



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Moguća primena spektroskopije u rendgenskoj dijagnostici

– master rad –

Mentor: Student:
Dr Miodrag Krmar Ivan Josipović

Novi Sad
2013.

Apstrakt

Mogućnost uvođenja spektroskopije u medicinsku dijagnostiku otvara šanse za dobijanje slike boljih performansi a da se pri tome ne poveća ukupna doza koju pacijent prima. Dosadašnja rendgenska dijagnostika bazira se na merenju integralnog intenziteta rendgenskog zračenja nekim od raznih tipova detektora (film detektor, fosforne pločice, ionizacione komore, itd.). Spektroskopija do sada nije bila korišćena u dijagnostici i u toku su prvi koraci primene, a ona sama po sebi daje nekoliko novih mogućnosti. Jedna od tih mogućnosti je tehnika energetskog otežavanja koja podrazumeva množenje detektovanog signala energetski zavisnim težinskim faktorom. U konačnom ishodu te mogućnosti mogu dovesti do povećanja kvaliteta slike uz jednaku predatu dozu kao kod dosadašnjih dijagnostičkih metoda ili do održanja kvaliteta slike a da se pri tom doza smanji.

Abstract

Possibility of application of spectroscopy in medical diagnostics opens chances for getting better quality images without changing the amount of dose that patients receive during imaging. So far X ray diagnostics is based on measuring the integral intensity of radiation with various types of detectors (film detectors, phosphor plates, ionization chambers, etc.). Spectroscopy was not used in diagnostics until now and currently first steps are being made in that kind of approach. Using of spectroscopy in medical imaging gives us several new possibilities. One of them is an energy weighted technique that multiplies signal from every detected photon with an energy dependent weighted factor. Final outcome from using this technique is that we can have increased quality of image with leaving the dose rates at same values that are characteristic for currently used method, or to reduce the amount of dose without decreasing the quality of image.

Sadržaj:

1.	UVOD	5
2.	FORMIRANJE SLIKE U RENDGEN-DIJAGNOSTICI.....	7
2.1.	Klasifikacija radijacije	7
2.2.	Jonizujuće zračenje	8
2.2.1.	Interakcija fotona sa materijom.....	8
2.2.2.	Interakcija fotona sa absorberom	14
2.3.	Interakcija rendgenskog zračenja u energetskoj oblasti dijagnostike	15
2.3.1.	Verovatnoća za fotoefekat	16
2.3.2.	Zavisnost o energiji fotona.....	17
2.3.3.	Atomski broj materijala	18
2.3.4.	Verovatnoća dešavanja komptonovih rasejanja	18
2.3.5.	Poređenje interakcija.....	18
2.4.	Formiranje slike kod rendgen-dijagnostike.....	19
2.4.1.	Kontrast objekta	20
2.4.2.	Efekat energije fotona	21
3.	TEHNIKA ENERGETSKOG OTEŽAVANJA.....	23
3.1.	Definisanje energetskog otežavanja.....	26
3.2.	Maksimizacija SNR-a	29
4.	OPIS EKSPERIMENTA	32
4.1.	Rendgenska cev.....	32
4.2.	Detektor.....	33
4.3.	Kolimatori	34
4.4.	Test objekti.....	34
5.	POSTUPAK I REZULTAT MERENJA.....	37
5.1.	Teoretska energetska zavisnost težinskog faktora	48
5.2.	Energetska zavisnost težinskog faktora za test objekte.....	55
6.	ZAKLJUČAK	59
7.	LITERATURA	61

1. Uvod

U standardnoj rendgenskoj dijagnostici proces stvaranja slike unutrašnje strukture nekog dela tela sastoji se u detekciji intenziteta zračenja koje kroz taj deo tela prođe pod određenim uslovima. U najvećem broju dijagnostičkih postupaka, kao rezultat jednog ovakvog procesa se dobija snimak, gde je detekcija intenziteta zračenja izvršena filmskom emulzijom. Ovaj metod ima to preim秉stvo što se na snimku dobijaju oblasti manjeg ili većeg zacrnjenja tako da dijagnostičar i vizuelno bez upotrebe bilo kakvih sofisticiranih pomoćnih sredstava može izvući korisnu informaciju iz snimka. Taj se snimak može dobiti i putem raznih elektronskih senzora umesto standardnog filma, što daje mogućnost stvaranja digitalnog zapisa, ali i u ovom slučaju se dobija vizuelni prikaz kojeg dijagnostičar treba da očita. Ova tehnika podrazumeva dakle postojanje rendgenske cevi i filma ili nekog drugog detektora. Sama rendgenska cev proizvodi zračenje čiji je energetski spektar kontinuiran te u dijagnostičkom snopu imamo fotone raznih energija, počev od neke najniže koja je određena filtracijom rendgenske cevi pa do najviše koja jedino zavisi od napona napajanja rendgenskog uređaja. U svim do danas razvijenim tehnikama, detektuje se ukupan intenzitet rendgenskog zračenja koje je prošlo kroz posmatrani deo tela pacijenta. To znači da detektor beleži integralni efekat dejstva zračenja, tj. da svi fotonii bez obzira na njihovu energiju učestvuju u formiranju slike.

Metod korišćenja detektora u integralnom režimu rada, putem kojeg se dobija informacija o intenzitetu detektovanog zračenja koja se obrađuje, doskora je bio jedini način dobijanja slike u imidžingu i izučen je do krajnjih granica tako da nema mnogo prostora u daljem usavršavanju. Kao nova tehnika obrade slike u imidžingu javila se primena spektroskopije. Ona nam omogućuje korišćenje celog spektra čime imamo uvid u ponašanje zračenja na različitim energijama prilikom prolaska kroz neki medijum. Da bi se iskoristila ova tehnika u što većoj meri neophodno je umesto filma imati neki detektorski sistem koji će biti u mogućnosti da prepoznae energije pojedinačnih fotona kao i da ih selektuje po energijama. Dakle, za jednu ovaku primenu, potrebno je umesto klasičnog filama imati na raspolaganju spektroskopski uređaj. Ovakav bi uređaj osim mogućnosti energetske separacije morao imati i mogućnost da upamti i položaj na kome se detekcija izvršila tj. da u isto vreme detektuje i energiju i prostornu raspodelu registrovanih fotona. U poslednjih nekoliko godina konstruisan je novi tip detektora koji ima mogućnost da detektuje u isto vreme poziciju i energiju fotona uz pomoć mikroskopskih piksel detektora. Ti detektori [Medipix2] su razvijeni u CERN-u i dovedeni su do tog nivoa da imaju sasvim zadovoljavajuću efikasnost detektovanja fotona za opseg energija koji se koristi u radiodijagnostici. Primarna funkcija ovih detektora je bila da se upotrebe u eksperimentima gde postoji potreba za detekcijom elementarnih čestica koje se formiraju u nekom procesu interakcija čestica visokih energija, ali da detektor bude u mogućnosti da registruje i energiju i položaj čestice koja je doživela interakciju. Budući da ovi detektori poseduju karakteristike koje bi se mogle iskoristiti i u dijagnostici, poslednjih nekoliko godina je objavljeno nekoliko radova u naučnim časopisima gde se istražuju mogućnosti primene ovakvih detektora u medicini.

Od prvih koraka u kojima se razmatralo uvođenje spektroskopske tehnike u rendgensku dijagnostiku jedini način njene primene je energetsko otežavanje. Na ovaj način se može izvući maksimalna korist iz informacije koju sa sobom nosi svaki detektovani foton tako što ćemo informaciju karakterističnu sa svaku energiju pomnožiti sa energetski jedinstvenim težinskim faktorom. Težinski faktor sa sobom nosi informaciju o tome koliko fotonii određenih energija imaju ulogu u konstrukciji slike. Time ostvarujemo mogućnost za dobijanje slike visokog kvaliteta a da se pri tom predata doza smanji u odnosu na vrednosti karakterističnih za predatu dozu u metodi imidžinga koja se trenutno koristi (integralni režim). Ovo opravdava informacija da odnos signal-šum

(SNR) usled obrade podataka tehnikom energetskog otežavanja doziže poboljšanje do faktora od 1,5 u odnosu na metodu integralnog režima rada detektora.

Istraživanja u oblasti primene spektroskopije do sada su obuhvatila relativno uzak opseg dijagnostičkih situacija. Naime tehnika energetskog otežavanja je testirana samo u slučaju mamografija. Tu su načinjeni prvi koraci da se ustanovi optimalan način energetskog otežavanja za slučaj kada u ispitivanom delu tela postoje kalcifikacije i meko tkivo. Sama mamografija podrazumeva upotrebu niskih energija tako da je tehnika energetskog otežavanja do sada ispitana u relativno uskoj energetskoj oblasti.

U ovom radu načinjen je pokušaj da se tehnika energetskog otežanja primeni i ne neke druge objekte, kao i u znatno širem opsegu energija. Budući da su MEDIPIX2 detektori još uvek nedostupni za široku upotrebu u ovom radu su analizirani samo spektroskopski aspekti nove tehnike, bez primene imidžinga i sakupljanja informacija koje se tiču prostorne raspodele fotona. Za te svrhe je bio dovoljan i jedan CdTe detektor. U merenjima su upotrebljeni test objekti koji su napravljeni od praha samlevene kadaverske kosti raspršenog u belom petrolatumu (vazelin) u relativno širokom opsegu koncentracija. Ti su test objekti prvobitno bili korišćeni kao dobra zamena za trabekularnu kost koja može imati veoma različite vrednosti mineralnog sadržaja. To konačno znači da su merenja prikazana u ovom radu u stvari testiranje mogućnosti energetski otežane tehnike za dijagnostiku osteoporoze. Ovo je ujedno i prvi rezultat koji tretira tehnikom energetskog otežavanja neke druge objekte izvan mamografije. Takođe se u ovom radu po prvi put analiziraju mogućnosti tehnike energetskog otežavanja na objektima koji imaju različite vrednosti koncentracije minerala.

2. Formiranje slike u rendgen-dijagnostici

2.1. Klasifikacija radijacije

Radijaciju možemo svrstati u dve osnovne kategorije u zavisnosti od mogućnosti da vrše ionizaciju materije: nejonizujuće i jonizujuće zračenje. Energija potrebna da bi se izvršila ionizacija atoma se kreće u opsegu od nekoliko eV, za alkalne elemente, do 88 keV-a koliko iznosi energija veze K-elektrona u atomu olova.

- Nejonizujuće zračenje nije u mogućnosti da izvrši ionizovanje materije jer poseduje energiju koja je manja od ionizacionog potencijala materijala.
- Jonizujuće zračenje može da izvrši ionizaciju materije bilo direktnim ili indirektnim putem pošto mu energija prevazilazi vrednost ionizacionog potencijala materije. Pod njim podrazumevamo dve kategorije:
 - Direktno jonizujuće zračenje (naelektrisane čestice – *elektroni, protoni, alfa čestice, teški joni i fotoni [x zraci, gama zraci]*)
 - Indirektno jonizujuće zračenje (neutralne čestice – *neutroni*).

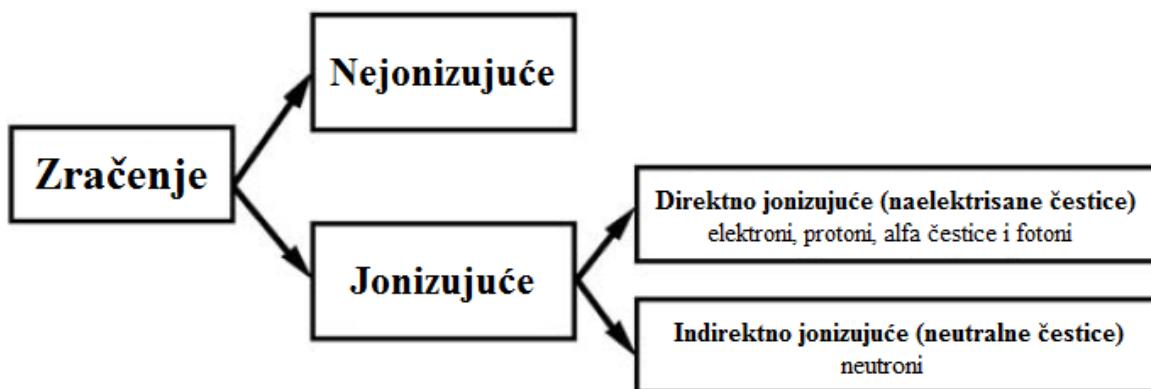
Direktno jonizujuće zračenje predaje energiju medijumu putem Kulonovih interakcija, koje se dešavaju između direktno jonizujućih naelektrisanih čestica i orbitalnih elektrona atoma medijuma.

Fotonsko zračenje i neutroni predaju energiju medijumu u procesu koji se sastoji iz dva koraka:

- U prvom koraku se kao rezultat interakcije oslobađa naelektrisana čestica unutar medijuma (foton oslobađa elektrone, dok neutroni oslobađaju protone ili teže jone).
- U drugom koraku, oslobođene sekundarne naelektrisane čestice predaju energiju medijumu kroz koji prolaze direktnim Kulonovim interakcijama sa orbitalnim elektronima atoma medijuma, kao i direktno konizujuće zračenje.

Fotoni mogu kao rezultat svoje interakcije stvoriti i pozitrone usled pozitronsko-elektronske emisije, za koju su potrebne energije od 1,024 MeV-a pa naviše. Pošto te energije uveliko premašuju opseg enenergija primenjenih u medicini ovaj proces nećemo uzimati u obzir.

I jonizujuće i nejonizujuće zračenje se koristi u medicini u oblastima terapije bolesti (radioterapija) i dijagnostike (radiodijagnostika, nuklearna medicina). Na slici 2.1 su prikazani tipovi zračenja.



Slika 2.1 – Klasifikacija zračenja.

2.2. Jonizujuće zračenje

Direktno jonizujuće zračenje možemo klasifikovati u tri grupe redajući ih po težini: lake nanelektrisane čestice (elektroni i pozitroni), teške nanelektrisane čestice (protoni, deuteroni i alfa čestice) i teže nanelektrisane čestice (ugljenik-12, ogoljena jezgra). S obzirom da u našem radu ne figurišu ovaj tip zračenja sa njime se nećemo baviti dalje u tekstu.

Fotonsko jonizujuće zračenje podrazumeva četiri različite grupe fotona u zavisnosti od njihovog nastanka:

- Karakteristično x zračenje – *nastalo usled elektronskih prelaza između atomskih ljudi,*
- Zakočni (ili Bremsstrahlung) fotoni – *rezultat iz kulanovih interakcija elektron-jezgro,*
- Gama zraci – *nastali usled prelaza unutar atomskog jezgra, i*
- Kvanti anhilacije – *nastali kao posledica pozitronsko-elektronske anihilacije.*

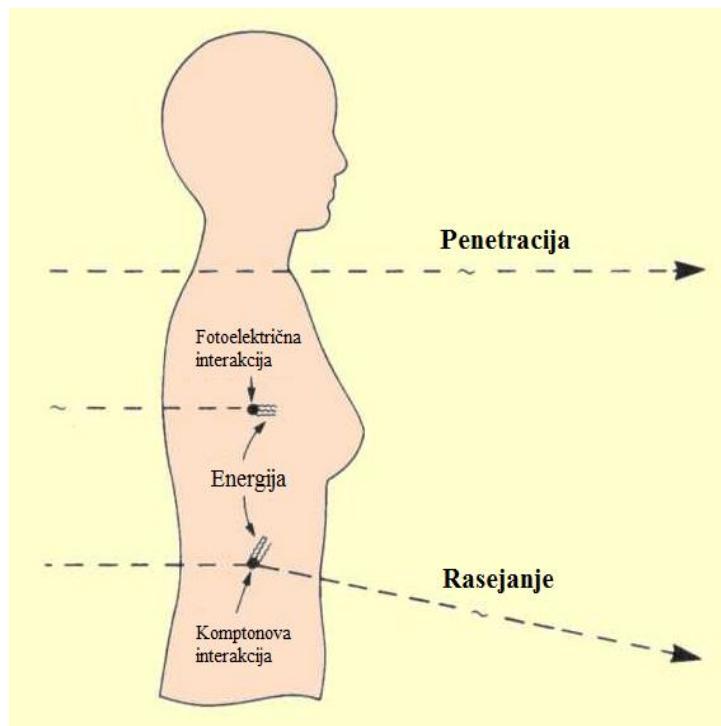
Kada elektron biva izbačen iz atoma u njemu nastaje upražnjeno mesto i on ostaje u jonizovanom stanju. Za slučaj vodonika, elementa sa najmanjim atomskim brojem koji ima najmanju energiju vezivanja elektrona, za izbacivanje elektrona iz K-ljuske potrebna je najmanja vrednost energije (13,6 eV). Za njega se radijacija sa energijom ispod 13,6 eV smatra nejonizujućim zračenjem jer ne može da izbaci najslabije vezan elektron. Suprotno tome, radijacija sa energijom iznad te vrednosti se smatra jonizujućim zračenjem. Kako se atomski broj elementa povećava tako se povećavaju i energije vezivanja K-elektrona. S obzirom na opseg energija koji se koristi u radiodijagnostici, K-elektroni postaju nedostupni jer energije vezivanja postaju veće od energetskih vrednosti primjenjenog spektra zračenja. Tako na primer, energija veze k-elektrona u atomu platine je 78.395 keV što je više od maksimalne energije fotonskog zračenja nekih rendgenskih uređaja. Ali sa povećanjem atomskog broja elementa povećava se i broj elektrona koji popunjavaju ljuske nižih energetskih vrednosti pa samim tim poseduju niže energije vezivanja (L, M, N, O, P i Q ljuske). Gledano na to, kod težih elemenata u periodnom sistemu su za izbacivanje slabo vezanih elektrona iz spoljnih ljuski dovoljne energije od nekoliko eV.

