slike tj. optimizaciji doze prema ALARA (*As Low As Reasonably Achievable*) principu. Optimizacija se u velikom delu svodi na optimizaciju spektra X-zračenja. Kod pojedinih organa gradivno tkivo je slično po gustini i za takve organe se kaže da imaju niži sopstveni kontrast (npr. dojka) [44]. Za snimanje takvih organa je preporučeno koristiti niži vršni napon X-cevi (~30 kV) i manju dodatnu filtraciju, a za snimanje pluća i organa koji imaju viši sopstveni kontrast koriste se viši vršni naponi cevi (100-150 kV) [45] i veća dodata filtracija. Ovakvom optimizacijom X-spektra omogućava se akvizicija korisne informacije i smanjenje štetnog uticaja X-zračenja tj. odsecanje onog dela spektra koji ne doprinosi pregledu, a uvećava pacijentnu dozu.

#### **1.2.1.2. Osiguranje kvaliteta opreme**

Savremeni nacionalni pravilnici koji su u službi zaštite zdravlja stanovništva propisuju redovne kontrole kvaliteta opreme koje se koristi na radiološkim odeljenjima [46]. Ovim kontrolama se, između ostalog, ispituju parametri X-cevi kao što su: poludebljina slabljenja snopa-HVL ( $HVL_1$  i  $HVL_2$ ) (*half value layer*), faktor homogenosti, vršni napon cevi-kVp i totalna filtracija [15]. Parametar HVL predstavlja debljinu određenog materijala koji atenuira snop zračenja tako da je merena radijaciona veličina (kerma u vazduhu, apsorbovana doza ili ekspozicija) redukovana dva puta [47]. Mereni HVL može biti isti za različite spektre zračenja tako da sam HVL nije dovoljan za karakterizaciju X-cevi, a što važi i za druge navedene parametre.

Adekvatna karakterizacija snopa X-zračenja uglavnom može da se izvrši kombinacijom ovih parametara, ali kao najprecizniji način ostaje spektrometrijski metod.

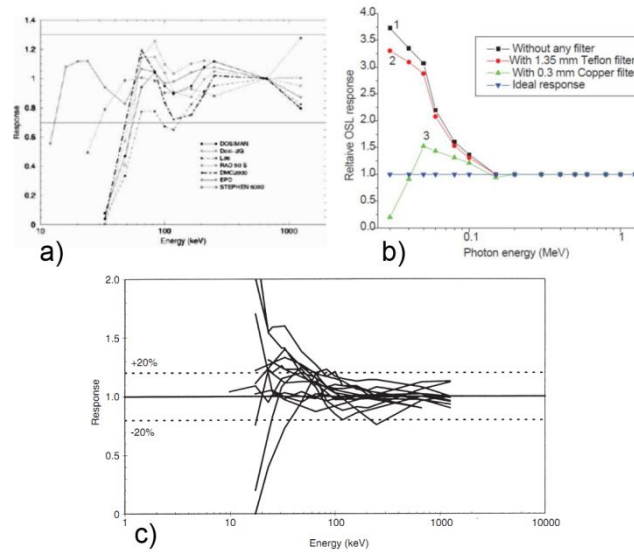
Ovaj metod se inače nije koristio u praksi zbog sledećih razloga: 1) Potrebno je više vremena da se obave merenja; 2) Potreban je veći stepen obučenosti ispitivača; i 3) Najrasprostranjeniji HPGe (*High-Purity Germanium*) spektrometri su relativno velikih dimenzija pa nisu bili pogodni za vanlaboratorijska merenja.

Savremeni spektrometri od poluprovodnika kao što je CdTe se proizvode u kompaktnom pakovanju (o čemu će biti reči u podglavlju 5.1), laki su za upotrebu tako da predstavljaju moguće rešenje za spektrometrijska vanlaboratorijska merenja.

Poznavanje spektra zračenja je važno ne samo za osiguranje kvaliteta radiološke opreme već i za izbor detektora za rutinsku kontrolu. Odziv samog detektora može u većoj ili manjoj meri da zavisi od energije X-fotona. Ako je spektrometrijskom metodom analizirano polje zračenja unapred može da se napravi plan merenja i iskoristi detektor kalibrisan za dato polje čime se povećava tačnost merenja gore pomenutih veličina i/ili omogućiti naknadna korekcija [48-50].

### **1.2.1.3. Zaštita medicinskog osoblja**

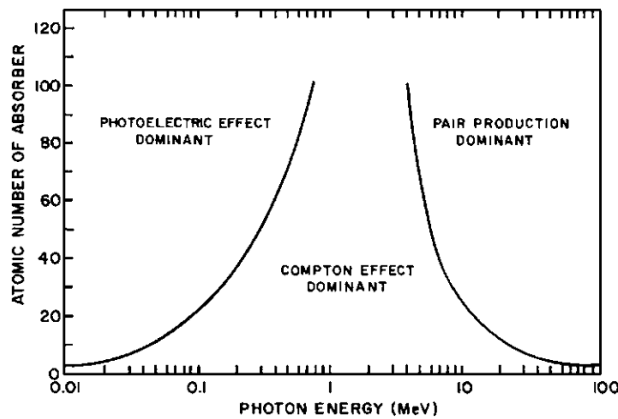
Medicinsko osoblje je na odeljenima radiologije izloženo rasejanom ili direktnom X-zračenju i zato mora da se vrši redovni monitoring njihovih efektivnih doza. Monitoring efektivnih doza osoblja se vrši ličnim dozimetrima (elektronskim - EPD, termoluminescentnim - TLD, film dozimetrima ili optički stimulisanim dozimetrima - OSL). Odziv ličnih dozimetara je jako zavistan od energije X-fotona. Na slici 9 su prikazane zavisnosti: (a) EPD odziva, (b) OSL odziva, (c) TLD odziva od energije. Na slici je prikazano da upravo za vrednosti energija koje se koriste u medicinskoj radiologiji odzivi svih tipova dozimetara jako variraju. Ova varijacija odziva sa energijom fotona ima za posledicu potrebu kalibrisanja dozimetara u polju fotonskog zračenja koje je energetske bliske polju zračenja na radnom mestu medicinskog radnika [51]. Spektrometrijskim merenjem se upravo može dobiti informacija o polju zračenja na radnom mestu radnika, i onda iskoristiti za odabir odgovarajućih uslova pri kalibraciji.



Slika 9. Relativni odzivi različitih vrsta dozimetara u zavisnosti od energije fotona:  
 a) EPD, b) OSL, c) TLD (preuzeto iz [52-54], redom).

### 1.3. Spektrometrija fotonskog zračenja

Spektrometri su uređaji za merenje energije jonizujućeg zračenja. Princip rada spektrometra se zasniva na interakciji jonizujućeg zračenja sa atomima materijala od kojeg je spektrometar napravljen. Fotoni X-zračenja su nenaelektrisani, i ne jonizuju sredinu kroz koju prolaze direktno. Usled interakcije primarnih fotona zračenja i aktivne zapremine spektrometra dolazi do stvaranja nosioca naelektrisanja koji omogućavaju detekciju. Detektovan spektar jako zavisi od ovih interakcija pri kojima fotoni predaju deo ili svu svoju energiju. Foton može na 5 načina da reaguje sa atomima okoline: (1) fotoelektričnim efektom, (2) Komptonovim rasejanjem, (3) proizvodnjom para, (4) Rejljevim rasejanjem i (5) fotonuklearnom interakcijom. Od nabrojana 5 načina interakcije, foton samo putem prva tri načina predaje energiju elektronima materijala, i samo su ovi vidovi interakcije značajni za spektrometriju fotonskog zračenja. U zavisnosti od energije fotona i u zavisnosti od atomskog broja mete na slici 10 su prikazane dominantne regije za prve tri interakcije.



Slika 10. Dominantne interakcije fotona energije do 100 MeV (Slika preuzeta iz [44])

### 1.3.1. Linearni koeficijent atenuacije i efikasni presek interakcije

Ako snop fotona intenziteta  $I$ , pada na određeni materijal debljine  $dx$  kao na slici 11, usled interakcija koje fotoni pretrpe na putu  $dx$ , broj uklonjenih fotona iz snopa srazmeran broju koji pada na površinu materijala u debljini  $dx$ , tj. promena intenziteta može da se izrazi kao:

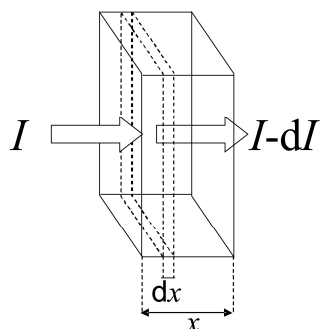
$$dI = \mu \cdot I \cdot dx. \quad (12)$$

Koeficijent srazmernosti -  $\mu$  se naziva linearnim koeficijentom atenuacije i jako je zavistan od energije fotonskog zračenja.

Ako je  $I_0$  intenzitet snopa koji pada na materijal za vrednost  $x=0$ , a ukupna debljina materijal je  $x$ , onda integraljenjem (12) se dobija izraz koji izražava atenuaciju fotonskog snopa u materijalu:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (13)$$

Jednakost (13) važi za tanke mete ili za uzane snopove. U slučaju debljeg materijala može doći do višestrukog rasejanja fotona kojim foton biva vraćen u snop. Da bi se uračunale i takve interakcije jednakost (13) je potrebno pomnožiti faktorom nagomilavanja  $B(\mu x, E)$ .



Slika 11. Atenuacija fotonskog zračenja u materijalu

Verovatnoća da će jedna čestica (foton) iz upadnog snopa pretrpeti jednu interakciju u datoj zapremini može opisuje se efikasnim presekom interakcije -  $\sigma$ . Ako se u zapremini na slici 11 zamisli  $N$  centara interakcije po jedinici zapremine, sa kojima  $n_0$  fotona iz upadnog snopa mogu da interaguju. Tada je svaki centar interakcije okarakterisan veličinom  $\sigma$  koja predstavlja ekvivalentnu površinu centra interakcije. Ukoliko čestica pri prolasku kroz datu zapreminu debljine  $dx$  i ukupne površine  $S$ , preseca površinu  $\sigma$  onda dolazi do interakcije. Tada je verovatnoća da će jedna upadna čestica doživeti interakciju određena prema (14):

$$\frac{NSdx\sigma}{S} = Ndx\sigma \quad (14)$$

Pomoću efikasnog preseka može da se izrazi srednji slobodni put čestice materijalu  $\lambda = 1/(N\sigma)$ , kao i linearni koeficijent atenuacije  $\mu = N\sigma = 1/\lambda$ .

### 1.3.2. Mehanizmi interakcije fotonskog zračenja sa materijom

U slučaju detekcije fotonskog zračenja u radiološkom opsegu energije, sa slike 10 se može zaključiti da su važne sledeće interakcije:

1. Fotoelektrični efekat i
2. Komptonovo rasejanje.

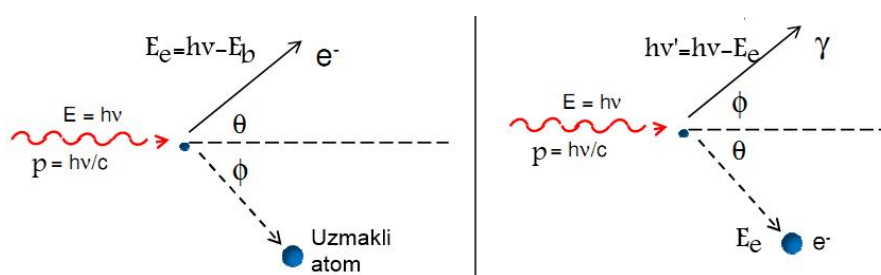
#### 1.3.2.1. Fotoelektrični efekat

Fotoelektrični efekat je proces u kome foton interaguje sa elektronom u omotaču atoma materijala od koga je spektrometar napravljen, pri čemu foton nestaje, a elektron

biva oslobođen iz vezanog stanja. Ajnštajnova relacija<sup>6</sup> koja opisuje održanje energije prilikom ove vrste interakcije glasi:

$$E_e = h\nu - E_v \quad (15)$$

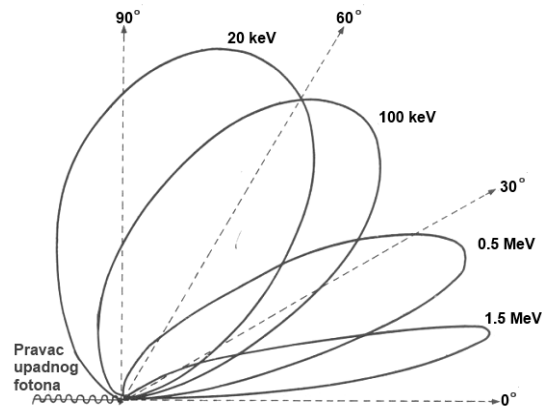
gde je  $E_e$ - energija oslobođenog elektrona;  $E_v$ - energija veze elektrona u atomu. Verovatnoća interakcije fotona sa jednim od jako vezanih elektrona na unutrašnjim ljuskama (K, L) u atomu je znatno veća od verovatnoće da će doći do interakcije sa elektronima na spoljašnjoj ljusci [55]. Kako je energija veze elektrona znatno manja od energije upadnog fotona ( $>20$  keV), član  $E_v$  se često zanemaruje.



Slika 12. Fotoefekat (levo) i komptonovo rasejanje (desno)

Fotoefekat je poželjna interakcija (slika 12(levo)) pri detekciji fotonskog zračenja, jer celokupna energija fotona se predaje oslobođenom elektronu koji se u zavisnosti od energije fotona rasejava pod uglovima prikazanim na slici 13. Oslobođeni elektron dalje u svojim interakcijama jonizuje materijal spektrometra. Elektroni nastali jonizacijom pod uticaje elektrostatičkog polja se sakupljaju na elektrodama spektrometra. U idealnom slučaju ako nema radijativnih gubitka energije tokom jonizacije, napon koji se javi na elektrodama kao posledica sakupljenog naelektrisanja je proporcionalan energiji upadnog fotona.

<sup>6</sup> Albert Ajnštajn (*Albert Einstein*, 1879-1955.god.) je 1921. godine dobio Nobelovu nagradu u oblasti Fizike za otkriće realcije koja važi pri fotoelektričnom efektu i time doprineo razvitku Kvantne mehanike.



Slika 13. Pravac rasejanja fotoelektrona u zavisnosti od energije upadnog fotona

Po oslobađanju elektrona sa unutrašnjih ljuski, atom teži da popuni nastalo prazno mesto, tako da jedan elektron sa spoljašnjih (viših) ljuski biva premešten. Pri ovom procesu popunjavanja unutrašnje ljuske biva izračen foton sa karakterističnom energijom jednakoj razlici energetske nivoa dve ljuske. Iako izračeni foton uglavnom biva reapsorbovan veoma blizu mesta nastanka putem novog fotoefekta, ako je zapremina detektora mala ili se ako se interakcija dešava blizu površine detektora može doći do umicanja fotona, a samim tim i do detekcije niže energije upadnog fotona.

Ako se pri migraciji elektrona sa više na nižu ljusku ne emituje karakteristični foton, kao drugi način deekscitacije atoma dolazi do emisije Ožerovih (*Auger*) elektrona koji imaju veoma kratak domet u materijalu spektrometra.

Verovatnoća fotoelektrične interakcije je veća ako je energija fotonskog zračenja niža, i ako je atomski broj,  $Z$ , materijala viši, tako da se za detektore biraju materijali koji odgovaraju ovom zahtevu. Ne postoji jedinstveni analitički izraz koji proračunava verovatnoću fotoelektrične interakcije za sve energije fotona  $E$  i sve vrednosti  $Z$ , ali se gruba aproksimacija može svesti na:

$$\sigma = const \cdot \frac{Z^n}{E^{3.5}}, \quad (16)$$

gde je  $\sigma$  - efikasni presek za fotoelektričnu interakciju, a  $n$  varira između vrednosti 4 i 5 u zavisnosti od energije fotona.

### 1.3.2.2. Komptonovo rasejanje

Foton se komptonovski<sup>7</sup> rasejao na slabo vezanom ili slobodnom elektronu kada preda elektronu deo svoje energije i promeni pravac kretanja. Komptonova interakcija je naznačajnija interakcija za sredinu koja je slična tkivu živih organizama tj. sredini koju sačinjavaju lakši atomi. Iz jednačina koje pokazuju zakon održanja energije i impulsa može se doći do jednačine koja opisuje predate deo energije od ugla pod kojim je foton promenio pravac. Jednačina koja opisuje kinetičku energiju uzmaknutog elektrona je:

$$E_k = h(\nu - \nu') \quad (17)$$

gde je  $\nu$ - frekvencija upadnog elektromagnetnog zračenja, a  $\nu'$ - frekvencija rasejanog zračenja, šematski prikazanih na slici 12 (desno).

Prema zakonu održanja impulsa u pravcu upadnog fotona i u normalnom pravcu , redom dobijamo:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \phi + p \cos \theta \quad , \quad (18)$$

odnosno

$$\frac{h\nu'}{c} \sin \phi = p \sin \theta \quad , \quad (19)$$

gde su  $\phi$  i  $\theta$ , redom, uglovi rasejanja fotona i elektrona, a  $p$  impuls elektrona nakon interakcije.

Ako je ukupna energija elektrona jednaka zbiru kinetičke energije i energije elektrona u mirovanju ( $m_0c^2=0.511$  MeV,  $m_0=9.1 \cdot 10^{-31}$  kg):

$$E_e = E_k + m_0c^2 \quad , \quad (20)$$

Sledi, eliminacijom  $E_k$  iz (20), i na osnovu (17-19) dobija se izraz za energiju rasejanog fotona:

---

<sup>7</sup> Artur Kompton (*Arthur Holly Compton*, 1892- 1962. god.) je američki naučnik koji je dobio Nobelovu nagradu 1927. za otkriće Komptonovog efekta i time doprineo dokazivanju dualne prirode elektromagnetnog zračenja.



$$hv' = \frac{hv}{1 + \frac{hv}{m_0c^2}(1 - \cos\phi)}, \quad (21)$$

dok, kinetička energija elektrona iznosi:

$$E_k = \frac{hv(1 - \cos\phi)}{\frac{m_0c^2}{hv} + (1 - \cos\phi)}. \quad (22)$$

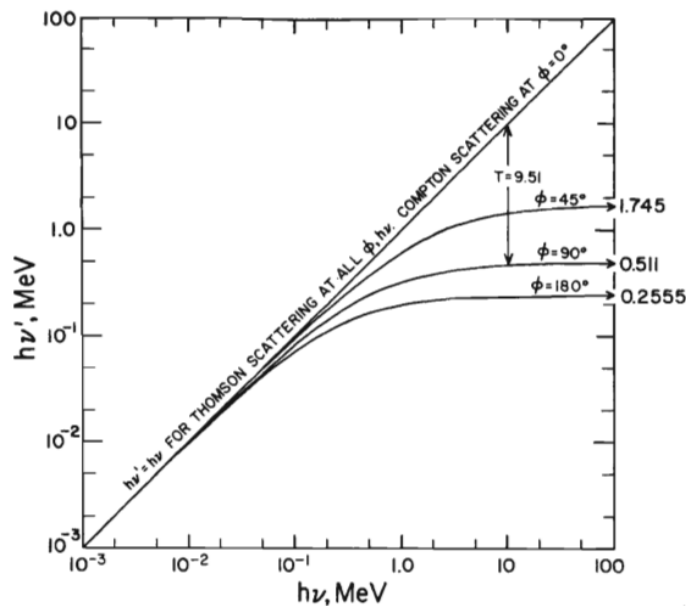
Iz (22) se zaključuje da se maksimalna energija koja se prenosi elektronu dobija za  $\phi=180^\circ$ .

Iako jednačina (21) predviđa tačno jednu vrednost energije rasejanog fotona pod uglom  $\phi$ , eksperimentalno je detektovana distribucija energija oko vrednosti  $hv'$ . Pokazano je da je to posledica konačne vrednosti ugaonog momenta elektrona pre interakcije, tj. proračuna brzine elektrona pri uračunavanju doplerovog efekta. Kako je doplerov efekat zaslužan za proširenje detektovanog pika, ova pojava se naziva doplerovim širenjem pika (*Doppler broadening*).

Na slici 14 je prikazan odnos između energija upadnog fotona, rasejanog fotona i kinetičke energije elektrona, u zavisnosti od ugla rasejanja fotona  $\phi$ . Tompsonovo rasejanje koje je označeno na slici 14 je prva teorija koja je delimično rasvetlila rasejanje fotona na elektronu. Ova teorija je važila za fotone nižih energija (do 0.01 MeV) i predstavljala je poseban slučaj rasejanja kada foton pri sudaru sa elektronom promeni pravac kretanja, ali ne menja početnu energiju (elastični sudar). Iako je Tompson prvi izveo jednačinu za verovatnoću rasejanja fotona pod određenim uglom, kasnije otkivena *Klein-Nishina* formula je davala bolje rezultate za široki opseg energija:

$$\frac{d_e\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{2m_0^2c^4} \left( \frac{hv'}{hv} \right)^2 \left( \frac{hv}{hv'} + \frac{hv'}{hv} - \sin^2\phi \right), \quad (23)$$

gde je:  $\frac{d_e\sigma}{d\Omega}$  - diferencijalni efikasni presek tj. verovatnoća da će se foton rasejati po jediničnom prostornom uglu  $d\Omega$  po elektronu.



Slika 14. Grafički prikaz odnosa energija upadnog fotona, rasejanog fotona i kinetičke energije elektrona koji učestvuju u Komptonovoj interakciji. (Preuzeto iz [56]).

Karakteristike interakcije pri kojoj se proizvodi par elektron-pozitron, ovde neće biti diskutovane jer je za ovu interakciju potrebna energija fotona od 1.022 MeV, koja nije ostvariva pomoću X-cevi koje se koriste na odeljenima radiologije.

### 1.3.2.3. Rejljevo rasejanje

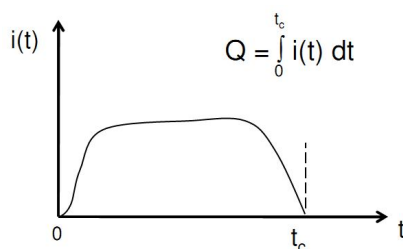
Interakcija koja za posledicu nema deponovanje energije materijalu spektrometra, tj. sredini kroz koju foton prolazi je Rejljevo<sup>8</sup> (*Rayleigh*) rasejanje. Rejljevo rasejanje se naziva i koherentnim, zato što foton reaguje sa atomom kao celinom. Pri Rejljevom rasejanju foton blago menja pravac kretanja, a zadržava istu energiju, dok atom blago uzmiče kako bi zakon o održanju impulsa bio ispunjen. Ugao koherentnog rasejanja je značajniji na nižim energijama fotona i u sredini sa višim  $Z$  [56].

Rejljevo rasejanje nema praktičnog značenja pri merenju kerme ili apsorbovane doze u oblasti dozimetrije, ali je značajno pri posmatranju odziva spektrometra i može uticati na umicanje fotona iz aktivne zapremine detektora.

<sup>8</sup> Džon Rejli (*John William Strutt, 3rd Baron Rayleigh*, 1842- 1919. god.) je dobio Nobelovu nagradu u oblasti fizike 1904. god. za otkriće argona. Nagradu je podelio sa hemičarem Vilijamom Ramzijem (*William Ramsay*, 1852-1916. god.).

### 1.3.3. Osnovne karakteristike spektrometra

Kao što je navedeno u poglavlju 1.3.2 detekcija zračenja počinje pojedinačnom interakcijom čestice tj. kvanta zračenja i materijala detektora, u ovom slučaju spektrometra. Sama interakcija traje jako kratko i za gasne spektrometre meri se u nanosekundama, dok se u čvrstim detektorima meri u pikosekundama. Posledica pojedinačne interakcije je stvaranje određene količine nosioca naelektrisanja u aktivnoj zapremini spektrometra. Radi dobijanja korisne informacije ovo naelektrisanje je potrebno izmeriti, tako da se stvoreni nosioci naelektrisanja prikupljaju na elektrodama detektora uz pomoć električnog polja unutar detektora. Vreme sakupljanja naelektrisanja -  $t_c$ , varira u zavisnosti od vrste i geometrije detektora. Kod gasnih detektora iznosi nekoliko milisekundi, dok u čvrstim detektorima, kao što su poluprovodnici, iznosi do nekoliko nanosekundi. Sakupljanje nosioca naelektrisanja proizvodi strujni impuls šematski prikazan na slici 15. Intenzitet i trajanje strujnog impulsa zavisi od energije upadnog fotona i vrste interakcije.



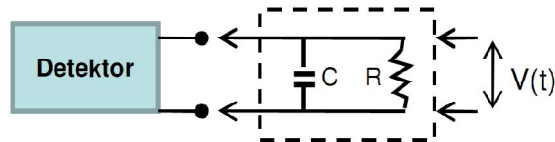
Slika 15. Generisanje impulsa u detektoru

#### 1.3.3.1. Režim rada

Postoje tri režima rada detektora jonizujućeg zračenja: strujni režim, pulsni režim, srednji-kvadratni režim. Strujni režim rada se koristi kod detektora koji mere zračenje visokog fluksa, dok srednje-kvadratni režim rada se koristi kod visoko energetskog zračenja i u reaktorskoj fizici. Pulsni režim je poželjan kada je potrebno doći do informacija o amplitudi registrovanog impulsa ili vremenu interakcije.

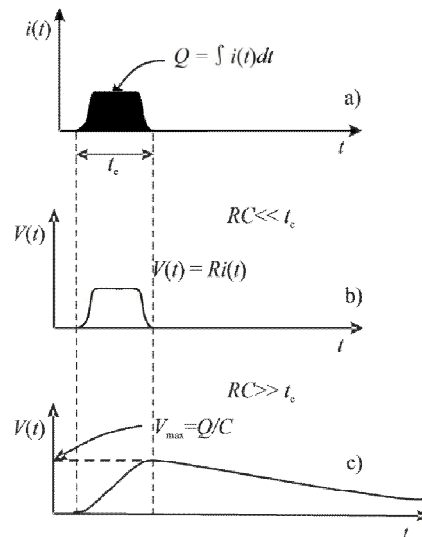
Spektrometri su detektori koji rade u pulsnom režimu rada. U ovom režimu rada kao što je prethodno pomenuto detektor registuje količinu naelektrisanja nastalu interakcijom pojedinačnom fotona upadnog zračenja. Pod interakcijom se podrazumevaju i sve sekundarne interakcije nastale kao posledica prve interakcije

upadnog fotona. Amplituda registrovanog impulsa nosi informaciju o nastaloj količini naelektrisanja tj. o energiji upadnog fotona. Ako je upadni foton deponovao više energije amplituda će biti viša i obrnuto. Veoma je teško koristite detektore u pulsnom režimu rada kada je visok fluks zračenja i dve uzastopne interakcije su bliske na vremenskoj osi.



Slika 16. Šematski prikaz detektora i pretpojačavača

Ako šematski prikažemo aktivnu zapreminu spektrometara i električno kolo na koje je priključen (uglavnom pretpojačavač) kao na Slici 16, onda ulaz pretpojačavača možemo predstaviti ekvivalentnim paralelnim  $RC$  kolom, u kome je  $R$  ulazna otpornost, dok je  $C$  kapacitivnost samog detektora, pretpojačavača i kablova koji ih povezuju. U većini slučajeva osnovni signal na kom se zasniva impulsni režim rada spektrometra je napon  $V(t)$  na otporniku  $R$  i on zavisi od vremenske konstantne  $\tau_c = RC$  električnog kola na koji je detektor vezan.