2.2.1. Interakcija fotona sa materijom

Fotoni nemaju nanelektrisanje tako da ne mogu delovati na elektrone putem električnog polja na veća rastojanja, kao što je to slučaj sa alfa i beta česticama. Do interakcije između fotona i elektrona, kao i između fotona i jezgra dolazi samo u relativno uskoj oblasti veličine takozvane Komptonove talasne dužine, koja je za elektrone reda veličine 10^{-12} m , dok je za nukleone više od dva reda veličine manja. Druga važna osobina fotona je da se uvek kreću brzinom svetlosti a putem interakcija u kojima učestvuju ne mogu biti usporeni. Za razliku od nanelektrisanih čestica, fotoni mogu u potpunosti da nestanu, ukoliko u interakciji predaju svoju kompletну energiju elektronu, ili stvore par elektron-pozitron. Osim toga, prilikom interakcije fotoni mogu predati elektronu samo deo svoje energije nakon čega sa umanjenom energijom nastavljuju da se kreću ali uz obavezno skretanje sa prvobitnog pravca kretanja. Fotoni ne doživljavaju kontinuiran gubitak energije, kao što je to slučaj sa alfa česticama, tako da im se tokom puta, između dve interakcije energija ne smanjuje.

Kada ova vrsta zračenja nailazi na material koji mu se nalazi na putanji moguća su tri ishoda. Foton može biti (1) absorbovan tokom jedne ili više interakcija (npr. da preda svoju celokupnu energiju atomu absorbujućeg materijala kroz koji prolazi), (2) rasejan kroz jednu ili više interakcija ili (3) može proći kroz material bez ikakvih interakcija. Ta tri moguća ishoda su prikazana na slici 2.2. Ako foton biva absorbovan ili rasejan tokom svog prolaska kroz materijal kažemo da je nestao iz

snopa zračenja za koje kažemo da je atenuirano. U zavisnosti od energije koju nose sa sobom i atomskog broja absorbera fotoni mogu interagovati sa atomom absorbera kao celinom, sa jezgrom ili sa orbitalnim elektronom atoma absorbera. Verovatnoća da dođe do specifične interakcije zavisi kako od energije fotona tako i od gustine i atomskog broja materijala absorbera, a uopšteno se izražava u formi poprečnog preseka za interakciju.



Slika 2.2 – Prikaz tri moguća ishoda prolaska fotona kroz absorber.

Interakcije fotona sa orbitalnim elektronima mogu se predstaviti kao interakcije između fotona i (1) slabo vezanih elektrona (komptonovo rasejanje) ili (2) jako vezanih elektrona (fotoefekat).

- Slabo vezani elektron je elektron čija je energija veze E_B mala u poređenju sa energijom fotona $h\nu$, tj. $E_B \ll h\nu$. Ovaj proces smatramo kao interakciju između fotona i slobodnog (nevezanog) elektrona.
- Jako vezani elektron je elektron čija je energija veze uporediva, veća ili neznatno manja od energije fotona. Da bi došlo fotoefekta, energija veze elektrona mora biti istog reda veličine ali za mali iznos manja od energije fotona, tj. $E_B < (\sim) h\nu$. Za ovu interakciju možemo smatrati da se dešava između fotona i atoma kao celine.

Foton svoje interakcije može završiti na jedan od dva moguća načina:

1. Može nestati (tj. da bude absorbovan u celosti) i da se deo njegove energije prenese na slabo nanelektrisanu česticu.
2. Može biti rasejan na jedan od dva načina:
 - a) Rezultujući foton ima istu energiju kao upadni foton i ne dolazi do oslobađanja luke nanelektrisane čestice u interakciji.
 - b) Rezultujući rasejni foton ima manju energiju od upadnog fotona i njihova energetska razlika biva prenešena na laku nanelektrisanu česticu (elektron).

Sekundarni elektroni koji nastaju u interakcijama unutar absorbujućeg medijuma mogu u dalje predavati svoju energiju orbitalnim elektronima tog medijuma kroz kulonove interakcije (sudarima koji se mogu opisati kao ionizacioni gubici) ili mogu da izrače svoju kinetičku energiju kroz kulonove interakcije sa jezgrima absorbujućeg medijuma (radijacioni gubici).

Činjenica da fotoni prilikom interakcije ili u potpunosti nestaju ili skreću sa prvobitnog pravca iskorišćena je da se na jednostavan način opiše njihovo prostiranje kroz neku sredinu. Naime, ukoliko se posmatra uzan snop fotona, njihov će se broj smanjivati sa porastom debljine materijala kroz koji prolaze pošto će ostajati samo oni fotoni koji nisu doživeli nikakvu interakciju. Posmatrajmo za početak najjednostavniji slučaj, kada svi fotoni imaju jednake energije i prolaze kroz tanak sloj nekog materijala debljine dx . Na slici 2.2 kao sloj materijala kroz koji prolazi zračenje možemo zamisliti telo čoveka. Broj fotona dN koji nestane iz snopa prilikom prolaska kroz apsorber direktno je proporcionalan broju upadnih fotona N , broju atoma u jedinici zapramine materijala n kao i od njegove debljine:

$$dN = \sigma \cdot N \cdot n \cdot dx \quad (2.1)$$

σ je efikasni presek kao mera verovatnoće da foton bude uklonjen iz snopa. Proizvod efikasnog preseka σ i broja atoma po jedinici zapremine materijala kroz koga zračenje prolazi n se naziva linearni atenuacioni koeficient i obično se označava sa μ .

Nakon integracije se dobija dobro poznati atenuacioni zakon:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (2.2)$$

N – broj fotona u snopu zračenja nakon prolaska kroz sloj nekog materijala debljine x ,

N_0 – početni broj fotona, i

μ - predstavlja linearni atenuacioni koeficijent za dati materijal i izražava se u jedinicama [1/cm]

$e^{-\mu x}$ predstavlja verovatnoću da foton prođe kroz sloj materijala debljine x a da pri tom ne doživi interakciju. Ona se dobija kao proizvod pet verovatnoća različitih fotonskih interakcija:

$$e^{-\mu x} = e^{-(\omega + \tau + \sigma + k + \pi)x} \quad (2.3)$$

gde koeficijenti ω, τ, σ, k i π predstavljaju atenuacije od strane koherentnog rasejanja, fotoelektrične interakcije, komptonovog rasejanja, proizvodnje para i fotodezintegracije jezgra, respektivno.

Praksa je da se umesto linearног atenuacionog koeficijenta često upotrebjava maseni atenuacioni koeficijent koji se dobija kao količnik linearног atenuacionog koeficijenta i gustine materijala od koga je atenuator sačinjen

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.4)$$

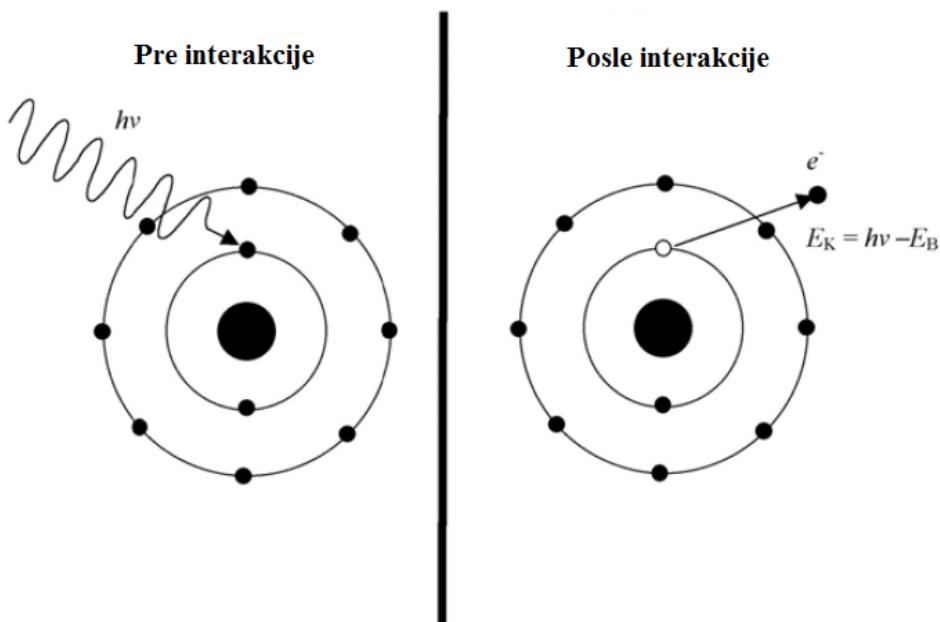
Maseni atenuacioni koeficijent ne zavisi od gustine, a samim tim i od agregatnog stanja materijala, jedinice su mu [g/cm^2]. Linearni (ili maseni) atenuacioni koeficijent u potpunosti određuje prolazak gama ili x-zračenja kroz neki materijal. Ovi su koeficijenti različiti za različite materijale. Vrednosti atenuacionih koeficijenata za jedan isti materijal mogu veoma da se razlikuju za razne energije zračenja.

U medicinskoj dijagnostici s obzirom na energije fotona koje koristimo ne figurišu interakcije koherentnog rasejanja, proizvodnje para i fotodezintegracije jezgra.

2.2.1.1. Fotoelektrični efekat

Interakcija između fotona i jako vezanog orbitalnog elektrona absorbera nazivamo fotoelektričnim efektom.

Kroz fotoelektričnu interakciju foton predaje svoju kompletну energiju, $E_\gamma = h\nu$, unutrašnjem orbitalnom elektronu atoma. Elektron (fotoelektron) pri tom biva izbačen iz atoma sa kinetičkom energijom E_K koja predstavlja razliku između energije fotona i energije vezivanja E_B datog elektrona u atomu, $E_K = E_\gamma - E_B$. Takav izbačeni elektron nazivamo fotoelektronom koji dalje ima sposobnost da vrši direktnu jonizaciju. Šematski prikaz fotoefekta je prikazan na slici 2.3.



Slika 2.3 – Šematski prikaz fotoelektričnog efekta.

Foton sa energijom $h\nu$ interaguje sa elektronom iz K-ljuske. Foton biva absorbovan u celosti i elektron se izbacuje iz atomasa kinetičkom energijom $E_K = h\nu - E_B(K)$, gde je $E_B(K)$ energija veze elektrona sa K-ljuske. Šupljina koja nastaje će zatim biti popunjena sa elektronom iz neke od viših orbita i energija dobijena tim prelazom će se emitovati bilo kao karakteristični (fluorescentni) foton ili kao Augerov elektron.

Razmatranja zakona održanja energije i momenta pokazuju da fotoelektrični efekat može da se dogodi samo na jako vezanim elektronima kako bi atom kao celina preuzeo na sebe razliku između impulsa fotona i impulsa novonastalog sekundarnog elektrona. Kako se u ovakvim situacijama energija između dva tela deli u obrnutoj сразмерi sa njihovim masama, jasno je da će energija uzmaka celog atoma biti zanemarljivo mala u odnosu na energiju koju dobije elektron. Pošto je energija uzmaka jezgra nekoliko redi veličine manja od energije uzmaka elektrona, nije ni navedena u relaciji za održanje energije kod fotoefekta koja je data i na šemi. U slučaju da se fotoefekat izvrši na slobodnom elektronu energija interakcije i impuls se ne mogu istovremeno očuvati, zbog čega taj slučaj nije moguć.

Ako foton poseduje dovoljno visoku energiju, najveća će verovatnoća biti da se foto-efekt odigra baš na elektronima koji se nalaze na K-ljusci. Verovatnoća za fotoefekat na K-ljusci je oko 5 puta veća od verovatnoće za da se isti proces odigra na L-ljusci, a otprilike 20 puta veća od verovatnoće fotoefekta na M-ljusci. Procena je da se oko 80% od svih fotoefekata odigra na

K-elektronima, naravno ukoliko je energija fotona veća od vezivne energije K-elektrona. Ukoliko je energija fotona niža od energije veze elektrona na K-ljusci, najveći broj fotoefekata će se odigrati na L-elektronima.

Energija koju foton predaje fotoelektronu može biti nedovoljna da bi došlo do njegovog izbacivanja iz atoma (jonizacija), ali može biti dovoljna za njegov prelazak na orbitalu sa višom energijom (eksitacija).

Presek za fotoefekat se ne može izraziti preko neke relativno proste funkcije, no vredi pomenuti da se zavisnost efikasnog preseka u oblasti energija koje su neznatno više od energije veze K-elektrona može opisati funkcijom $E^{-7/2}$. Na energijama koje su znatno više od energije veze elektrona ova funkcija polako prelazi u E^{-1} . Efikasni presek za fotoefekat veoma zavisi od rednog broja materijala. Ustanovljeno je da se verovatnoća za fotoefekat povećava proporcionalno sa Z^5 . Ovako brzo povećavanje verovatnoće fotoefekta sa rednim brojem materijala se može objasniti činjenicom da energije veza elektrona takođe rastu sa povećanjem rednog broja. Tako na primer, vezivna energija K-elektrona u atomu aluminijuma iznosi 2,5 keV, dok je kod uranijuma ona 116 keV. Budući da se fotoefekat odvija u većoj meri tamo gde su elektroni čvršće vezani, jasno je da mora postojati veoma jaka zavisnost efikasnog preseka i rednog broja materijala:

$$\sigma_{fe} = const \cdot Z^{4,5} \cdot E_\gamma^{-7/2} \quad za \quad E_f > E_v^K, i \quad (2.5)$$

$$\sigma_{fe} = const \cdot Z^{4,5} \cdot E_\gamma^{-1} \quad za \quad E_f \gg E_v^K \quad (2.6)$$

Jaka zavisnost od Z pokazuje da su materijali velikog rednog broja vrlo efikasni što se tiče apsorpcije fotona. Sa druge strane, inverzan uticaj energije fotona na presek je razlog zbog koga je ovaj efekat dominantan vid interakcije na niskim energijama, a postaje zanemarljiv na visokim energijama.

Maseni atenuacioni koeficijent za fotoelektrični efekat se računa iz atomskog efikasnog preseka σ_{fe} pomoću relacije:

$$\frac{\sigma_f}{\rho} = \frac{N_A}{A} \cdot \sigma_{fe} \quad (2.7)$$

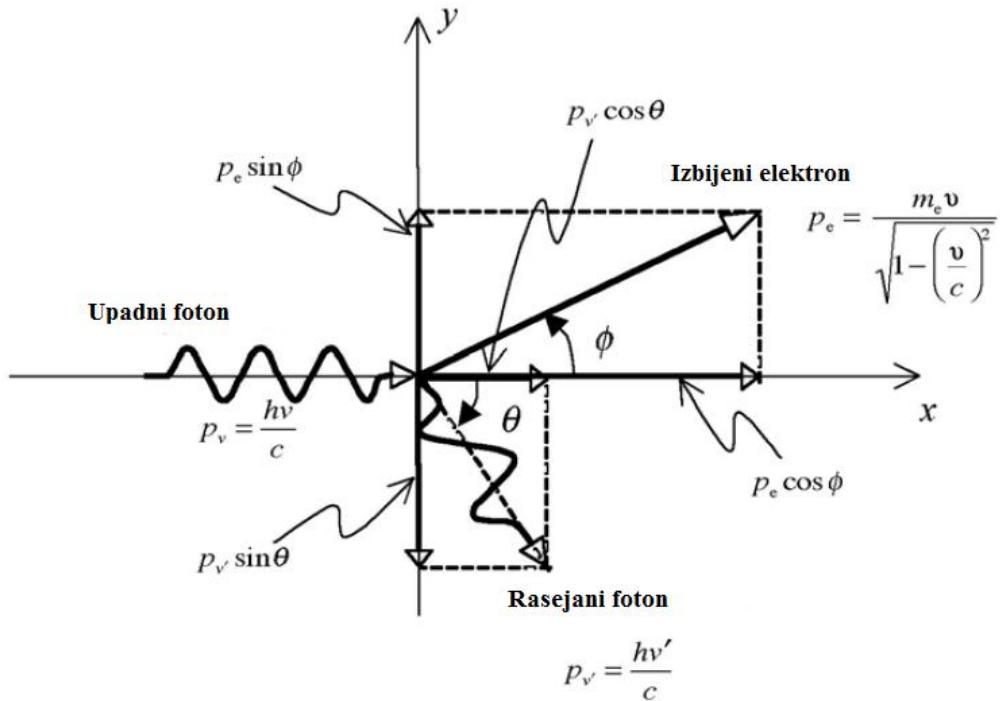
Gde su A i ρ atomska masa i gustina absorbera, respektivno. Kada u ovu relaciju ubacimo izraz za efikasni presek vidimo da je i maseni atenuacioni koeficijent zavistan od atomskog broja absorbera Z .

2.2.1.2. Komptonovo rasejanje

Interakcija fotona energije $h\nu$ sa slabo vezanim orbitalnim elektronom absorbera nazivamo Komptonov efekat (Komptonovo rasejanje).

U teorijskom razmatranju događaja uzima se kao pretpostavka da foton interaguje sa slobodnim i stacionarnim elektronom. Kao produkti interakcije nastaju novi foton, kojeg nazivamo rasejni foton sa energijom $h\nu'$ koja je manja od energije upadnog fotona $h\nu$, i elektron, kojeg nazivamo Komptonov elektron, koji biva izbačen iz atoma sa kinetičkom energijom E_K . Tokom ove interakcije važe održanja energije ($h\nu = h\nu' + E_K$) i zakoni održanja momenta (u smeru upadnog fotona – x osa, $p_v = p_v \cos \theta + p_e \cos \phi$, i u smeru normalno na incidentni foton – y osa, $0 = -p_v \sin \theta + p_e \sin \phi$). Šema Komptonovog efekta sa prikazanim momentima nosiocima energije u interakciji je prikazana na slici 2.4.

Maksimalni prenos kinetičke energije (E_K)_{max} izbijenom elektronu se dešava kada se reflektovani foton odbija pod uglom $\theta = \pi$ (rasejanje unazad), što odgovara uglu izbijanja elektrona od $\phi = 0$. U zavisnosti od toga koliko se energija prilikom Komptonovog rasejanja preda elektronu menjaju se i uglovi pod kojima novonastale čestice napuštaju mesto interakcije.



Slika 2.4 – Šematski prikaz Komptonovog efekta.

Kada su energije upadnih fotona veoma male teorijska pretpostavka o slobodnim elektronima otpada, tako da energije veze elektrona E_B utiču na poprečni presek interakcije za Komptonov efekat. Što je energija upadnog fotona hv bliža E_B veće je i odstupanje u efikasnom preseku u odnosu na slučaj kada se elektron može posmatrati kao slobodan zbog velike razlike među energijama.

Za efikasni presek interakcije kod Komptonovog efekta možemo reći da važe sledeće zavisnosti: za absorber sa konstantnim atomskim brojem Z korekcija nastala na osnovu energije veze je mnogo značajnija za manje energije fotona, isto tako je korekcija za monoenergetske fotone mnogo značajnija kod absorbera sa većim atomskim brojem.

Komptonov maseni atenuacioni koeficijent se pomoću Komptonovog atomskog poprečnog preseka izračunava preko standardnog odnosa:

$$\frac{\sigma_c}{\rho} = \frac{N_A}{A} \cdot {}_a \sigma_c \quad (2.8)$$

U energetskom opsegu u kojem je zanemariv efekat elektronskog vezivanja važi sledeća relacija:

$${}_a \sigma_c = Z({}_e \sigma_c) \quad (2.9)$$

Pa možemo pisati

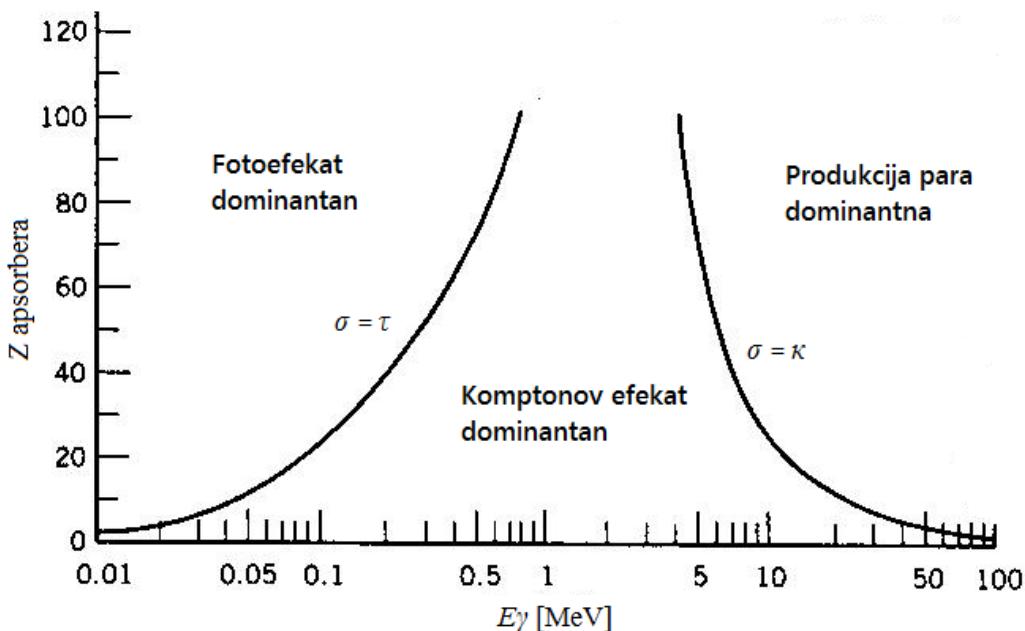
$$\frac{\sigma_c}{\rho} = \frac{ZN_A}{A} \cdot {}_e \sigma_c \quad (2.10)$$

gde su Z i A atomski broj i atomska masa absorbera, respektivno, i njihov odnos se može u slučajevima za elemente sa malim atomskim brojem kao $Z/A = 0,5$. No kako se Z povećava taj odnos opada postepeno na $Z/A = 0,4$ za absorbere sa velikim atomskim brojem. Izuzetak je atom vodonika za koji važi $Z/A = 1$.

S obzirom da je Komptonov efektivni presek interakcije direktno proporcionalan sa atomskim brojem absorbera, na osnovu formula iznad uzimamo i da maseni atenuacioni efekat σ_c / ρ zavisi od Z .

X i gama zraci sa energijama između 30 keV i 30 MeV interaguju sa mekim tkivom dominantno putem Komptonovog rasejanja. Tokom komptonove interakcije deo energije upadnog fotona se predaje slabo vezanom elektronu materijala kroz koji zračenje prolazi, dok se ostatak energije javlja u vidu sekundarnog rasejanog fotona. Kinetička energija novonastalog Komptonovog elektrona i uglovi pod kojim on i sekundarni foton napuštaju mesto interakcije zavisi od predate energije pri sudaru.

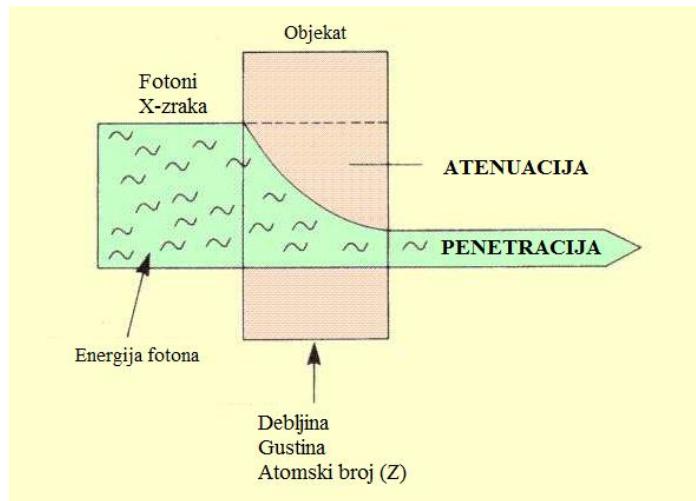
Energetske oblasti u kojima dominiraju pojedini tipovi interakcije fotona u odnosu na atomski broj apsorpcionog materijala mogu se videti na slici 2.5.



Slika 2.5 – Oblasti Z i E u kojima dominiraju pojedini efekti atenuacije.

2.2.2. Interakcija fotona sa absorberom

Najbitniji parametar koji se koristi za karakterizaciju penetracije x ili gama zračenja u absorbujuću sredinu je linearni atenuacioni koeficijent μ . Ovaj koeficijent zavisi od energije fotona $h\nu$ i od atomskog broja absorbera Z . Možemo ga opisati kao verovatnoću interakcije fotona sa absorberom po jedinici dužine puta. Zavisnost penetracije od karakteristika absorbera može se videti i na slici 2.6 ispod.



Slika 2.6 – Prikaz faktora koji utiču na penetraciju materijala.

2.2.2.1. Geometrija uskog snopa zračenja

Atenuacioni koeficijent μ se određuje eksperimentalno koristeći tehniku geometrije uskog snopa koja podrazumeva usko kolinisani monoenergetski snop zračenja i detektor sa uskim kolinacionim sistemom ispred njega. Kao što je prikazano na slici 2.7, ploča absorbujućeg materijala debljine x se postavlja između izvora i detektora. Absorber debljine x koji postavljamo u snop smanjuje intenzitet signala koji stiže do detektora na vrednost I_x u odnosu na intenzitet upadnog snopa I_0 .

Sloj debljine dx' unutar absorbera smanjuje intenzitet snopa za iznos dI , i deo smanjenja intenziteta unutar tog dela, $-dI / I$, proporcionalan je: atenuacionom koeficijentu μ i debljini tog sloja dx' .

U slučaju kada je $\mu = \text{const}$. Važi standardna relacija za monoenergetski snop fotona

$$I_x = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.11)$$

2.3. Interakcija rendgenskog zračenja u energetskoj oblasti diagnostike

Pri prolasku zračenja kroz telo procesi koji učestvuju u atenuaciji snopa su fotoelektrični efekat i komptonovo rasejanje. Oba tipa interakcija se odvijaju na elektronima u materijalu.

Jedan od faktora koji utiče na atenuaciju zračenja je koncentracija, ili gustina, elektrona u materijalu. Sa povećavanjem koncentracije elektrona raste i verovatnoća interakcije fotona sa njima. Koncentracija elektrona je određena prirodnom gustinom materijala. Prema tome, gustina utiče na verovatnoću i fotoefekata i komptonovih interakcija.

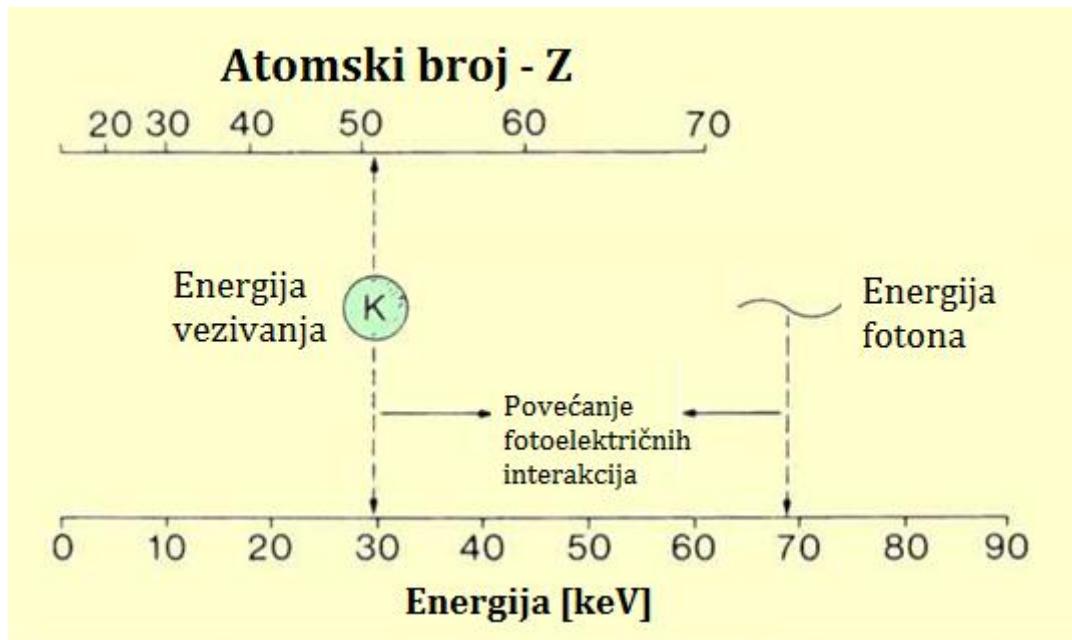
Ne interaguju svi elektroni jednakom verovatnoćom sa fotonom. Ono što čini elektron više ili manje sklonim za tu interakciju je njegova energija veze. Dva glavna pravila su:

1. Fotoefekat se javlja kada je energija veze elektrona manja od energije upadnog fotona. Verovatnoća za pojavu efekta je najveća kada su energije fotona neznatno veće od energije veze elektrona, a kako se razlika među njima povećava ona je sve manja.
2. Komptovone interakcije je javljaju najčešće sa elektronima sa relativno malim energijama veze.

2.3.1. Verovatnoća za fotoefekat

Verovatnoća za fotoefekat, stoga i vrednost atenuacionog koeficijenta, zavisi od toga u kojoj se meri slažu energija fotona i energija veze elektrona, kao sto je prikazano na slici 2.8. Ovo se može razmatrati sa dve perspektive.

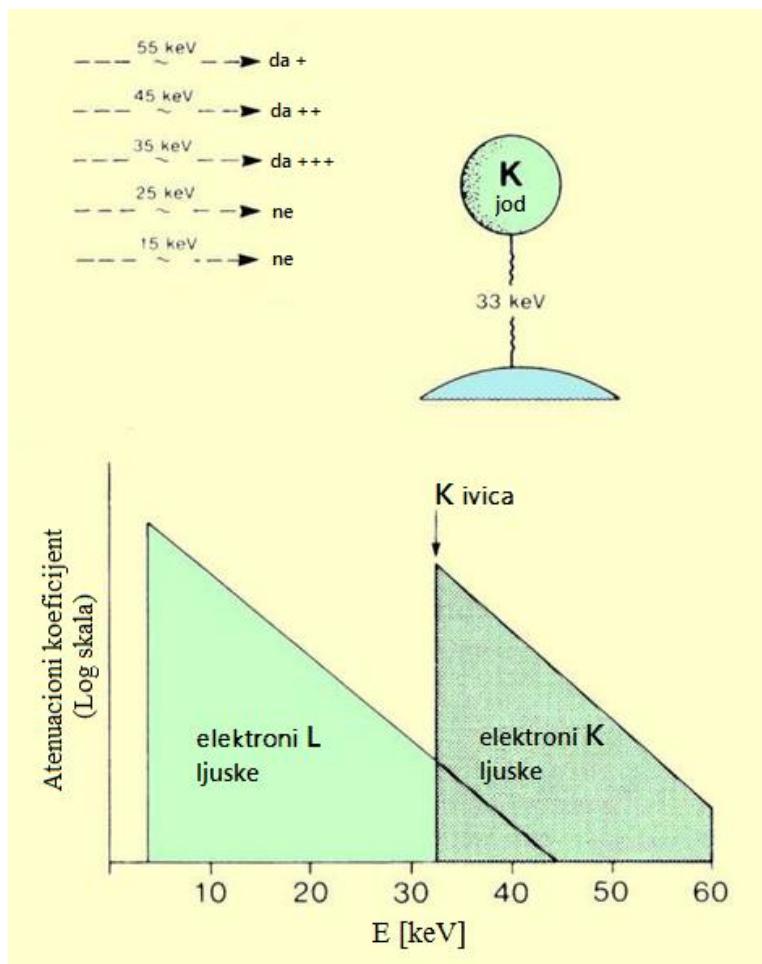
U specifičnom materijalu koji ima definisane energije veze, promenom energije fotona u odnosu na energiju K-ivice tog materijala menja se i verovatnoća za fotoefekat, da bi dostigla lokalni maksimum baš za energije fotona koje su jednake vezivnoj energiji K-elektrona. S druge strane, za fotone specifične energije, verovatnoća za fotoefekat je pod direktnim uticajem atomskog broja materijala koji sa prastom menja energiju vezivanja elektrona na kojima treba da se dogodi interakcija.



Slika 2.8 – Povezanost atomskog broja materijala i energije fotona koja povećava verovatnoću za fotoefekat.

2.3.2. Zavisnost o energiji fotona

U datom materijalu, verovatnoća za dešavanje fotoefekta snažno zavisi od energije fotona i stepena slaganja te energije sa energijom vezivanja elektrona. Slika 2.9 pokazuje zavisnost atenuacionog koeficijenta za jod ($Z=53$) od energije upadnog fotona. Sa grafika možemo videti da vrednost koeficijenta, ili verovatnoće fotoefekta, brzo opada sa povećanjem energije fotona. Uopšeno gledano možemo reći da je verovatnoća za fotoefekte inverzno proporcionalna sa trećim stepenom energije ($1/E^{7/2}$). Ova povezanost se može upotrebiti pri poređenju atenuacionog koeficijenta za fotoefekat kod dve različite energije fotona. Bitna pojedinost je ta da verovatnoća za dešavanje fotoefekta u datom materijalu smanjuje u većoj meri sa porastom energije fotona.



Slika 2.9 – Povezanost između verovatnoće za interakciju putem fotoefekta i energije fotona.

Druga bitna osobina vezana za odnos atenuacionog koeficijenta i energije snopa, koju možemo zaključiti sa grafika iznad, je da se on menja naglo na jednoj određenoj energiji koja odgovara energijama veze elektrona u ljuskama. Razlog takve iznenadne promene je očigledan ako se poziva na to da fotoni moraju imati energije jednake ili neznatno veće od energija veze elektrona sa kojima interaguju. Energija veze K-elektrona je 33 keV za jod. Kada fotoni sa energijama manjim od 33 keV-a dođu u kontakt sa atomima joda oni interaguju uglavnom sa elektronima L-ljuske. Oni nemaju dovoljnu energiju za izbacivanje elektrona iz K-ljuske, a verovatnoća za interakciju sa M i N ljuskama je veoma mala zato što je relativno velika razlika između energija veza elektrona i energije fotona. Međutim, fotoni sa energijama neznatno većim od 33 keV-a mogu takođe da interaguju sa elektronima K-ljuske. Ovo znači da postoji više elektrona u materijalu koji su raspoloživi za interakciju, što prouzrokuje nagli porast atenuacionog koeficijenta na energiji K-ljuske.

2.3.3. Atomski broj materijala

Verovatnoća za događanje fotoefekta takođe zavisi od atomskog broja materijala. Objasnjenje za porast fotoelektričnih interakcija sa porastom atomskog broja je da u slučaju povećanja atomskog broja dolazi do porasta energije veze elektrona, čime se one približavaju energiji fotona. Važi da je verovatnoća fotoelektričnih interakcija (vrednosti atenuacionog koeficijenta) proporcionalna sa Z^5 . Stoga možemo reći da su uslovi koji povećavaju verovatnoću fotoelektričnih interakcija niske energije fotona visok i atomski broj materijala.

2.3.4. Verovatnoća dešavanja komptonovih rasejanja

Komptonske interakcije se mogu dogoditi na veoma slabo vezanim elektronima. Svi elektroni u materijalima malog atomskog broja i elektroni iz spoljašnjih ljski nižih energija u materijalima sa visokim atomskim brojem spadaju pod ovu kategoriju. Karakteristika materijala koja utiče na verovatnoću komptonskih interakcija je broj raspoloživih elektrona. Pošto je koncentracija elektrona u datoj zapremini proporcionalna gustini materijala, verovatnoća komptonskih interakcija je proporcionalna samo sa fizičkom gustinom a ne i sa atomskim brojem.