Slika 17. Generisanje impulsa za dve vrednosti vremenske konstante pretpojačavača spektrometra

Uobičajeno je kod impulsnog režima rada detektora da je vremenska konstanta spoljnog kola dosta veća od vremena sakupljanja nosioca naelektrisanja u detektoru ( $RC \gg t_c$ ). Tada mali deo struje prolazi kroz otpornost  $R$  dok traje sakupljanje nosioca

naelektrisanja, a na kondenzatoru se trenutno dobija vrednost integrala struje iz detektora. Pod pretpostavkom da je vremenski interval između dva uzastopna impulsa dovoljno dug, kondenzator će se po isteku vremena  $t_c$  prazniti kroz granu sa otpornikom, dok napon  $V(t)$  na otporniku ne padne na nultu vrednost. Na slici 17c se može uočiti da je vreme potrebno da impulsni signal  $V(t)$  dostigne maksimalnu vrednost jednako vremenu  $t_c$ . Karakteristike spoljašnjeg kola ne utiču na usponsku ivicu impulsa, već samo na vreme potrebno da napon  $V(t)$  opadne na nultu vrednost. Sledi da, usponska ivica impulsa zavisi isključivo od karakteristika detektora, a opadanje impulsa isključivo zavisi od karakteristika spoljašnjeg kola. Amplituda impulsa,  $V$  je direktno srazmerna naelektrisanju,  $Q$  generisanom u detektoru:

$$V_{\max} = \frac{Q}{C}. \quad (24)$$

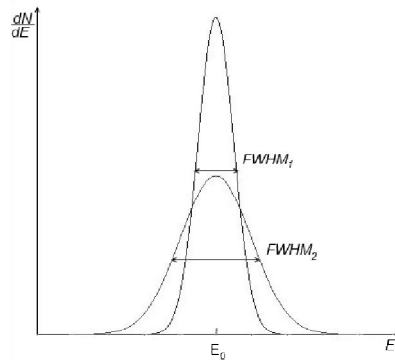
Ukupno sakupljeno naelektrisanje  $Q$  je u direktnoj vezi sa energijom deponovanom u detektoru.

U slučajevima da je fluks upadnog zračenja jako visok i da se ne mogu razlikovati dve sukcesivne interakcije pulsni detektor se koristi u strujnom režimu rada. Tada je vremenska konstanta  $RC \ll t_c$ . Struja  $i(t)$  koja protiče kroz granu sa otpornikom  $R$  je jednaka struji kroz detektor, a vrednost napona se menja kao na slici 17b. Ovakav način detektovanja se primenjuje za dobijanje informacija o fluksu upadnog zračenja ili ako je potrebna sinhronizacija prema određenoj interakciji u detektoru.

### 1.3.3.2. Energetska rezolucija

Energetska rezolucija je važna karakteristika spektrometara. Na slici 18 su prikazana dva oblik spektra dobijena kao odziv na monohromatski izvor zračenja, energije  $E_0$ , dva zamišljena spektrometra.

Pod uticajem stohastičke prirode interakcija zračenja i materijala spektrometra, realna detekcija monoenergetskog zračenja ne rezultira u diskretnoj liniji energije  $E_0$ , već daje krivu nalik Gausovoj, sa vrhom krive (pika) koji je određen energijom  $E_0$ .



Slika 18. Poređenje odziva dva spektrometra različitih energetskih rezolucija

Krive na slici 18 predstavljaju funkciju odziva detektora za datu energiju  $E_0$ . Viša i uža kriva predstavlja detektor sa boljom energetskom rezolucijom. Formalna definicija energetske rezolucije podrazumeva definiciju parametra koji predstavlja širinu krive na polovini visine  $FWHM$  (*full width at half maximum*). Energetska rezolucija predstavlja odnos  $FWHM$  i energije centara (sredine) pika (u ovom primeru  $E_0$ ):

$$\text{rezolucija} = \frac{FWHM}{E_0} . \quad (25)$$

Rezolucija je bezdimenziona veličina i često se izražava u procentima. Što je vrednost rezolucije manja to je detektor bolji. Na  $FWHM$  tj. na širinu pika utiče više pojava: stohastička priroda samog merenog signala, slučajni šum u detektoru i promena u određenih vrednosti detektora (primenjeni napon, pojačanje pojačavača i sl.). Stohastička priroda merenja ima najznačajniji uticaj na rezoluciju i rezultuje u nejednakom generisanju broja nosioca naelektrisanja pri detekciji dva fotona iste energije.

### 1.3.3.3. Efikasnost detekcije

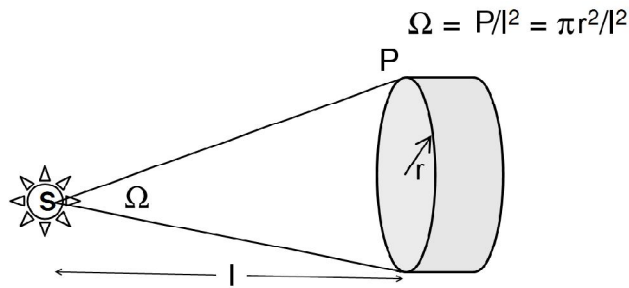
Fotoni X-zračenja imaju veliku prodornost, tako da je mala verovatnoća da će određeni detektor konačne zapremine da detektuje sve fotone koji prolaze kroz njegovu zapreminu. Iz ovoga sledi da je efikasnost detektora fotonskog zračenja manja od 100%.

Efikasnost detekcije zračenja predstavlja odnos broja registrovanih čestica u određenom detektoru prema broju emitovanih čestica.

Detaljnomo analizom, efikasnost detekcije mođe da se predstavi proizvodom tri parametra: geometrijske efikasnosti -  $\varepsilon_g$ , sopstvene efikasnosti -  $\varepsilon_i$  i efikasnosti sistema za registrovanje impulsa -  $\varepsilon_e$ :

$$\varepsilon = \varepsilon_g \cdot \varepsilon_i \cdot \varepsilon_e \quad (26)$$

Geometrijska efikasnost predstavlja broj emitovanih čestica (fotona) koji će u odsustvu apsorpcije u izvoru i u prostoru između detektora i izvora, doći do detektora. Geometrijska efikasnost zavisi od oblika izvora i detektora kao i od njihovog međusobnog položaja. Primer geometrijske efikasnosti u slučaju izotropnog tačkastog izvora i cilindričnog detektora je dat na slici 19.



Slika 19. Geometrijska efikasnost detektora

Frakcija fotona koja stiže do predstavljenog detektora, tj. geometrijska efikasnost se približno mođe izračunati prema sledećoj jednačini:

$$\varepsilon_e = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{\frac{\pi r^2}{l^2}}{4\pi} = \frac{r^2}{4l^2}, \quad (27)$$

gde je  $r$ -poluprečnik prozora detektora,  $l$ -rastojanje detektora od izvora,  $\Omega$ -prostorni ugao ka detektoru.

Sopstvena efikasnost predstavlja odnos broja čestica koje dospevaju u unutrašnjost detektora i pritom doživljavaju bar jednu interakciju, i broja čestica koje su pale na površinu detektora. Debljina detektora u pravcu upadnih fotona, energija upadnih fotona kao i materijal detektora imaju veliki uticaj na sopstvenu efikasnost detektora.

Jednakost koja povezuje sopstvenu efikasnost detektora i njegovu debljinu, za paralelni snop monoenergetskih fotona je:

$$\varepsilon_i = 1 - e^{-\mu d} \quad (28)$$

gde je  $\mu$  linearni koeficijent apsorpcije gama fotona na datoj energiji, a  $d$  je debljina detektora. Idealan slučaj je kada  $\varepsilon_i \rightarrow 1$ . Iz ovoga se zaključuje da debljina detektora jako zavisi od ponašanja linearnog koeficijenta apsorpcije fotona. Deblji detektor omogućava veću verovatnoću detekcije, ali može doprineti i većem šum jer omogućava detekciju visokoenergetskih čestica pozadinskog zračenja.

Čestice koje dođu do detektora i u njemu dožive neku vrstu interakcije neće uvek dati koristan signal. Sistem za registrovanje impulsa treba da odluči da li je impuls koristan. Odnos broja korisnih impulsa u jedinici vremena i svih ostalih formiranih impulsa u jedinici vremena predstavlja efikasnost sistema za registraciju impulsa.

#### 1.3.3.4. Mrtvo vreme detekcije

Kod svih detektorskih sistemima postoji minimalno vreme koje mora da razdvaja dva uzastopna događaja, da bi oni bili registrovani kao zasebni impulsi. Ovo vreme se naziva mrtvim vremenom i određeno je karakteristikama samog detektora i sistema za registrovanje impulsa.

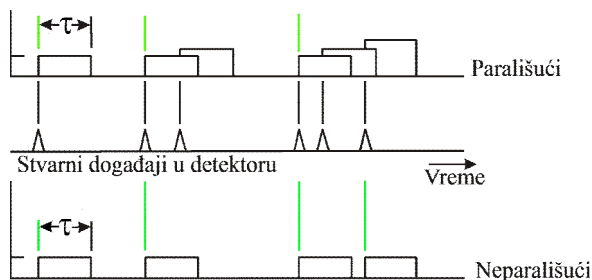
Gubici usled mrtvog vremena mogu postati veoma izraženi ako je fluks upadnog zračenja veliki tako da zahteva velike brzine brojanja. Pri razmatranju gubitaka usled mrtvog vremena razlikuju se dva tipa detektora: parališući i neparališući. Za neparališući detektor pretpostavlja se da je mrtvo vreme  $\tau$  konstantno i da se javlja nakon svakog stvarnog događaja. Događaji koji se odigraju tokom trajanja mrtvog vremena nakon prethodnog registrovanog događaja, nisu registrovani i nemaju uticaja na ponašanje detektora. Ovde je data relacija koja povezuje stvaran srednji broj događaja u jedinici vremena -  $n$ , registrovan srednji broj događaja u jedinici vremena -  $m$ , i  $\tau$  - mrtvo vreme sistema, za neparališući tip detektora:

$$n = \frac{m}{1 - m\tau} \quad (29)$$



U slučaju parališućeg detektora, ako se pretpostavi mrtvo vreme  $\tau$  koje sledi nakon stvarnog događaja, važi da se ovo mrtvo vreme produžava i posle svakog događaja koji se desi u vremenu trajanja  $\tau$ , nakon registrovanog događaja, što je prikazano na slici 20. Relacija koja povezuje  $n$  i  $m$  za parališuću detektor je:

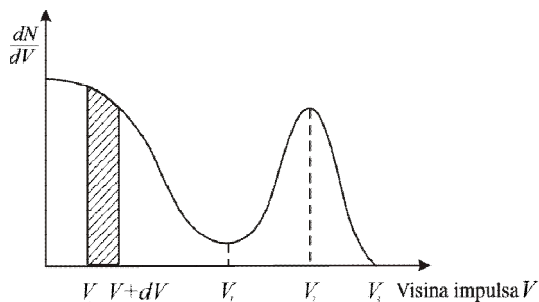
$$m = n \cdot e^{-n\tau} \quad (30)$$



Slika 20. Razlika u registraciji impulsa parališućeg i neparališućeg detektora (zelenim linijam su označeni detektovani impulsi)

### 1.3.3.5. Amplitudski spektar impulsa

Informacija o energiji fotona koji se nalaze u snopu zračenja se najčešće predstavlja spektrom amplituda impulsa i to u vidu diferencijalne raspodele visina impulsa, koja daje zavisnost odnosa  $dN/dV$  od amplitude impulsa  $V$ , pri čemu je  $dN$  broj impulsa sa amplitudom u opsegu  $(V, V+dV)$ . Jedan primer ove diferencijalne raspodele je prikazan grafikom na slici 21. Pikovi na grafiku odgovaraju lokalnim maksimumima u raspodeli i odnose se na vrednosti amplitude koju ima veći broj impulsa.



Slika 21. Primer diferencijalne raspodele visina impulsa

Integracijom površine ispod krive od vrednosti  $V_1$  do  $V_2$  dobija se broj impulsa sa amplitudama koje se nalaze između ove dve vrednosti:

$$N_{V_1 < V < V_2} = \int_{V_1}^{V_2} \frac{dN}{dV} dV \quad (31)$$

#### 1.3.4. Poluprovodnički spektrometri

Princip rad poluprovodničkih detektora je zasnovan na stvaranju para elektron-šupljina po interakciji poluprovodnika i upadnog fotona i prelasku elektrona iz valentne u provodnu zonu. Broj stvorenih parova u mnogome zavisi od svojstva samog materijala detektora, i za datu energiju -  $E$ , srednji broj stvorenih parova elektron-šupljina -  $N$ , će iznositi:

$$N = \frac{E}{\varepsilon}, \quad (32)$$

gde je  $\varepsilon$  energija potrebna za stvaranje jednog para nosioca naelektrisanja. Pri generisanju signala primećeno je da se pri istim uslovima ne stvori uvek isti broj ovih parova, pa je odstupanje broja  $N$  -  $\sigma_N^2$ , izraženo preko Fano<sup>9</sup> faktora -  $F$ , kao:

$$\sigma_N^2 = F \frac{E}{\varepsilon}. \quad (33)$$

Varijacija u broju nastalih parova nosioca naelektrisanja je posledica fundamentalnih procesa koji dovode do jonizacije materija detektora, kao i procesa koji dovode samo do vibracija kristalne rešetke, tj. pobuđivanja fonona.

Kako je energetska procepa određenih poluprovodnika tek reda 1 eV (Videti tabelu 1), a par elektron-šupljina nastaje već oko 3-4 eV, može se zaključiti da foton energije 100 keV može da stvori do 30 000 nosioca naelektrisanja. Veći broj nosioca naelektrisanja je poželjan jer se time smanjuje uticaj statističkih fluktuacija odziva spektrometra (Fano šuma) i povećava se energetska rezolucija detektora. Za većinu gasnih detektora energija jonizacije je veća 10 puta, a kod scintilacionih detektora i do 100 puta od energije jonizacije poluprovodnika. Iz ovoga sledi da se stvori i do 10 puta (a kod scintilacionih i do 100 puta) manje nosioca naelektrisanja po upadnom fotonu

---

<sup>9</sup> Ugo Fano (1912-2001.god.) je bio italijansko-američki naučnik koji se bavio istraživanjima u oblasti atomske i molekularne fizike.

iste energije [57]. Usled navedenog poluprovodnički detektori imaju bolju energetsku rezoluciju od gasnih detektora. Prednosti poluprovodničkih detektora pored dobre rezolucije su: male dimenzije (i do 1000 puta) što ih čini pogodnim za terenska istraživanja, brzi odziv, i promenljiva efektivna debljina detektora u zavisnosti od namene. Loše osobine svih poluprovodničkih detektora su: ograničenje u dimenzijama prilikom proizvodnje koje u nekim slučajevima smanjuju efikasnost detekcije, i osetljivost na radijaciona oštećenja. U tabeli 1 su navedeni najčešće korišćeni poluprovodnici.

Tabela 1. Karakteristike poluprovodničkih materijala koji se koriste u spektrometriji jonizujućeg zračenja (preuzeto iz [58])

Parametar	Si	Ge	CdTe	CdZnTe	InP	GaAs	PbI <sub>2</sub>	HgI <sub>2</sub>
Gustina (g cm <sup>-3</sup> )	2.33	5.33	5.85	5.78	4.78	5.32	6.2	6.4
Srednji atomski broj	14	32	50	49.1	32	31.5	63	62
Energetski procep (eV)	1.12	0.67	1.44	1.572	1.35	1.43	2.32	2.15
Energija za stvaranje para (eV)	3.62	2.96	4.43	4.64	4.2	4.2	4.9	4.2
$\mu_e$ (cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> )	1400	3900	1100	1000	4600	8000	8	100
$\mu_p$ (cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> )	1900	1900	100	120	150	400	2	4
$\tau_e$ (s)	>10 <sup>-3</sup>	>10 <sup>-3</sup>	3x10 <sup>-6</sup>	3x10 <sup>-6</sup>	1.5x10 <sup>-9</sup>	10 <sup>-8</sup>	10 <sup>-6</sup>	3x10 <sup>-6</sup>
$\tau_h$ (s)	10 <sup>-3</sup>	2x10 <sup>-3</sup>	2x10 <sup>-6</sup>	1x10 <sup>-6</sup>	<10 <sup>-7</sup>	10 <sup>-7</sup>	3x10 <sup>-7</sup>	10 <sup>-5</sup>
$\mu_e\tau_e$ (cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> )	>1	>1	3x10 <sup>-3</sup>	4x10 <sup>-3</sup>	5x10 <sup>-6</sup>	8x10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>	3x10 <sup>-4</sup>
$\mu_h\tau_h$ (cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> )	~1	>1	2x10 <sup>-4</sup>	1.2x10 <sup>-4</sup>	<1.5x10 <sup>-5</sup>	4x10 <sup>-6</sup>	3x10 <sup>-7</sup>	4x10 <sup>-5</sup>
Kristalna struktura	Kubična	Kubična	Kubična (ZB)	Kubična (ZB)	Kubična (ZB)	Kubična (ZB)	Heksagona	Tetragona
Tačka topljenja (°C)	1412	958	1092	1092-1295	1060	1238	408	259
$\epsilon_r$	11.7	16	10.9	10	12.4	12.8	-	8.8
Otpornost (Ω/cm)	<10 <sup>4</sup>	50	10 <sup>9</sup>	3x10 <sup>10</sup>	10 <sup>6</sup>	10 <sup>7</sup>	10 <sup>13</sup>	10 <sup>13</sup>
FWHM (keV)@60 keV	0.4	0.3	1.1	1.5	12	0.7	1.83	3.5
Tipične debljine (mm)	0.3	20	2	2	0.2	0.2	0.1	10

### 1.3.4.1. Nosioi naelektrisanja

Usled periodične kristalne strukture poluprovodničkih materijala energije elektrona mogu biti objašnjene dvozonskim energetske modelom prikazanim na slici 22. Vrednosti energije elektrona u kristalnoj strukturi pripadaju ili jednoj ili drugoj zoni, dok su vrednosti energija između vrha valentne i dna provodne zone zabranjene. Prostor zabranjenih energija se naziva energetske procep. Energetske procep kod poluprovodnika je dovoljno velik da kada nema spoljašnje ekscitacije elektrona, svi elektroni su u valentnoj zoni. Ako postoji dodatna ekscitacija elektrona, npr. termička, postoji verovatnoća da će elektron dobiti dovoljno energije da se oslobodi i da pređe u provodnu zonu, što mu dalje omogućava slobodan drift u kristalu. Oslobođen elektron za sobom ostavlja šupljinu koja predstavlja pozitivno naelektrisanje. Posle generisanja para elektron-šupljina, i elektron i šupljina difunduju od mesta nastanka usle termičkog kretanja. Pod uticajem spoljašnjeg električnog polja elektron može da se kreće paralelno linijama polja i u suprotnom smeru, dok se šupljina kreće u smeru linija polja. I elektroni i šupljine doprinose nastaloj provodnosti poluprovodnika.



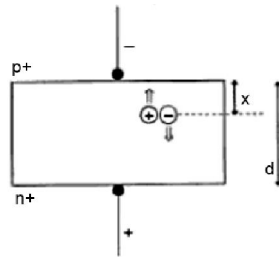
Slika 22. Dvozonski energetske model poluprovodnika: a) generisanje para elektron-šupljina; b) zahvat elektrona i šupljina u aktivatorske centrima; c) oslobađanje elektrona; d) rekombinacija.

Pod uticajem električnog polja, brzina nosioca naelektrisanja ima dve komponente: brzinu drifta i brzinu difundovanja. Za niske i srednje vrednosti električnog polja brzina drifta je proporcionalna intenzitetu električnog polja, a koeficijent srazmernosti definiše pokretljivost nosioca naelektrisanja:

$$\begin{aligned} v_e &= -\mu_e \cdot \mathcal{E} \\ v_h &= \mu_h \cdot \mathcal{E} \end{aligned}, \quad (34)$$

gde su  $v_e$ ,  $v_h$  - brzine drifta elektrona i šupljine, redom,  $\mu_e, \mu_h$  - pokretljivost elektrona i šupljine, redom, i  $\mathcal{E}$  - intenzitet primenjenog električnog polja.

Jačina primenjenog električnog polja ( $2000 \text{ Vcm}^{-1}$  [59]) u većini poluprovodničkih detektora dovoljno je velika da brzina drifta nosilaca naelektrisanja dostigne zasićenje [60]. Tada može da se izračuna vreme potrebno da se sakupe nosioci naelektrisanja na elektrodama poluprovodničkog detektora šematski prikazanom na slici 23:



Slika 23. Sakupljanje elektrona i šupljina u poluprovodničkom detektoru pod uticajem električnog polja

$$t_e = \frac{x}{\mu_e \cdot \mathcal{E}} \quad (35)$$

$$t_h = \frac{d - x}{\mu_h \cdot \mathcal{E}}$$

Ako sa  $\tau_e$  i  $\tau_h$  označimo srednje vreme života elektrona i šupljina, redom, onda srednji slobodni put elektrona i šupljina se računa prema:

$$\lambda_e = \mu_e \cdot \tau_e \cdot \mathcal{E} \quad (36)$$

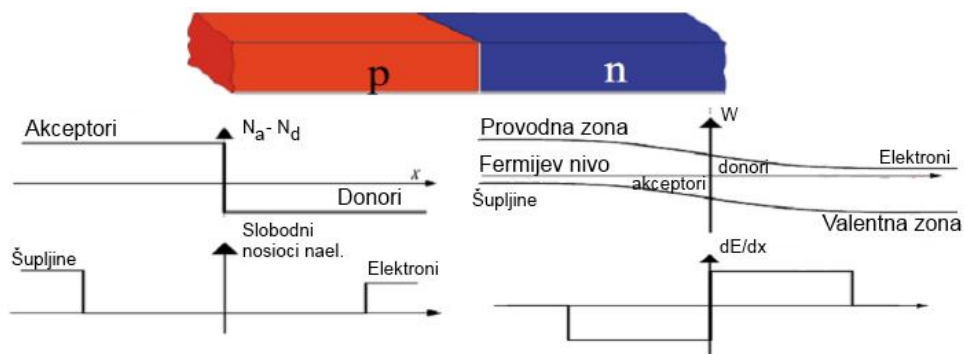
$$\lambda_h = \mu_h \cdot \tau_h \cdot \mathcal{E}$$

U poluprovodnicima su uglavnom pokretljivosti šupljina i elektrona istog reda veličina što omogućava veoma kratko vreme generisanja impulsa. U pojedinim poluprovodničkim detektorima, kao i u gasnim detektorima pokretljivost šupljina može biti za par reda veličina manja od pokretljivosti elektrona što produžava vreme generisanja impulsa i dovodi do smanjenja energetske rezolucije detektora. Pokretljivost nosioca naelektrisanja opada sa porastom temperature tako da je ovo drugi razlog, pored termičke ekscitacije valentnih elektrona, koji zahteva dodatno hlađenje poluprovodničkog detektora.

### 1.3.4.2. Uticaj primesa: donori i akseptori

U poluprovodniku koji nema nečistoća ili primesa, koncentracije elektrona u provodnoj zoni i šupljina u valentnoj zoni koji nastaju termičkim pobuđivanjem ispunjavaju jednakost  $n_i = p_i$ . Ove vrednosti su poznate kao sopstvene (*intrinsic*) koncentracije i zavise od veličine energetske procepa, kao i od temperature na kojoj se materijal nalazi. U realnosti ne postoji čist materijal poluprovodnika već uvek postoji određena količina nečistoća. Štaviše, čovek namerno dodaje određene vrste drugih materijala kako bi promenio određene karakteristike poluprovodnika. Proces dodavanja drugih materijala u određeni kristal se naziva dopiranje. Dopiranje može biti urađeno za vreme formiranja kristala ili posle toga određenim tehnikama [61]. Ako dodamo materijal koji omogućava višak elektrona u provodnoj zoni onda dobijamo poluprovodnik n-tipa, a ako materijal doprinosi brojem šupljina u valentnoj zoni onda se dobija poluprovodnik p-tipa. Posmatrajući sa stanovišta dvozonskog energetskog modela poluprovodnika, donori stvaraju dodatne (aktivatorske) energetske nivoe u energetskom procepu. Atomi donora omogućavaju stvaranje donorskog nivoa koji je nešto ispod dna provodne zone, dok je akceptorski nivo nešto iznad vrha valentne zone kao na slici 22. Za koncentracije slobodnih elektrona i šupljina u dopiranom poluprovodniku važi  $n \cdot p = n_i^2$ , tj. što je koncentracija jedne vrste nosioca veća, koncentracija drugog je manja.

Jedna od osnovnih struktura kod poluprovodničkih detektora je p-n spoj koji se dobija spajanjem dva suprotno dopirana poluprovodnika. Ovaj spoj se ponaša kao dioda (slika 24) tj. provodi električnu struju samo u jednom smeru.



Slika 24. Dioda: p-n spoj u termičkoj ravnoteži

Da bi se objasnio način funkcionisanja detektora zračenja baziranog na p-n spoju, potrebno je razumeti šta se dešava u njemu u tri slučaja: termičkoj ravnoteži, kada je primenjen određeni napon, i kada se dioda nalazi u snopu fotonskog zračenja.

Pri termičkoj ravnoteži p-n spoja, većinski nosioci iz jednog sloja difunduju u drugi. Elektroni iz n-sloja difunduju u p-sloj i obrnuto. Istovremeno javlja se i potencijalna barijera koja sprečava dalje difundovanje, jer u p-oblasti oko spoja ostaje negativno naelektrisanje, a u n-oblasti oko spoja, pozitivno. Uspostavljanjem dovoljno velike potencijalne barijere na spoju, difuzija prestaje i nastaje stanje ravnoteže, u kom ne postoji protok naelektrisanja kroz spoj. Konačni efekat je obrazovanje oblasti prostornog tovara (oblasti osiromašenja), u kojoj nema slobodnih nosilaca naelektrisanja. Oblast prostornog tovara delom obuhvata  $n$  - tip, delom  $p$  - tip poluprovodnika, i većim delom se pruža na slabije dopiranu stranu. Oblast osiromašenja predstavlja aktivnu zapreminu poluprovodničkog detektora. Parovi elektron - šupljina koji prolaskom zračenja nastaju unutar oblasti osiromašenja, sakupljaju se na elektrode detektora dejstvom električnog polja. Njihovim kretanjem nastaje osnovni električni signal detektora.

Da bi brzina drifta nosilaca bila veća i vreme sakupljanja kraće,  $p$  -  $n$  spoj se koristi u režimu inverzne polarizacije. Inverzno polarisan spoj znači da je viši potencijal doveden na  $n$  - stranu spoja. U inverzno polarisanom  $p$ - $n$  spoju širina oblasti prostornog tovara je veća i zavisi od vrednosti primenjenog napona prema jednačini:

$$d = \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_r\rho_d\mu V} \quad (37)$$

gde je  $d$ -širina oblasti prostornog tovara,  $\varepsilon_0$  - dielektrične konstanta u vakuumu, relativna  $\varepsilon_r$  - dielektrična permitivnost poluprovodnika,  $\rho_d$  - specifična električna otpornost slabije dopiranog poluprovodnika,  $\mu$ - pokretljivost većinskih nosilaca na slabije dopiranoj strani spoja i  $V$  - primenjeni napon. Kako se aktivna zapremina detektora nalazi većinom u slabije dopiranom poluprovodniku, tanki sloj jače dopiranog poluprovodnika predstavlja površinsku barijeru za upadno zračenje.

Korišćenjem poluprovodnika uobičajene čistoće za izradu poluprovodničkih detektora sa površinskom barijerom, veoma je teško je postići oblasti osiromašenja

deblje od 3 mm. Usled velike prodornosti zračenja, primene u fotonskoj spektrometriji zahtevaju mnogo veće debljine osetljivog sloja. Ostvarivanje velikih širina oblasti osiromašenja zahteva visoku čistoću poluprovodničkog materijala. Dobijeni materijali sa jako niskom koncentracijom nečistoća se nazivaju poluprovodnicima  $\pi$ - ili  $\nu$ -tipa, redom sa akceptorskim ili donorskim centrima. Za germanijum su razvijene tehnologije kojima se postiže veoma nizak nivo nečistoća ( $\sim 10^{16} \text{ m}^{-3}$ ). Tako dobijeni materijal je poznat kao germanijum visoke čistoće, HPGe. Ovakvi germanijumski detektori najčešće se koriste kao totalno osiromašeni detektori i imaju aktivnu zapreminu širine  $\sim 1 \text{ cm}$ .

#### 1.3.4.3. Nepoželjni efekti pri detekciji fotonskog zračenja

Ako pretpostavimo idealni spektrometar, električni impuls generisan pod uticajem upadnog zračenja bi imao visinu proporcionalnu celokupnoj energiji fotona. Ovo znači da iz aktivne zapremine detektora ne bi bilo umicanja sekundarnih fotona, i ne bi bilo zahvata nosioca naelektrisanja od stane aktivatorskih centara koji se ponašaju kao zamke. Takođe, bio bi detektovan svaki, pojedinačni, upadni foton zračenja. Iz navedenog sledi da su glavni razlozi u nepravilnostima (distorziji) izmerenog spektra:

1. Transmisija primarnih fotona,
2. Nagomilavanje impulsa,
3. Umicanje sekundarnih fotona, i
4. Nekompletno sakupljanje naelektrisanja usled zahvata nosioca u trap centrima.

Transmisija primarnih fotona je određena efikasnošću detektora. Ako detektor ima veću efikasnost, transmisija je manja i obrnuto. Kao što je ranije navedeno transmisija zavisi od energije upadnog zračenja, materijala i debljine detektora. Pod uslovom da detektor ima veću debljinu veća je i verovatnoća da će se interakcija desiti, a ako upadno zračenje ima višu energiju veća je verovatnoća da će biti transmitovano.

Nagomilavanje impulsa (*pile-up*) se dešava ako je fluks upadnog zračenja veoma visok i sistem za generisanje impulsa u detektoru ne može da razlikuje dva sukcesivna događaja. Kao posledica se dobija impuls sa visinom jednakom zbiru visina dva događaja. Na konačnom spektru se nagomilavanje impulsa ispoljava tako što je maksimalna energija spektra pomerena u desno ka višim energijama. Pri sprovođenju



kontrole kvaliteta dijagnostičke opreme ova vrednost bi pogrešno indikovala višu vrednost vršnog napona X-cevi.

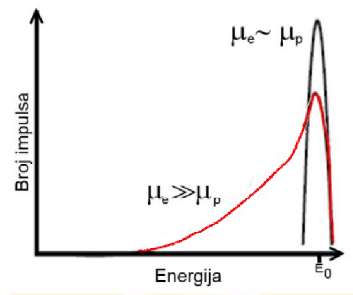
Pod pretpostavkom da se detekcija vrši u radiološkom opsegu energija fotona, može se reći da foton predaje energiju detektoru ili putem fotoelektričnog efekta ili putem komptonovog efekta kao što je objašnjeno u poglavlju 1.3.2. Sekundarni fotoni mogu nastati nakon obe interakcije. Ako prvo posmatramo događaj kada foton predaje svu svoju energiju -  $E$  elektronu u fotoelektričnom efektu, onda postoji verovatnoća da će se nakon primarnog događaja izračiti karakteristični foton materijala mete (uglavnom K-linija materijala). Ako je energija karakterističnog fotona -  $E_k$  dovoljno visoka i ako se prvi događaj desio blizu ivice detektora, postoji mogućnost da nastali sekundarni foton umakne iz materijala. Ova pojava vrši distorziju merenog spektra jer se registruju fotoni kojih nema u primarnom spektru i koji su energije ( $E-E_k$ ).

Ako se posmatra komptonovo rasejanje fotona na elektronu, vidimo da u prvoj interakciji foton deponuje deo svoje energije -  $E$  detektoru i rasejava se pod određenim uglom sa preostalom energijom -  $E'$ . Rasejani foton može da umakne iz zapremine detektora i tada je visina registrovanog impulsa srazmerna energiji ( $E-E'$ ), što takođe vodi ka nepravilno detektovanom spektru.

U poglavlju 1.3.4.1 objašnjen je nastanak nosioca naelektrisanja pod uticaje zračenja u poluprovodnicima. Električnu struju koju detektujemo na elektrodama čine dve komponente: elektronska komponenta i komponenta koju čine šupljine. Da bi celokupna količina nastalih slobodnih nosioca naelektrisanja bila sakupljena, i impuls registrovan u pratećim elektronskim uređajima za obradu signala potrebno je da je vreme prikupljanja dva tipa nosioca naelektrisanja približno isto, tj. da je proizvod pokretljivost i srednjeg vremena života nosioca isti. Srednje vreme života nosioca u mnogome zavisi od stepena nečistoća koje su ostale u poluprovodniku. Ove nečistoće, ako se nalaze blizu sredine energetske procepa predstavljaju duboke nečistoće. Duboke nečistoće su zamke (*trap*) za šupljine i elektrone. Ako se elektron ili šupljina nađu u njima, može proći određeno vreme dok ne budu oslobođeni. Vreme provedeno u trap centru je uglavnom dovoljno dugo da nosilac naelektrisanja ne dospe do elektrode na vreme kako bi učestvovao u stvaranju impulsa. U tabeli 1 su prikazane pokretljivosti i srednja vremena života nosioca naelektrisanja u poluprovodnicima koji su u široj upotrebi.

Pored dubokih nečistoća, plitke nečistoće, nečistoće koje se nalaze blizu valentne ili provodne zone mogu poslužiti kao centri rekombinacije. U slučaju da se u njima nađu i elektron i šupljina, rekombinacijom nestaju. Ovo je pored trap centara drugi način nestanka slobodnog naelektrisanja i skraćivanja vremena života elektronima i šupljinama.

Odnos između proizvoda pokretljivosti i srednjeg vremena života elektrona i šupljina se kreće od 1 pa do 30. Što je odnos manji, veća je verovatnoća da će svo stvoreno naelektrisanje da se prikupi, i da će visina impulsa odgovarati datoj energiji. Ako je odnos između ovih pokretljivosti veliki deo naelektrisanja neće biti uračunat u konačnu visinu impulsa, pa će biti detektovana niža energija upadnog fotona. Posledica nekompletno sakupljenog naelektrisanja je asimetrično proširenje pika ka nižim energijama (*tailing*) i smanjenje visine pika. Ovo ima za posledicu smanjenje rezolucije detektora. Na slici 25 je šematski prikazano asimetrično proširenje pika pri detekciji monoenergetskog zračenja  $E_0$ .



Slika 25. Šematski prikaz asimetričnog proširenja pika

#### 1.3.4.4. Modelovanje asimetričnog proširenja pika

U slučaju poluprovodničkog detektora sa planparalelnom geometrijom elektroda prikazanom na slici 23, asimetrično proširenje pika se može opisati Hektovom (*Hecht*) jednačinom [62]:

$$E' = \frac{E}{d} \left[ \lambda_e \left( 1 - \exp \frac{-(d-x)}{\lambda_e} \right) + \lambda_h \left( 1 - \exp \frac{-x}{\lambda_h} \right) \right], \quad (38)$$

gde je:  $E'$  - detektovana energija,  $E$  - energija upadnog fotona,  $d$  - debljina detektora,  $x$  - dubina interakcije fotona od ulazne elektrode (katode),  $\lambda_e$  i  $\lambda_h$  - srednji slobodni put elektrona i šupljina.

Prema [59, 63] Hektova jednačina može da se uspešno primeni u otklanjanju nepravivosti na izmerenom spektru zračenja poluprovodničkim detektorom, u opsegu energija od 5 keV - 150 keV.

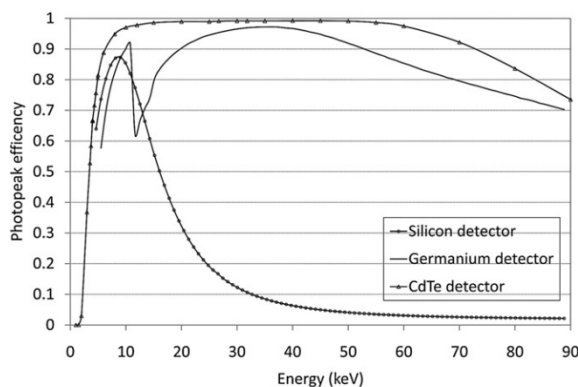
## 2. CdTe poluprovodnički detektor X-zračenja

Kao što je prethodno pokazano, prednosti korišćenja poluprovodničkih detektora u spektrometriji X-zračenja su mnogobrojne. Prvi poluprovodnički materijal korišćen u detekciji zračenja je bio silicijum (Si), dok je kasnije germanijum (Ge) postavio standard u spektrometriji fotonskog zračenja u istraživačkim laboratorijama zbog odlične energetske rezolucije [64]. Iako se karakterišu odličnom rezolucijom, oba materijala imaju par osobina zbog kojih je istraživanje novih poluprovodničkih detektorskih materijala veoma aktuelno. Germanijumski detektor je usled potrebe za kriogenim hlađenjem teško koristiti u vanlaboratorijskim merenjima i često trpi radijaciona oštećenja, dok je Si efikasan samo za niže energije X-zračenja [65].

Poluprovodnička jedinjenja sa širim energetske procepom su moguće rešenje za upotrebu u različitim temperaturnim uslovima i za različite tipove zračenja, dok bi jedinjenja sa uskim energetske procepom omogućila i do nekoliko puta bolju rezoluciju od Si and Ge. Ako pretpostavimo da je kod ovakvih jedinjenja moguće minimizovati šum dobili bi se detektori za spektrometriju energija fotonskog zračenja između ultraljubičaste (UV) i X-oblasti elektromagnetnog spektra - XUV. Razni poluprovodnički detektori se uveliko koriste pri detekciji infracrvenih (IR) i optičkih talasa, ali usled visoke energije zračenja, i prodornosti, još uvek postoje poteškoće u proizvodnji detektora za X i  $\gamma$  - zračenje [66], od kojih je za širu primenu prihvaćeno samo nekoliko jedinjenja: GaAs, CdTe i HgI<sub>2</sub> [58].

## 2.1. Karakteristike CdTe

Jedan od materijala koji se sve češće koristi pri detekciji jonizujućeg zračenja je kadmijum-telurid. Jedinjenje CdTe pripada grupi II-VI jedinjenja jer je sastavljeno od Cd - IIB metala i Te - VIA nemetala. Prirodno kristališe u kubičnu ili NaCl strukturu. Širina energetskog procepa CdTe od 1.44 eV smanjuje električnu struju curenja tako da omogućava rad na sobnim temperaturama i rad van laboratorije jer ne zahteva kriogeno hlađenje. Energija jonizacije potrebna za stvaranje jednog para u CdTe je jednaka 4.43 eV kao što je prikazano u tabeli 1. Data vrednost je više od enerije jonizacije za Ge i Si, tako da sledi da se po deponovanoj energije generiše manji broj nosioca naelektrisanja nego kod Si i Ge. Manji broj nosioca naelektrisanja dovodi do lošije energetske rezolucije, tj. veće vrednosti FWHM, koji za Si i Ge na 59.5 keV iznosi, 400 eV i 300 eV, redom, a za CdTe -1100 eV prema literaturi [58].



Slika 26. Efikasnost fotopika za tri poluprovodnička materijala Si, Ge i CdTe (preuzeto iz [67])

Zahvaljujući većem atomskom broju ( $Z_{Cd}=48$  i  $Z_{Te}=52$ ) detektor od CdTe ima veći efikasni presek za fotoelektrični efekat od germanijuma ( $Z_{Ge}=32$ ) i silicijuma ( $Z_{Si}=14$ ). Razlika između efikasnosti detekcije fotopika ovih materijala je prikazana na slici 26, a u zavisnosti od energije upadnog fotonskog zračenja. Na slici 26 je prikazano da je CdTe dobar izbor poluprovodnika za detekciju fotonskog zračenja u radiološkom opsegu energija jer ima visoku efikasnost detekcije u tom energetskom opsegu.

Detektori bazirani na kadmijumu i teluridu najčešće se na tržištu nalaze u obliku: CdZnTe i CdTe. Tehnika koja se koristi za uzgajanje CdZnTe je *High Pressure*

*Bridgman* tehnika, a za CdTe se koristi *Traveling Heater Method* [65]. Razlika između ova dva detektora određuje i njihovu dalju primenu. CdTe je ekonomičniji za proizvodnju i lakše ga je uzgajati u većem volumenu nego CdZnTe. CdTe može biti formiran i do 50 mm u prečniku. Prednost CdZnTe, sa druge strane, je što usled postojanja atoma cinka u kristalnoj rešetki koji proširuje energetski procep, ima veću otpornost nego CdTe. Veća otpornost smanjuje intenzitet električne struje curenja na sobnim temperaturama.

Iako je u tabeli 1 prikazan veći broj tipičnih karakteristika poluprovodnika, određene vrednosti kao što su pokretljivosti nosioca naelektrisanja se jako razlikuju u publikacijama. U tabeli 2 su prikazane publikovane vrednosti koje se odnose samo na nosioce naelektrisanja u CdTe i CdZnTe. Kao što je prikazano u Tabli 2, pokretljivost elektrona je približno ista za ova dva materijala. U različitim studijama je prijavljena približno ista vrednost srednjeg vremena života elektrona, koja se kreće od  $(1-5) \times 10^{-6}$  s. Za šupljine, publikovani rezultati o vrednostima srednjeg vremena života se jako razlikuju od studije do studije i za CdTe i CdZnTe, i kreću se od reda  $10^{-6}$  do reda  $10^{-8}$ .

Tabela 2. Publikovane informacije o pokretljivosti nosioca naelektrisanja u CdTe i CdZnTe detektorima

<b>Karakteristika</b> <b>Materijal</b>	$\mu_e$ ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	$\mu_h$ ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	$\mu_e t_e$ ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}$ )	$\mu_h t_h$ ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}$ )	$\tau_s$ (s)	$\tau_\pi$ (s)	<b>Referenca</b>
CdTe	1100	100	$3 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^{-6}$	$2 \times 10^{-6}$	[58]
CdZnTe	1000	120	$4 \times 10^{-3}$	$1.2 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^{-6}$	$1 \times 10^{-6}$	[58]
CdTe			$1-2 \times 10^{-3}$	$1 \times 10^{-4}$			[68]
CdTe			$9 \times 10^{-4}$	$8 \times 10^{-5}$			[64]
CdTe			$1-2 \times 10^{-3}$	$10^{-4}$			[65]
CdZnTe			$0.5-5 \times 10^{-3}$	$10^{-5}$			[65]
CdTe	1000	80			$10^{-6}$	$10^{-6}$	[69]
CdZnTe	1350	120			$10^{-6}$	$2 \times 10^{-7}$	[69]
CdTe	1100	100	$10^{-4}$	$3 \times 10^{-5}$		$3 \times 10^{-8}$	[66,70,71 ]
CdZnTe			$8 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^{-6}$			[66,70,71 ]
CdTe, CdZnTe	1000-800	80-30	$3 \times 10^{-3}$		$(1-5) \times 10^{-6}$	$10^{-6}-10^{-7}$	[72]
CdZnTe-S			$4 \times 10^{-3}$	$2.5-3 \times 10^{-5}$	$(3-4) \times 10^{-6}$	$< 0.5 \times 10^{-6}$	} [73]
CdZnTe-D			$7 \times 10^{-4}$	$8 \times 10^{-6}$	$0.5 \times 10^{-6}$	$< 0.5 \times 10^{-6}$	
CdTe-S, eV Prod			$1.3 \times 10^{-3}$	$7 \times 10^{-5}$	$1 \times 10^{-6}$	$1 \times 10^{-6}$	
CdTe-S, Imarad			$2 \times 10^{-3}$	$10^{-4}$	$2-3 \times 10^{-6}$		
CdTe:Cl-S			$3 \times 10^{-3}$	$10^{-4}$	$2-3 \times 10^{-6}$	$1.5 \times 10^{-6}$	

Pokretljivost šupljina je prema podacima iz tabele 2. nešto bolja kod CdZnTe, ali kod oba materijala šupljine su za red veličine sporije od elektrona što za posledicu stvara nekompletno sakupljanje naelektrisanja. Zahvat i rekombinacija nosioca naelektrisanja na energetskim nivoima donora, ima veoma veliki uticaj na performanse CdTe detektora, dok gotovo ne predstavlja problem kod silicijuma i germanijuma. Važan aspekt koji utiče na rekombinaciju i sveukupnu brzinu sakupljanja naelektrisanja je primenjeni napon prema (35) i (36). Viši napon omogućava brže generisanje impulsa i manje izraženo asimetrično širenje pika.

## 2.2. Primena

Pored spektrometrijske primene, detektori bazirani na CdTe su dobri kandidati za digitalne detektore za generisanje medicinske slike koji će obezbediti bolji kontrast i prostornu rezoluciju [74]. *L. Verger* u [73] bavi se istraživanjem detektora od kadmijum-telurida za gama kamere i zaključuje da postprocesiranjem detektovanog spektra efikasnost detektora na 122 keV može da se popravi za više od 75% bez negativnog uticaja na rezoluciju, ali da postoji problem el. struje curenja i neminovnog šuma usled male otpornosti. *Ray Gunnink* i *Rolf Arlt* su pokazali da su detektori na bazi CdTe moguća zamena za Ge detektore u situacijama kada ne može da se obezbedi kriogeno hlađenje, i ako se koristi postprocesiranje izmerenog spektra [75]. *W.C. Barber et al.* su dokazali da je CdTe odličan kandidat za nove detektore u CT sistemima, koji će imati brzo vreme odziva (u slučajevima upadnog fluksa do 20 Mcps/mm<sup>2</sup>) i koji će raditi u revolucionarnim CT sistemima sa K-ivicom, za najnoviji kvantitativni molekularni imadžing [76]. *Paul Sellar et al.* su pokazali da je CdTe dobar izbor za ravanski detektor u astrofizici, za energije od 5 keV do 200 keV, i brzinom brojanja do 10 kHz [77]. *M. Krmar* u [78] pokazuje kako negativna pojava umaklih K-linija Cd i Te može biti iskorišćena u monitoringu vršnog napona X-cevi. Iz navedenog se može zaključiti da je glavna primena CdTe, kao detektora X-zračenja, u medicini i astrofizici.

### 2.3. Detekcija CdTe spektrometrom - problemi

Ako pretpostavimo da je pri detekciji CdTe spektrometrom podešena geometrija merenja i kolimacija snopa tako da nema nagomilavanja impulsa, glavni uzročnici u distorziji spektra su: 1) pikovi usled umaklih fotona i 2) asimetrično proširenje pikova.

#### 2.3.1. Pikovi usled umaklih fotona

U više publikacija je zabeleženo da su pikovi nastali usled umaklih fotona glavni problem pri merenju X-spektra CdTe detektorom [63, 79, 80]. Mesto ovih pikova je za energije K-linija Cd i Te niže od energije upadnog fotona. Razlog dominantnosti pikova usled umaklih K fotona kod CdTe leži u tome što su i kod Cd i kod Te, i  $K_{\alpha}$  i  $K_{\beta}$  jasno odvojene i relativno visokih energija kao što je prikazano u tabeli 3. Ovde treba obratiti pažnju da su ove energije visoke u smislu umicanja iz detektora relativno malih dimenzija (~1 mm), odnosno srednji slobodni put fotona datih energija je veći od dimenzija detektora.

Tabela 3. Glavne fluorescentne linije CdTe [79]

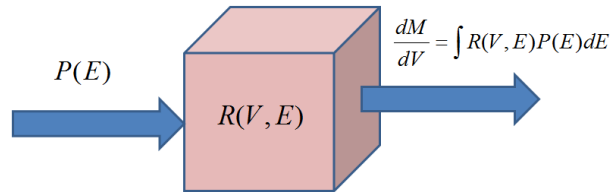
Element	$K_{\alpha}$ [keV]	$K_{\beta}$ [keV]
Cd	23.2	26.1
Te	27.5	31.0

#### 2.3.2. Asimetrično proširenje pika

Pored pikova nastalih umicanjem fotona, druga bitna anomalija na spektrima merenim CdTe je asimetrično proširenje pika [79-81] koje nastaje usled zahvata šupljina u trap centrima. Ovaj problem postaje važan za energije fotona veće od 50 keV, za koje se interakcije u detektoru dešavaju bliže anodi. Za meke X-zrake (nižih energija) interakcije fotona u detektoru se dešavaju bliže ulaznom prozoru i katodi, tako da šupljine prelaze manji put i njihov zahvat u trap centrima nije od značaja.

### 3. Anfolding - dekonvolucija merenog spektra

Prema gore navedenim podacima se zaključuje da izmereni amplitudski spektar impulsa ne predstavlja verno primarni spektar. Diferencijalni izmereni spektar može da se definiše kao konvolucija funkcije odziva detektora -  $R(V, E)$  i diferencijalnog primarnog spektra kao što je prikazano na slici 27.



Slika 27. Diferencijalni izmereni spektar,  $\frac{dM}{dV}$ , kao konvolucija funkcije odziva i diferencijalnog primarnog spektra

Diferencijalni primarni spektar,  $P(E)$ , predstavlja broj fotona iz primarnog spektra koji imaju energiji u opsegu  $(E - \frac{dE}{2}, E + \frac{dE}{2})$ . Verovatnoća da će foton sa ovom energijom biti detektovan kao impuls amplitude u opsegu  $(V - \frac{dV}{2}, V + \frac{dV}{2})$  je jednaka  $R(V, E)dVdE$ . Nakon diskretizacije navedenog problema dobija se jednakost:

$$m_i = \sum_j r_{ij} p_j \quad (39)$$

gde je  $m_i$ - broj registrovanih impulsa u  $i$ -tom kanalu;  $r_{ij}$  - funkcija odziva detektora koja dovodi u vezu broj detektovanih impulsa u  $i$ -tom kanalu i broj primarnih fotona energije u  $j$ -tom energetsom opsegu;  $p_j$  - broj upadnih fotona energije u  $j$ -tom energetsom opsegu. Kako bi primarni spektar bio pronađen potrebno je uraditi dekonvoluciju merenog spektra ili anfolding (*unfolding*). Problem koji se javlja kod detektora zračenja je taj što su merenja jako zavisna od stohastičke prirode procesa i vrednost registrovanih impulsa u  $i$ -binu ima veoma velike statističke fluktuacije [82]. To znači da funkcija odziva detektora  $R$  nije analitički poznata već se može doći do nje na tri načina [83]:



1. Empirijski: Numeričkom interpolacijom na osnovu raspoloživog konačnog broja spektara;
2. Polu-empirijski: Korišćenjem određenih parametrizovanih funkcija i određenog broja merenih spektara [84];
3. Monte Karlo računarskim simulacijama.

Sva tri načina unose u jednakost (39) određenu nesigurnost jer se rešenje bazira na određenom broju pretpostavki.

### 3.1. Matrični oblik anfoldinga - rešavanje loše uslovljenog problema

Jednačina (39) koja predstavlja diferencijalni mereni spektar  $M_i$  je samo jedna u sistemu od  $I$  jednačina. Broj  $I$  predstavlja ukupni broj kanala detektora. U matričnom obliku dati sistem jednačina može da se predstavi kao proizvod matrice odziva detektora i celokupnog primarnog spektra,  $P$  koji se sastoji od  $J$  različitih monohromatskih linija:

$$M = R \times P, \quad (40)$$

tj.

$$\begin{bmatrix} m_1 \\ m_2 \\ \vdots \\ m_I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & \cdots & r_{1J} \\ r_{21} & r_{22} & \cdots & r_{2J} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ r_{I1} & r_{I2} & \cdots & r_{IJ} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ \vdots \\ p_J \end{bmatrix}. \quad (41)$$

Na osnovu (30), primarni spektar može da se izračuna kao vektorski proizvod inverzne matrice matrice,  $R$  i izmerenog spektra,  $M$ :

$$P = R^{-1} \times M, \quad (42)$$

tj.

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ \vdots \\ p_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & \cdots & r_{1j} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ r_{i1} & \cdots & r_{ij} \end{bmatrix}^{-1} \times \begin{bmatrix} m_1 \\ m_2 \\ \vdots \\ m_i \end{bmatrix}. \quad (43)$$

Jednačina (42) predstavlja matrični zapis metode dekonvolucije spektra, koji spada u inverzne probleme jer se do rešenja dolazi ako se nađe inverzna matrica matrice  $R$ .

Kako bismo odredili metod rešavanja ovog problema potrebno je da se odredi da li je sistem dobro ili loše uslovljen. Prema [85,86] sistem (42) je dobro uslovljen ako važe sledeća dva uslova:

- 1) ako za svako  $m_i$  postoji jedinstveno rešenje;
- 2) za male perturbacije  $m_i$  postoji stabilno rešenje tj.  $R^{-1}$  je definisana za bilo koju vrednost  $m_i$  i raspodela vrednosti  $r_{ij}$  je kontinualna.

Kvantitativna uslovljenost sistema se može odrediti na osnovu norme matrice  $R$  prema [87]:

$$\text{cond}(R) = \|R\| \cdot \|R^{-1}\|, \quad (44)$$

gde je  $\|R\|$  - norma matrice  $R$ .

Što je  $\text{cond}(R)$  veće to je uslovljenost problema lošija. Za dobro uslovljene sisteme  $\text{cond}(R)$  je jednako 1.

Prethodno je napomenuto da sve promenljive koje ulaze u jednačinu (42) imaju u određenoj meri stohastičku prirodu tako da 1) ne mora da važi tj. možemo da kažemo da je (42) loše uslovljen sistem, što je i dokumentovano u literaturi [88,89].

Loše uslovljeni sistemi mogu biti: 1) rank-deficitarni ili 2) diskretni-loše uslovljeni problemi [90]. Spektrometrijski problemi se kategorišu kao diskretni-loše uslovljeni sistemi. Najbolji metodi za rešavanje ovih problema su regularizovani numerički metodi.

### **3.1.1. Numeričko rešavanje jednačine: Dekompozicija matrice na singularne vrednosti sa odsecanjem - TSVD**

Dekompozicija matrice funkcije odziva,  $R$  iz (40) na singularne vrednosti, SVD (*single value decomposition*) je prvi korak u rešavanju loše uslovljenih sistema. SVD se bazira na sledećoj teoremi linearne algebre:

TEOREMA 1. Neka je  $R$  proizvoljna matrica dimenzije  $m \times n$ . Tada postoje unitarna matrica  $U$  dimenzije  $m \times m$  i unitarna matrica  $V$  dimenzije  $n \times n$ , takve da je:

$$U^* R V = W, \quad (45)$$

gde su:  $U^*$  - konjugovana matrica matrici  $U$ , i  $W$  je dijagonalna matrica dimenzije  $m \times n$  oblika:

$$W = \begin{bmatrix} S & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, S = \begin{bmatrix} \sigma_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 & \vdots \\ \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \sigma_n \end{bmatrix} \quad (46)$$

Vrednosti  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_n \geq 0$  su singularne vrednosti matrice  $R$ .

Za tipične singularne vrednosti matrice  $R$  važi da brzo opadaju ka 0, i to do određenog indeksa  $r$ , a od  $r$  do  $n$  singularne vrednosti su približno jednake 0 [91]. Iz ovoga sledi da vrednost  $r$  određuje rank matrice  $R$ .

Na osnovu Teoreme 1. matrica  $R$  se može dekomponovati na:

$$R = U_{m \times n} S_{n \times n} V_{n \times n}^* . \quad (47)$$

Dalje, matrica  $R$  može da se zameni matricom  $R_r$  čije su sve singularne vrednosti različite od nule:

$$R_r = U_{m \times r} S_{r \times r} V_{r \times r}^* \quad (48)$$

Ovim je loše uslovljena matrica zamenjena dobro uslovljenom sa manjim rangom. Kako je smanjen rang matrice  $R$ , i praktično odsečene vrednosti  $R(m-r+1:m, n-r+1:n)$  ova metoda se zove SVD metoda sa odsecanjem, tj. TSVD (*Truncated SVD*).