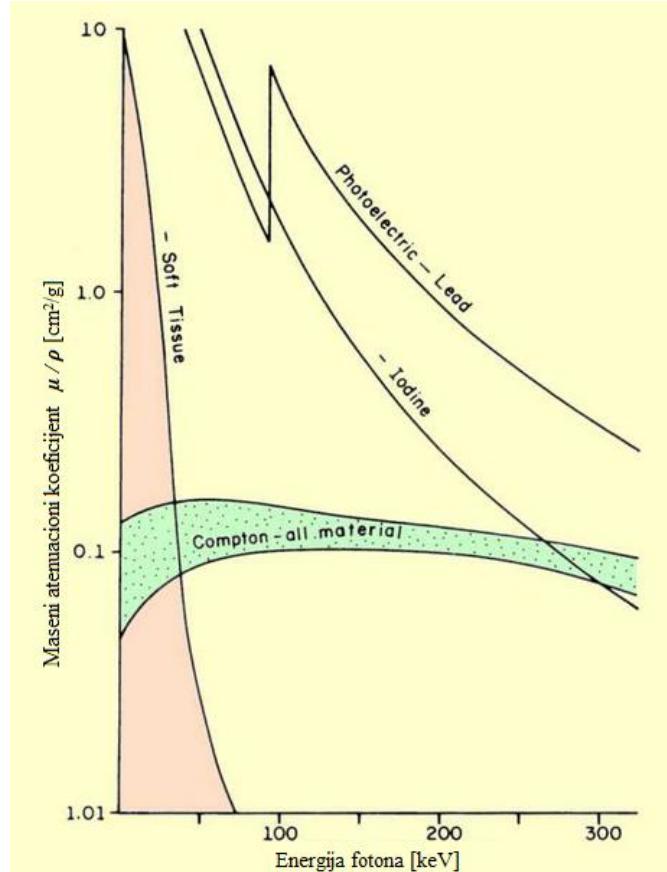
2.3.5. Poređenje interakcija

Kako fotoni prolaze kroz materiju na svom putu mogu da interagovati sa elektronima medijuma putem fotoelektrične ili komptonske interakcije. Fotoelektrične interakcije apsorbuju svu energiju fotona i deponuju unutar materijala, budući da komptonska interakcija uklanja samo deo energije ostatak nastavlja kao rasejana radijacija. Kombinacija dva tipa interakcija proizvodi ukupnu atenuaciju snopa x-zraka.

Energija na kojoj se interakcije smenjuju iz dominantne fotoelektrične u komptonsku je funkcija atomskog broja materijala. Slika 2.10 pokazuje ovu prelaznu energiju za nekoliko različitih materijala. Na nižim energijama fotona, fotoelektrične interakcije su mnogo dominantnije od komptonskih. Kroz veći deo energetske oblasti, verovatnoća za oba slučaja se smanjuje sa porastom energije. Međutim, opadanje kod fotoelektričnih interakcija je mnogo veće. To je zato što se vrednost fotoefekta menja u proporciji $1/E^{7/2}$, budući da komptonske interakcije mnogo manje zavise od energije. U mekom tkivu, linije koje karakterišu granicu dešavanja ovih efekata se sekut na energiji od oko 30 keV-a. Na ovoj energiji, se i fotoelektrične i komptonske interakcije događaju u jednakom broju. Ispod ove energije su dominantne fotoelektrične interakcije, dok iznad te vrednosti komptonske interakcije postaju karakterističan proces za atenuaciju x-zraka. Kako se energija fotona povećava verovatnoća oba tipa interakcija se smanjuje, ali je smanjenje za komptonski efekat manje zbog čega on postaje dominantan tip interakcije.

U materijalima sa visokim atomskim brojem, fotoelektrične interakcije su više moguće, uopšteno, i dominantne su do viših energetskih vrednosti fotona. Uslovi koji uzrokuju da fotoelektrične interakcije budu dominantne nad komptonskim su isti uslovi koji povećavaju fotoelektrične interakcije, a to su, niske energije fotona i materijali sa visokim atomskim brojevima.

Ukupna vrednost atenuacionog koeficijenta za materijale koji se koriste u interakcijama sa gama i x-zracima može se drastično menjati ukoliko u procesu figurišu fotoelektrične interakcije. Za Komptonove interakcije važi minimalna vrednost atenuacionog koeficijenta od aproksimativno $0,15 \text{ cm}^2/\text{g}$. Fotoelektrične interakcije mogu uzrokovati da se ukupna atenuacija poveća do veoma velikih vrednosti, npr. na energiji od 30 keV-a olovo ($Z=82$) ima maseni atenuacioni koeficijent od $30 \text{ cm}^2/\text{g}$.



Slika 2.10 – Poređenje verovatnoća dešavanja fotoefekta i Komptonovog efekta za različine materijale i energije fotona.

2.4. Formiranje slike kod rendgen-dijagnostike

Proces kreiranja slika sa x-zračenjem zasniva se na puštanju emitovanih x-zraka kroz deo tela i projektovanja slike propuštenih zraka na detektorski sistem. Kontrast se pri tom pojavljuje na slici definisan je od strane mnogo faktora. Oni se dele i tri veće grupe: penetracioni faktori, faktori rasejanja i faktori nastali zbog kontrasnih karakteristika detektora.

Kada snop x-zraka prođe kroz telo on sadrži sliku u formi varijacija intenziteta zračenja u oblasti unutar koje se detektuje slika. Značajna karakteristika ove nevidljive slike propuštenih x-zraka je količina zračenja koju nosi sa sobom, na osnovu koje nastaje kontrast vidljiv na slici posle detekcije i obrade. Kontrast definišemo kao veličinu u varijaciji ekspozicije između dve tačke na novonastaloj slici, i on najviše zavisi od fizičkih karakteristika mete i penetracionih karakteristika snopa zračenja.

2.4.1. Kontrast objekta

Da bi neki objekat bio vidljiv na rendgenskoj slici on mora biti različitih fizičkih karakteristika u odnosu na okolni materijal u kojem se nalazi. Ovaj tip kontrasta može biti razlika u gustini ili atomskom broju materijala.

Kada se objekat koji snimamo fizički razlikuje od okolnog materijala, a da su pri tom dve različite sredine iste debljine, on absorbuje veću ili manju količinu zračenja koje prolazi kroz njega. Na osnovu tih razlika nastaje senka u snopu x-zraka koja se na detektoru primećuje u vidu promene intenziteta zračenja i prikazuje se kao kontrast. Ukoliko objekat absorbuje manju količinu zračenja od okolnog tkiva to će dovesti do toga da na detektorskom sistemu dobijamo jači signal u oblasti iza objekta. Pored dve navedene veličine koje utiču na kontrast slike, postoji još i uticaj od strane debljbine materijala i pravca x-zraka na metu. Kontrast objekta je proporcionalan proizvodu debljine objekta (cm) i njegove gustine (g/cm^3), ta veličina predstavlja maseni ideo materijala po jedinici površine (cm^2) slike.

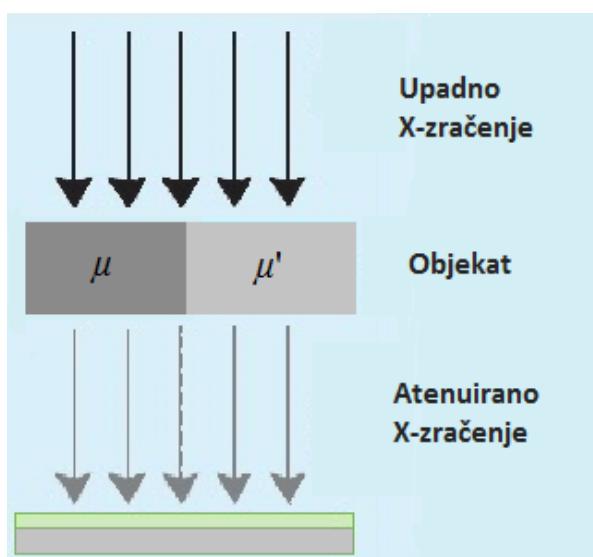
Hemiske karakteristike materijala doprinose kontrastu samo ukoliko je njihov efektivni atomski broj (Z) različit od onog koji poseduje okolni materijal. Kontrast koji nastaje ovim putem u velikoj meri zavisi od energije fotona (keV).

Gledano za čovekovo telo, materijali koji proizvode veliki kontrast u odnosu na meko tkivo trebaju se razlikovati i po gustini i po atomskom broju. U Tabeli 2.1 su date fizičke karakteristike materijala koji se najčešće sreću u medicinskom imidžingu.

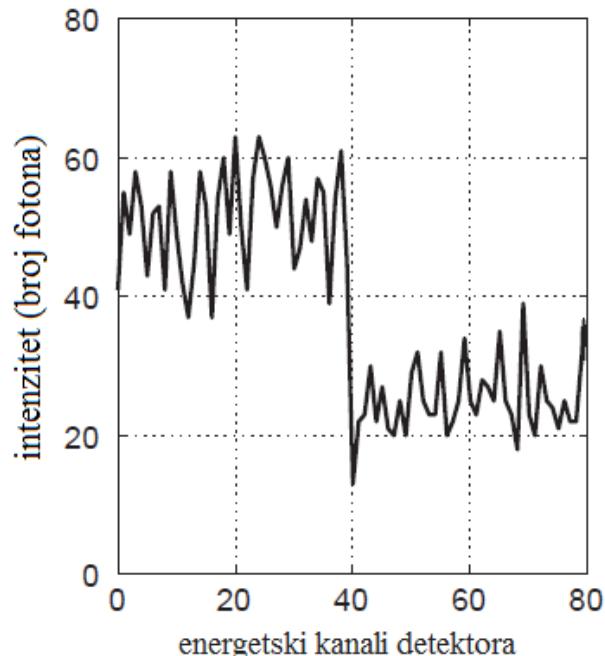
Tabela 2.1 – Fizičke karakteristike od kojih zavisi atenuacija za neke materijale.

Materijal	Efekтивни atomski broj (Z)	Gustina [g/cm^3]
Voda	7,42	1,0
Mišići	7,46	1,0
Mast	5,92	0,91
Vazduh	7,64	0,00129
Kalcijum	20,0	1,55
Jod	53,0	4,94
Barijum	56,0	3,5

U medicinskom imidžingu osnovna situacija na koju nailazimo u svakom slučaju podrazumeva paralelan snop rendgenskih zraka, fluksa $\Phi(E)$, koji nailazi na objekat sastavljen od dve vrste materijala sa različitim apsorpcionim svojstvima. Takva situacija predstavljena je na slici 2.11 i na njoj su prikazani objekat, koji se sastoji od materijala sa većim apsorpcionim koeficijentom μ i materijala sa manjim apsorpcionim koeficijentom μ' , detektor i dolazeći paralelni snop x-zraka. Na slici 2.12 možemo videti oblik izlaznog signala detektora, on nam pokazuje da je prolaskom zračenja kroz materijal sa većim atenuacionim koeficijentom (atomskim brojem – Z) snop zračenja više atenuiran.



Slika 2.11 – Klasična imidžing situacija sa x-zracima.



Slika 1.12 – Tipičan izlazni signal na detektoru u regiji od interesa za imidžing situaciju na slici 2.11.

2.4.2. Efekat energije fotona

Penetracione karakteristike objekta i rezultujući kontrast zavise od energetskog spektra fotona koji dolaze iz izvora. Energetski spektar određen je karakteristikama rendgenske cevi kao izvora zračenja. Te karakteristike su: materijali od kojih je napravljena rendgenska cev, sopstvena filtracija nastalog snopa x-zračenja i napon koji se dovodi na cev.

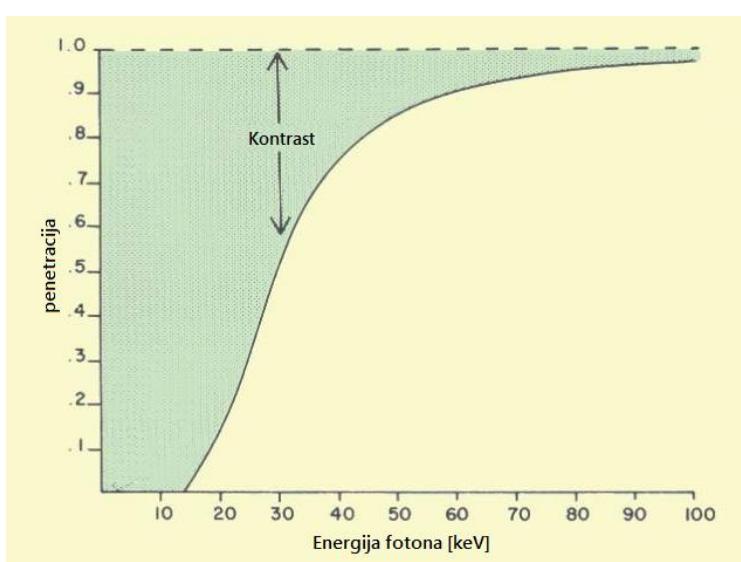
U mnogim slučajevima energetski spektar fotona je jedini faktor kojeg možemo kontrolisati zarad poboljšanja kontrasta slike, i u zavisnosti od toga koji materijal snimamo koristimo i različitu energiju snopa zračenja.

U radijodijagnostici najveći uticaj na kontrast slike imaju fotoefekat i efekat komptonskih interakcija. Za komptonske interakcije važi da su prvenstveno zavisne od gustine materijala koji se snima, a ne od njegovog atomskog broja ili energije fotona. S druge strane, verovatnoća fotoelektričnih interakcija je veoma zavisna od atomskog broja snimanog materijala i od energije zračenja. To znači da prilikom stvaranja kontrasta, kada nastaje kao razlika u atomskom broju objekta i okolnog materijala, on veoma zavisi od energije fotona. Kada nastaje na osnovu razlike u gustini, detektovanjem komptonskih interakcija, kontrast malo zavisi od energije fotona.

Kada je u formiranju slike dominantan fotoefekat, promena energije snopa ima značajan uticaj na dobijeni kontrast. U zavisnosti od atomskog broja snimanog materijala, energetski opseg koji koristimo je ograničen od vrednosti relativno niskih energija do opsega sa veoma visokim energetskim vrednostima, za materijale sa malim atomskim brojem i sa velikim atomskim brojem, respektivno.

2.4.2.1. Kalcijum kao uzročnik kontrasta

Kalcijum je bitan izvor kontrasta ne samo kod kostiju, nego i u drugim patološkim stanjima. On proizvodi kontrastnu razliku u odnosu na meka tkiva koja se oko njega nalaze zato što se razlikuje od njih po atomskom broju i gustini. Zbog većeg atomskog broja, fotoefekat je dominantniji od Komptonove interakcije sve do energije od 85 keV. Preko ove energije fotoefekat manje doprinosi kontrastu slike. Odavde zaključujemo da kontrast kalcijuma zavisi od energije snopa x-zračenja.



Slika 2.13 – Grafički predstavljena promena kontrasta u vidu zavisnosti penetracije zračenja od energije fotona.

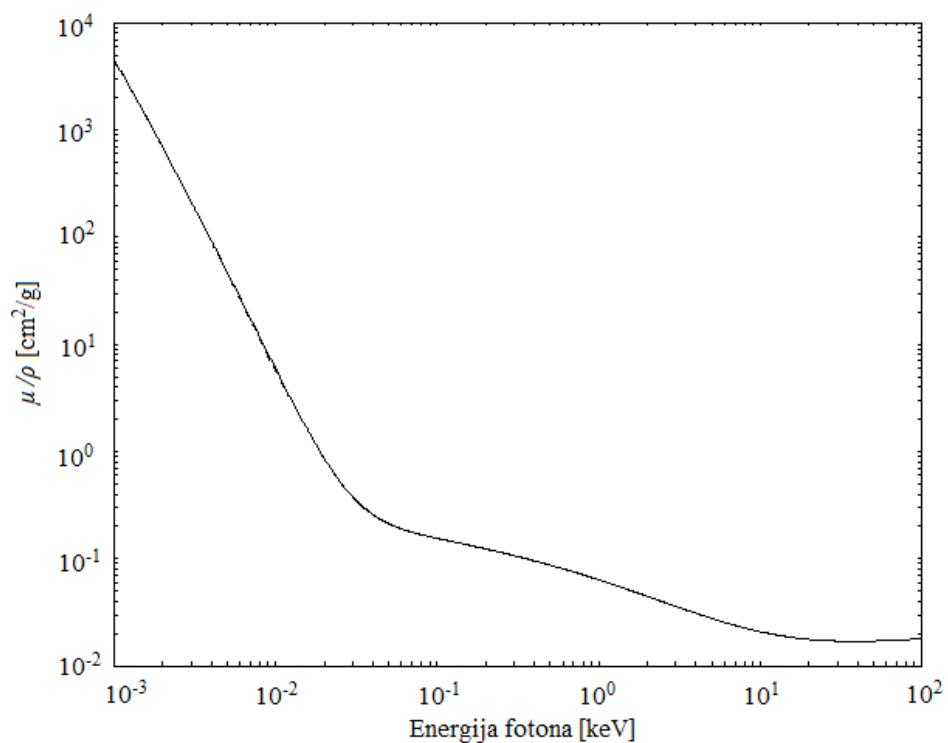
Na slici 2.13 Pokazuje se veza između kontrasta i energije fotona. U principu, optimalna energija fotona (keV) za snimanje kalcijuma zavisi od debljine predmeta. Kada se snima veoma mala (tanka) kalcifikacija, kao u mamografiji, moraju se koristiti niske energije fotona inače bi bilo jedva primetne razlike u kontrastu. Kada treba da se vidi kroz veliku kalcifikovanu strukturu (kost), koristi se visoka energija fotona da bi se postigla odgovarajuća penetracija predmeta.