Rešenje (40) može da se sada izračuna iz:

$$P_r = R_r^{-1} \times M, \quad (49)$$

tj.

$$P_r = V S^{-1} U^* M. \quad (50)$$

Ako se matrica  $S^{-1}$ , zameni matricom  $\bar{S}^{-1}$  čiji su elementi jednaki recipročnim singularnim vrednostima dobija se:

$$P_r = V\bar{S}^{-1}U^*M \quad (51)$$

Rešenje sistem treba da ima najmanju srednjekvadratnu grešku tj. da mu je norma ostatka  $\|R_r P_r - M\|_2$  minimalna. Takođe, potrebno je da rešenje sistema ima najmanju euklidsku normu,  $\min\|P_r\|_2$ .

TSVD metod predstavlja numerički metod rešavanja sistema jednačina sa regulacijom jer indeks  $r$  nije egzaktno određen već predstavlja parametar koji se fituje. Radi postizanja minimalne srednjekvadratne greške sistema i euklidske norme rešenja, potrebno je optimalno odrediti  $r$ . TSVD metod se uspešno pokazao u rešavanju inverznih problema u X-spektrometriji u [91-93] i zato je i u ovom istraživanju izabrani metod.

### 3.1.1.1. Metod za biranje parametra regulacije: L-kriva

Za numeričko rešavanje sistema jednačina sa regulacijom potrebno je da postoji procedura za proračun samog parametra regulacije. Parametar regulacije treba da bude takav da regularizovano rešenje,  $p_{reg}$  aproksimira tačno rešenje,  $\bar{p}$ . Razlika između ove dve vrednosti (42) predstavlja ukupnu grešku metode koja potiče od greške u regulacionoj metodi,  $\varepsilon_r$  i greške perturbacije,  $\varepsilon_p$  [94]. Dobro izabrani parametar regulacije daje optimalnu vrednost za ove dve greške.

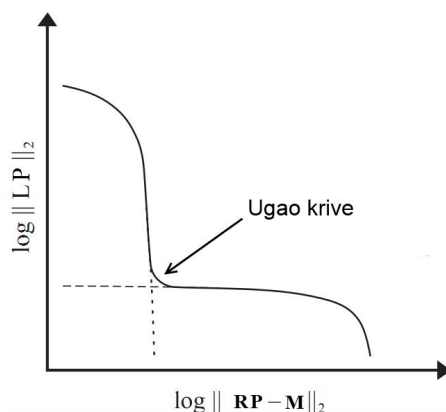
$$p_{reg} - \bar{p} = \varepsilon_r + \varepsilon_p. \quad (52)$$

Postoji više metoda za procenu parametra regulacije koje mogu biti svrstane u dve kategorije u zavisnosti od pretpostavki o perturbaciji izmerenog spektra  $M$ :

1. Metode bazirane na znanju: dobra procena perturbacije leve strane u (40),
2. Metode koje ne zahtevaju predznanje o levoj strani u (40).

U sedmom poglavlju u [90] dat je detaljni pregled svih pomenutih metoda, a u ovom istraživanju je upotrebljena metoda L-krive koja predstavlja grafičku metodu za dobijanje traženog parametra [94].

Metod L-krive je baziran na log-log zavisnosti norme ostatka  $\|RP_{reg} - M\|_2$  i norme rešenja  $\|LP_{reg}\|_2$ , gde je  $L$  matrica vrste parametara regulacije, za TSVD metodu  $L$  je jedinična matrica. Tipičan izgled L-krive je prikazan na slici 28, i liči na latinični oblik slova L, i otuda i naziv ove krive. Na samoj krivoj su predstavljene vrednosti parametra regulacije.



Slika 28. Šematski prikaz L-krive

Horizontalni deo krive predstavlja vrednosti parametra regulacije za koje u rešenju dominira greška regulacije,  $\varepsilon_r$  dok horizontalni deo L-krive predstavlja vrednosti parametra za koje su dominante greške perturbacije,  $\varepsilon_p$ . U optimalnom slučaju i jedna i druga vrednost treba da su što manje, tako da je optimalno rešenje parametar koji se nalazi u uglu L-krive [95].

### 3.1.2. Matlab paket za rešavanje loše uslovljenih problema

MATLAB (*MathWorks, Inc., SAD*) je računarski jezik visokog nivoa sa interaktivnim okruženjem. Namenjen je za razvoj algoritama, vizualizaciju podataka, analizu podataka i numeričke proračune [96]. U ovoj disertaciji, MATLAB je iskorišćen radi numeričkog rešavanja loše uslovljenih sistema. *Hansen* je u [94] predstavio familju funkcija (*toolbox*) za računarsko rešavanja diskretnih-loše definisanih sistema jednačina

sa regulacijom. U ovom istraživanju je za dekompoziciju matrice funkcije odziva detektora korišćena funkcija CSVD koja se poziva linijom:

```
[U,s,V]=csvd(R) .
```

Nakon dekompozicije, radi dobijanja L-krive i rešenja, iskorišćena je funkcija:

```
[reg_corner,rho,eta,reg_param] =l_curve(U,s,b,'tsvd')
```

koja kao izlaz daje parametar regulacije u uglu L-krive - `reg_corner`, normu ostatka - `eta`, normu rešenja - `rho`, i niz parametara regulacije.

Na osnovu rezultata dobijenih prethodnom linijom, parametar regulacije je onda upotrebljen u TSVD numeričkoj metodi pomoću sledeće funkcije:

```
[x_reg,rho,eta] = tsvd(U,s,V,b,reg_corner) ,
```

gde je `x_reg` traženi primarni spektar.

#### 4. Monte Karlo metod za generisanje matrice odziva $R$

U poglavlju 3 je bilo reči o metodama za generisanje matrice odziva  $R$ . Od tri pomenuta metoda poslednjih godina se najviše koriste Monte Karlo simulacije [97].

Monte Karlo<sup>10</sup>, MC (*Monte Carlo*) simulacije predstavljaju vrlo važan deo u istraživanjima transporta elementarnih čestica u mnogobrojnim oblastima fizike (astrofizici, nuklearnoj fizici, medicinskoj fizici i industriji) [100] kako i u rešavanju problema stohastičke prirode u drugim oblastima nauke. U vremenu ekspanzije računarske tehnologije i konstantnog poboljšanja karakteristika računara, MC metod simulacije realnog događaja se često primenjuje u medicinskoj fizici: u istraživanjima ponašanja detektora zračenja, prilikom optimizacije i proračuna doza zračenja, prilikom proračuna barijera i dizajna prostorija, za planiranje terapije zračenjem, u mikrodozimetriji i mnogim drugim oblastima [101].

---

<sup>10</sup> Naziv Monte Karlo datira iz 1944. godine, iz vremena američkog Menheten (*Manhattan*) projekta. Tada su, uz pomoć analognih računara, na razvoju MC tehnike radili naučnici *Von Neumann*, *Ulam* i *Fermi* koji se smatraju pionirima ove simulacione tehnike iako su brojni fizičari i matematičari uticali na razvoj MC tehnike još od 1689. godine. [98, 99].

Kao što je prethodno pomenuto MC tehnika simulacije se u širem smislu temelji na stohastičkoj prirodi procesa čija su stanja definisana zakonima verovatnoće [102]. Stoga su razni problemi vezani za jonizujuća zračenja idealni kandidati za ovu simulacionu tehniku. Dodatno, MC simulacije generišu podatke iz virtuelnog eksperimenta i za razliku od realnog eksperimenta sa jonizujućim zračenjima MC eksperiment ne može da ima negativne posledice po zdravlje istraživača [103].

U okviru ovog istraživanja od interesa je sagledati MC tehniku na primeru transporta fotona X-zračenja kroz materijal određenog detektora. Radi generisanja matrice odziva detektora potrebno je simulacijom doći do podatka o broju apsorbovanih fotona  $r_i$  energije  $E_i$ , u detektoru, za određeni  $p_j$  broj upadnih fotona energije  $E_j$ .

Da bi izračunao traženi podatak zadatak MC simulacije je da reši integralnu Bolcmanovu transportnu jednačinu (53). Neka je stanje fotona određeno vektorom položaja  $\vec{r}'$  i vektorom brzine  $\vec{v}'$ , i obeleženo sa  $p(\vec{r}', \vec{v}')$ , i neka je  $\Psi$  - funkciju gustine sudara fotona  $p$  na određenom putu, onda je prema linearnoj vremenski nezavisnoj Bolcmanovoj transportnoj jednačini [104]:

$$\Psi(\vec{r}, \vec{v}) = \int [\int \Psi(\vec{r}', \vec{v}') C(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}, \vec{r}') d\vec{v}' + Q(\vec{r}', \vec{v})] T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{v}) d\vec{r}' \quad (53)$$

gde je  $C$  - funkcija koja opisuje promenu vektora brzine prilikom sudara (*colission*),  $T$  - funkcija promene položaja (*transport*), a  $Q(\vec{r}', \vec{v})$  - funkcija koja definiše ponašanje izvora fotona.

Ako važe sledeće pretpostavke:

1. Sredina kroz koju foton prilazi je u mirovanju i homogena;
2. Sredina kroz koju foton prilazi je vremenski nezavistan sistem;
3. Sledeći sudar zavisi samo od sadašnjeg stanja  $(\vec{r}', \vec{v}')$ ;
4. Zanemaruje se relativistički efekat;
5. Dodatne sile ne utiču na promenu ponašanja čestice, u ovom slučaju fotona;
6. Osobine materijala sredine se ne menjaju usled sudara sa fotonima;

može da se upotrebi princip superpozicije tj. da funkcija gustine sudara  $\Psi$  bude jednaka sumi:

$$\Psi(p) = \sum_{k=1}^N \Psi_k(p) \quad (54)$$

gde je  $k$  broj sudara koje foton pretrpi na celokupnom putu, a  $\Psi_k(p)$  funkcija gustine sudara fotona posle  $k$ -tog sudara.

Neka je funkcija promene stanja fotona prilikom sudara  $R(p' \rightarrow p)$  jednaka:

$$R(\vec{p}' \rightarrow \vec{p}) = C(\vec{r}', \vec{v}' \rightarrow \vec{v})T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{v}). \quad (55),$$

Prema gornjim pretpostavkama funkcija gustine sudara fotona na putu do prvog sudara je određena izrazom:

$$\Psi_0(p) = \int Q(\vec{r}', \vec{v})T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{v})d\vec{r}', \quad (56)$$

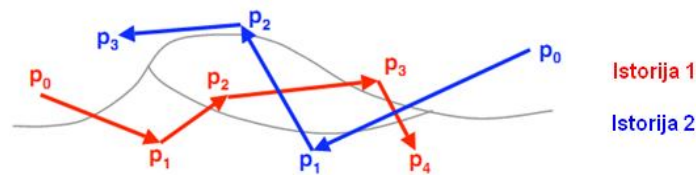
tj. funkcija gustine sudara fotona posle  $k$  sudara:

$$\Psi_k(p) = \int \Psi_{k-1}(p')R(p' \rightarrow p)dp'. \quad (57)$$

Na osnovu (56) i (57) se dobija funkcija gustine sudara fotona na čitavom njegovom putu od  $k$  stanja:

$$\Psi_k(p) = \int \dots \int \Psi_0(p_0) \cdot R(p_0 \rightarrow p_1) \cdot R(p_1 \rightarrow p_2) \cdot \dots \cdot R(p_{k-1} \rightarrow p) dp_0 \dots dp_{k-1} \quad (58)$$

Stoga je *istorija* fotona u MC terminologiji predstavljena sekvencom stanja  $p_0, p_1, p_2, \dots, p_k$  kao što je prikazano na slici 29.



Slika 29. Šematski prikazane dve istorije čestice u Monte Karlo simulaciji [105]

Generisanje istorije fotona u MC simulaciji je bazirano na:

- slučajnom odabiru početnog stanja fotona:  $\Psi_0(p)$ ;
- slučajnom odabiru  $k$ -tog prelaza iz funkcije gustine promene stanja:  $R(p_{k-1} \rightarrow p_k)$ .



Takvo slučajno odabiranje se radi  $M$  puta, gde je  $M$  broj potrebnih istorija koje zadaje korisnik. Do tražene *merne* veličine -  $A$  se dolazi usrednjavanjem dobijene veličine  $A$  po istorijama:

$$A = \int A(p)\Psi(p)dp \approx \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M A(p)\Psi(p). \quad (59)$$

U slučaju simulacije funkcije odziva detektora, broj  $M$  predstavlja broj upadnih fotona  $p_j$ , dok veličina  $A$  predstavlja broj detektovanih fotona  $r_i$ .

Monte Karlo simulacija se izvodi na računaru zbog veoma velikog broja pokušaja tj. istorija,  $M$ , koji su potrebni radi adekvatne analize problema. Ako se pokrene u dovoljno velikom broju, Monte Karlo tehnika daje veoma realistične rezultate (predstavlja numerički eksperiment), a prema centralnoj graničnoj teoremi [106]. Rogers D. je u [107] napravio pregled pojavljivanja Monte Karlo tehnike u načnim radovima i ukratko opisao moderne MC kodove (Penelopa, MCNP, GEANT4, GATE, EGS) prema njihovim namenama.

#### 4.1. MCNP5

Simulacije u ovom israživanju su urađene međunarodno priznatim MCNP5 računarskim programom. MCNP5 (*Monte Carlo N-particle code*) je program kojim se simulira transport neutrona, fotona i elektrona kao i spregnuti transport ovih čestica u 3D geometriji [108]. Razvijen je i održavan u ustanovi „Los Alamos National Laboratory“, SAD.

Energije čestica koje se mogu simulirati u MCNP5 programu su:

- za neutrone: od 0.01 MeV do 20 MeV,
- za fotone: od 1 keV do 100 GeV,
- za elektrone: od 1 keV do 1 GeV.

Opseg energija fotona koji pokriva MCNP5 okruženje je daleko širi od opsega energija koje se koriste u medicinskoj radiologiji tako da je MCNP5 moguće koristiti za probleme simulacije odziva detektora u traženom radiološkom opsegu.

Radi razumevanja ulaznog koda i rezultata, korisnik treba da je upoznat sa jedinicam koje važe u MCNP okruženju koje su ovde date:

- Jedinica dužine je centimetar;
- Jedinica energije je mega-elektron-volt;
- Jedinica vremena je sekunda;
- Jedinica temperature je data u umnoscima temperature i Bolcmanove konstante  $(kT)^{11}$  tj. MeV;
- Jedinica atomske gustine je atom/(barn-cm);
- Jedinica masene gustine je g/cm<sup>3</sup>;
- Jedinica poprečnog preseka za interakciju je barn;
- Jedinica toplotnog broja je MeV/sudar;
- Odnos atomske težine na osnovu mase neutrona je 1.00866497 amu.

#### 4.1.1. Ulazna MCNP5 datoteka

MCNP5 program se pokreće iz komandnog prozora sledećom komandom:

```
mcp5 inp=<ime ulazne datoteke>.txt outp=<ime izlazne  
datoteke>.txt mctal==<ime Tally datoteke>.txt ptrac==<ime  
ptrac datoteke>.txt
```

gde su: *inp* - ulazna tekstualna datoteka (fajl) u kojoj je definisan problem u 3 bloka linija koda: (1) Linije koda koje definišu ćelije, (2) Linije koda koje definišu površine ćelije; (3) Linije koda koje definišu problem, po jedna prazna linija razdvaja ova tri bloka, a iznad prvog bloka je naslovna linija programa; *outp* - izlazna tekstualna datoteka koja sadrži: (1) ulazni kod, (2) informacije o izvršavanju simulacije prema istorijama i (3) tražene izlazne informacije; *mctal* - izlazna tekstualna datoteka koja sadrži samo tražene izlazne informacije; *ptrac* - izlazna tekstualna datoteka koja sadrži detaljne informacije o svim promenama stanja čestice u svakoj istoriji i pri definisanoj interakciji.

---

<sup>11</sup> k je Bolcmanova konstanta  $1.38 \cdot 10^{-23}$  J/K.

MCNP5 program prati istorije čestice u 3D geometriji, tako da se specifični problem i geometrija eksperimenta definiše preko 3D ćelija konačne zapremine. Ćelije se definišu u prvom bloku *inp* fajla i opisane su odgovarajućim graničnim površinama i gustinama materijala koji ih ispunjava. Površine ćelije se definišu u drugom bloku *inp* fajla i opisane su analitičkim funkcijama koje su prikazane u poglavlju 3-III u [109].

U trećem, poslednjem bloku *inp* fajla se definiše problem tj. traženi parametar. Ovde se navode: materijali koji ispunjavaju geometriju problema preko jedinstvenog šestocifrenog broja ZAID (*Z A IDentification*) koji sadrži redni (*Z*) i maseni broj (*A*) hemijskog elementa u materijalu; izvor zračenja u smislu geometrije, tipa zračenja i energije zračenja; parametar koji pratimo (*tally*<sup>12</sup>); i parametar koji definiše prekid simulacije (maksimalni broj istorija) ili kraj istorije čestice (minimalna energija čestice).

Rezultat MCNP5 simulacije se definiše preko *Tally* parametara i makar jedan *Tally* mora biti definisan. U zavisnosti od cilja istraživanja *Tally* može dati vrednost traženog parametra u određenoj ćeliji ili u više ćelija. Tabela 4 prikazuje najvažnije oznake za *Tally* i parametre koji se mogu izračunati u MCNP5 programu.

Tabela 4. Najvažnije *Tally* u MCNP5 programu [109]

Oznaka	Parametar	Čestica <i>pl</i>	Jedinica mere
<b>F1: <i>pl</i></b>	Površinska struja	N ili P ili N,P ili E	# čestica
<b>F2: <i>pl</i></b>	Srednji površinski fluks	N ili P ili N,P ili E	# čestica/cm <sup>2</sup>
<b>F4: <i>pl</i></b>	Srednji fluks u ćeliji	N ili P ili N,P ili E	# čestica/cm <sup>2</sup>
<b>F5a: <i>pl</i></b>	Fluks u tački ili u prsten geometriji	N ili P	# čestica/cm <sup>2</sup>
<b>F6: <i>pl</i></b>	Depozicija energije	N ili P ili N,P	MeV/g
<b>F8: <i>pl</i></b>	Distribucija visine impulsa u ćeliji	N, P ili E ili P,E	# impulsa

<sup>12</sup> *Tally* može specifično u ovom slučaju da se prevede kao brojač.

Radi simulacije odziva spektrometra u MCNP5 programu potrebno je iskoristiti *Tally* koja daje distribuciju visine impulsa u ćeliji. Iz tabele 4 se vidi da jedino F8 *Tally* može da se iskoristi za zadati problem.

#### 4.1.2. *Tally* F8

*Tally* koja kao rezultat ispisuje energetska distribuciju pulseva stvorenih u specificiranoj (posmatranoj) ćeliji se koristi radi modelovanja spektrometara, i naziva se F8. Rezultat se ispisuje prema definisanim energetskim kanalima (*energy bins*) čija širina odgovara rezoluciji spektrometra.

MCNP5 generiše distribuciju pulseva u jednoj ćeliji, tako što beleži kada čestica (neutron, foton ili elektron) prolazi površinu ćelije. Tada se energija, u smislu kinetičke energije, čestice oduzima ako čestica izlazi iz ćelije ili pak sabira ako čestica ulazi. Time se dobija deponovana energija u ćeliji. Na kraju svake istorije zbir za jednu ćeliju se normira brojem čestica koje se emituju iz izvora. Rezultujuća, dobijena energija određuje kanal u kojem će vrednost biti postavljena. Vrednost rezultujuće energije je nula ako nijedna čestica nije ušla u ćeliju. Važan aspekt F8 *Tally* je jednakost ove *Tally* definisane za fotone u oznaci F8:P, elektrone F8:E ili upareni transport fotona i elektrona F8:P,E. Ovo važi jer se uvek beleži sva deponovana energija koja je posledica i transporta fotona i elektrona.

F8 *Tally* se koristi sa definisanim energetskim kanalima, i potrebno je voditi računa o negativnim vrednostima koje nastaju kao posledica neanalognih [108] procesa i nula vrednosti koje su posledica prolaska čestice bez interakcije u datoj ćeliji. MCNP omogućava da se definiše nulti i epsilon kanal tako da se ovi procesi izdvoje. Prema preporukama [109] drugi red u definiciji *Tally* F8 treba da glasi:

E8 0 1.e-5 1. 2. 3. 4. 5.

Ovakvom definicijom omogućavamo da neanalogni izbijeni elektroni koji mogu da uzrokuju negativni rezultat budu zabeleženi u nultom kanalu.

Epsilon kanal pravi razliku između čestica koje ne ulaze u ćeliju i onih koje ulaze ali ne deponuju energiju. Broj čestica koje prođu i ne deponuju energiju će biti zabeležen u epsilon binu sa predatom energijom od 1.e-12 MeV.

Na slici 30 je prikazana definicija F8 Tally u tri linije *inp* fajla. U crvenom pravougaoniku je označeno da se radio o F8 Tally koja treba da beleži energetska distribuciju impulsa kao posledicu transporta fotona (p). Oznaka ćelije je predstavljena brojem ćelije, a u ovom istraživanju je bila „500“. Broj ćelije odgovara ćeliji simuliranog detektora. U drugom redu, oivičenom zelenim pravougaonikom na slici 30, su definisani energetska kanali. Prethodno je napomenuto da je jedinica energije u MCNP5 mega-elektron-volt. Prema slici 30 simulirani spektrometar beleži impulse energije od 1.01 do 151 keV, rezolucije je 120 eV i ima 1250 kanala. Rezolucija simuliranog spektrometra je odgovarala rezoluciji realnog spektrometra.

```

c tally
f8:p 500
E8 0 1E-5 0.00101 1249i 0.151
ft8 GEB 0.00020296 0.0018 0

```

Slika 30. Primer definisanja F8 tally

Ako se definiciji F8 Tally doda treća linija označena plavim pravougaonikom na slici 30 onda se dobija realnija simulacija odziva detektora u kojoj je uračunato Gausovo proširenje pika, GEB (*Gaussian Energy Broadening*). GEB opcija je specijalno tretiranje F8 Tally koja uračunava stohastičnu prirodu detekcije fotona u spektrometru. Ako GEB opcija nije specificirana simulirani spektrometar bi se ponašao kao idealni detektor i pri detekciji fotona jedne vrednosti energije bi registrovao upravo tu energiju u samo jednom kanalu. U realnosti dolazi do simetričnog proširenja oko datog kanala i registrovani pik ima oblik Gausove krive. GEB opcija u MCNP5 programu omogućava simulaciju realnog FWHM spektrometra prema (60):

$$FWHM = a + b\sqrt{E + cE^2}, \quad (60)$$

gde je  $E$  energija čestice u MeV, a  $a$ ,  $b$ ,  $c$  su koeficijenti koje dobijamo iz parametara merenog spektra i stvarnog FWHM. Jedinice  $a$ ,  $b$ ,  $c$  su MeV,  $\text{MeV}^{1/2}$  i  $\text{MeV}^{-1}$ , respektivno.

Izvan MCNP5 okružena simetrično proširenje pika se lako moduluje *Gaussovom* funkcijom [55] i lako se implementira u MC simulaciju, što je i prikazano u literaturi [88, 89, 110].

Kada se simulira spektrometrijsko merenje potrebno je voditi računa i o asimetričnom proširenju pika (ka nižim energijama) o kome je bilo reči u poglavlju 1.3.4.3. U MCNP5 programu ne postoji opcija ili podešavanje koje obezbeđuje uračunavanje asimetričnog proširenja pika.

#### 4.1.3. PTRAC i simulacija asimetričnog proširenja pika

Asimetrično proširenje impulsa je posledica drifta nosioca naelektrisanja (elektrona i šupljina) koji je indukovano primenjenim električnim poljem unutar aktivne zapremine spektrometra, i kasnijim zahvatom nosioca naelektrisanja u trap centrima. U zavisnosti od mesta interakcije incidentnog fotona unutar detektora, zahvat nosioca naelektrisanja smanjuje visinu registrovanog impulsa i pomera ga ka nižim energijama [55] i [88]. Asimetrično proširenje pika je teže modelovati od simetričnog. Da bi se opisalo, nekoliko jednačina je razvijeno, na osnovu karakteristika detektora, energije incidentnih fotona i mesta interakcije. *Hektova* jednačina (38) daje dobre rezultate ako detektor ima planarnu konfiguraciju elektroda, incidentni foton ulazi u detektor kroz katodu, i ako se pretpostavi da je električno polje u detektoru uniformno [63] i [111].

Da bi računarska implementacija *Hektove* jednačine bila uspešna vrednosti  $E$  i  $x$  u (38) moraju da se izračunaju putem simulacije, dok su  $d$ ,  $\lambda_e$ , i  $\lambda_h$ , unapred poznati parametri realnog detektora. Postoje nekoliko publikovanih radova koji objašnjavaju kako se *Hecht* jednačina kodira u različitim MC softverskim programima: EGS4, EGS5, GEANT4, MCNPX, kao i u MC kodovima razvijenim od strane pojedinaca [88,112-114] i [115].

U okviru ovog istraživanja predstavljen je novi metod spektrometrijske simulacije koji koristi MCNP5 program i integriše *Hechtovu* jednačinu. F8 *Tally* koja je specijalno dizajnirana kako bi registrovala energetska distribuciju impulsa ne proračunava mesto interakcije,  $x$  u (38). Ovo znači da asimetrično širenje impulsa ne može biti modelovano pomoću F8 *Tally*. Ideja ovog istraživanja je bila da umesto predodređene i široko usvojene F8 *Tally*, u simulaciji odziva spektrometra bude korišćena PTRAC komanda. Komanda PTRAC generiše izlazni tekstualni fajl (dalje označen kao PTRAC fajl) koji se sastoji jedino od informacija o događajima (sudarima) u svim istorijama fotona iz izvora, a koje je korisnik koda naveo kao relevantne. U samom fajlu su smeštene

informacije koje se odnose na tip događaja, kordinate, zabeleženu energiju interagujuće čestice itd. Radom na ovom problemu je pokazano da ako se PTRAC fajl postprocesira, vrednosti apsorbovane energije po istoriji,  $E$  i razdaljine,  $x$  u (38) mogu biti ekstrahovane [116]. Tako, PTRAC fajl može biti upotrebljen radi generisanja spektra koji je simetrično i asimetrično proširen.

#### 4.1.3.1. PTRAC komanda

Komandom PTRAC može da se kontroliše količina i kvalitet informacija u PTRAC fajlu. Ako se PTRAC komanda u *inp* fajlu koristi bez specificiranja ijedne ključne reči, svi događaji svih čestica su zapisani u PTRAC fajl. Tako se generiše *veliki* tekstualni fajl reda 1 GB. U ovom radu, za simulaciju fotonske spektrometrije, sledeće ključne reči sa sledećim parametrima su korišćene:

```
ptrac event = col, ter, sur, bnk; file =asc; write = all;
type = p; filter = 500, icl.
```

Ključna reč *Event* opisuje tip događaja koji pratimo. Vrednosti ove reči mogu biti:

- col— označava pamćenje sudara čestica i materijala detektora,
- ter— označava završetak praćenja čestice (npr. čestica izlazi iz detektora),
- sur— označava da je čestica prošla kroz graničnu površinu prilikom ulaska u specifičnu ćeliju, i
- bnk— označava da se stvorila sekundarna čestica.

Radi željenog formata ispisa PTRAC fajla, koristi se *file* ključna reč. Postoje dve opcije za format ispisa tj. dve vrednosti *file* ključne reči:

- asc—izlaz je ispisan u ASCII formatu, dok
- bin—generiše binarni izlazni fajl.

Moguće vrednosti ključne reči *type* definišu tip čestice. izbor vrednosti je:

- p— zapisuje samo informacije o događajima u kojima je učestvovao foton,
- e— zapisuje samo informacije o događajima u kojima je učestvovao elektron,
- n— zapisuje samo informacije o događajima u kojima je učestvovao neutron.

Ključna reč *filter* koju prati <broj> i *icl* parametar, definiše identifikacioni broj ćelije od interesa. Pomoću ove ključne reči biramo samo događaje koji su se desili u ćeliji koja označava aktivnu zapreminu detektora. U ovom slučaju je broj ćelije detektora 500, a ovaj broj je već upotrebljen u identifikaciji ćelije u definiciji F8 *Tally*.

Ključna reč *write* kontroliše karakteristike događaja koje će biti zabeležene. Moguće opcije su:

- *all* - ova vrednost ključne reči koristi se za zapis sledećih informacija o događaju: 1) poziciju definisanu pomoću Dekartovog koordinatnog sistema; 2) broj ćelije; 3) broj materijala u kodu sa kojim je čestica interagovala; 4) vrednost kosinusa uglova koje pravac čestice nakon sudara pravi u odnosu na ravni  $xy$ ,  $xz$  i  $yz$ ; 4) energiju čestice; 5) matematičku težinu čestice; 6) vreme događaja.
- *pos* - vrednost ključne reči *write* koja zapisuje samo: 1) poziciju definisanu pomoću Dekartovog koordinatnog sistema; 2) broj ćelije; 3) broj materijala u kodu sa kojim je čestica interagovala.

U ovom istraživanju, model detektora je orjentisan tako da je  $z$ -osa normalna na katodu detektora i paralelna pravcu primenjenog električnog polja. Na osnovu ovakve orjentacije detektora sledi da je samo  $z$ -koordinata događaja potrebna za proračun  $x$  iz (38). Radi dobijanja  $x$ , potrebno je još usaglasiti referentne tačke koordinatnog sistema simuliranog detektora i realnog detektora. U sklopu proračuna (38) i posmatranog realnog detektora, referentna tačka za proračun dubine interakcije  $x$  u detektoru je katoda, a pozitivni deo  $z$ -ose je okrenut ka anodi. U simulaciji u ovom istraživanju, referentna tačka je sredina detektora, a pozitivni deo  $z$ -ose je okrenut ka katodi. Iz datog razmatranja dobija se jednačina koja povezuje dobinu interakcije u detektoru i  $z$ -koordinatu simulacije:

$$x = \frac{d}{2} - z. \quad (61)$$

#### 4.1.3.2. Izlazna datoteka PTRAC

Deo rezultujuće PTRAC datoteke (fajla) koji je dobijen sa prethodno navedenom linijom koda je prikazan na slici 31. Prikazani fajl ne liči na tipičan ASCII fajl sa



spektrometrijskim podacima zato što informacija o broju impulsa u datim energetskim binovima nije eksplicitno zabeležena. Spektrometrijska informacija je data implicitno, putem zabeleženih vrednosti energije fotona nakon sudara sa materijalom detektora. Radi dobijanja smislenog spektrometrijskog izlaza neophodno je postprocesiranje PTRAC fajla. Kada se postprocesiranjem generišu mesto interakcije fotona,  $x$  i deponovana energije,  $E$  moguće je uključiti i *Hechtovu* jednačinu. Kako bi ovi ciljevi bili postignuti glomazan PTRAC fajl mora biti dešifrovan. Dešifrovanje PTRAC-a nije jednostavan zadatak jer je uputstvo [109] pisano u opštem slučaju tako da nije praktično za brzo rešavanje problema. Zbog toga je ovde naveden primer jednog PTRAC fajla (datoteke) koji je raščlanjen na bitne delove.

The image shows a PTRAC data file. The header section is enclosed in a red box and contains the following text:

```

-1
mcnp 5 09282010 09/12/14 14:10:05
C X-ray spectrometer CdTe
1.3000E+01 1.0000E+00 1.0000E+02 0.0000E+00 4.0000E+00 4.0000E+00 5.0000E+00 3.0000E+00 2.0000E+00 1.0000E+00
1.0000E+00 3.0000E+00 5.0000E+02 5.0000E+02 1.7000E+01 1.0000E+00 1.0000E+04 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 1.0000E+00 2.0000E+00 0.0000E+00 1.0000E+00 2.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
2 7 9 8 9 8 9 8 9 0 4 0 0 0 0 0 0 0 0 0
1 2 7 8 9 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 7 8 10 11 16 17 18 19 20 21 22 23
24 25 26 27 28 7 8 12 13 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 7 8 10 11 16 17 18 19
20 21 22 23 24 25 26 27 28 7 8 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28

```

Below the header, there is a table of data. A green box highlights the particle ID '5' in the first column. A blue box highlights a row of data in the table. The data table contains columns for particle ID, energy, and various interaction parameters.

Slika 31. Izgled PTRAC datoteke

Na slici 31 crvena linija označava zaglavlje PTRAC fajla. Zaglavlje je napisano u deset redova i ne sadrži informaciju koja bi bila korisna za spektrometrijsku simulaciju. Usled navedenog, zaglavlje je zanemareno prilikom postprocesiranja PTRAC fajla, tj. redovi koji čine zaglavlje su obrisani. Zelena linija na slici 31, označava broj koji identifikuje istoriju čestice iz izvora koja je ušla u ćeliju od interesa, tj. ćeliju detektora. (Broj istorije je 5.) Broj 3000 u drugoj koloni, opisuje prvi događaj koji se desio u simulaciji (linija 1 na slici 31) i označava da je foton prešao graničnu površinu ćelije 500 (detektora) pri ulasku u ćeliju. Detalji datog prvog događaja su prikazani šrafiranom površinom na slici 31.

Plavom linijom je uokviren još jedan primer događaja (identifikator događaja je 4000) i njegovih detalja. (linije 7, 9, 10 slici 31). Detalji događaja i sam identifikator ne nalaze se u istoj liniji. Detalji su napisani u dve linije i to dve linije ispod identifikatora. U drugoj liniji detalja događaja nalaze se sledeće informacije:  $x$ ,  $y$ ,  $z$  coordinate događaja (u centimetrima);  $u$ ,  $v$ ,  $w$  kosinusi pravca (bez jedinice); Energija praćene čestice (u MeV); težina čestice (bez jedinice); vreme događaja (jedinica je *shake*, gde je 1 shake = 10 ns). Broj koji se nalazi u četvrtoj koloni i prvoj liniji detalja događaja igra važnu ulogu u procesiranju PTRAC fajla. Važne vrednosti u radiološkom opsegu energija fotona su:  $-1$ ,  $-2$  i  $-3$ , i one predstavljaju vrstu interakcije koju je foton pretrpeo u detektoru: Komptonovo rasejanje, koherentno rasejanje, i fotoelektrični sudar sa fluorescencijom, respektivno. Algoritam za ekstrakciju ukupne predate energije,  $E$ , i dubine,  $x$  u (38) je nastao na osnovu vrednosti iz četvrte kolone i fizičkih zakona koji važe za održanje energije u registrovanim događajima, a koje su opisane u poglavlju 1.3.2. Zabeleženi identifikatori događaja (broj u prvoj koloni) u ovom istraživanju su dati u tabeli 5.

Tabela 5. Zabeleženi PTRAC identifikatori događaja.

<b>Identifikator</b>	<b>Opis</b>
<b>2009</b>	Foton iz dvostruke fluorescencije
<b>2011</b>	Elektron iz fotoelektričnog efekta
<b>2012</b>	Elektron iz Komptonovog sudara
<b>2014</b>	Ožerov elektron
<b>2016</b>	Zakočno zračenje usporavanjem elektrona
<b>2017</b>	Izbačeni elektron (sudar elektron-elektron)
<b>2018</b>	Karakteristično zračenje
<b>5000</b>	Završetak istorije primarne čestice
<b>9000</b>	Poslednji događaj u istoriji
<b>3000</b>	Prolaz čestice kroz površinu
<b>4000</b>	Sudar u opštem smislu

Posle pažljive analize PTRAC fajla, opaženo je da ako se GEB opcija (slika 30) uključi u ulazni *inp* fajl, PTRAC fajla neće biti promene već samo *Tally* F8. Na osnovu

ovog zapažanja je zaključeno da postprocesorski algoritam pored asimetričnog proširenja mora da sadrži i kod za simetrično proširenje.

## 5. Opis eksperimenta i diskusija

Istraživanje u okviru ove disertacije se sastoji iz više etapa i svaka od njih je detaljno prikazana u ovom poglavlju.

1. Na početku je dat opis spektrometra X-123CdTe (AMPTEK, SAD) i njegova kalibracija i karakterizacija rezolucije u smislu FWHM parametra. Nakon kalibracije spektrometar je testiran na rendgenu instaliranom u Institutu za nuklearne nauke „Vinča” (Laboratorija za zaštitu od jonizujućeg zračenja i zaštitu životne sredine – „Zaštita”). U prvom delu su prikazani i rezultati tog spektrometrijskog merenja. Takođe, radi potreba daljeg razvoja simulacionog modela, u ovom delu je spektrometrijski snimljen i  $\gamma$ -spektar barijuma ( $^{133}\text{Ba}$ ).

2. Nakon laboratorijskog spektrometrijskog merenja razvijen je trodimenzionalni model postavke eksperimenta sa modelom detektora. U ovom delu je urađena verifikacija modela prema standardnoj funkciji F8 *Tally* programa MCNP5 i snimljenog  $\gamma$ -spectra  $^{133}\text{Ba}$ , modelovanog  $\gamma$ -spectra  $^{133}\text{Ba}$ , kao i modelovanje FWHM parametra  $a$ ,  $b$ ,  $c$  za F8 *Tally*.

3. Analiza PTRAC fajla i razvijanje algoritma za postprocesiranje je usledilo nakon verifikacije modela detektora. Cilj je bio dobijanje PTRAC izlaza istovetne raspodele impulsa kao što je izlaz *Tally* F8. U ovom delu je inkorporirana i gausova funkcija za proširenje impulsa u PTRAC algoritam. Dodatno je bio cilj ekstrakcije dubine interakcije upadnog fotona u detektoru.

4. Nakon uspešnog razvoja algoritma za postprocesiranje PTRAC fajla i verifikacije prema *Tally* F8, usledilo je inkorporiranje Hektove jednačine u PTRAC algoritam. Verifikacija ovog koraka je urađena prema merenom  $\gamma$ -spektrom barijuma ( $^{133}\text{Ba}$ ).

5. Posle uspešnog završetka prethodnog koraka generisana je matrica odziva detektora,  $R_{1250 \times 1250}$ , na osnovu izlaza PTRAC fajla. Na laboratorijskom test-spektru je urađen metod dekonvolucije primenom numeričke metode TSVD.

6. Na samom kraju su urađena merenja van laboratorije u kliničkom okruženju. Ova spektrometrijska merenja su urađena na rasejanim i direktnim spektrima oko rendgen aparata, a u sklopu bolje zaštite od zračenja medicinskog osoblja i pratioca. Ovde su dati snimljeni spektri i parametri detektora. Takođe je za odabrane spektre uspešno urađen TSVD.

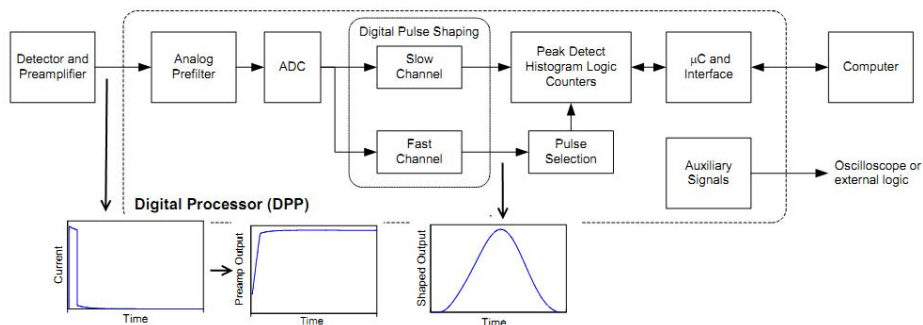
### 5.1. AMPTEK X-123CdTe spektrometra

Merenja su izvršena pomoću AMPTEK X-123CdTe spektrometra. AMPTEK X-123CdTe je poluprovodnički spektrometar X-zračenja i gama zračenja. Sastoji se od detektora, pretpojačavača, sistema za hlađenje, DP5 digitalnog procesora impulsa, višekanalnog analizatora, i napajanja [117] što je prikazano na slici 32.

Detektor je CdTe šotki dioda sa planparalelnom geometrijom elektroda, unutar koje je uniformno električno polje i primenjen inverzni napon od 700 V kako bi se efikasno prikupili elektroni i šupljine na odgovarajuće elektrode. Svaka interakcija upadnog X-fotona sa materijalim detektora generiše impuls koji se dalje dovodi na pretpojačavač.

Nakon pretpojačavača signal dolazi do pojačavača koji oblikuje impuls tako da mu je visina srazmerna nakupljenom naelektrisanju. Pojačavač ima 3 funkcije: (1) pojačati koristan signal sa pretpojačavača u okviru opsega u kome može biti korektno digitalizovan; (2) napraviti razliku između korisnog signala i slabo promenljivog signala pozadine tj. prepoznati baznu liniju; (3) isfiltrirati električni šum. Oblikovanje impulsa se dešava u AMPTEK digitalnom procesoru DP5.

Nakon pojačavača, signal se dovodi na deo elektronike za analizu impulsa koji proizvodi histogram tj. spektar. Ovaj deo takođe sadrži potrebnu logiku za prihvatanje ili odbacivanje događaja, za merenje brzine brojanja i dodatnih parametara detekcije.



Slika 32. Šematski prikaz AMPTEK X-123CdTe (preuzeto iz [118])

CdTe dioda je hermetički zatvorena unutar TO-8 kućišta (slika 33) i montirana na termoelektrični kuler u formi hibridnog *Peltier* elementa. Termoelektrični kuler smanjuje električni šum u detektoru i omogućuje rad spektrometra bez kriogenog hlađenja. Prosečna radna temperature kulera je iznosila oko  $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Berilijumski prozor debljine  $100\text{ }\mu\text{m}$  se nalazi ispred detektora. Spektrometar je prvo kalibrisan u Laboratoriji „Zaštita“.

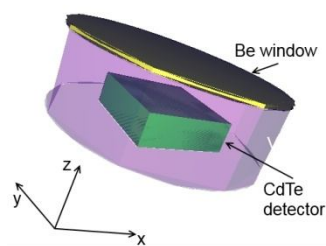


Slika 33. Izgled AMPTEK X-123CdTe spektrometra (Prava zadržava Amptek Inc.)

Za kalibraciju su korišćeni izvori  $^{241}\text{Am}$  (59.5 keV),  $^{133}\text{Ba}$  (80.99 keV) i  $^{137}\text{Cs}$  (32 keV) [119] postavljeni 314 cm ispred spektrometra. Relativno velika distanca između detektora i izvora je mera predostrožnosti radi minimizacije nagomilavanja impulsa. Detalji o kalibraciji su dati u [48]. Rezolucija spektrometra koja je postignuta kalibracijom je 120 eV/kanalu, dok je postignut FWHM na 59.5 keV iznosio približno 600 eV.

## 5.2. Trodimenzionalni model detektora i matrica odziva R

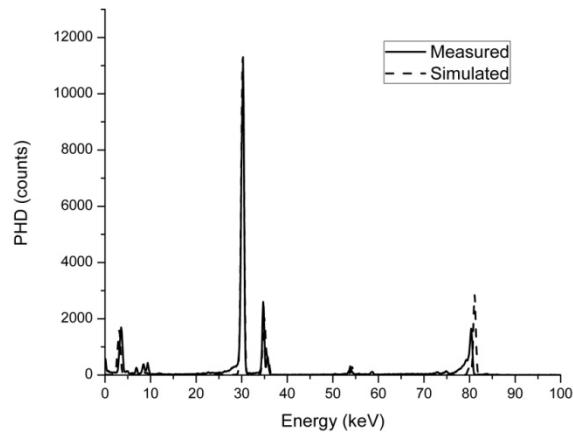
Trodimenzionalni model detektora je prikazan na slici 34. Model uključuje deo spektrometra koji se nalazi u TO-8 kućištu pokazanom na slici 33. U kućištu TO-8 se nalazi berilijumski prozor (dim. 7 mm u prečniku i 100  $\mu\text{m}$  debljine) i CdTe aktivna zapremina (3 mm  $\times$  3 mm  $\times$  1 mm, gde je 1 mm predstavlja debljinu detektora). Između Be prozora i CdTe se nalazi vakum. Dimenzije detektora su preuzete iz tehničke dokumentacije kompanije AMPTEK [120].



Slika 34. Model CdTe detektora

U svim simulacijama, MCNP5 je pokrenut u detaljnom modu, tj. modu koji prati sudare i fotona i elektrona. Podaci o preseccima za interakcije su uzimane iz “.04p” i “.03e” ACE (A Compact ENDF) tabela. Izvor fotona je pozicioniran 314 cm od vrha Be prozora, na z-osi i snop je modelovan kao horizontalni. Razdaljina između izvora i detektora je uzeta na osnovu realnih merenja.

Najpre je izvršena verifikacija modela. Ovo je postignuto poređenjem izmerenog spektra  $^{133}\text{Ba}$  i simuliranog spektra  $^{133}\text{Ba}$  generisanog pomoću potvrđene *Tally* F8. Model izvora  $^{133}\text{Ba}$  je dizajniran prema informacijama datim u [119]. Rezultat je dat na slici 35.

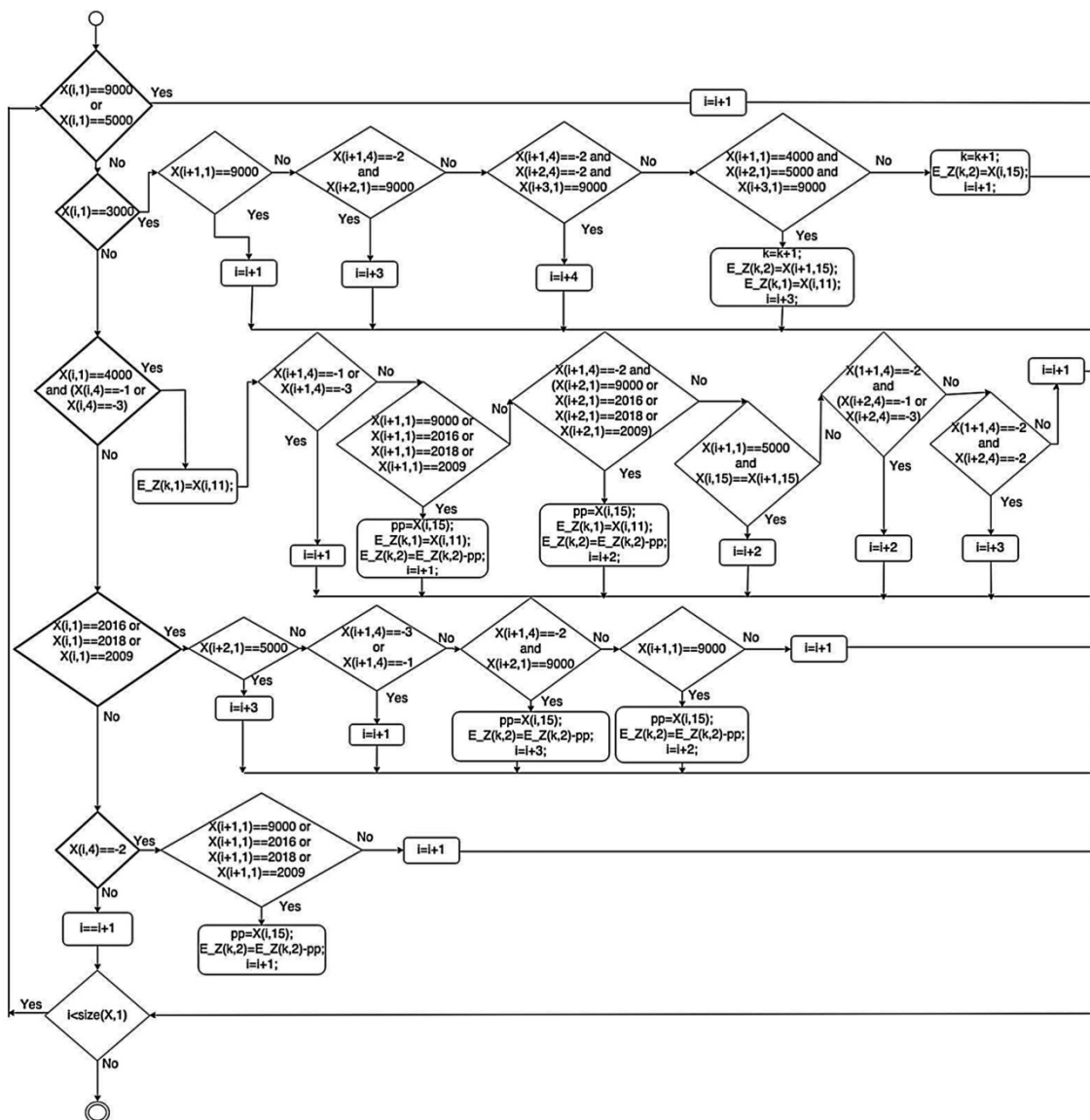


Slika 35. Verifikacija modela detektora prema spektru  $^{133}\text{Ba}$  (objavljeno u [116])

Na slici 35 je pokazana usaglašenost merenog spektra i generisanog modela detektora. Svi pikovi su na dobrim pozicijama, iste visine i širine. Odstupanje se primećuje na piku oko 80 keV. Ovaj pik je širi i niži na merenom spektru nego na simuliranom spektru, usled asimetričnog širenja pika. Kao što je rečeno ranije, a ovde pokazano, *Tally F8* ne može ovu pojavu da modeluje pa je stoga razvijen unapređena MCNP5 metod simulacije novom PTRAC metodom.

### 5.3. Razvoj algoritma za postprocesiranje PTRAC izlaza

Naredni korak se sastojao u generisanju dva simultana odziva, a na osnovu jedne pokrenute simulacije. Jedan je predstavljao PTRAC fajl dok je drugi predstavljao F8 Tally, kao odgovore na fotonski izvor energije 80.99 keV. (Jedna gama linija <sup>133</sup>Ba [119].)



Slika 36. Algoritam za postprocesiranje PTRAC fajla (objavljeno u [116])

Glavni deo algoritma za procesiranje PTRAC fajla je prikazan na slici 36. Fajl PTRAC (slika 31) mora biti restrukturiran da bi prikazani algoritam imao smisla. MATLAB softverski alat je iskorišćen za promenu oblika i postprocesiranje. Svi detalji



koji se tiču jednog događaja su postavljeni u jednom redu. Preuređeni PTRAC fajl, označen simbolom  $X$  na slici 36, ima sedamnaest kolona. Jedanaesta kolona predstavlja  $z$ -koordinatu fotonske interakcije, a petnaesta kolona predstavlja energiju čestice koja izlazi iz interakcije. Razvoj algoritma koji je prikazan na slici 36, je podrazumevao primenu metode dubinske analize podataka. Prema oznakama interakcija pomenutih u Tabeli 5. primenjen je metod klasifikacije interakcija i metod grupisanja ukupne deponovane energije po jednoj istoriji. Izlaz algoritma predstavljenog na slici 36 je matrica  $E\_Z$ . Matrica  $E\_Z$  ima dve kolone od kojih prva kolona sadrži informaciju o  $z$ -koordinati, dok druga kolona sadrži informaciju o predatoj energiji fotona,  $E$  iz (38).

```

y=energy_array;%array of energy deposition of
                    %all incident particles
a1(1)=0;
a2(1)=0;
x(1)=0;
fwhm(1)=0;
GEB(1)=0;
i=1;
ageb=0.00020296;%the same a constant as for F8 Tally
bgeb=0.0018;%the same b constant as for F8 Tally
while i<=size(y,2)
    a1(i)=rand;%uniformly distributed
                    %pseudorandom numbers
    if a1(i)==0
        a1(i)=-9;
    end
    a2(i)=rand;
    x(i)=sqrt(-2*log(a1(i)))*cos(2*pi*a2(i));
                    %random numbers generator
    fwhm(i)=ageb+bgeb*sqrt(Y(i));
    GEB(i)=Y(i)+0.600561204439322*fwhm(i)*x(i);
    i=i+1;
end

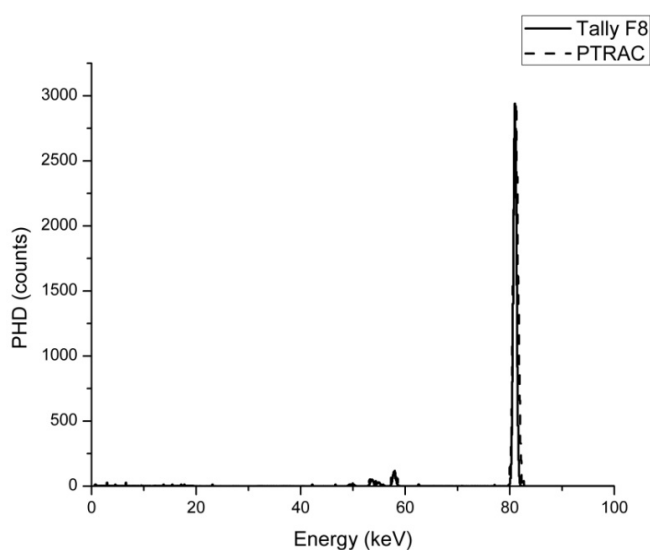
```

Slika 37. GEB algoritam za postprocesiranje PTRAC fajla (objavljeno [116])

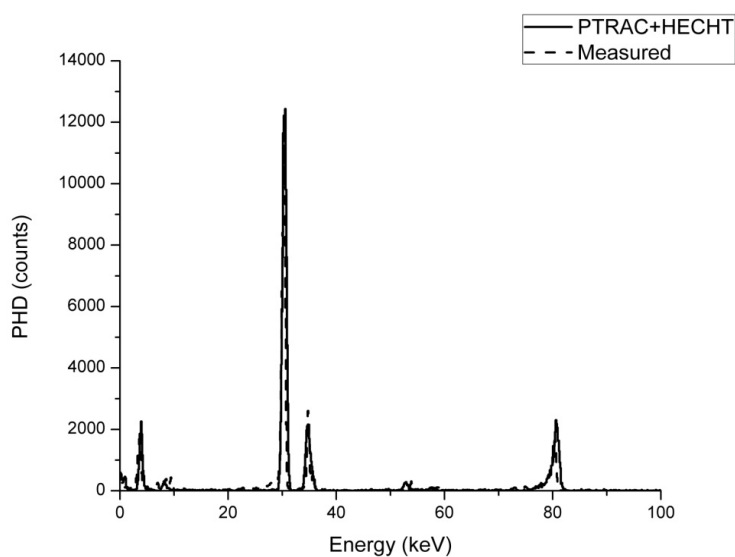
Nakon generisanja matrice  $E\_Z$ , GEB algoritam prikazan na slici 37 je primenjen na kolonu energije. Ovaj algoritam je omogućio simetrično proširenje impulsa. Nakon ovog koraka iscrtani su spektri koje daje F8 *Tally* i PTRAC metod. Ovo je prikazano na slici 38. Na ovoj slici vidimo da data dva spektra pokazuju visok stepen poklapanja. Razlika između glavnih pikova je manja od 1.2% u smislu integrala ispod krivih. Razlika u FWHM i centralne energije pika je 1.2% i 0.2%, redom. Glavni pik na 80.99 keV i umakli pikovi [79] koji su pomereni od glavnog pika za  $K_\alpha$  i  $K_\beta$  linije Cd i Te su jasno vidiljivi. Postoji jedva primetna neusaglašenost za par pikova ispod 20 keV, koji se ne pojavljuju kod *Tally* F8 i koje treba eliminisati u sledećim verzijama algoritma.

Nakon prethodne validacije GEB algoritma primenjena je *Hecht* jednakost, koja takođe menja samo drugu kolonu matrice  $E_Z$ . Konačno, spektar sa asimetrično proširenim impulsima je generisan na osnovu podataka u drugoj koloni  $E_Z$  i prema energetskej rezoluciji realnog detektora. Rezultati komparacije ovako generisanog spektra i prethodno izmerenog spektra  $^{133}\text{Ba}$  su pokazani na slici 38.