3. Tehnika energetskog otežavanja

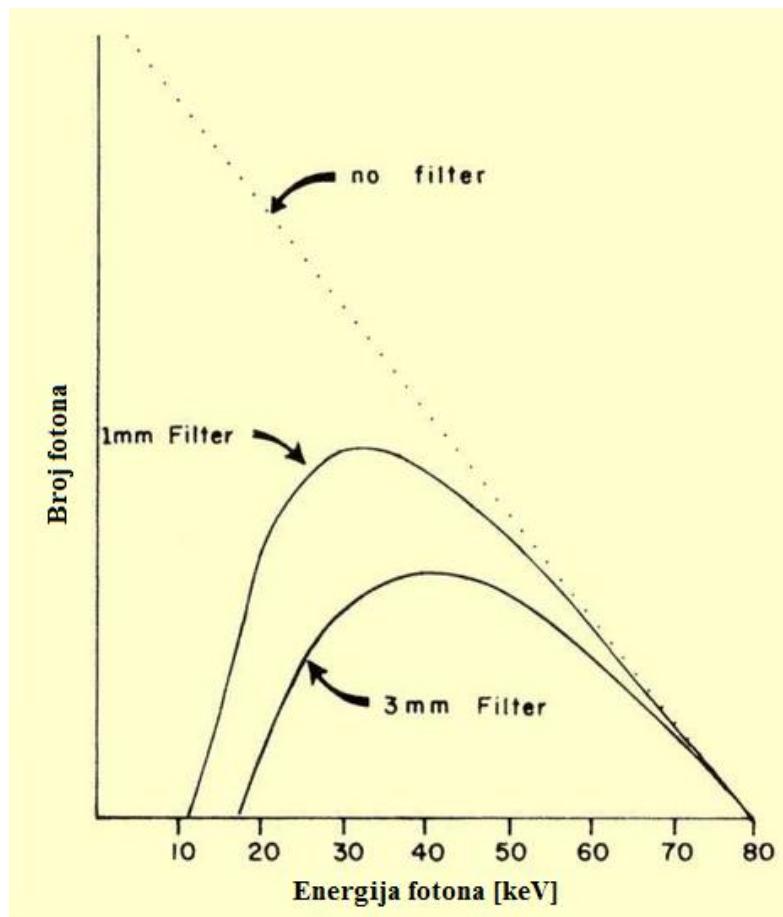
Medicinski imidžing se najviše zasniva na obradi podataka koji se dobijaju detekcijom na nekoj vrsti detektora. Samo rendgensko zračenje poseduje svojstva koja su poznata decenijama i sa aspekta razvoja dijagnostičkih tehnika malo se šta može postići usavršavanjem izvora zračenja. Zbog toga se naveliko ulaže u razvijanje novih metoda imidžing ali uglavnom putem novih tehnika koje se tiču obrade signala. Poslednjih godina počelo se sve više razvijati shvatanje o tome kako spektralne karakteristike detektovanog zračenja mogu doprineti kvalitetu nastale slike u medicinskoj imidžing dijagnostici po pitanju kvaliteta kontrasta a da se pri tom doza zračenja izbaci u najvećoj mogućoj meri [J. Gierch, 2004.]. Naime, upoznati smo sa time da slika koju dobijamo nekom od metoda radiodijagnostike nastaje obradom intenziteta zračenja koje dospeva do detektorskog sistema nakon prolaska kroz snimani medijum, I , u odnosu na početni intenzitet zračenja koji se detektuje u slučaju kada na putu snopa ne postoji nikakav medijum, I_0 . Sa aspekta klasičnih dijagnostičkih tehnika koje su se do sada upotrebljavale, I kao i I_0 predstavljaju ukupne intezitete snopova rendgenskog zračenja koji se dobijaju sabiranjem intenziteta zračenja u širokom opsegu energija.

S obzirom na opseg energija zračenja koji se koristi u dijagnostici i na to da je telo čoveka u proseku sačinjeno od elemenata relativno malog atomskog broja, možemo reći da u procesu slabljenja snopa zračenja dominira interakcija putem fotoefekta. Znamo da je za elemente sa malim atomskim brojem verovatnoća fotoefekta najveća kod zračenja nižih energija, a kako se energija upadnih fotona povećava tako i verovatnoća za fotoefekat opada sa zavisnošću $E_\gamma^{-7/2}$. Pored fotoefekta postoji rasejano zračenje, što dodatno doprinosi pogoršanju kvaliteta slike.

Poznato je da je verovatnoća interakcije fotona sa materijalom kroz koga prolazi veoma zavisna od energije fotona. Sa slike 3.1 se može videti kako je atenuacioni koeficient najviši za zračenje niskih energija i da se veoma brzo (eksponencijalno) smanjuje sa porastom energije. To znači da će zračenje niskih energija biti u većoj meri atenuirano prilikom prolaska kroz neku materijalnu sredinu. Ovaj se fenomen u praksi naziva filtriranje rendgenskog snopa. Na slici 3.2 ispod možemo videti grafički prikaz nefiltriranog spektra u poređenju sa spektrima koji su prošli kroz 1 mm i kroz 3 mm nekog filtera.



Slika 3.1 – Zavisnost masenog atenuacionog koeficijenta μ/ρ od energije fotona za kiseonik, $Z=8$.



Slika 3.2 – Spektar x-zračenja posle filtracije.

U slučaju kada se meri početni snop zračenja, spektar koji dobijamo predstavljen je na grafiku tačkastom linijom i možemo smatrati da se odnosi na slučaj kada nema filtera zračenja. On ima linearnu zavisnost i opada sa povećanjem energije fotona. Ovo je naravno idealizovan slučaj kada predpostavljamo da ne postoji nikakva atenuacija dobijenog rendgenskog zračenja. U stvarnosti je to malo drugačije posto dolazi do atenuacije u samoj metri rengenske cevi kao i u njenim staklenim zidovima. Postavljanjem nekog materijala na put snopa, zbog velikog atenuacionog koeficijenta za fotone niskih energija, zračenje iz energetskog dela spektra sa niskom energijama biva atenuirano u potpunosti.

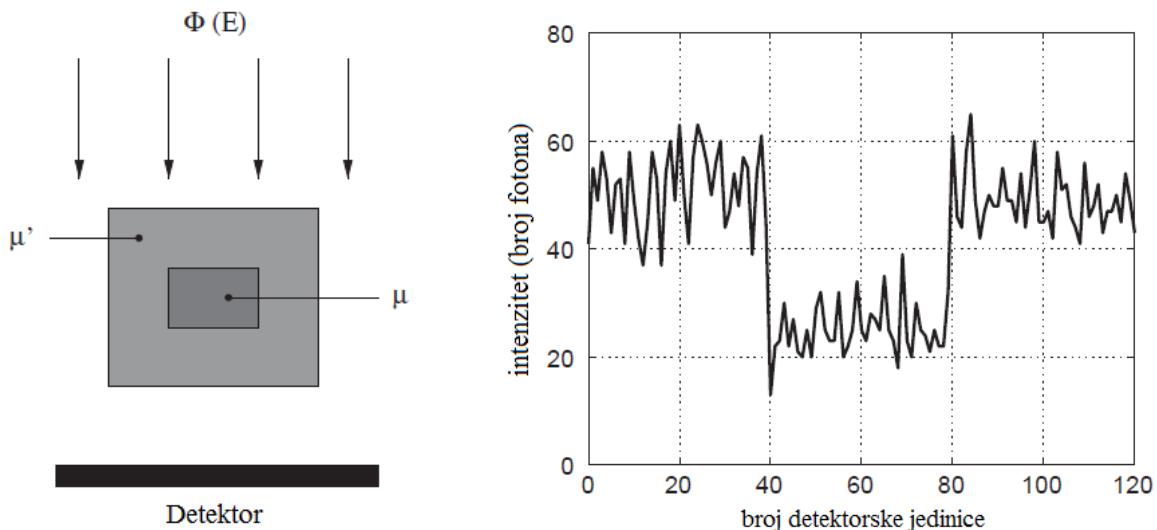
Ako uzmemmo to u obzir dolazimo do zaključka da ne doprinose sve vrednosti energetskog spektra podjednako u formiranju slike. Evidentno je da se na niskim energijama, gde je atenuacija najveća ne dobija dovoljan intenzitet zračenja nakon prolaska kroz neki deo tela pacijenta, dok se kod prodornog visokoenergetskog dela spektra dobija dovoljan intenzitet pošto to zračenje ima veću prodornu moć. Problem je u tome da visokoenergetsko zračenje, koje zbog velike prodorne moći najvećim delom napusti telo pacijenta bez interakcija, ne nosi gotovo nikakvu informaciju u unutrašnjoj strukturi eksponirane oblasti. Najviše informacija o ispitivanim delu tela možemo dobiti od onog zračenja koje jako interaguje, ali usled tih interakcija nažalost veoma lako gubi intenzitet i slabo doprinosi konačnom kvalitetu snimka. Iz tog razloga se došlo do zaključka da se u proces obrade slike može uključiti i proces energetskog otežavanja, što podrazumeva množenje vrednosti intenziteta zračenja koji se detektuje težinskim faktorom. Ovaj težinski faktor bi trebao biti multiplikativni član kojim bi se množio intenzitet zračenja koji prođe kroz neki posmatrani objekt. Jasno je da se uvođenjem ovog težinskog faktora mora na neki način favorizovati informacija koju nosi zračenje niskih energija. To znači da bi težinski faktor trebao biti energetski zavistan i imati najveće vrednosti za male energije a nešto manje vrednosti za više energije.

Da bi se uvela tehnika energetskog otežavanja u rendgenski imidžing bilo je neophodno prvenstveno naći način da se detektuju u isto vreme i pozicija i energija fotona. S obzirom da se trenutno u imidžingu sa x-zracima primenjuju uglavnom detektori bazirani na detekciji ukupnog intenziteta rendgenskog zračenja koje napusti telo pacijenta tj. integrala intenziteta po svim energijama fotona u snopu, bilo je neophodno napraviti novi tip detektora kako bi se tehnika mogla primeniti.

U tu svrhu je razvijena oblast koja istražuje novu vrstu piksel detektora koji su u mogućnosti da detektuju i broje pojedinačne fotone kao i ih selektuju po energijama. Ti detektori se nazivaju Medipix [D. Niederlöhrer, 2005.] detektori. Ovi su detektori razvijeni u okviru istraživanja iz oblasti fizike elementarnih čestica i upotrebljavani su u eksperimentima gde je bilo neophodno istovremeno detektovati i položaj interakcije i energiju koja je tom prilikom predata detektoru. Trenutno su u toku istraživanja koja bi kao rezultat dala primenu ovih detektora u medicini. Detektor je sastavljen od veoma malih piksel detektora dimenzija $55 \times 55 \mu\text{m}^2$ i debљina senzora je se kreće od 300 do 700 μm . Zbog konstrukcije koju poseduju imaju mogućnost da malim površinama piksel detektora obezbede detekciju pozicije dolazećeg fotona i energiju koju on nosi sa sobom. Unutar svakog piksela nalazi se veoma komplikovan sistem elektronike koji omogućava prenos informacija o detektovanom zračenju. Veliki poduhvat je bila integracija analogno-digitalnog konvertora u svaki piksel, čime se omogućuje merenje energije svakog fotona. Na taj način se unapređuje kvalitet slike tako što se u svakoj tački umesto integrala intenziteta po energijama rendgenskog zračenja detektuje kompletan energetski spektar. Ova tehnika otvara mogućnost otežavanja energetske informacije svakog fotona sa energetski zavisnim faktorom, što predstavlja pristup kojim izvlačimo korist iz dodatne energetske informacije fotona.

3.1. Definisanje energtskog otežavanja

Kada uzemo u obzir osnovnu situaciju u imidžingu sa x-zracima prikazanu na slici 3.3, u kojoj je paralelan snop zračenja fluksa $\Phi(E)$ usmeren na objekat sastavljen od materijala sa većim atenuacionim koeficijentom μ' i materijala sa manjim atenuacionim koeficijentom μ koji ga okružuje, na izlaznom očitavanju detektora dobijamo dve različite vrednosti intenziteta koje odgovaraju različitim atenuacionim koeficijentima medijuma, slika 3.4.



Slika 3.3 – Klasična imidžing situacija sa x-zracima.

Slika 3.4 – Tipičan izlazni signal na detektoru u regiji od interesa za imidžing situaciju na slici 3.3.

Signal koji nosi specifičnu informaciju o objektu definisaćemo kao razliku između dobijenih vrednosti intenziteta:

$$S = \langle I' \rangle - \langle I \rangle \quad (3.1)$$

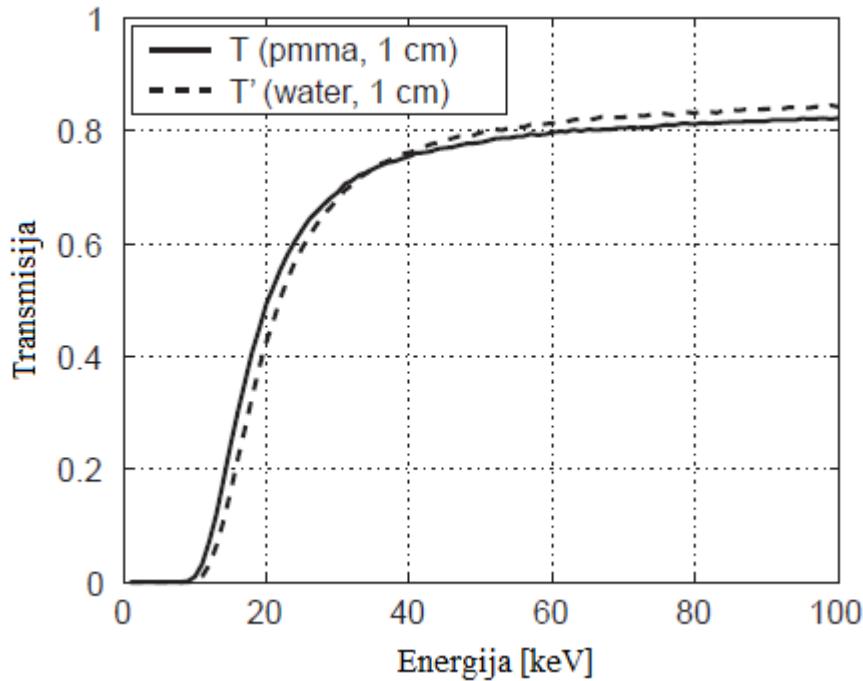
gde $\langle I' \rangle$ predstavlja intenzitet zračenja iza dela objekta sa manjim atenuacionim svojstvima, dok se $\langle I \rangle$ odnosi na intenzitet iza dela objekta sa većim atenuacionim svojstvima.

Statistička greška za taj signal se može naći kao:

$$\sigma_S = \sqrt{\sigma_{I'}^2 + \sigma_I^2} \quad (3.2)$$

Gde su $\sigma_{I'}^2$ i σ_I^2 statističke neodređenosti intenziteta dela materijala sa manjim atenuacionim svojstvima i materijala sa većim atenuacionim svojstvima, respektivno.

Ako uzmemo obzir da koristimo energetski senzitivan detektor koji može da selektuje registravane fotone po energijama, možemo posmatrati apsorbciju u zavisnosti od energije. Na slici 3.5 prikazana je transmisija slojeva pleksiglasa (PMMA) i vode debljine 1cm. Razlika između atenuacionih karakteristika ta dva materijala je veoma mala, što se i vidi tokom cele progresije krivih.

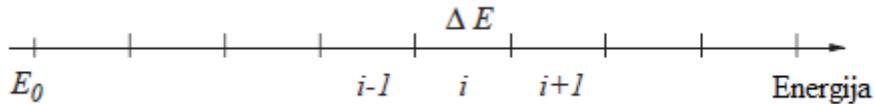


Slika 3.5 – Transparencyje pleksiglasa i vode debljine 1cm.

Podrazumeva se da detektor ima N energetskih kanala sa energetskim oblastima ΔE za detektor, što je prikazano na slici 3.6 ispod. Na taj način svaki detektovani foton povećava ukupan odbroj u odgovarajućem kanalu koji odgovara energiji detektovanog fotona.

$$E = E_0 + i\Delta E \quad (3.3)$$

i – promenljivi indeks koji numeriše energetske oblasti.



Slika 3.6 – Izgled podele detektora na energetske kanale.

U jednoj energetskoj oblasti ćemo dobiti očekivanu vrednost broja fotona n_i i transmisiju za dati piksel:

$$\langle n_i \rangle = \int_{E_0+i\Delta E}^{E_0+(i+1)\Delta E} \Phi(E') dE' \quad (3.4)$$

$$T_i = \frac{\int_{E_0+i\Delta E}^{E_0+(i+1)\Delta E} \Phi(E') T(E') dE'}{\langle n_i \rangle} \quad (3.5)$$

Gde je sa $\Phi(E')$ označen diferencijalni fluks fotona, tj. energetska zavisnost broja fotona. Iz gornje relacije se može videti da se očekivani broj fotona u nekom energetskom opsegu dobija jednostavnim integraljenjem funkcije fluksa po celom energetskom intervalu. Transmisija T_i se dobija kada se u proračun uključe i atenuaciona svojstva materijala, za datu energiju $T(E')$.

Imajući ovo u vidu detektor nam daje intenzitet zavistan od energije. Intenzitet po jednom energetskom kanalu se posle toga može odrediti kao proizvod očekivane vrednosti broja fotona i transmitancije za dati energetski interval.

$$\langle I_i \rangle = T_i \langle n_i \rangle , \quad \langle I'_i \rangle = T'_i \langle n_i \rangle \quad (3.6)$$

Shodno tome, signal po jednom energetskom kanalu se može predstaviti kao razlika između ta dva intenziteta, analogno sa (2.1).

$$S_i = (T_i - T'_i) \langle n_i \rangle \quad (3.7)$$

Šum u energetskom kanalu je zbir šumova od oba intenziteta:

$$\sigma_{S_i}^2 = \sigma_{I_i}^2 + \sigma_{I'_i}^2 \quad (3.8)$$

Pretpostavljamo da se šum ponaša na način kao što je to opisano Poasonovom distribucijom, pa važe relacije:

$$\sigma_{I_i} = \sqrt{\langle n_i \rangle T_i} , \quad \sigma_{I'_i} = \sqrt{\langle n_i \rangle T'_i} \quad (3.9)$$

Odatle sledi da za šum energetskog kanala važi:

$$\sigma_{S_i}^2 = \sqrt{\langle n_i \rangle T'_i} + \sqrt{\langle n_i \rangle T_i} \quad (3.10)$$

Sada možemo sabrati signale iz svih pojedinačnih kanala kako bismo dobili ukupan signal. Energetsko otežavanje podrazumeva množenje signala iz svakog kanala sa individualnim težinskim faktorom w_i pre sabiranja:

$$\tilde{S} = \sum_i S_i w_i \quad (3.11)$$

Ti težinski faktori uzimaju u obzir da neki signali mogu biti od veće važnosti za kvalitet slike od ostalih. Ako konstruišemo signal na taj način dobijamo izraz za šum strogo na osnovu propagacije greške pojedinačnih kanala:

$$\sigma_{\tilde{S}}^2 = \sum_i w_i^2 \sigma_{S_i}^2 \quad (3.12)$$

Konačno dobijamo izraz za signal-šum odnos (SNR), koji jedan od najbitnijih parametara koji figurišu u kvalitetu nastale slike:

$$SNR = \frac{\tilde{S}}{\sigma_{\tilde{S}}} \quad (3.13)$$

$$SNR^2 = \frac{(\sum_i \langle n_i \rangle (T_i - T'_i) w_i)^2}{\sum_i \langle n_i \rangle (T_i - T'_i) w_i^2} \quad (3.14)$$

Treba se napomenuti da ovaj izraz može da važi za dva slučaja. U prvom možemo uzeti da je w_i konstantne vrednosti i tada dobijamo detektor u brojačkom modu, dok u drugom slučaju možemo uzeti da je w_i vrednosti proporcionalne energiji fotona i tada dobijamo detektor integralnom režimu rada koji danas predstavlja standardni tip detektora koji se primenjuje u medicini.