Na ovoj slici je prikazano i da ovaj metod simulacije može da se primeni i na gama izvore sa nekoliko karakterističnih energija ili na X-spektar, a ovo se postiže superpozicijom rezultata dobijenih pomoću monoenergetskih izvora.



Slika 38. Komparacija PTRAC spektra i *Tally F8* za monohromatski izvor

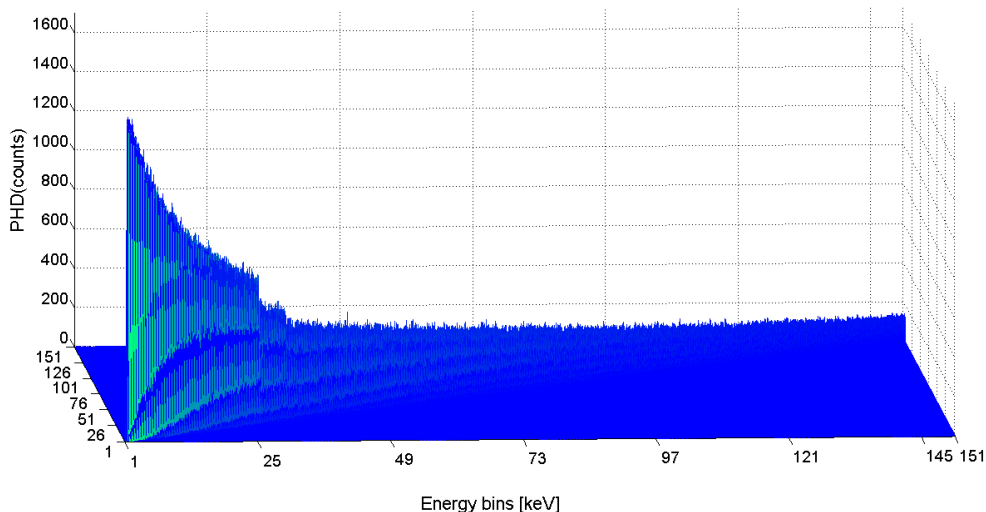


Slika 39. Komparacija PTRAC simulacije i merenog spektra  $^{133}\text{Ba}$

Na slici 39, četiri glavna pika (3.5 keV, 30.7 keV, 35 keV i 80.99 keV) su dobro pozicionirana, a maksimalno odstupanje od centra pika je 13.8% i to za pik na 3.5 keV. Međusobno odstupanje u FWHM je između 11% (30.7 keV) i 38% (80.99 keV). Najveće odstupanje je za FWHM na 80.99 keV. Uzrok ovome je fitovanje parametra GEB za *Tally* F8. GEB od F8 je fitovano prema merenom spektru koji je već bio asimetrično proširen. Nakon toga je GEB za PTRAC fitovan prema *Tally* F8, a tek onda je dodato i asimetrično proširenje. Time je PTRAC spektar postao širi od merenog. Ovo može da se ispravi novim fitovanjem parametara za GEB u narednim verzijama algoritma za PTRAC.

Nakon uspešnog generisanja raspodele impulsa pomoću PTRAC opcije, sledi niz simulacija sa monohromatskim izvorom fotonskog zračenja. U simulacijama je energija fotonskog izvora povećavana za 0.12 keV, tako što je prva simulacija bila sa energijom 1.01 keV, a poslednja sa energijom od 151 keV. Tako je dobijeno 1250 simulacija. Od izlaza PTRAC-a su generisani spektri sa 1250 kanala. Kao rezultat ovog dela istraživanja generisana je matrica odziva spektrometra  $R_{1250 \times 1250}$  prikazana na slici 40.

Matrica je loše uslovljena jer je  $\text{cond}(R) = 1.3 \cdot 10^9$ , a što je mnogo veće od 1 prema razmatranjima u poglavlju 3.1. Iz ovoga sledi da je opravdano rešavanje problema dekonvolucije numeričkom metodom TSVD.



Slika 40. Matrica odziva detektora  $R_{1250 \times 1250}$

Na slici 40, matrica odziva je prikazana, kao i efikasnost spektrometra u zavisnosti od energije upadnog fotona, i kako ta efikasnost opada sa energijom. Pored efikasnosti, uočljiva su dva nagla pada krive oko 30 keV. Ova dva useka su posledica umicanja  $K_{\alpha}$  fotona Cd i Te za energije upadnih fotona blago viših od K-ivice ova dva elementa.

#### 5.4. Laboratorijska merenja

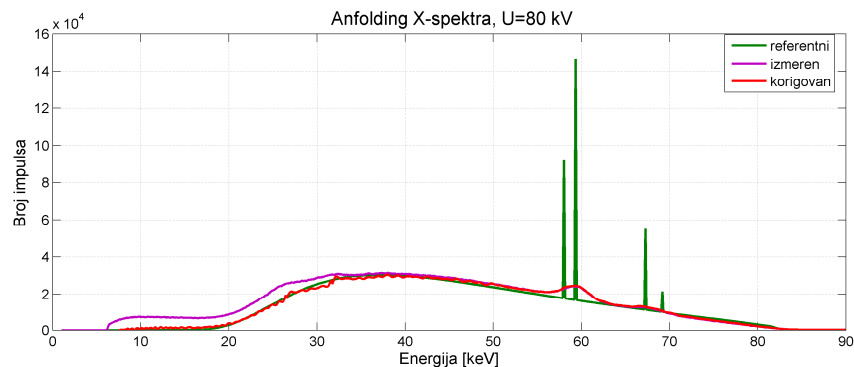
Na slici 41 i 42, su prikazani snimljeni direktni spektri X-cevi Philips MCN320 instalirane u laboratoriji „Zaštita”. Anoda X-cevi je od volframa i inherentna filtracija je 4 mm Al, dok je anodni ugao  $40^{\circ}$ . Intenzitet električne struje cevi je iznosio 0.09 mA, dok je napon cevi podešen na 80 kV i 50 kV, redom. Udaljenost spektrometra od fokusa cevi je 314 cm. Na slici 41 su vidljiva dva pika na 59.3 keV i na 67.2 keV koja su posledica  $K_{\alpha}$  i  $K_{\beta}$  linija anode od volframa.

Iako je intenzitet el. struje podešen na jako malu vrednost, mrtvo vreme je iznosilo max 43.93% za napon cevi od 80 kV, dok je broj fotona koji padaju na detektor u jedinici vremena bio 19500 iako je navedena brzina upadnih fotona 6 puta manja od maksimalno predviđene od 120 000 fotona/s prema podacima proizvođača spektrometra [118].

Pored izmerenih spektara na datim slikama su prikazani i referentni spektri dobijeni programom SpekCalc razvijenog na osnovu razmatranja Poludniorskog [20]. U ovom radu je od interesa uporediti spektre zakločnog zračenje i samo poziciju karakterističnih pikova koja treba da je nepromenjena posle upotrebljenog unfolding metoda. Parametri za emisiju karakterističnih fotona nisu modelovani, tako da ovde nije upoređivan intenzitet karakterističnog pika.

Iako je na kontrolnoj konzoli rendgena bio zadat napon od 80 kV, na izmerenom spektru se jasno vidi da postoji odstupanje od približno 3 kV, tako da je u programu SpekCalc bio zadat napon od 83 kV. Slično važi i u drugom slučaju gde je zadat napon od 49.5 kV, a detektovan kVp je iznosio 51.5 kV.

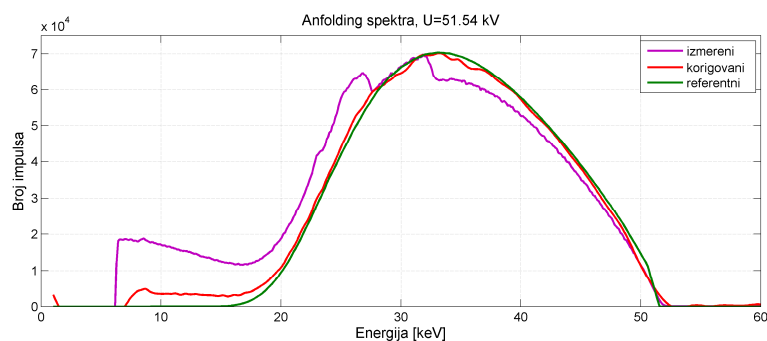
Obe slike prikazuju nepravilnosti na izmerenom spektru: jasno je vidljiv deo spektra sa energijama ispod 15 keV, koji treba da je odsečen inherentnom filtracijom [79]. Ova nepravilnost je posledica električnog šuma detektora i umaklih pikova.



Slika 41. Spektrometrijsko merenje direktnog snopa X-zračenja,  $U=80\text{kV}$

Na energijama koje se nalaze između 15 keV i do 35 keV je uočljivo asimetrično proširenje spektara na levo u odnosu na referentni spektar. Takođe, na izmerenim spektrima primetna su udubljenja posle K-ivica Cd i Te (26.7 keV i 31.8 keV) usled umicanja fotona.

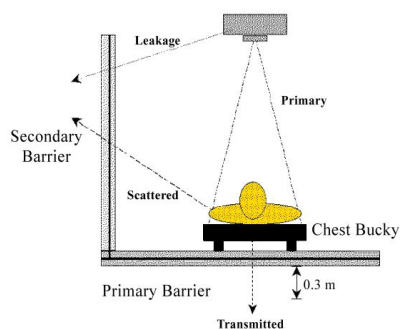
Na slikama 41 i 42 su prikazani i korigovani spektri predstavljenom metodom anfoldinga. Artefakt na spektru koji je posledica električnog šuma i umaklih fotona u domenu niskih energija je vidljivo korigovan, kao i asimetrično širenje pika. Posledice umicanja fotona energija oko K-ivice atoma Cd i Te su korigovane, ali su ipak još uvek vidljive na slici 41. Generalno, anfoldovan spektar se dobro poklapa sa referentnim spektrom što potvrđuje hipotezu da se tek nakon primenjenju metode anfoldinga dolazi do primarnog spektra. Procena srednje kvadratnog odstupanja korigovanog spektra, sa slike 41, u odnosu na referentni je 2 puta manja nego kod merenog, a na slici 42 je poboljšanje iznosilo 4.8 puta.



Slika 42. Spektrometrijsko merenje direktnog snopa X-zračenja,  $U=51.5\text{ kV}$

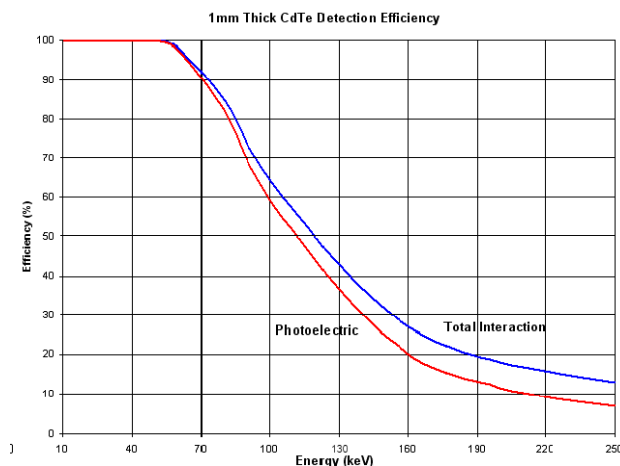
## 5.5. Merenja u kliničkom okruženju

Prethodno prikazana laboratorijska test merenja su pokazala ograničena u brzini brojanja detektora, tako da su u kliničkom okruženju mereni spektri rasejanog zračenja, u okolini medicinskih rendgenskih aparata (slika 43). Izučavanje ovih spektara može pomoći boljem proračunu zaštitnih barijera i tačnijem proračunu doza koje primi medicinsko osoblje.



Slika 43. Direktno (*Primary*) i rasejano (*Scattered*) zračenje

Efikasnost korišćenog detektora je prikazana na slici 44. Za energije do 70 keV, X-<sup>123</sup>CdTe ima efikasnost > 90%, između 70 keV i 100 keV polako efikasnost pada na 65%, a na 150 keV veoma malu efikasnost od oko 35%. Prema ovim podacima o efikasnosti detekcije, ovde su prikazani spektri maksimalne energije do 120 keV.



Slika 44. Efikasnost detekcije X-<sup>123</sup>CdTe (preuzeto iz [118])

### 5.5.1. Merenja spektra rasejanog momografskog zračenja

Mamografija je specijalno radiografsko ispitivanje anatomske regije grudi. Kao što je ranije pomenuto, tkiva u ovoj regiji su veoma sličnog koeficijenta atenuacije X-fotona tako da je potrebno koristiti niže napone rendgenske cevi. S druge strane, X-fotoni niže energije imaju veliku verovatnoću interakcije sa tkivom pacijenta tj., doprinose u velikoj meri pacijentnoj dozi. Rendgenske cevi za mamografiju se konstruišu najčešće sa anodom od molibdena ili rodijuma, tako da se dobije spektar sa dominantnim karakterističnim  $K$ -pikom ( $K_{\alpha}(\text{Mo})=17,5 \text{ keV}$ ,  $K_{\alpha}(\text{Rh})=20,2 \text{ keV}$ ).

Merenja u okolini rendgenskog aparata za mamografiju (Planmed, Finska), prikazanom na slici 45 su urađena u Kliničko-bolničkom centru „Zemun”.



Slika 45. Mamografski aparat i fantom

Spektrometar je postavljen 1 m od vertikalne ose fantoma, neposredno ispred zaštitnog paravana za medicinsko osoblje (slika 46), u visini sredine fantoma,  $h=123 \text{ cm}$ .



Slika 46. Pozicija za merenje spektra rasejanog zračenja u okolini mamografa

Anoda X-cevi je napravljena od molibdena ( $K_{\alpha} = 17.5$  keV i  $K_{\beta} = 19.6$  keV). Spektrometrijska merenja su izvršena pri različitim voltažama X-cevi, različitim proizvodima intenziteta stuje i vremena ekspozicije, i različitim debljinama fantoma. U tabeli 6 su prikazane vrednosti nabrojanih parametara i redni brojevi merenja.

Tabela 6. Parametri ekspozicije pri spektrometriji rasejanog zračenja mamografa

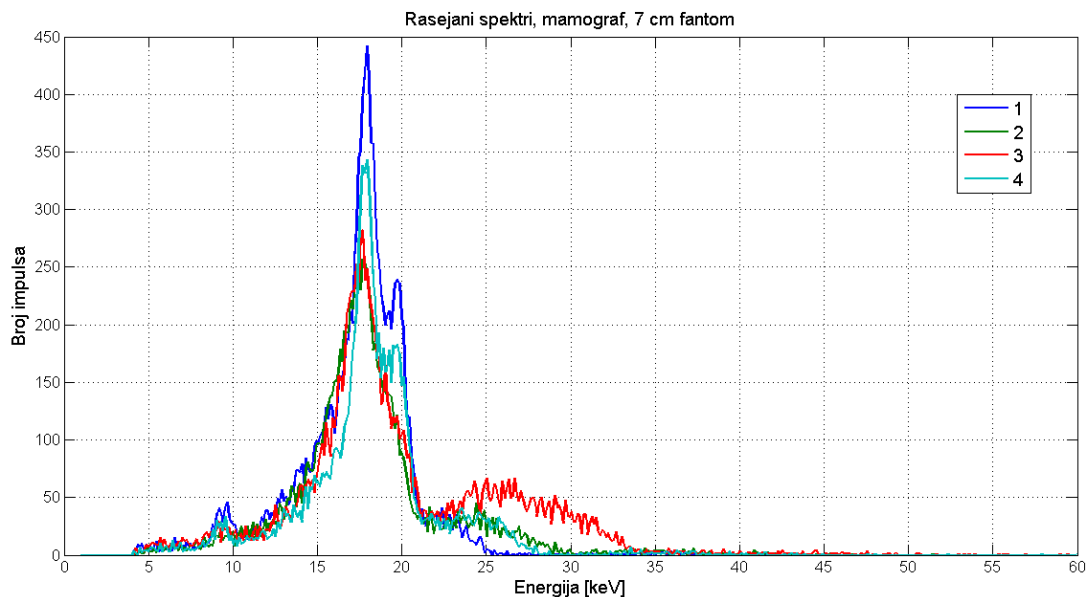
Merenje	U [kV]	I-t [mAs]	Debljina fantoma [cm]	Normirani Intenzitet	Mrtvo vreme [%]	Učestanost upadnih čestica [Hz]
1	25	80	7	0.73	33.35	20399
2	30	50	7	0.60	78.38	51552
3	35	50	7	0.73	75.66	55723
4	28	50	7	0.58	52.80	22915
5	30	50	4.5	0.67	57.18	28948
6	35	50	4.5	0.74	53.84	52807
7	28	80	4.5	0.93	48.87	33712
8	25	80	0	0.85	42.17	27318
9	28	80	0	1	61.93	48701
10	28	50	0	0.73	62.32	30397
11	30	50	0	0.66	69.28	39773
12	35	50	0	0.63	82.68	67595

Na slici 47 su prikazana 4 rasejana spektra u okolini mamografa, kada je postavljen fantom debljine 7 cm. Glavni pikovi predstavljaju odgovarajuće K linije molibdena. Naponi cevi odgovaraju preseku desnog kraja spektra i energetske ose. Postoji jedva primetno nagomilavanje impulsa. Rezultati prikazani na slici 47 se ne mogu međusobno porediti prema intenzitetu usled nepravilnosti koje nastaju zbog velikog mrtvog vremena merenja.

Ako posmatramo prva četiri merenja, učestanost upadnih čestica se kretala od 20 000 Hz do oko 56 000 Hz. Najniži spektar je onaj sa najvećim mrtvim vremenom (merenje 3) iako je on prema podešavanjima cevi i prema broju fotona koji padaju na detektor trebao da bude najviši, sa najvećim intenzitetom. Amptek preporučuje da se mrtvo vreme merenja drži ispod 50 % [118]. Merenja sa većim mrtvim vremenom

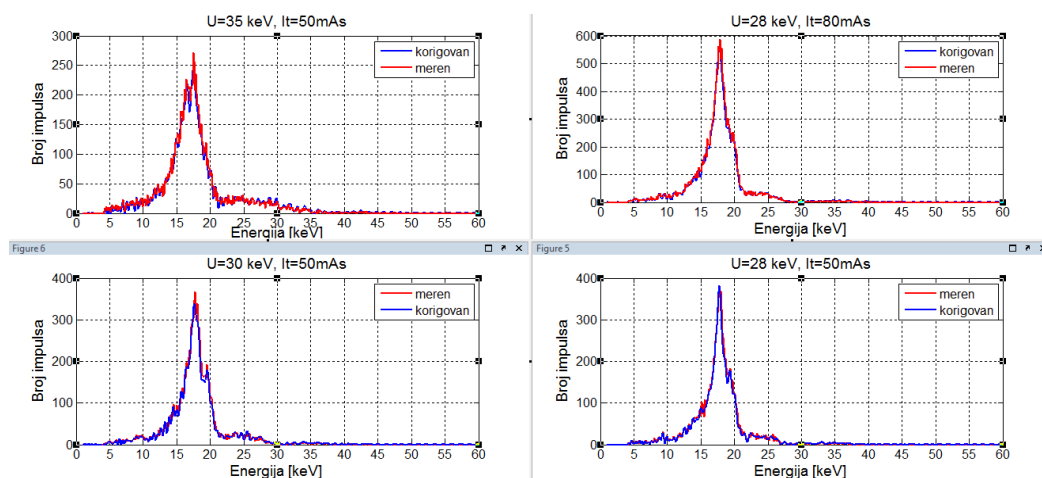


ukazuju na pravac daljih istraživanja, gde će se primeniti neke od spektrometrijskih tehnika zasnovane na Komptonovom rasejanju.



Slika 47. Rasejani spektar X-zračenja u okolini mamografa

Kod mamografskih spektara maksimalni napon je 35 kV i distorzija spektra usled umaklih pikova je minimalna. Dodatno, ovi spektri sadrže fotone nižih energija tako da nema problema u transportu šupljina u detektoru, jer se većina interakcija dešava blizu katode. Zbog toga nema ni distorzije usled lošeg transporta, tj. asimetričnog širenja pika.



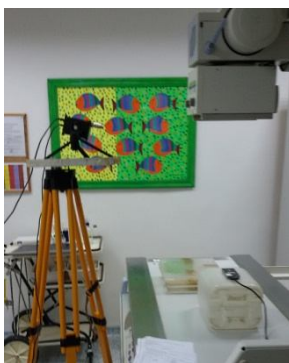
Slika 48. Anfolding mamografskih spektara

Na slici 48 je prikazan anfolding mamografskih spektara različitih napona, bez upotrebe fantoma i ni na jednom se ne dobija kvalitetniji rezultat od merenog, što je u saglasnosti sa prethodnim razmatranjima.

Rezultati merenja mamografskih spektara su pokazali da uz pravu kolimaciju detektora i smanjenja mrtvog vremena, detektori od CdTe bi bili odgovarajući u polju rasejanog zračenja mamografa bez potrebe za dodatnom anfolding korekcijom.

### 5.5.2. Merenja spektra rasejanog zračenja rendgena za snimanje i prosvetljavanje

Merenja spektra rasejanog zračenja u okolini rendgenskog aparata za snimanje i prosvetljavanje (*Siemens*, Nemačka) su urađena u Institutu „dr Vukan Čupić”. Postavka merenja je prikazana na slici 49. Parametri koji su kontrolisani u ovim merenjima su: debljina fantoma, zum slike i prikazani su u tabeli 7. Udaljenost spektrometra od vertikalne ose fantoma –  $r$  je iznosila 100 cm, a visina na kojoj je postavljen spektrometar –  $h$  je 140 cm. Vreme ekspozicije za skopije je mereno štopericom i iznosilo je 3 s. Visina X-cevi i visina pacijentnog stola se nije menjala u toku merenja. Intenzitet el. struje za vreme skopija je iznosila oko 2 mA. Uvećanje slike se vrši automatski, biranjem jedne od dve vrednosti: 0- slika bez uvećanja, 1- predstavlja sliku sa uvećanjem 1. reda.

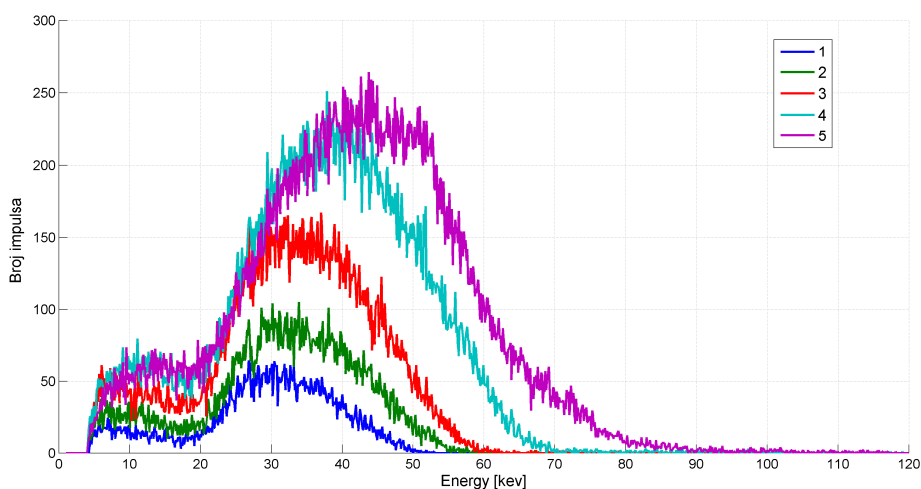


Slika 49. Geometrija merenja spektra rasejanog zračenja u okolini aparata za prosvetljavanje

Merenja spektra prilikom snimanja nisu uspešno izvršena jer se pokazalo da dati spektrometar ne može da detektuje fotone pri standardnim vrednostima trajanja ekspozicije snimanja koje iznose oko 0.5 s.

Tabela 7. Parametri merenja pri spektrometriji rasejanog zračenja rendgenskog aparata za snimanje i prosvetljavanje

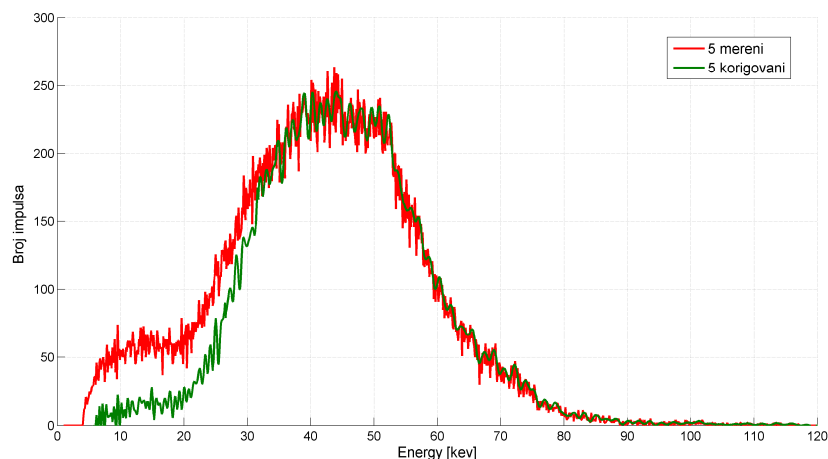
Merenje	Debljina fantoma [cm]	Uvećanje	Mrtvo vreme [%]	Učestanost upadnih čestica [Hz]
1	4	0	11.42	21179
2	8	0	16.39	41694
3	10	0	4.09	10450
4	20	0	35.47	91880
5	20	1	53.30	156762



Slika 50. Spektri rasejanog zračenja aparata za prosvetljavanje: parametri merenja 1-5 su prikazani u tabeli 7.

Sistem za prosvetljavanje automatski podešava parametre: napon cevi i intenzitet struje cevi, a prema debljini pacijenta/fantoma i prema zumu. Na slici 50 je prikazano da intenzitet rasejanog zračenja raste sa debljinom fantoma. Takođe što je zum veći, rasejano zračenje je veće ako svi ostali parametri ostaju nepromenjeni.

Na slici 51 su dati mereni i korigovani spektri za peto merenje. Na ovoj slici kao i na test primeru u laboratoriji jasno se vidi poboljšanje spektra u smislu smanjenja posledica električnog šuma na nižim energijama i smanjenje posledica loše pokretljivosti šupljina.



Slika 51. Anfolding spektra rasejanog zračenja u okolini aparata za prosvetljavanje: merenje 5 prema Tabeli 7.

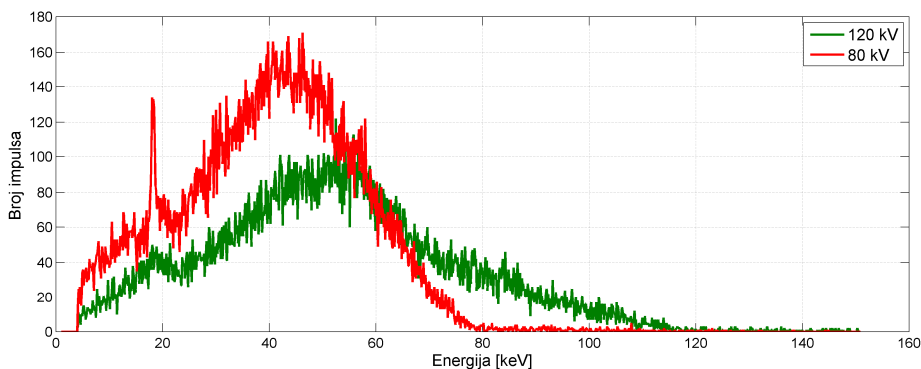
### 5.5.3. Merenja spektra rasejanog zračenja u okolini CT sistema

Otkriće kompjuterizovane tomografije je promenilo polje dijagnostičke radiologije. Ova vrsta snimanja je omogućila 3D prikaz dobijen rekonstrukcijom 2D slika. Naponi cevi koji se koriste pri CT snimanjima su uobičajeno barem za 50% veći od napona koji se koriste pri konvencionalnoj radiologiji i kreću se uglavnom iznad 100 kV [16]. Usled korišćenja visokih vrednosti napona, uglavnom se koristi i dodata filtracija od Cu (0.4 mm) - Al (0.5 mm) – C (3 mm). Za merenja spektra rasejanog zračenja u okolini CT sistema (*Toshiba*, Japan) je korišćen cilindrični fantom za glavu visine 15 i poluprečnika 16 od PMMA. Spektrometar je postavljen 50 cm od uzdužne ose pacijentnog stola, na visini od 140 cm. Parametar koji je menjan pri merenjima spektra je napon rendgenske cevi. Napravljena su dva merenja pri naponu od 80 kV i 120 kV. Intenzitet struje X-cevi je viši nego u konvencionalnoj radiologiji da bi kompenzovao veću filtraciju i iznosio je 200 mA u oba slučaja.

Tabela 8. Parametri merenja pri spektrometriji rasejanog zračenja CT sistema

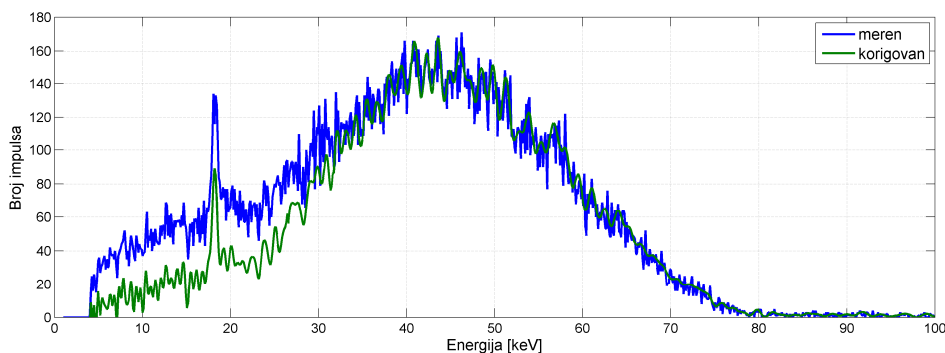
Spektar	Mrtvo vreme [%]	fluks
80kV	99.67	14759.23
120kV	99.96	91740.16

Izmereni spektri su prikazani na slici 52, a mrtvo vreme merenja i upadni fluks u tabeli 8. Na spektrima se jasno vidi voltaža X-cevi koja odgovara postavci pregleda. Kod oba spektra postoji dodatni pik na nešto manje od 20 keV koji predstavlja  $K_{\alpha}$  liniju materijala od koga se rasejalo zračenje (energija odgovara  $K_{\alpha}$  liniji molibdena). Mrtvo vreme je iznosilo blizu 100 %.



Slika 52. Spektar rasejanog zračenja u okolini CT sistema

Na slici 53 je prikazana dekonvolucija rasejanog spektra u okolini CT sistema. Primetno je da je leva ivica spektra ispravljena, a da pritom nije došlo do promene mesta piku od približno 20 keV.



Slika 53. Dekonvolucija rasejanog spektra CT sistema

#### 5.5.4. Merenja spektra rasejanog zračenja u okolini CBCT sistema

Merenja rasejanog spektra zračenja su izvršena u okolini CBCT sistema (Soredex, Finland) prikazanog na slici 54. X-cev ima fiksnu anodu od volframa. Cilindrični PMMA fantom (16 cm u prečniku i 15 cm visine) je postavljen umesto glave pacijenta, između X-cevi i detektora.



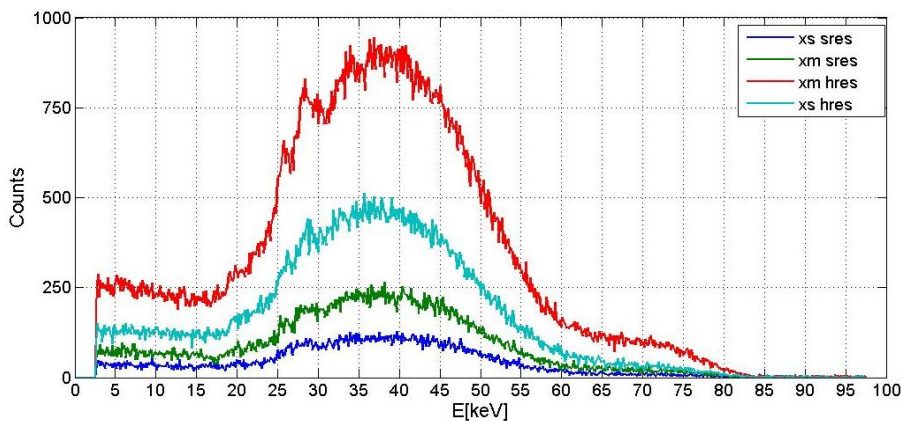
Slika 54. CBCT sistem i cilindrični fantom

Veličina vidnog polja snimanja FOV (Field of View) može da se podesi u zavisnosti od procedure i godina ili veličine pacijenta. U ovom istraživanju je posmatran rasejani spektar zračenja za dve vrednosti FOV-a i dve vrednosti željene rezolucije rezolucije, pokazano u tabeli 9.

Tabela 9. Parametri ekspozicije pri spektrometriji rasejanog zračenja CBCT sistema

Oznaka	FOV	Rezolucija		U [kV]	I [mA]	Vreme ekspozicije [s]
	Veličina [mm <sup>2</sup> ]	Oznaka	Voksel dim. [mm]			
XS	50 × 100	SRES	0.4	90(±5)	10	2.3
		HRES	0.2			6.1
XM	80 × 165	SRES	0.35			4.9
		HRES	0.15			12.6

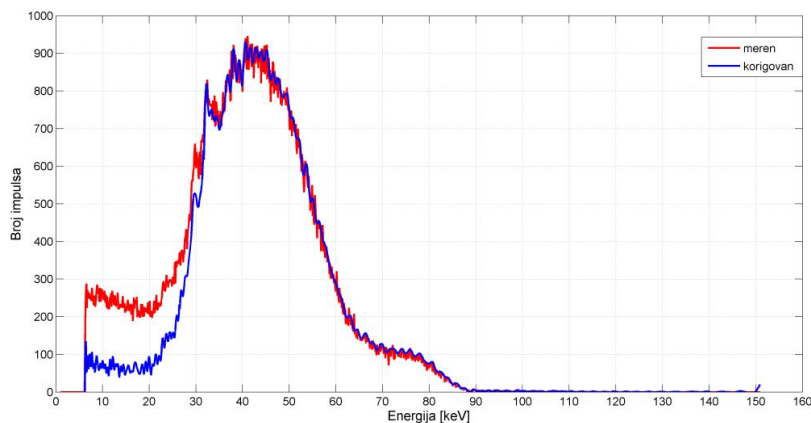
Spektrometar je bio udaljen 1 m od centralne duže ose fantoma, normalno postavljen u odnosu na nju, u visini sredine fantoma. Mrtvo vreme merenja je iznosilo od 18 % do 23 %.



Slika 55. Spektar rasejanog zračenja u okolini CBCT sistema

Na slici 55 su prikazani rasejani spektri CBCT sistema u zavisnost od rezolucije snimanja i vidnog polja. Spektar najvećeg intenziteta je izmeren za veće vidno polje i bolju rezoluciju, dok je najniži spektar rasejanog zračenja izmeren za najmanje vidno polje i lošiju rezoluciju, što je sve u skladu sa fizikom formiranja medicinske slike. Na izmerenim spektrima se jasno vide deformacije usled umaklih fotona i usled električnog šuma.

Dekonvolucija je urađena na spektru *xm hres*. Rezultati dekonvolucije su prikazani na slici 56. Posledice električnog šuma i loših transportnih osobina šupljina su otklonjene ali ne i deformacije usled umaklih fotona.



Slika 56. Dekonvolucija rasejanog spektra CBCT sistema

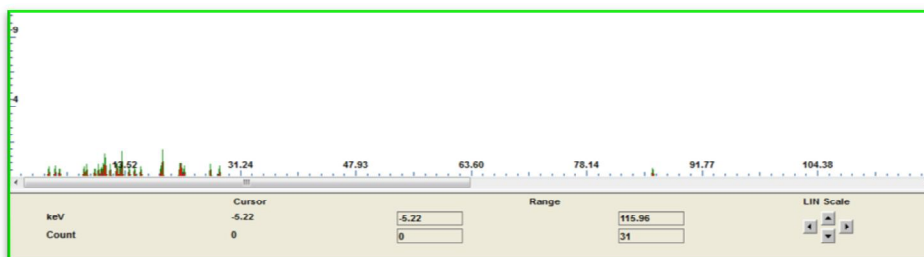
### 5.5.5. Merenja spektra rasejanog zračenja u angio-sali

Merenje spektra u angio sali je izvršeno u Institutu „Dr Vukan Čupić“. Ova merenja, spektra rasejanog zračenja, su urađena u okolini fluoroskopskog sistema (*Philips*, Holandija) i korišćen je fantom debljine 20 cm kao na slici 57.



Slika 57. Angio sala: PA orijentacija cevi

Spektrometar je postavljen na mesto prvog operatera, 50 cm od središnje uzdužne ose stola i na 140 cm visine. Zaštitni paravan za prvog operatera je postavljen kao na slici 57 radi imitacije stvarnih uslova. Orijentacija cevi i detektora je bila PA (posterior-anterior). Napon cevi je iznosio 105.5 kV. Na slici 58 je pokazan detektovani spektar, koji ne prikazuje pravi rasejani spektar, zbog veoma kratkog vremena ekspozicije. Sistemi za angiografiju rade u impulsnom režimu, sa veoma kratkim vremenom ekspozicije i velikim brojem slika u sekundi. Trajanje same ekspozicije može biti od reda 10 ms. U ovom slučaju je učestanost snimanja iznosila 25 fps.



Slika 58. Problem u detekciji spektra rasejanog zračenja: Angio sala

Ovakav impulsni režim rada i kratko vreme ekspozicije pri fluoroskopskim snimanjima omogućava nižu dozu za pacijenta što je naročito bitno u pedijatrijskim ustanovama. Pri datim uslovima, spektrometar nema dovoljno brzi odziv za generisanje signala.



## 6. Zaključak

Upotreba X-zračenja u medicini je sa porastom razvoja tehnologije u ekspanziji. Od svih postojećih veštačkih izvora jonizujućih zračenja, medicinska izlaganja najznačajnije utiču na radijaciono opterećenje stanovništva. Zbog toga je redovno sprovođenje kontrole kvaliteta rendgenskih aparata i sprovođenje mera zaštite od zračenja u medicini jako važno. Poznavanje spektra X-zračenja igra važnu ulogu u svemu tome.

Poluprovodnički detektori od CdTe su postali veoma atraktivni poslednjih godina zbog nešto šireg energetskog procepa, visokog efikasnog atomskog broja i mogućnosti rada na sobnoj temperaturi. Po rezoluciji mogu da pariraju najrasprostranjenijem germanijumskom spektrometru, a po energetske efikasnosti nadmašuju performanse silicijumskog detektora. Usled činjenice da se lako može spakovati u kompaktni proizvod zajedno sa: pretpojačavačem, pojačavačem, digitalnim procesorom i multikanalnim analizatorom, spektrometar od CdTe je vrlo interesantan za vanlaboratorijska merenja, naročito u kliničkom okruženju.

Pored gore navedenih pozitivnih osobina detektora od CdTe, postoji i par negativnih koje otežavaju merenja. Po interakciji upadnog zračenja sa materijalom detektora javljaju se slobodni nosioci naelektrisanja, elektroni i šupljine. Pod uticajem električnog polja elektroni i šupljine se prikupljaju na odgovarajućim elektrodama i učestvuju u zajedničkom električnom signalu. Jedan od problema detektora od CdTe je što su šupljine za red veličine sporije od elektrona. Ako se jonizacija detektora pod uticajem zračenja desi dalje od katode, velika je verovatnoća da pozitivno naelektrisanje neće biti kompletno sakupljeno. Ova loša osobina detektora, a koja je vezana za slabu mobilnost šupljina utiče na pojavu anomalija na detektovanom spektru, tj. do asimetričnog proširenja pika.

Drugi problem koji se javlja kod detektora od CdTe su umakli fotoni. Umakli fotoni su posledice relativno visokih fluorescentnih linija Cd i Te koje lako umiču iz detektora. Time se detektuje energija fotona manja za iznos energije fluorescentne linije, tj. deformiše se spektar.

Gore nabrojani problemi mogu da se reše korigovanjem spektra posebnim tretmanom - anfolingom tj. dekonvolucijom. Anfoling spektra predstavlja pronalaženje primarnog spektra, a na osnovu merenog spektra i matrice odziva detektora. U ovom radu su prilikom proučavanja anfolinga spektra razmotreni sledeći problemi: 1) Monte Karlo simulacija realnog eksperimenta u trodimenzionalnoj geometriji primenom MCNP5 softvera i komande Tally F8, kao i komande PTRAC; 2) numeričko rešavanje sistema jednačina u slučaju loše uslovljenog sistema primenom TSVD metode; 3) uticaj električnog polja unutar poluprovodničkog detektora na nosioce naelektrisanja i posledice istog na energetski spektar primenom Hektove jednačine.

Kao rezultat rada na navedenim problemima potvrđene su sledeće početne hipoteze: 1) primarni spektar se razlikuje od detektovanog i prilikom merenja i prilikom simulacije; 2) modelovanjem spektrometra postignuto je da *Tally F8* softvera MCNP5 daje isti rezultat kao realni eksperiment, u smislu energetske rezolucije i kalibracije; 3) razvijen je algoritam koji postprocesira PTRAC fajl tako da daje približno isti rezultat kao i *Tally F8*; 4) potvrđeno je asimetrično širenje pikova ka nižim energijama pod uticajem električnog polja i inkorporiran je Hektov model transporta u algoritam za postprocesuiranje PTRAC fajla; i 5) anfolodovan spektar je pokazao slaganje sa referentnim spektrom. Predstavljeni rezultati primene PTRAC metode i TSVD metode su pokazali da korigovan spektar ne sadrži negativne posledice nekompletnog sakupljanja naelektrisanja, ima jasno smanjenje električnog šuma u detektoru na energijama manjim od 20 keV, ali su posledice umaklih fotona i dalje prisutne.

Ovde razvijena metoda anfolinga je pored laboratorijskih merenja primenjena i na merenja realnih spektara u bolničkom okruženju. U ovom istraživanju su mereni rasejani spektri u okolini sledećih medicinskih rendgenskih sistema: mamografa, CT sistema, rendgen aparata za grafiju i skopiju, angio sale i CBCT sistema. U mamografskim merenjima nije bilo potrebe za anfolingom, što je potvrdilo već dokumentovane rezultate u literaturi koji navode da se asimetrija pika javlja na energijama višim od 50 keV. S druge strane, srednja energija spektra X-fotona koje se generišu u rendgen cevi sa molibdenskom anodom je manja od K linija kadmijuma i telurida pa nije bilo ni umaklih fotona u detektovanom spektru.

Rezultati u ovoj disertaciji pokazuju da u angio sali nije moguće upotrebiti spektrometar usled sporog vremena odziva detektora u odnosu na impulsni režim rada ovog sistema za fluoroskopiju.

Problem koji je prevladao u pojedinim merenjima je mrtvo vreme merenja. U nastavku istraživanja zadatak je da se problem mrtvog vremena reši odgovarajućom kolimacijom, podešavanjem parametara formiranja impulsa u detektoru ili korišćenjen tehnika kao što je Komptonov metod.

## Literatura

1. Röntgen, W. C. On a new kind of rays. *Science*, 227-231. (1896)
2. Assmus, A. Early history of x rays. *Beam Line*, 25(2), 10-24. (1995)
3. Lewis, L., Caplan, P. E. The shoe-fitting fluoroscope as a radiation hazard. *California medicine*, 72(1), 26. (1950)
4. The roentgen discovery. Usefulness of the new photography. *The New York Times*. February 7<sup>th</sup>. (1896)
5. The Cathode and X-Rays. A mystery not entirely explained. *The New York Times*. March 15<sup>th</sup>. (1896)
6. Blume, S. S. *Insight and industry: on the dynamics of technological change in medicine*. MIT Press. Cambridge, MA, USA. (1992). ISBN: 9780262515702
7. Suit, H. D., Loeffler, J. S. *Evolution of Radiation Oncology at Massachusetts General Hospital*. Springer. USA. (2011). ISBN: 978-1-4419-6744-2
8. Pasveer, B. Knowledge of shadows: the introduction of X-ray images in medicine. *Sociology of Health & Illness*, 11(4), 360-381. (1989)
9. Hentschel, K. *Visual Cultures in Science and Technology: A Comparative History*. Oxford University Press. Oxford, UK. (2014). ISBN: 9780198717874
10.  
[https://sh.wikipedia.org/wiki/Rembrandt\\_van\\_Rijn#/media/File:Rembrandt\\_Harmensz.\\_van\\_Rijn\\_007.jpg](https://sh.wikipedia.org/wiki/Rembrandt_van_Rijn#/media/File:Rembrandt_Harmensz._van_Rijn_007.jpg) (poslednji put pristupljeno 18.11.2015)
11. McClelland, I. R. *X-ray equipment maintenance and repairs workbook for radiographers and radiological technologists*. World Health Organization. Geneva, CH (2004). ISBN: 92 4 159163 3

12. Bondarenko, T. V., Polozov, S. M. X-ray radiation source for low dose angiography based on channeling radiation. Proceedings of IPAC2014, Dresden, Germany. pp. 2186-2188. (2014) ISBN: 978-3-95450-132-8.
13. Brau, C. A., Choi, B. K., Jarvis, J. D., Lewellen, J. W., Piot, P. Channeling radiation as a source of hard x-rays with high spectral brilliance. *Synchrotron Radiation News*, 25(1), 20-24. (2012)
14. Beckhoff, B., Kanngießler, B., Langhoff, N., Wedell, R., Wolff, H. *Handbook of practical X-ray fluorescence analysis*. Springer Science & Business Media. Berlin, DE. (2006) ISBN: 978-3-540-36722-2
15. Wambersie, A., DeLuca, P. M., Zoetelief, J. Patient dosimetry for X-rays used in medical imaging. *J ICRU*, 5(2). (2005)
16. Dowsett, D., Kenny, P. A., Johnston, R. E. *The Physics of Diagnostic Imaging Second Edition*. CRC Press, Taylor & Francis Group. Boca Raton, FL, USA. (2006). ISBN: 9780340808917
17. Bushberg, J. T., Boone, J. M. *The essential physics of medical imaging*. Lippincott Williams & Wilkins. Philadelphia, PA, USA. (2011). ISBN: 978-0781780575
18. W. E. Burcham. *Nuclear Physics: An Introduction, 2<sup>nd</sup> Ed*. Longman Group Ltd. London, UK. (1973) ISBN: 0 582 44110 2
19. Duane, W., Hunt, F. L. On X-Ray Wave-Lengths. *Physical Review* 6(2). 166-172. (1915)
20. Poludniowski, G.G. Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube. Part II. X-ray production and filtration in x-ray targets. *Med. Phys.* 34(6). 2175-2186. (2007)
21. Birch, R., Marshall, M. Computation of bremsstrahlung x-ray spectra and comparison with spectra measured with a Ge (Li) detector. *Physics in Medicine and Biology*, 24(3), 505. (1979)

22. Moseley, H.G.J. LXXX. The High Frequency Spectra of the Elements. Part II. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 27(160), 703-713. (1914)
23. Sommerfeld, A. *Atombau und spektrallinien*. Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn. Braunschweig, DE. (1921)
24. Louis De Broglie. Recherches sur la théorie des Quanta. Physics. Migration - université en cours d'affectation. French. (1924)
25. Waseda, Y., Matsubara, E., Shinoda, K. *X-Ray Diffraction Crystallography*. Springer. Berlin, DE. (2011) ISBN: 978-3-642-16635-8
26. <http://www.livescience.com/32344-what-are-x-rays.html> (poslednji put pristupljeno 18.11.2015)
27. Corney, A. *Atomic and laser spectroscopy*. OUP Oxford. NY, USA. (2006)
28. Babic, R.R. i Stankovic Babic, G. Dr Avram Jozef Vinaver (1862-1915) - Pioneer of radiology in Serbia. *Med Pregl*; LXVIII (5-6), 204-210. (maj-juni 2015). DOI: 10.2298/MPNS1506205B
29. Mettler Jr, F. A., Huda, W., Yoshizumi, T. T., Mahesh, M. Effective Doses in Radiology and Diagnostic Nuclear Medicine: A Catalog 1. *Radiology*, 248(1), 254-263. (2008)
30. [http://www.newscenter.philips.com/pwc\\_nc/main/shared/assets/images/PR2013/Ingenuity\\_CT\\_FLEX\\_lrg.jpg](http://www.newscenter.philips.com/pwc_nc/main/shared/assets/images/PR2013/Ingenuity_CT_FLEX_lrg.jpg) (poslednji put pristupljeno 18.11.2015)
31. Feltlová, E., Dostálová, T., Kašparová, M., Daněk, J., Hliňáková, P., Hubáček, M., Nedoma, J. Temporomandibular Joint Prosthesis 3D-CT Reconstruction before and after Treatment. *European Journal for Biomedical Informatics*, 15-19. (2010)
32. <https://www.shimadzu-medical.eu/flexavision-f3> (poslednji put pristupljeno 18.11.2015)

33. Jain, P., Goswami, K. Recurrent spontaneous pneumothorax during pregnancy: a case report. *J Med Case Reports*, 3, 81. (2009)
34. Planmed Oy. *Planmed Nuance brochure*. S/N: 20006158/0310/en.
35. <http://www.medicalgrapevineasia.com/mg/2015/04/06/breast-imaging/> (poslednji put pristupljeno 18.11.2015)
36. <http://www.dicardiology.com/content/philips-installs-basketball-themed-angiography-cath-lab-room> (poslednji put pristupljeno 18.11.2015)
37. <http://www.healthcare.siemens.com/computed-tomography/case-studies/carotid-angiography-visualization-paraganglioma.html> (poslednji put pristupljeno 18.11.2015)
38. [http://lionsdentalsupply.com/Dental\\_X\\_Ray\\_Units.html](http://lionsdentalsupply.com/Dental_X_Ray_Units.html) (poslednji put pristupljeno 18.11.2015)
39. <https://dentalefficiency.wordpress.com/tag/dental-x-ray/> (poslednji put pristupljeno 18.11.2015)
40. Hoheisel, M. Review of medical imaging with emphasis on X-ray detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 563(1), 215-224. (2006)
41. UNSCEAR. *Report of the United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation to the General Assembly*. United Nations. New York, USA. (2013). ISSN: 0255-1373
42. Fazel, R., Krumholz, H. M., Wang, Y., Ross, J. S., Chen, J., Ting, H. H., Nallamothu, B. K. Exposure to low-dose ionizing radiation from medical imaging procedures. *New England Journal of Medicine*, 361(9), 849-857. (2009)
43. Mettler Jr, F. A., Bhargavan, M., Faulkner, K., Gilley, D. B., Gray, J. E., Ibbott, G. S., Yoshizumi, T. T. Radiologic and Nuclear Medicine Studies in the United States and Worldwide: Frequency, Radiation Dose, and Comparison with Other Radiation Sources—1950-2007 1. *Radiology*, 253(2), 520-531. (2009)

44. E. Russell Ritenour. *Medical Imaging Physics 4th Ed.* Wiley-Liss, Inc., New York, USA. (2002). ISBN: 9780471382263
45. National Lung Screening Trial Research Team. The National Lung Screening Trial: Overview and Study Design1. *Radiology*, 258(1), 243-253 (2011)
46. Pravilnik o primeni izvora jonizujućih zračenja u medicini ("Sl. glasnik RS", br. 1/2012)
47. ICRU. International Commission on Radiation Units and Measurements. *Radiation Dosimetry: X-Rays Generated at Potentials of 5 to 150 kV.* ICRU Report 17. Bethesda, MD, USA. (1970)
48. Kovačević, M., **Stanković, J.**, Božović, P., Arandić, D., Marinković, P., Rajović, Z., Određivanje kvaliteta snopa X-zračenja upotrebom spektrometra u dijagnostičkoj radiologiji, Zbornik radova sa 27. Simpozijuma Društva za zaštitu od zračenja SCG, 213-216, (2013). ISBN: 978-86-7306-115-3
49. Wagner, L. K., Pollock, J. J. Real-time portal monitoring to estimate dose to skin of patients from high dose fluoroscopy. *The British journal of radiology*, 72(861), 846-855. (1999)
50. Wagner, L. K. Studies on the performance of diagnostic ionisation air kerma meters in the United States. *Radiation Protection Dosimetry*, 43(1-4), 127-130. (1992)
51. European Commission. Technical Recommendations for Monitoring Individuals Occupationally Exposed to External Radiation — RP160 (Office for Official Publications of the European Union). (2009). ISBN: 978-92-79-13817-1
52. Bolognese - Milsztajn, T., Ginjaume, M., Vanhavere, F. Active methods and instruments for personal dosimetry of external radiation: present situation in Europe and future needs. *Current Trends in Radiation Protection: on the occasion of the 11th International Congress of the International Radiation Protection Association.* 23-28 May 2004. Madrid, Spain. EDP Sciences. (2004) ISBN: 2-86883-725-5
53. Kulkarni, M. S., Kumar, M., Ratna P., Muthe, K. P., Biju, K., Sunil, C., Babu, D. A. R., Sharma, D. N. Design of prototype two element optically stimulated luminescence



- dosimeter badge for eye lens monitoring. *Radiation Protection and Environment, IARP*. 37(2). 106-111. (2014)
54. Van Dijk, J. W. E., Bordy, J. M., Vanhavere, F., Wernli, C., Zamani-Valasiadou, M. A catalogue of dosimeters and dosimetric services within EU Member States and Switzerland able to estimate external radiation doses as personal dose equivalent. *Radiation protection dosimetry*, 89(1-2), 53-105. (2000)
55. Knoll, G. F. *Radiation detection and measurement - 3<sup>rd</sup> ed.* John Wiley & Sons. New York, USA. (2000). ISBN: 978-0470131480
56. Attix, F. H. *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry.* John Wiley & Sons. New York, USA. (2004). ISBN: 9780471011460
57. Osmokrović P. *Osnovi nuklearne fizike.* Akademski Misao. Beograd, Srbija. (2008). ISBN: 978-86-7466-308-0
58. Owens, A., Peacock, A. Compound semiconductor radiation detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 531(1), 18-37. (2004)
59. Del Sordo, S., Abbene, L., Caroli, E., Mancini, A. M., Zappettini, A., Ubertini, P. Progress in the development of CdTe and CdZnTe semiconductor radiation detectors for astrophysical and medical applications. *Sensors*, 9(5), 3491-3526. (2009)
60. Niraula, M., Nakamura, A., Aoki, T., Tomita, Y., Hatanaka, Y. Stability issues of high-energy resolution diode type CdTe nuclear radiation detectors in a long-term operation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 491(1), 168-175. (2002)
61. Chu, J., Sher, A. *Physics and properties of narrow gap semiconductors.* Springer. New York, USA. (2008). ISBN: 978-0-387-74743-9
62. Hecht K. Zum Mechanismus des lichtelektrischen primärstromes in isolierenden Kristallen. *Zeit. Phys.* 77, 235-245. (1932)