3.2. Maksimizacija SNR-a

Problem koji se odnosi na odabir težinskog faktora w_i tako da se izvuče maksimum iz odnosa signal-šum se može rešiti uvođenjem dva vektora, \vec{a} i \vec{b} :

$$a_i := \sqrt{\langle n_i \rangle} (T_i - T'_i) \frac{1}{\sqrt{T_i - T'_i}} \quad (3.15)$$

$$b_i := \sqrt{\langle n_i \rangle (T_i - T'_i)} w_i \quad (3.16)$$

Izraz sa SNR se lako može transformisati u skalarni proizvod ovih vektora:

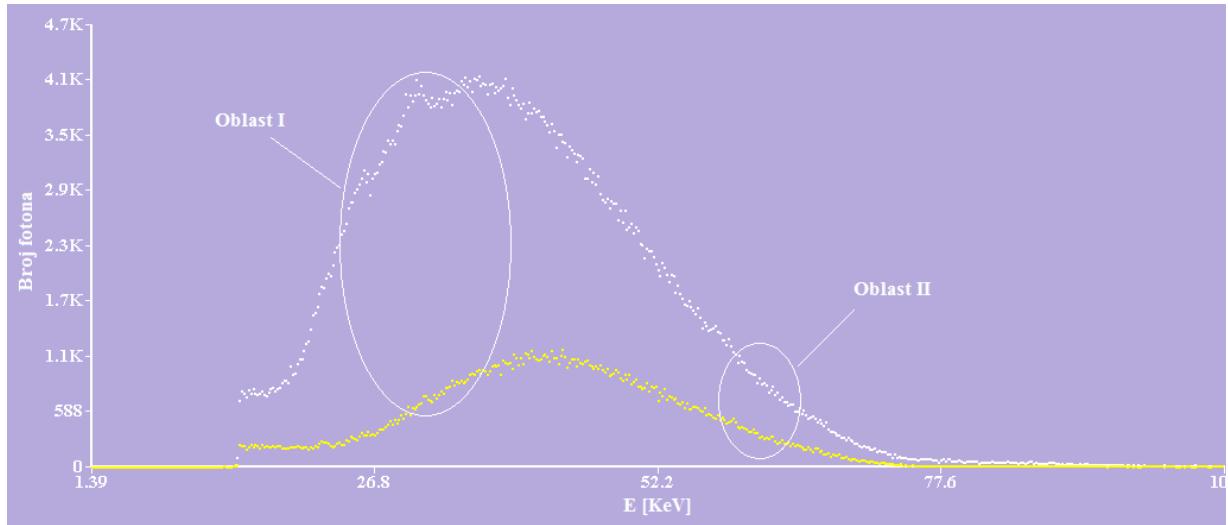
$$SNR^2 = \frac{(\vec{a} \cdot \vec{b})^2}{\vec{b}^2} = \frac{\vec{a}^2}{\vec{b}^2} \cdot \frac{(\vec{a} \cdot \vec{b})^2}{\vec{b}^2} \quad (3.17)$$

$$SNR^2 = \vec{a}^2 \cos^2 (\angle(\vec{a}, \vec{b})) \quad (3.18)$$

Za slučaj kada je SNR maksimalan dva vektora moraju biti paralelna, što na kraju dovodi do finalne formule za izračunavanje težinskog faktora:

$$w_i = \frac{T_i - T'_i}{T_i + T'_i} \alpha \quad (3.19)$$

Koeficijent α se može uzeti da ima konstantnu vrednost, $\alpha=1$. Ako uzmemo to u obzir, relacija za izračunavanje w_i nam govori da je on razlika transmisija podeljena njihovim zbirom. To znači da u slučaju malih vrednosti razlike transmisija, što je slučaj za oblast spektra zračenja sa višim energijama, težinski faktor treba da bude mali i time da vrši manju korekciju na signalu detektovanog fotona. Suprotno tome, u oblasti spektra sa nižim energijama gde su razlike u vrednosti transmisija kreću u širokom opsegu zavisno od materijala kroz koji zračenje prolazi, razlika između transmisija ima veliku vrednost a samim tim i veći uticaj na promenu signala detektovanog fotona. To se može videti na slici 3.7.



Slika 3.7 – Izgled spektara zračenja nakon prolaska kroz dva sloja jednake debljine ali različitih atenuacionih svijstava.

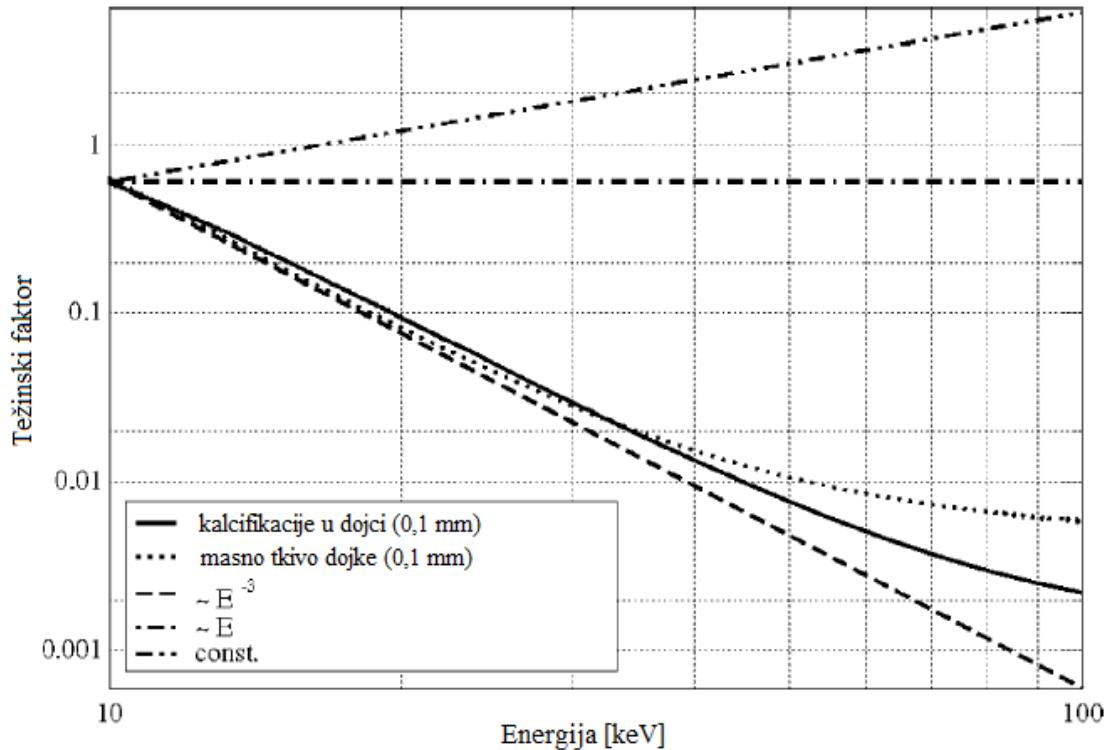
Primećujemo na slici da je razlika između broja detektovanih fotona mnogo manja na višim energijama, oblast II, pa zbog toga i težinski faktor ima male vrednosti. Oblast I, na nižim energijama, vidljivo prikazuje veliku razliku u intenzitetu propuštenog zračenja za različite materijale što ukazuje na to da bi težinski faktor u ovoj oblasti trebao imati velike vrednosti da bi se u najboljoj meri eliminisao uticaj selektivne apsorpcije.

Transparencija se, kako kaže Lambert-Beerov zakon, može predstaviti kao odnos propuštenog intenziteta zračenja sa početnim intenzitetom zračenja. Uzimajući to u obzir i ubacivanjem u formulu za težinski faktor (3.19), dobijamo relaciju u kojoj figurišu samo intenziteti zračenja:

$$T = \frac{I}{I_0} , \quad T' = \frac{I'}{I_0} \quad (3.20)$$

$$w_i = \frac{T_i - T'_i}{T_i + T'_i} = \frac{\frac{I_i}{I_0} - \frac{I'_i}{I_0}}{\frac{I_i}{I_0} + \frac{I'_i}{I_0}} = \frac{\frac{1}{I_0}(I_i - I'_i)}{\frac{1}{I_0}(I_i + I'_i)} \Rightarrow \\ w_i = \frac{I_i - I'_i}{I_i + I'_i} \quad (3.21)$$

Na slici 3.8 je prikazan izgled težinskih faktora za dva slučaja u mamografiji koji predstavljaju dva odnosa: odnos tkivo dojke/kalcifikacija u dojci i odnos tkivo dojke/masno tkivo.



Slika 3.8 – Otežavajuće funkcije za dve kombinacije materijala, linija $1/E^3$ zavisnosti, i linije koje se odnose na rad detektora u integralnom režimu rada ($w_i \sim E$) i brojačkom režimu rada ($w_i = \text{const.}$).

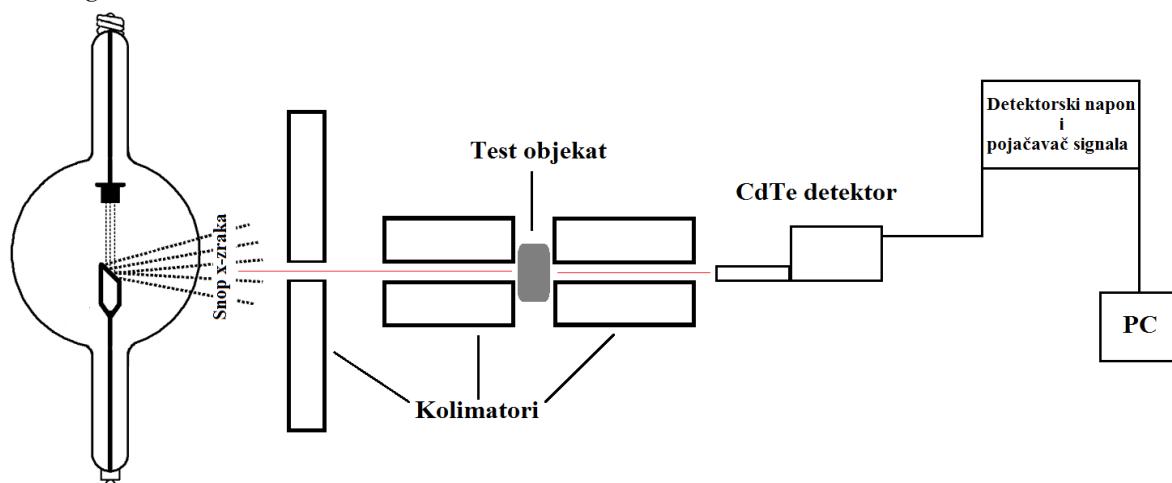
Do energija od 40 keV-a otežavajuća funkcija se može predstaviti sa zavisnošću $1/E^3$, zbog dominacije fotoefekta. Iznad te energije linija blago odstupa od linearne trenda (u logaritamskoj razmeri) zbog uticaja Komptonovog efekta. Pošto je funkcija nezavisna od vrste materijala i debljine otežavajuću tehniku možemo primenjivati u mamografiji sa ovom zavisnošću kod niskih energija.

4. Opis eksperimenta

Eksperimentalni deo je zahtevao relativno jednostavnu postavku koja se sastojala od izvora rendgenskog zračenja, detektora i testiranih objekata. Šema same eksperimentalne postavke data je na slici 4.1. Da bi se dobio što bolje definisan uzani snop rendgenskog zračenja konstruisan je poseban kolimator, kome je ujedno bio zadatak da eliminiše u što je moguće većoj meri rasejano zračenje. Sama procedura merenja je takođe bila veoma jednostavna. Test objekti sa dobro definisanim koncentracijom minerala su postavljeni na precizno ustanovljeno mesto i sniman je spektar rendgenskog zračenja koje je prošlo kroz posmatrani test objekat.

Merenja su izvešena na departmanu za fiziku koji je u sklopu California State univerziteta Dominguez Hills, Carson, CA, 90747.

Rendgenska cev



Slika 4.1 – Šematski prikaz postavke eksperimenta.

4.1. Rendgenska cev

X-zraci su generisani u nestabilizovanoj rendgenskoj cevi sa radnim naponom od 80 kVp . Korišćena rendgenska cev imala je inherentnu filtraciju debljine $1,5 \text{ mm}$, metu (materijal sa kojeg se usled bombardovanja elektronima nastalom unutar rendgenske cevi emitiše x-zračenje – anoda) od volframa i podesivu vrednost struje (koja se dovodi na katodu u obliku niti sa koje se usled zagrevanja emituju elektroni termičkom emisijom) do 1 mA . Struja na rendgenskoj cevi je varirala između 2 i $1000 \mu\text{A}$. Budući da su u merenjima bili upotrebljeni CdTe detektori koji su veoma osetljivi i nalazili su se na relativno malom rastojanju od samog izvora zračenja, struja rendgenske cevi je bila $400 \mu\text{A}$ što je znatno niže od struja rendgenskih cevi koje se upotrebljavaju u standardnoj dijagnostici.

Cev je postavljena u drvenu kotiju obloženu olovnim limom debljine 1 mm , koji je imao funkciju atenuatora, da bi se redukovalo zračenje u prostoriji. Na kutiji je napravljen otvor koji je u kombinaciji sa olovnim pločicama u potpunosti sprečavao da se zračenje prostire izvan određenog pravca.

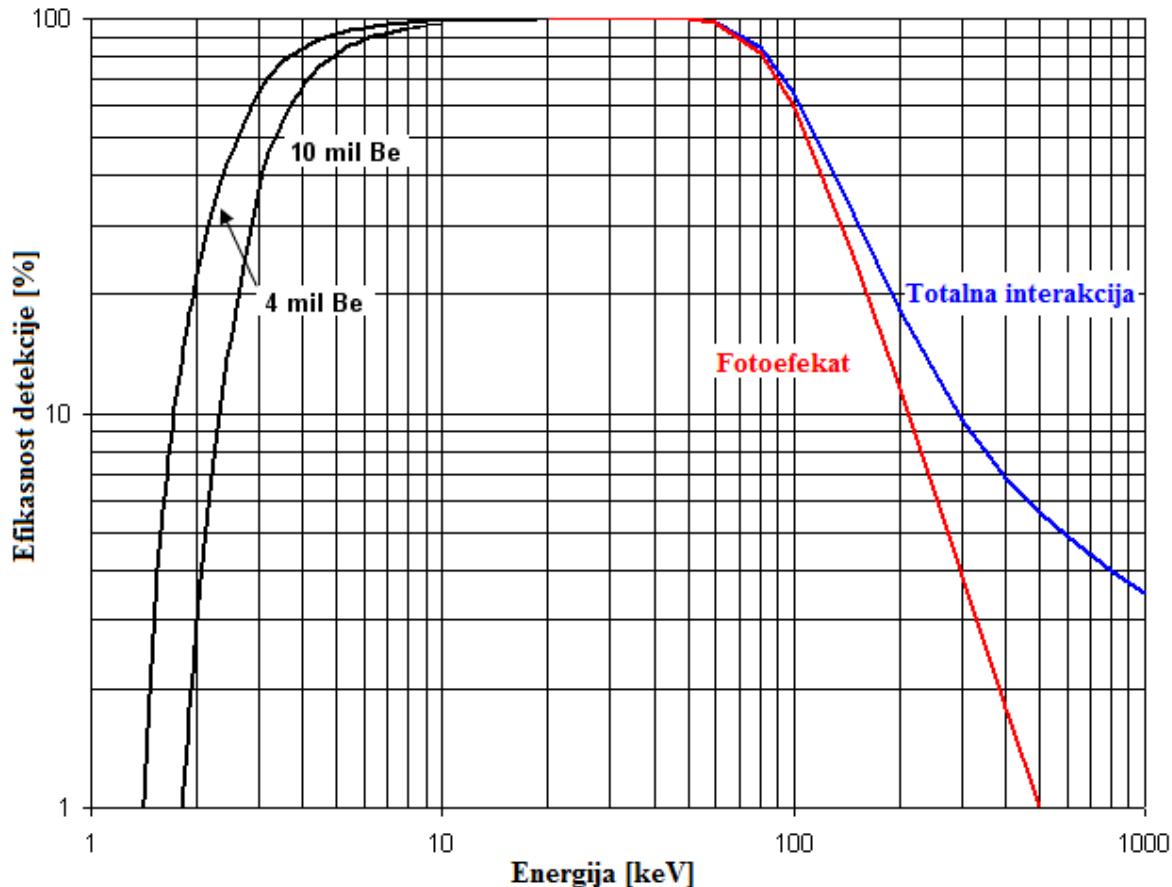
4.2. Detektor

Za detekciju zračenja korišćen je **XR-100T-CdTe**, kadmijum-telururidski (CdTe) diodni detektor proizvođača AMPTEK. Ovaj model detektora je uređaj visokih performansi za detekciju x i gama zračenja. Sama aktivna zapremina detektora se sastoji od CdTe poluprovodničkog kristala dimenzija $3 \times 3 \times 1\text{ mm}$. Velika prednost ovog detektora je da poseduje energetsku rezoluciju kao i mnogo skuplji i tehnički zahtevniji Ge poluprovodnički detektor a ne zahteva komplikovan i kabast sistem za hlađenje tečnim azotom. Sam CdTe kristal u termalnom je kontaktu sa rashladnim sistemom postavljenom na dvostepeni termoelektrični kuler koji održava temperaturu unutrašnjih komponenti na veoma niskim vrednostima ($\sim -30^{\circ}\text{C}$), što je znatno više od temperature tečnog azota. Predpojačavač (malog signala dobijenog na detektoru) je smešten direktno pored samog detektorskog kristala čime je izbegнутa distorzija signala. Izgled samog detektora kao i propratne elektronika koja u sebi objedinjava funkciju izvora visokog napona i pojačavača se može videti na slici 4.2.



Slika 4.2 – Korišćeni CdTe detektor x i gama zračenja.

Ovaj detektor ima veoma dobru efikasnost na niskim energijama zbog relativno visokog rednog broja Cd i Te od kojih se sastoji aktivna zapremina detektora. Sa slike 4.3 ispod se može videti da mi je efikasnost detekcije zračenja do energija od 60 keV maksimalna, tj. 100%. Ova karakteristika čini CdTe detektore veoma superiornim u detekciji zračenja do 100 keV, što je uglavnom oblast energija rendgenskog zračenja koje se primenjuje u dijagnostici.



Slika 4.3 – Efikasnost detekcije za CdTe detektor debljine 1 mm.

4.3. Kolimatori

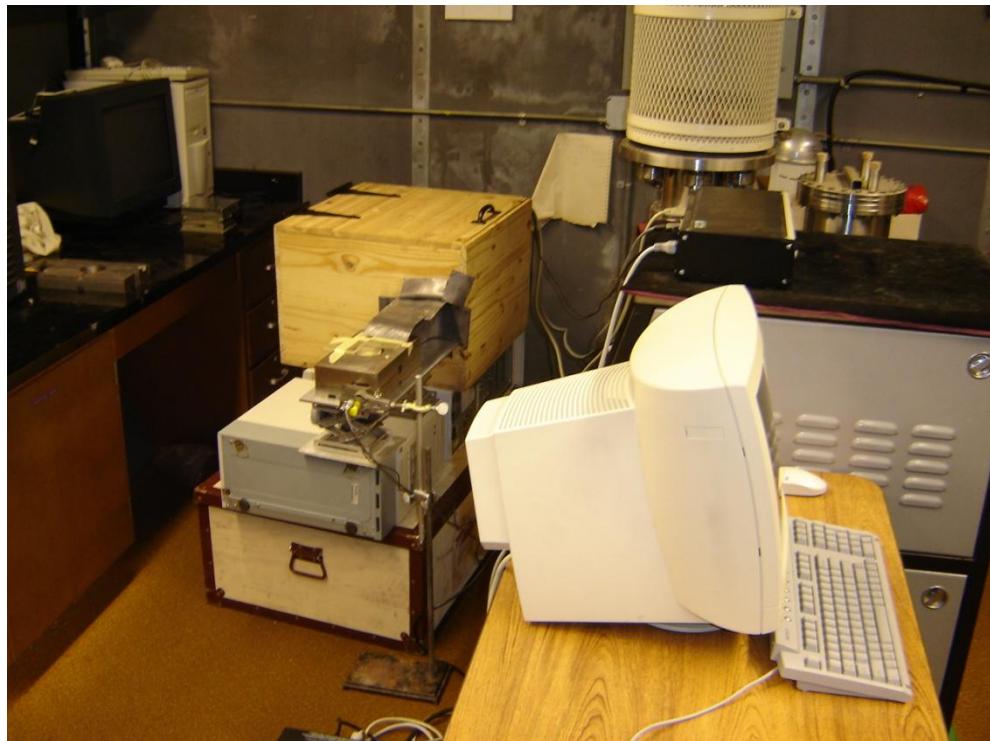
Dizajnirani su i napravljeni kolimatori od čeličnih ploča debljine 4 cm. Same ploče su izrezane od ispoliranih toplo valjanih čeličnih blokova. U ploče su narezani kanali koje nazivamo linijama za snop. Dimenzije ploča su bile 45 cm x 25 cm tako da su vršile potpunu apsorpciju svog zračenja osim onog koje se prostiralo duž pravca definisanog linijom snopa. Tome je postignuto da na test objekte i detektor padaju uski i dobro definisani snopovi rendgenskog zračenja. Test objekti i drugi uzorci se postavljaju u rupu prečnika 6 cm koja se nalazi u sredini čeličnih blokova. Kanali u kolimatoru su dužine od oko 20 cm sa obe strane centralne rupe. Kanal za direktnan snop (0 ili 180 stepeni) je širine 2 mm.

4.4. Test objekti

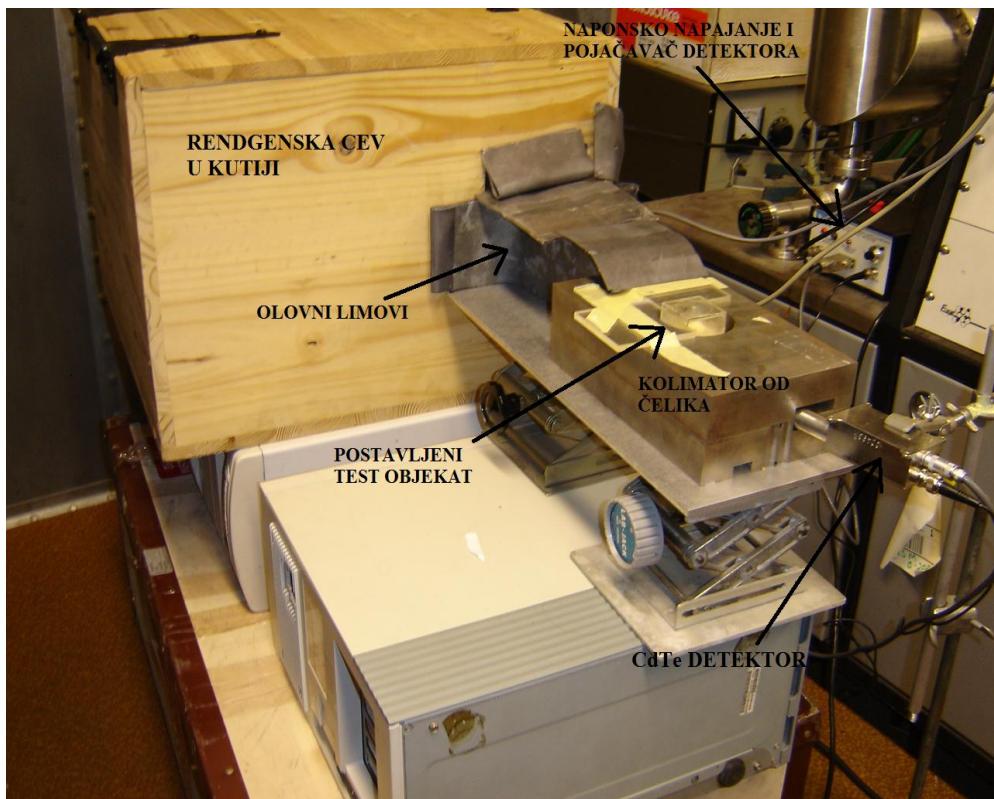
Za ovo merenje je korišćen set od deset kalibriranih fantoma trabekularne kosti. Ovi fantomi su napravljeni od trabekularnih delova kostiju čoveka potopljenih u vazelin (kako bi imitirali intra-trabekularni medijum). Koncentracije koštane mineralne komponente u fantomima variraju od 51,8 do 347,3 mg/cm³. Fantomi su izrađivani tako što se koštani prah dobijen žarenjem kosti dok u potpunosti nije eliminisana organska komponenta mešao sa vazelinom koji se potom pakovao u plastične posude. Nominalna debljina zida posude je 1 mm a dimenzije i zapremina su joj 4 cm x 4 cm x 8 cm, respektivno. Ovi fantomi trabekularne kosti su izrađeni i prvi put korišćeni unutar studija izvedenih 1980.-tih i 1990.-tih na UCLA univerzitetu [I. Leichter, 1985.]; [Shih-Shen Ling, 1982.]. Ovako

načinjeni test objekti su poslužili kao veoma dobra zamena za trabekularne kosti koji imaju različit sadržaj mineralne komponente.

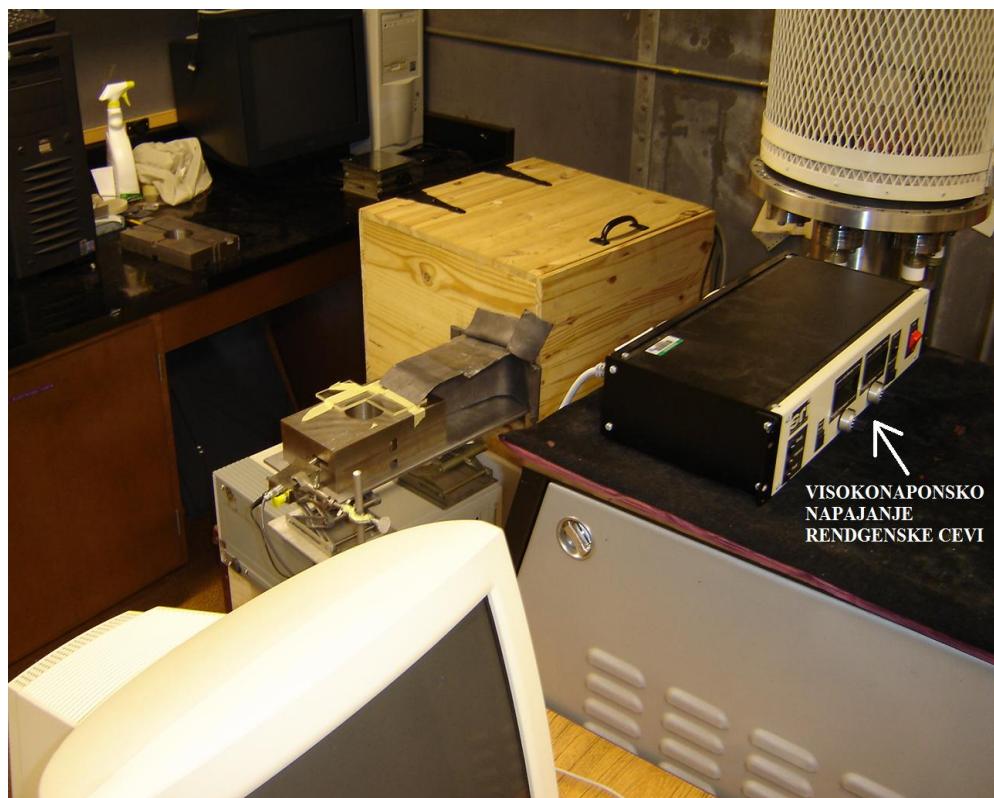
Improvizovani eksperimentalni setap se može videti na slikama 4.4, 4.5 i 4.6 ispod. Na slikama 4.5 i 4.6 su obeležene korišćene komponente.



Slika 4.4 – Izgled postavke eksperimenta i prostorije u kojoj se vrši merenje.



Slika 4.5 – Postavka eksperimenta sa obeleženim komponentama.



Slika 5.6 – Postavka eksperimenta sa obeleženim visokonaponskim napajanjem rendgenske cevi.

5. Postupak i rezultat merenja

Kada je eksperiment postavljen usledila su merenja koja su se sastojala u snimanju zračenja koje prolazi kroz različite test objekte koji imitiraju trabekularnu kost. Pod različitim test objektima podrazumevamo to da oni predstavljaju kosti sa promenljivim procentualnim prisustvom mineralnih komponenti, što može biti posledica bolesti ili individualnih karakteristika pojedinca. Pošto su test objekti bili postavljeni unutar specifično izrađenog atenuatora za ovo merenje, zračenje koje se rasejavalo prolazeći kroz metu sigurno je završilo svoj put unutar kolimatora. Na taj način smo mogli da merimo isključivo propušteno zračenje postavljanjem detektoru tačno na liniju snopa zračenja.

U dalnjem tekstu ćemo numerisati test objekte redosledom od onog sa najmanjom koncentracijom mineralne komponente do onog sa najvećom koncentracijom. U Tabeli 5.1 date su vrednosti koncentracija mineralnog sadržaja u korišćenim test objektima.

Redni broj test objekta	Koncentracije mineralne komponente u test objektima [mg/cm ³]
1.	51,8
2.	100,8
3.	120,4
4.	139,8
5.	166,7
6.	187,3
7.	235,1
8.	277,1
9.	314,3
10.	347,3

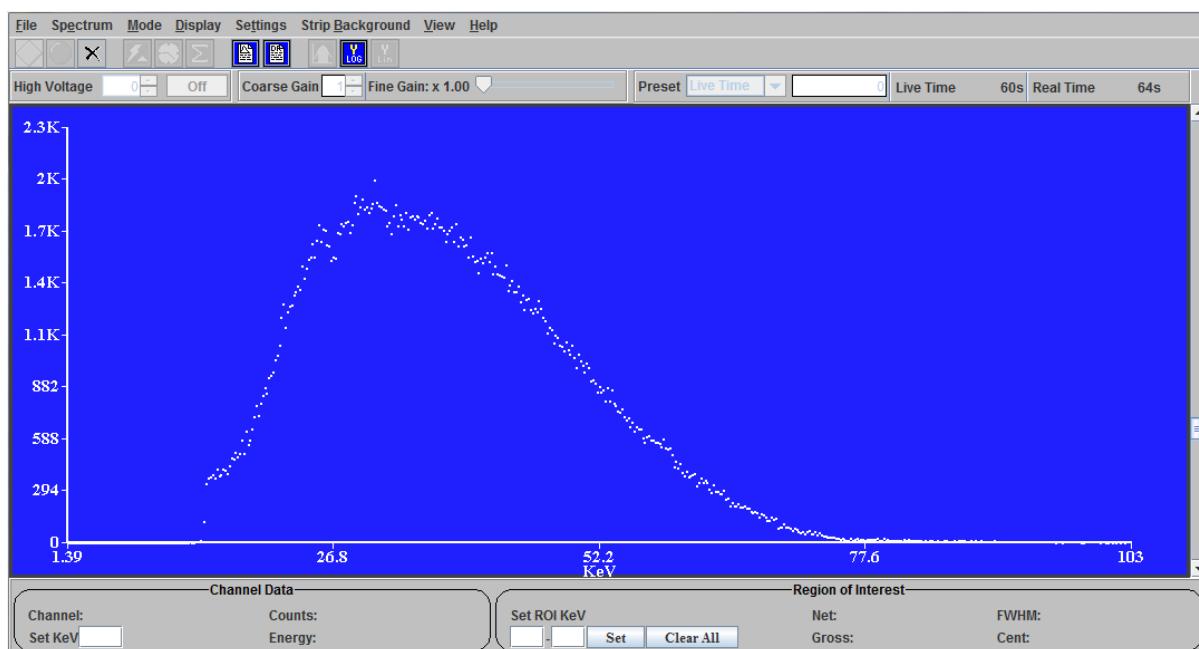
Tabela 5.1 – Tabelarni prikaz test objekata sa udelom mineralne komponente u njima.

Zbog rendgenske cevi koja nam je bila na raspolaganju merenja se nisu mogla izvršiti odjednom, što je iziskivalo poseban sled događaja tokom merenja. Naime, korišćena rendgenska cev nije imala zadovoljavajući sistem za hlađenje zbog čega je sa produženjem intervala merenja bilo neizbežno pregrevanje komponenti koje su učestvovale u proizvodnji zračenja. Poznato je da se intenzitet struje rendgenske cevi podešava temperaturom katodnog vlakna, što u slučajevima sa visokim vrednostima struje cevi ne predstavlja tehnički problem. Kako su u ovom eksperimentu korištene veoma male vrednosti struje rendgenske cevi, ispod 1 mA, samo zagrevanje cevi je dovodilo do varijacija u intenzitetu struje cevi, a samim tim i intenziteta snopa x-zračenja. Time je intenzitet nastalog spektra zračenja varirao preko prihvatljive vrednosti greške.

U prvoj seriji snimanja su se ozračivali uzorci redosledom od onog sa najmanjom koncentracijom mineralne komponente do onog sa najvećom koncentracijom. Pre i posle postavljanja svakog od deset test objekata izvršeno je i snimanje energetskog spektra rendgenske cevi (background spektar), ali je u ovom slučaju na mestu test objekta bila kutijica identičnih dimenzija ispunjena belim petrolatumom (vazelin). Na ovaj način dobijeni su spektri koji odgovaraju atenuaciji zračenja u materijalu u kojem je rastvoren prah od mlevenih kostiju kadavera. Ovakav objekt teoretski bi odgovarao u najvećoj meri mekom tkivu u kome ne postoji mineralna komponenta. To bi moglo sa se

smatra dobrom zamenom sa atenuaciju u samoj kostanoj srži koja bi bila u potpunosti lišena prisustva minerala. Tim postupkom smo na kraju jednog serijala imali deset energetskih spektara, za svaki test objekat po jedan, i jedanaest energetskih koji bi odgovarali mekom tkivu ili čistoj koštanoj srži. S obzirom da se postupak izračunavanja težinskih faktora svodi na upoređivanje zračenja koje je prošlo kroz materijal manjeg i većeg atenuacionog koeficijenta, da bi se izbegla sistematska greška u što je moguće većoj meri, spektri koji su snimani neposredno pre i neposredno posle snimanja spektara pojedinog test objekta sa mineralnim sadržajem su usrednjavani. Spektar datog test objekta je upoređivan sa ovako usrednjениm spektrom. Posle pauze u snimanju se prišlo drugom serijalu gde se koristio isti princip pri merenju, samo što su test objekti postavljeni obrnutim redosledom, tj. od onog sa najvećom koncentracijom mineralne komponente do onog sa najmanjom. Obe serije ozračivanja su izvršene za približno isti vremenski period. Vrednost intenziteta zračenja u nekom odabranom intervalu je usrednjavana od vrednosti dobijenih u obe serije merenja. Na taj način je u najvećoj meri izbegнутa sistematska greška koja bi mogla nastati usled promene intenziteta snopa x-zračenja do koje bi došlo usled zagrevanja rendgenske cevi.

Dobijeni signal sa detektora obrađivan je u programu Spectrum Techniques UCS 30, koji je dizajniran za potrebe univerzalnog kompjuterskog spektrometra korišćenog u merenjima. Spektar zračenja koji je dobijen može se videti na slici 5.1 daje zavisnost broja detektovanih fotona od njihove energije.