63. Miyajima, S., Imagawa, K., Matsumoto, M. CdZnTe detector in diagnostic x-ray spectroscopy. *Medical physics*, 29(7), 1421-1429. (2002)
64. Malm, H. L., Raudorf, T. W., Martini, M., Zanio, K. R. Gamma Ray Efficiency Comparisons for Si (Li), Ge, CdTe and HgI<sub>2</sub> Detectors. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 20(1), 500-509. (1973)
65. Limousin, O. New trends in CdTe and CdZnTe detectors for X-and gamma-ray applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 504(1), 24-37. (2003)
66. editor: Triboulet, R., Siffert, P. *CdTe and Related Compounds; Physics, Defects, Hetero-and Nano-structures, Crystal Growth, Surfaces and Applications: Physics, CdTe-based Nanostructures, CdTe-based Semimagnetic Semiconductors, Defects*. Elsevier, Amsterdam, NL. (2009). ISBN: 978-0-08-046409-1
67. Gallardo, S., Ródenas, J., Querol, A., Verdú, G. Application of the MTSVD unfolding method for reconstruction of primary X-ray spectra using semiconductor detectors. *Progress in Nuclear Energy*, 53(8), pp. 1136-1139. (2011)
68. Sellin, P. J. Recent advances in compound semiconductor radiation detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 513(1), 332-339. (2003)
69. McGregor, D. S., Hermon, H. Room-temperature compound semiconductor radiation detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 395(1), 101-124. (1997)
70. Butler, J. F., Doty, F. P., Apotovsky, B., Lajzerowicz, J., Verger, L. Gamma-and X-ray detectors manufactured from Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te grown by a high pressure bridgman method. *Materials Science and Engineering: B*, 16(1), 291-295. (1993)
71. Akutagawa, W., Zanio, K. Vapor growth of cadmium telluride. *Journal of Crystal Growth*, 11(3), 191-196. (1971)

72. Szeles, C. CdZnTe and CdTe materials for X-ray and gamma ray radiation detector applications. *Physica Status Solidi B Basic Research*, 241(3), 783-790. (2004)
73. Verger, L., Boitel, M., Gentet, M. C., Hamelin, R., Mestais, C., Mongellaz, F., Sanchez, G. Characterization of CdTe and CdZnTe detectors for gamma-ray imaging applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 458(1), 297-309. (2001)
74. Scheiber, C., Giakos, G. C. Medical applications of CdTe and CdZnTe detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 458(1), 12-25. (2001)
75. Gunnink, R., Arlt, R. Methods for evaluating and analyzing CdTe and CdZnTe spectra. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 458(1), 196-205. (2001)
76. Barber, W. C., Wessel, J. C., Nygard, E., Iwaczyk, J. S. Energy dispersive CdTe and CdZnTe detectors for spectral clinical CT and NDT applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 784, 531-537. (2015)
77. Seller, P., Wilson, M. D., Veale, M. C., Schneider, A., Gaskin, J., Wilson-Hodge, C., Christe, S., Shih, A. Y., Gregory, K., Inglis, A., Panessa, M. CdTe focal plane detector for hard x-ray focusing optics. Proc. SPIE 9601, UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XIX, 960103 (August 24, 2015). DOI:10.1117/12.2191617
78. Krmar, M., Bucalović, N., Baucal, M., Jovančević, N. Possible use of CdTe detectors in kVp monitoring of diagnostic X-ray tubes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 622(1), 256-260. (2010)
79. Redus, R. H., Pantazis, J., Pantazis, T. J., Huber, A. C., Cross, B. J. Characterization of CdTe detectors for quantitative X-ray spectroscopy. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 56(4), 2524-2532. (2009)

80. Kim, H., Cho, G., Kang, B. S. Study on response function of CdTe detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 610(1), 302-306. (2009)
81. Tomal, A., Cunha, D. M., Antoniassi, M., Poletti, M. E. Response functions of Si (Li), SDD and CdTe detectors for mammographic x-ray spectroscopy. *Applied Radiation and Isotopes*, 70(7), 1355-1359. (2012)
82. Blobel, V. An unfolding method for high energy physics experiments. Conference on Advanced Statistical Techniques in Particle Physics, Durham, 18-22 March 2002. *arXiv preprint hep-ex/0208022*.
83. Reginatto, M. Overview of spectral unfolding techniques and uncertainty estimation. *Radiation Measurements*, 45(10), 1323-1329. (2010)
84. Moss, C. E., Dowdy, E. J., Evans, A. E., Hamm, M. E., Lucas, M. C., Shunk, E. R. Unfolding bismuth-germanate pulse-height distributions to determine gamma-ray flux spectra and dose rates. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 219(3), 558-564. (1984)
85. Tikhonov, A. N., Goncharsky, A. V., Stepanov, V. V., Yagola, A. G. *Numerical methods for the solution of ill-posed problems* (Vol. 328). Springer Science & Business Media. Dordrecht, NL. (2013). ISBN 978-94-015-8480-7
86. Hadamard, J. Sur les problèmes aux dérivées partielles et leur signification physique. *Princeton university bulletin*, 13(49-52), 28. (1902)
87. Radunović, D. *Numeričke metode*. Akademska misao, Beograd, Srbija. (2004) ISBN: 978-8674661314
88. Morales, M., Bonifacio, D. A. B., Bottaro, M., Pereira, M. A. G. Monte Carlo and least-squares methods applied in unfolding of X-ray spectra measured with cadmium telluride detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 580(1), 270-273. (2007)

89. Querol, A., Gallardo, S., Ródenas, J., Verdú, G. Application of the Tikhonov Unfolding Method for Reconstruction of primary X-ray spectra from X-ray equipments. *Progress in Nuclear Science and Technology*, 2, 219-225. (2011)
90. Hansen, P. C. *Rank-deficient and discrete ill-posed problems: numerical aspects of linear inversion*. SIAM. Philadelphia, PA, USA. (1998). ISBN: 978-0-89871-403-6
91. Gallardo, S., Ginestar, D., Verdu, G., Ródenas, J., Puchades, V., Villaescusa, J. I. X-ray spectrum unfolding using a regularized truncated SVD method. *X-Ray Spectrometry*, 35(1), 63-70. (2006)
92. Burgos, M. C., Gallardo, S., Puchades, V., Verdú, G., Ródenas, J., Villaescusa, J. I. Assessment of mammography spectra using compton spectrometry techniques. *Radiation protection dosimetry*, 116(1-4), 627-630. (2005)
93. Fernandez, J. E., Scot, V., Bare, J., Tondeur, F., Gallardo, S., Ródenas, J., Rossi, P. L. Reconstruction of the X-ray tube spectrum from a scattering measurement. *Applied Radiation and Isotopes*, 70(7), 1238-1242. (2012)
94. Hansen, P. C. Regularization tools version 4.1 (for Matlab version 7.3). *Numer. Algorithms*, 46, 189-194. (2007)
95. Johnston, P. R., Gulrajani, R. M. Selecting the corner in the L-curve approach to Tikhonov regularization. *Biomedical Engineering, IEEE Transactions on*, 47(9), 1293-1296. (2000)
96. Hunt, B. R., Lipsman, R. L., Rosenberg, J. M. *A guide to MATLAB: for beginners and experienced users* (2<sup>nd</sup> Edition). Cambridge University Press. New York, USA. (2006). ISBN: 978-0-521-61565-5
97. Shi, H. X., Chen, B. X., Li, T. Z., Yun, D. Precise Monte Carlo simulation of gamma-ray response functions for an NaI(Tl) detector. *Applied radiation and isotopes*, 57(4), 517-524. (2002)
98. Dunn, W. L., Shultis, J. K. *Exploring Monte Carlo Methods*. Elsevier B.V. USA. (2011). ISBN: 978-0-444-51575-9

99. Sablani, S. S., Datta, A. K., Rahman, M. S., Mujumdar, A. S. (Eds.). *Handbook of food and bioprocess modeling techniques*. CRC Press. Boca Raton, FL, USA. (2006). ISBN: 9780824726713
100. Pia, M. G., Basaglia, T., Bell, Z. W., Dressendorfer, P. V. The impact of Monte Carlo simulation: a scientometric analysis of scholarly literature. (2010). *arXiv preprint arXiv:1012.3305*.
101. Andreo, P. Monte Carlo techniques in medical radiation physics. *Physics in medicine and biology*, 36(7), 861. (1991)
102. Ilić, R. D., *Tehnike Monte Karlo u transportu čestica*, Naučna knjiga, Beograd, Srbija. (1991) ISBN: 9788623211010
103. Seco, J., Verhaegen, F. (Eds.). *Monte Carlo techniques in radiation therapy*. CRC Press. Boca Raton, FL, USA. (2013) ISBN: 978-1-4665-0792-0
104. Brown, F. B., Martin, W. R. Monte Carlo methods for radiation transport analysis on vector computers. *Progress in Nuclear Energy*, 14(3), 269-299. (1984)
105. Brown F. B.. *Fundamentals of Monte Carlo Particle Transport*. Diagnostics Applications Group (X-5), Los Alamos National Laboratory, (2005)
106. James, F. Monte Carlo theory and practice. *Reports on Progress in Physics*, 43(9), 1145. (1980)
107. Rogers, D. W. O. Fifty years of Monte Carlo simulations for medical physics. *Physics in medicine and biology*, 51(13), R287. (2006)
108. MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Ver. 5, Volume I, X-5 Monte Carlo Team, April 24, 2003 (Revised 2/1/2008)
109. MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Ver. 5, Volume II, X-5 Monte Carlo Team, April 24, 2003 (Revised 2/1/2008)
110. Fritz, S. G., Shikhaliev, P. M., Matthews II, K. L. Improved x-ray spectroscopy with room temperature CZT detectors. *Physics in medicine and biology*, 56(17), 5735. (2011)

111. Mengesha, W., Aalseth, C. E., Barnett, D. S., Bliss, M., Schaefer, C. Pulse shape analysis for electron mobility study in cadmium zinc telluride gamma-ray detectors. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 51(3), 1166-1171. (2004)
112. Matsumoto, M., Yamamoto, A., Honda, I., Taniguchi, A., Kanamori, H. Direct measurement of mammographic x-ray spectra using a CdZnTe detector. *Medical physics*, 27(7), 1490-1502. (2000)
113. Jung, M., Morel, J., Fougères, P., Hage-Ali, M., Siffert, P. A new method for evaluation of transport properties in CdTe and CZT detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 428(1), 45-57. (1999)
114. Kim, K. O., Kim, J. K., Ha, J. H., Kim, S. Y. Analysis of Charge Collection Efficiency for a Planar CdZnTe Detector. *Nuclear Engineering and Technology*, 41(5), 723-728. (2009)
115. Miyajima, S., Sakuragi, H., Matsumoto, M. Extraction of mean free path of charge carriers in CdZnTe crystals from measured full-energy peaks. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 485(3), 533-538. (2002)
116. **Stankovic, J.**, Marinkovic, P., Ciraj-Bjelac, O., Kaljevic, J., Arandjic, D., Lazarevic, D. Toward utilization of MCNP5 particle track output file for simulation problems in photon spectrometry. *Computer Physics Communications*, 195, 77-83 (2015)
117. Redus, R., Huber, A., Pantazis, J., Pantazis, T., Sperry, D. Design and performance of the X-123 compact X-ray and Gamma-ray spectroscopy system. *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2006. IEEE*, Vol. 6, pp. 3794-3797. IEEE. (October, 2006).
118. X-123 Complete X-Ray Spectrometer with CdTe Detector. User Guide and Operating Instructions, X-123 User Manual Rev A0. Amptek, Inc. Bedford, MA, USA.

119. Bé, M. M., Chisté, V., Dulieu, C., Browne, E., Chechev, V., Kuzmenko, N., Helmer, R., Nichols, A., Schönfeld, E., Dersch, R. Table of radionuclides (Vol. 1-A= 1 to 150). *Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres, France*. (2004). ISBN: 92-822-2206-3

120. XR-100T-CdTe X-ray & Gamma Ray Detector,  
<http://www.amptek.com/products/xr-100t-cdte-x-ray-and-gamma-ray-detector/#modeling> (poslednji put pristupljeno 18.11.2015)



## Prilozi

U ovom poglavlju su prikazani kodovi korišćeni pri istraživanju anfolinga X-zračenja: a) ulazni MCNP5 kod, b) skripta za brisanje zaglavlja iz PTRAC fajla kao priprema za importovanje u MATLAB, i c) MATLAB kod za generisanje funkcije odziva na osnovu PTRAC fajla, koji je razvijen u toku ovog istraživanja.

### A Ulazni MCNP5 kod za simulaciju odziva detektora planparalelne geometrije od CdTe

C X-ray spectrometer CdTe

c

c Cells definition

c

400 3 -1.848 -8 1 -2 #500	\$ Be window
500 4 -6.2 -9	\$ CdTe detector inside
800 5 -0.001205 #400 #500 -10	\$ air around source and detector
900 0 10	\$ external world

c surface definition

c

1 pz 0.177	\$ bottom surface of Be window
2 pz 0.187	\$ top surface of Be window
8 cz 0.35	\$ Be radius
9 rpp -0.15 0.15 -0.15 0.15 -0.05 0.05	\$ detector
10 rpp -0.8 0.8 -0.8 0.8 -0.8 0.8	\$ external world

c material definition

m3 4009 1 \$Beryllium

m4 48000 -0.468358 52000 -0.53164 \$ CdTe

m5 6012 -0.000124 & \$ carbon

7014 -0.755268 & \$ nitrat

8016 -0.231781 & \$ oxigen

18040 -0.012827 \$ Argon

c

c problem definition

imp:p 1 1 1 0

imp:e 1 1 1 0

mode p e \$ ovako definisano je detaljni model

c

c source

sdef pos=0 0 314.187 erg=0.00113 par=2 \$ovo je monohromatski izvor na 1.13 keV

print 30 110 -85 -128 -98

c

c tally

f8:p 500 \$ pratimo energije fotona u CdTe

E8 0 1E-5 0.00101 1249i 0.151

ft8 GEB 0.00020296 0.0018 0.

c

c ptrac

ptrac event=col,ter,sur,bnk file=asc write=all type=p filter=500,icl

c

prdmp 2j 1

nps 15000000 \$ 15 miliona istorija

## B *Python* skripta za brisanje prvih 10 redova iz PTRAC fajla pre importa u MATLAB okruženje

Sledeća skripta automatski učitava fajlove iz datog direktorijuma i generiše nove tekstualne fajlove sa imenom <ptrac\_ii\_i.txt> tako što briše prvih deset redova iz polaznih fajlova. Jedanaesti red u izvornom PTRAC fajlu ima samo dva broja, dok sledeći redovi imaju po 8 ili 9 brojeva. Potrebno je dodati sedam nula jedanaestom redu kako bi MATLAB pri importu <ptrac\_ii\_i.txt> prepoznao matricu od devet kolona koja je potrebna za pravilno funkcionisanje PTRAC algoritma predstavljenog u Prilogu C. U sledećem kodu se zbog toga edituje jedanaesti red.

```
#####
import fileinput
import glob

i=113 # oznaka monohromatskog izvora iz MCNP5 simulacije (oznacava 1.13 keV)
ii=1 # oznacava prvu simulaciju od 1250
for item in glob.glob('*.txt'):
    l=1
    fr1 = open(item,"r")
    fw1 = open('ptrac'+ '_' +str(ii)+'_' +str(i)+'.txt',"w") # automatsko učitavanje iz
        #istog direktorijuma gde se nalazi i python skripta
    # sledeca "for" petlja pravi novi fajl bez prvih 10 redova
    for line in fr1.readlines():
        if l==11:
            fw1.write(line[:-1]+' 0 0 0 0 0 0'+'\n')
        if l > 11:
            fw1.write(line)
        l+=1
    fr1.close()
```

```
fw1.close()
```

```
i+=12 # inkrementira vrednost energije koja je u imenu ulaznog fajla, a prema  
#energetskoj rezoluciji od 0.12 keV
```

```
ii+=1 #inkrementira redni broj izlaznog PTRAC fajla. Ukupno je 1250 fajlova
```

## C Algoritam za postprocesiranje PTRAC fajla i generisanje matrice odziva

```
% verzija koja automatski ucitava listu fajlova i kao izlaz pravi transponovanu matricu
% odziva
% *****
%    ovaj program radi sa ptrac fajlom koji se dobija komandom:
%    ptrac event=col,ter,sur,bnk file=asc write=all type=p filter=500,icl
% *****
tic
format long
fileE=113; %deo koji oznacava monohromatski izvor u nazivu PTRAC fajla
%%%%%%%%%%
for fileN=1:1:1250 % deo koji oznacava ukupni broj PTRAC fajlova tj. rezoluciju
    X=importdata(strcat('d:\Studije\ETFDOK~1\prijava
teze\PTRAC_MATLAB_input\ptrac_',int2str(fileN),'_',int2str(fileE),'.txt'));
    %X=data; % ako se ne koriste gornje linije za automatsko pozivanje fajlova, onda
        %importovan PTRAC fajl sa generickim nazivom promenljive <data>
        %preimenujemo u <X>
    icel=500; %upisati na pocetku broj celije od interesa
    rezolucija=1250; % upisati rezoluciju
% *****
%    na pocetku preslazemo sirov ptrac fajl u matricu sa 17 kolona
% *****
i=1;          % broja redova (vrsta) u matrici X
DATA_17=[0 0]; % inicijalizacija nove promenljive
j=1;          % brojac redova (vrsta) u novoj preslozenoj matricu DATA_17
while i<=(size(X,1)-1)
    if i==1 || isnan(X(i,3))
        DATA_17(j,1)=X(i,2);
        for k=2:1:8 % k je broj kolona u novoj matrici DATA_17
            DATA_17(j,k)=X(i+1,k);
```

```

    end
    for k=1:1:9
        DATA_17(j,8+k)=X(i+2,k);
    end
    j=j+1;
end
if X(i,1)~=9000 && i~=1 && isnan(X(i,9)) && ~isnan(X(i,3))
    DATA_17(j,1)=X(i,1);
    for k=2:1:8
        DATA_17(j,k)=X(i+2,k);
    end
    for k=1:1:9
        DATA_17(j,k+8)=X(i+3,k);
    end
    j=j+1;
end
if X(i,1)==9000
    DATA_17(j,1)=9000;
    for k=2:1:17
        DATA_17(j,k)=0;
    end
    j=j+1;
end
i=i+1;
end
% *****
%
% *****
% Ovaj deo programa moze da se koristi za sortiranje prema 17. koloni (vreme).
% Ulaz je DATA_17, izlaz je DATA_17_SORT
% *****
i=1;                                     % brojac redova u DATA_17

```

```

n=1; % ovo je prvi red
DATA_17_SORT=DATA_17;
while i<=size(DATA_17_SORT,1)
    if DATA_17_SORT(i,1)==9000 % kada naidje na 9000 pamti red
        m=i-1; %... potreban nam je red i-1...
        if m>n
            D=sortrows(DATA_17_SORT(n:m,:),17); %... a sortira od reda n do m
            for k=n:1:m
                DATA_17_SORT(k,:)=D(k-n+1,:); % D je sortirana matrica od reda n
                                                    % do m
            end
        end
        n=i+1;
    end
    i=i+1;
end
% *****
% Ovaj deo je najvažniji, jer se upravo ovde analiziraju događaji od interesa.
% U zavisnosti od ucitanog fajla pretrazuju se razliciti događaji: 3000, 4000, 5000,
% 2011, 2009, 2012, 2016, 2017, 2018. Izlazni fajl je fajl je matrica sa dve kolone, EZ,
% cija je prva kolona z koordinata, dok je druga kolona ispravljena/ neispravljena
% energija.
% *****
% *****
% ako se koristi hecht potrebno je da se na pocetku upisu vrednosti za
% srednji slobodni put supljina i elektrona, kao i debljina detektora
% *****
tic
format long
X=DATA_17; % ovde radim sa nesortiranim podacima
k=0; % brojac za novu matricu
i=1; % brojac redova

```

```

DEPTH=0.1;      %debljina detektora u cm
lamdaE=11.2;    %srednji slobodni put elektrona u cm
lamdaP=1.61;    %srednji slobodni put supljina u cm
ENERGIJA_I_Z_KORDINATA=[0 0]; % nova matrica cija je prva kolona- z
                                     %koordinate dogodjaja, a druga- energije

while i<size(X,1)
    if X(i,1)==9000
        i=i+1;
    elseif X(i,1)==3000
        if X(i+1,1)==9000
            i=i+1;
        elseif X(i+1,4)==-2 && X(i+2,1)==9000
            i=i+3;
        elseif X(i+1,4)==-2 && X(i+2,4)==-2 && X(i+3,1)==9000
            i=i+4;
        elseif X(i+1,1)==4000 && X(i+2,1)==5000 && X(i+3,1)==9000
            k=k+1;
            ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)=X(i+1,15);
            ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,1)=X(i,11);
            i=i+3;
        else
            k=k+1;
            ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)=X(i,15);
            i=i+1;
        end
    elseif i<=size(X,1) && X(i,1)==4000 && (X(i,4)==-1 || X(i,4)==-3)
        ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,1)=X(i,11);
        if i<size(X,1)&& (X(i+1,4)==-1 || X(i+1,4)==-3)
            i=i+1;
        elseif i<size(X,1)&& (X(i+1,1)==9000 || X(i+1,1)==2016 || X(i+1,1)==2018 ||
X(i+1,1)==2009)
            privremena_promenljiva=X(i,15);

```



```

ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,1)=X(i,11);
ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)=ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)-
privremena_promenljiva;
    i=i+1;
    elseif X(i+1,4)==-2 && (X(i+2,1)==9000 || X(i+2,1)==2016 || X(i+2,1)==2018
|| X(i+2,1)==2009)
        privremena_promenljiva=X(i,15);
        ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,1)=X(i,11);
        ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)=ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)-
privremena_promenljiva;
        i=i+2;
        elseif X(i+1,1)==5000 && X(i,15)==X(i+1,15)
            i=i+2;
        elseif X(i+1,4)==-2 && (X(i+2,4)==-1 || X(i+2,4)==-3)
            i=i+2;
        elseif X(i+1,4)==-2 && X(i+2,4)==-2
            i=i+3;
        else
            i=i+1;
        end
    elseif X(i,1)==5000
        i=i+1;
    elseif X(i,1)==2016 || X(i,1)==2018
        if i<(size(X,1)-2) && X(i+2,1)==5000
            i=i+3;
        elseif X(i+1,4)==-3 || X(i+1,4)==-1
            i=i+1;
        elseif X(i+1,4)==-2 && X(i+2,1)==9000
            privremena_promenljiva=X(i,15);
            ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)=ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)-
privremena_promenljiva;
            i=i+3;

```

```

elseif X(i+1,1)==9000
    privremena_promenljiva=X(i,15);
    ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)=ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)-
privremena_promenljiva;
    i=i+2;
else
    i=i+1;
end
elseif X(i,1)==2009
    if i<(size(X,1)-2) && X(i+2,1)==5000
        i=i+3;
    elseif X(i+1,4)==-3 || X(i+1,4)==-1
        i=i+1;
    elseif X(i+1,4)==-2 && X(i+2,1)==9000
        privremena_promenljiva=X(i,15);
        ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)=ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)-
privremena_promenljiva;
        i=i+3;
    elseif X(i+1,1)==9000
        privremena_promenljiva=X(i,15);
        ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)=ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)-
privremena_promenljiva;
        i=i+2;
    else
        i=i+1;
    end
elseif X(i,4)==-2
    if X(i+1,1)==9000 || X(i+1,1)==2016 || X(i+1,1)==2018 || X(i+1,1)==2009
        privremena_promenljiva=X(i,15);
        ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)=ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(k,2)-
privremena_promenljiva;
        i=i+1;
    end
end

```

```

        else
            i=i+1;
        end
    else
        i=i+1;
    end
end

% *****
% ovaj deo algoritma predstavlja primenjen GEB na kolonu energije
% *****

niz_energija=ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(:,2)';
a1(1)=0;
a2(1)=0;
x(1)=0;
fwhm(1)=0;
GEB(1)=0;
i=1;
ageb=0.00001756;
bgeb=0.0018;
while i<=size(niz_energija,2)
    a1(i)=rand;
    if a1(i)==0
        a1(i)=-9;
    end
    a2(i)=rand;
    x(i)=sqrt(-2*log(a1(i)))*cos(2*pi*a2(i));
    fwhm(i)=ageb+bgeb*sqrt(niz_energija(i));
    GEB(i)=niz_energija(i)+0.600561204439322*fwhm(i)*x(i);
    i=i+1;
end

% *****

```

```

% Ovaj deo predstavlja generisanje spektrometrijskog izlaza definisane rezolucije od
% 0.12 keV (vrsta u matrici odziva) ujedno predstavlja generisanje i transponovane
% matrice odziva detektora kojoj se za svaki ucitan fajl popunjava po jednu vrstu
%*****
niz_energija=GEB;
% niz_energija=ENERGIJA_I_Z_KORDINATA(:,2)'; % ako se ne koristi GEB
i=0;
phd=[0 0]; %distribucija pulseva
min_opsega=0.00101; % pocetna energija za generisanje histograma 1.01 keV
max_opsega=0.00113; % krajnja energija prvog opsega
while i<rezolucija % rezolucija spektrometra
    s=0; % brojac impulsa u spektrometrijskom intervalu
    for k=1:size(niz_energija,2) % prolazi kroz sve energije fotona
        if niz_energija(k)>min_opsega && niz_energija(k)<=max_opsega
            s=s+1;
        end
    end
    i=i+1;
    phd_GEB(fileN,i)=s;
    min_opsega=min_opsega+0.00012;
    max_opsega=max_opsega+0.00012;
end
fileE=fileE+12;
clearvars -except phd_GEB fileE; % na kraju se ispisuje samo translirana
% matrica odziva phd_GEB i zadnji ucitan
% fajl kao provera
end

```

## Biografija autora

Jelena Stanković Petrović je rođena 30.04.1982. godine u Kruševcu. Osnovnu školu i gimn. „Svetozar Marković“ je završila u Jagodini. Elektrotehnički fakultet u Beogradu je upisala 2001. godine. Diplomirala je sa ukupnim prosekom 8.53 odbranivši diplomski rad “Projektovanje sistema za biofidbek na osnovu intenziteta EMG signala“, a potom je upisala doktorske studije na smeru „Nuklearna, medicinska i ekološka tehnika“. Od 2008. godine do 2012. godine radila je u kompaniji Gorenje GTI d.o.o., distributeru radiološke medicinske opreme *Philips Healthcare*. Zaposlena je u Institutu za nuklearne nauke „Vinča“ od 2012. godine u Laboratoriji za zaštitu od zračenja i zaštitu životne sredine, na radnom mestu „Ispitivač nivoa individualnog izlaganja profesionalno izloženih lica spoljašnjem fotonomskom jonizujućem zračenju“. Unapređena je u zvanje istraživač saradnik 2013. godine od kada je i angažovana na projektu „Nove tehnologije za monitoring i zaštitu životnog okruženja od štetnih hemijskih supstanci i radijacionog opterećenja“ koji je finansiran od strane Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja, ev. br. III43009. Angažovana je i na evropskom projektu *European epidemiological study on radiation-induced lens opacities for interventional cardiologists*, EUROLOC, koji je fokusiran na istraživanju posledica niskih doza jonizujućeg zračenja na očno sočivo, kombinujući epidemiološki, oftamološki metod sa retrospektivnim i prospektivnim dozimetrijskim metodom, ev. br. OPERRA-2013-Grant agreement number-60498.

Прилог 1.

## Изјава о ауторству

Потписани-а Јелена Станковић Петровић

број уписа 5005/07

### Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Спектрометрија фотонског зрачења у радиолошком опсегу енергија помоћу CdTe детектора

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 19.11.2015.

Јелена Петровић

Прилог 2.

## Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Јелена Станковић Петровић

Број уписа 5005/07

Студијски програм Електротехника и рачунарство

Наслов рада Спектрометрија фотонског зрачења у радиолошком опсегу  
енергија помоћу CdTe детектора

Ментор др Предраг Маринковић, редовни професор

Потписани Јелена Станковић Петровић

изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 19.11.2015.



Прилог 3.

## Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Спектрометрија фотонског зрачења у радиолошком опсегу енергија помоћу CdTe детектора

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

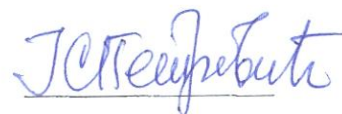
Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
3. Ауторство – некомерцијално – без прераде
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прераде
6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

У Београду, 19.11.2015.

Потпис докторанда





1. Ауторство - Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прераде. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.