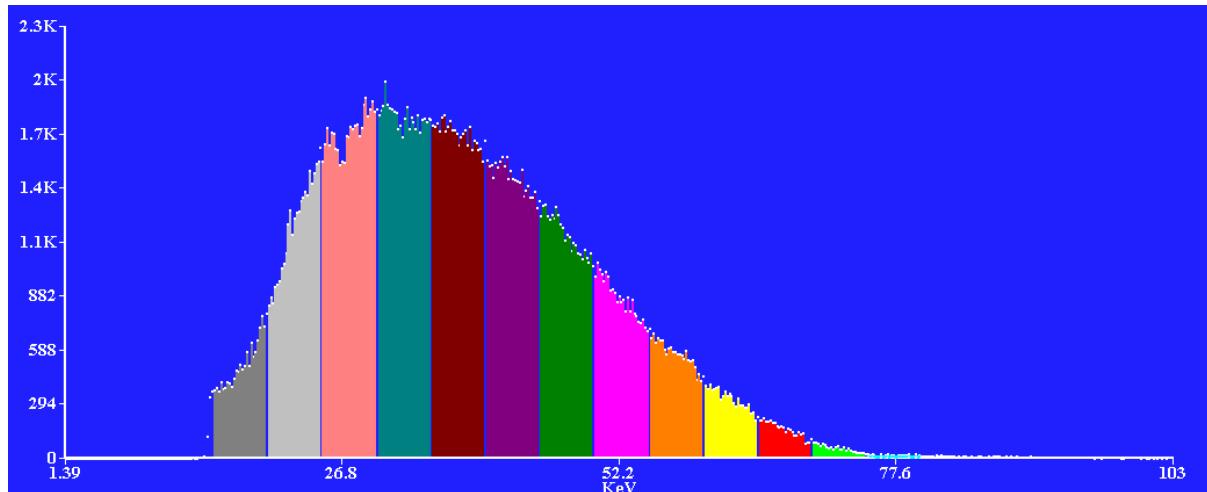
Slika 5.1 – Energetski spektar za prvi uzorak, Sh_1.

Sa grafika vidimo karakterističan oblik energetskog spektra rendgenskog zračenja. Linija koja obeležava spektar postaje jednak nuli na vrednostima od 80 keV-a što je i bila najveća moguća energetska vrednost za foton.

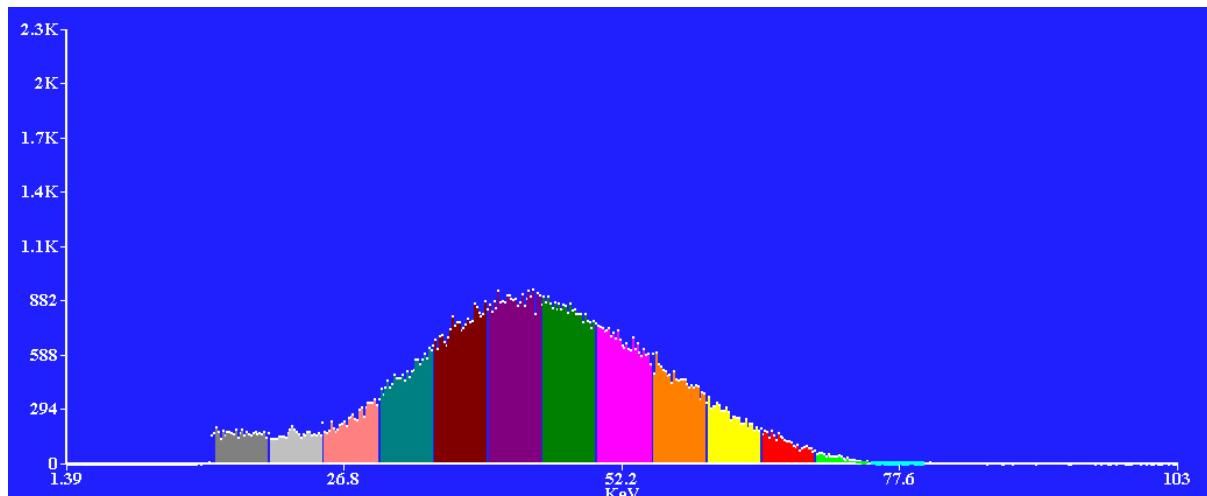
Naredni zadatak je bio da podelimo spektar na više manjih energetskih oblasti kako bismo za svaku od njih mogli izbrojati ukupan broj fotona koji prolazi kroz metu i stiže do detektora u odabranom energetskom intervalu. Time dobijamo informaciju o ponašanju zračenja određene energije pri prolasku kroz dati materijal koji se nalazi na putu snopa, čije karakteristike i svojstva atenuacije zračenja želimo da utvrdimo. Kao što je rečeno, mera atenuacije zračenja je u direktnoj

zavisnosti sa atomskim brojem i gustinom materijala kroz koji prolazi, a te vrednosti se povećavaju sa povećanjem koncentracije mineralne komponente u test objektima čime se povećava i atenuacija snopa zračenja.

Na slikama 5.2 i 5.3 prikazani su spektri za prvi i deseti test objekat, respektivno, na kojima su obeležene energetske oblasti u koracima od po 5 keV-a unutar energetskog intervala od 15 keV-a do 80 keV-a.

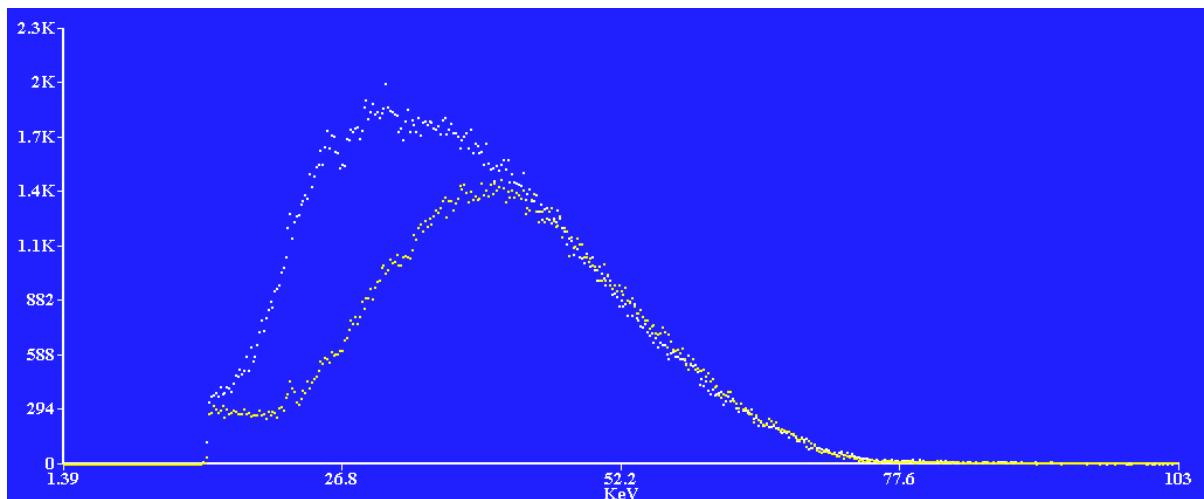


Slika 5.2 – Energetski spektar za prvi uzorak Sh_1.

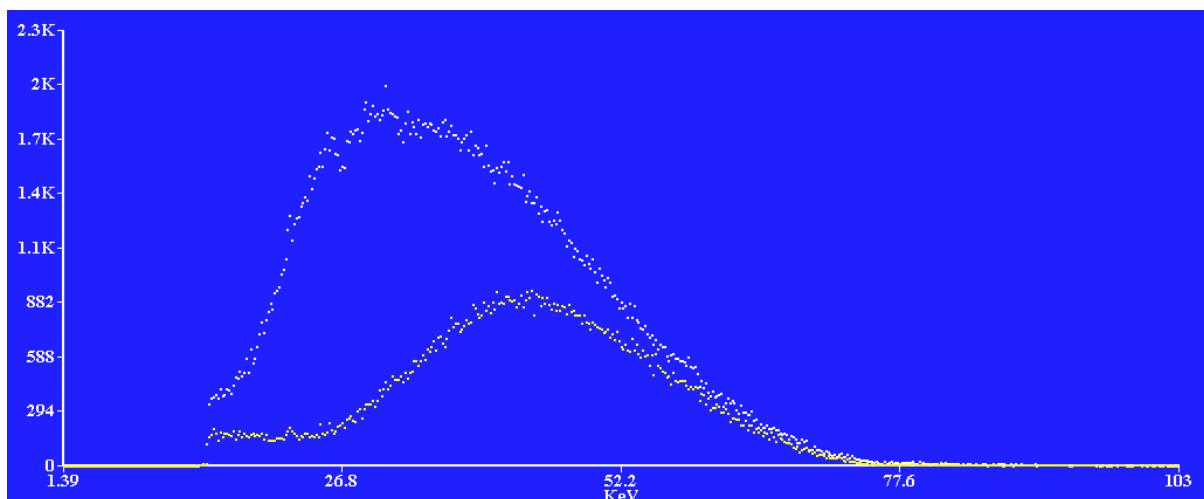


Slika 5.3 – Energetski spektar za deseti uzorak Sh_10.

Gledajući na slike iznad vrlo lako zaključujemo da između prvog i desetog test objekta postoji velika razlika u atenuacionim svojstvima korišćenog zračenja. Kako bismo videli bolje taj odnos uporeдиćemo oblike energetskog spektra za različite test objekte na isti grafik, slike 5.4 i 5.5.

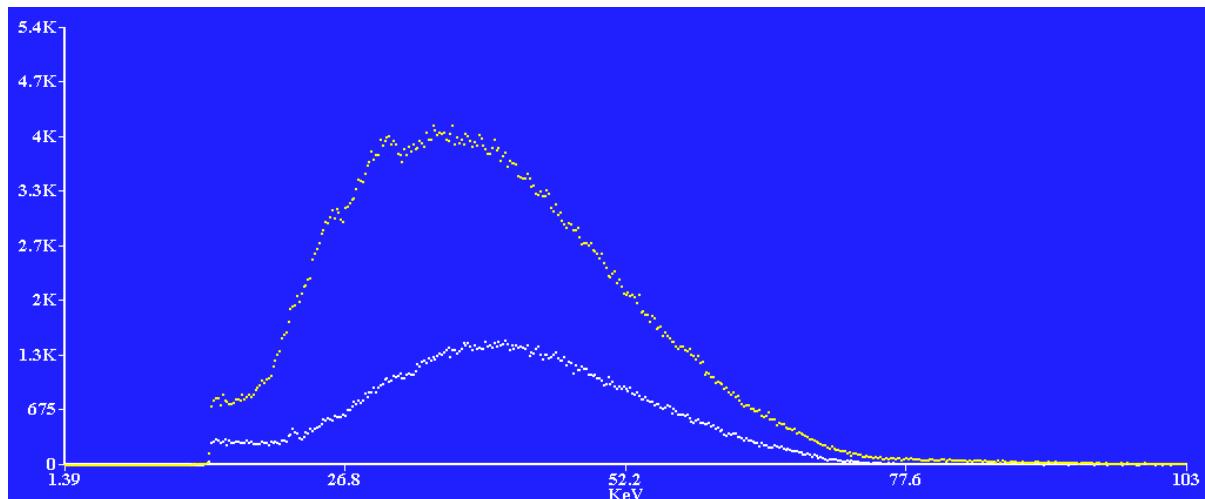


Slika 5.4 – Prikaz spektralnih linija za prvi(bela boja) i peti(žuta boja) test objekat.



Slika 5.5 – Prikaz spektralnih linija za prvi(bela boja) i deseti(žuta boja) test objekat.

Spektri koji prikazuju rendgensko zračenje koje je prošlo kroz objekt u kome nije bilo rastvorenog mineralnog sadržaja snimani su pre i posle postavljanja svakog uzorka, kada se usrednje izmerene vrednosti iz ta dva seta podataka dobijamo iznos intenziteta I' koji dospeva sa snopom do mete a da nije bio izložen atenuaciji u mineralnom materijalu pošto prolazi samo kroz petrolatum. Tu vrednost I' koristimo u relaciji za izračunavanje težinskog faktora kao početni intenzitet, a ona ustvari predstavlja broj detektovanih fotona u nekoj od energetskih oblasti. Na slici 5.6 nalazi se spektar koji prikazuje razliku između intenziteta zračenja koje je prošlo kroz petrolatum i intenziteta propuštenog kroz metu za slučaj test objekta sa rednim brojem 5.



Slika 5.6 – Odnos spektara zračenja I' i petog test objekta.

Kada je izvršena podela energetske skale sledilo je prebrojavanje ukupnog broja detektovanih fotona unutar svake energetske oblasti i prevođenje dobijenih podataka u tabelarni prikaz radi dalje jednostavnije obrade.

Prebrojavanje i tabeliranje se vršilo tako da se za svaku metu očitavao ukupan (u programu: Gross) odbroj fotona unutar energetskih oblasti obeleženih bojama (npr. oblast energije 15-20 keV-a je tamno sive boje, oblast energije 20-25 keV-a svetlo sive boje, itd.), posle čega se unosio u tabelu.

Energetske oblasti (oblasti različitih boja na slikama 5.2 i 5.3) sačinjene su od više energetskih kanala koji predstavljaju jedinice energetske skale, svaki od njih nosi informaciju o energiji na kojoj se nalaze, broj detektovanih fotona te energije i broj kanala. Ukupan broj fotona u nekoj od energetskih oblasti jednak je zbiru broja detektovanih fotona unutar svakog kanala koji se u njoj nalazi.

To znači da će za svako merenje biti po trinaest energetskih oblasti što je i prikazano u Tabelama 5.2 i 5.3 ispod, koje se odnose na vrednosti ozračivanja uzoraka i vrednosti početnog zračenja, respektivno.

U Tabelama 5.2 i 5.3 prikazane su vrednosti odbroja koje su dobijene nakon usrednjavanja deve serije merenja za test objekte sa rastvorenim mineralima, kao i za merenja test objekta u kome nije bilo mineralnog sadržaja.

UKUPAN ODBROJ										
E [keV]	Sh ₁	Sh ₂	Sh ₃	Sh ₄	Sh ₅	Sh ₆	Sh ₇	Sh ₈	Sh ₉	Sh ₁₀
15-20	15160,5	10033	9426	8281,5	6616,5	7079	6056	5112	4514	4116,5
20-25	37359	20072	18443	13939,5	8949	10020,5	7420	5687,5	4690	4023
25-30	55216	37618	34998	28748	18770	20618,5	14896	10698,5	8037	6730,5
30-35	55565,5	47091,5	44091	38255,5	27404,5	30433	23879,5	18784,5	14881	12629
35-40	52550	48610,5	47503	42954,5	34286	36332,5	30354,5	25597	21745	19075
40-45	45451	45803	44551	40522	34712	36165	31576	27733	24322,5	22178,5
45-50	36717,5	37524	36387	34019,5	29607,5	30830	27645	24873,5	22501,5	20816,5
50-55	25903,5	28474,5	27501,5	25828	22894	23476,5	21548	19741,5	18265,5	17194
55-60	16506	18029	17449	16262,5	14607	15086,5	13848	12871,5	12005	11432,5
60-65	9393	10028,5	9868	8997	8208,5	8278	7835,5	7205,5	6654	6455
65-70	4570	5075	4841	4363,5	3904	3899	3593	3447	3224,5	3095
70-75	1526,5	1579,5	1478	1310,5	1077,5	1190,5	994	953,5	867	844
75-80	493,5	487,5	450	359	255,5	287	222	186,5	138	126,5

Tabela 5.2 – Tabelarni prikaz usrednjim vrednostima za deset test objekata po energetskim oblastima.

E [keV]	UKUPAN ODBROJ										
	B ₁	B ₁₋₂	B ₂₋₃	B ₃₋₄	B ₄₋₅	B ₅₋₆	B ₆₋₇	B ₇₋₈	B ₈₋₉	B ₉₋₁₀	
15-20	20192,5	20302,5	20381,5	20098	20048,5	19822	19876,5	19805,5	19671,5	20009,5	20019,5
20-25	47169,5	46953	47423	46283	46531,5	46133	45895	46032	45798,5	46454,5	46513
25-30	83628,5	83375	84320	82735	82703,5	82542,5	82587	81846,5	82022,5	82955,5	82657,5
30-35	95496,5	95044,5	96123	94378	94043	94152	93950	93455,5	93584,5	94004	94182
35-40	96774,5	96096,5	97578,5	95676	95235,5	95004,5	94668,5	94975	94522,5	95105	95509
40-45	87607	87119,5	88084	86341,5	85887,5	85932	85642	85252	85554,5	86221,5	85956,5
45-50	71698	70850	71314	70233	69652,5	69621	68971,5	69147	69140,5	69323	69458
50-55	54346,5	53569,5	54267,5	52783,5	52482	52501,5	52655	52474,5	52098	52824	53015,5
55-60	35167,5	34937,5	35319	34308	33614	33523,5	33476	33690,5	33568,5	33857	34135,5
60-65	19774,5	19875	20336	19544	19357	19216	19141	19381,5	19241,5	19654,5	19623
65-70	10768	10289	10553,5	10316,5	9977	9889	9762	9938	9781	10115,5	9898
70-75	4167	4155,5	4123	3782	3673,5	3753	3619	3615,5	3732,5	3737,5	3720,5
75-80	1713	1816	1864	1686	1700,5	1710,5	1672	1638,5	1698,5	1709	1784

Tabela 5.3 - Tabelarni prikaz usrednjjenih vrednosti za jedanaest merenja zračenja izmerenog sa test objektom koji nije sadržavao mineralnu komponentu. Rezultati su dati po energetskim oblastima.

Kada smo sortirali i usrednili izmerene vrednosti dobijamo statistički uvid u to koliko je fotona prošlo kroz test uzorke u odabranom energetskom intervalu, a samim tim i koliko je energije predato od strane tih fotona. Pošto u našem slučaju intenzitet zračenja I možemo predstaviti brojem detektovanih fotona N , jednačinu koju koristimo za izračunavanje težinskog faktora možemo preformulisati na sledeći način:

Ako pretpostavimo da se intenzitet zračenja u nekoj uskoj energetskoj oblasti može zameniti brojem detektovanih fotona (pošto se ove dve veličine razlikuju za iznos multiplikativne konstante, tj. energije fotona), tj. da važi $I = N$, relacija (3.21) može da se napiše i kao:

$$w_i = \frac{N_i - N'_i}{N_i + N'_i} \quad (5.1)$$

gde nam je: N_i – broj fotona koji se detektuje u i -toj energetskoj oblasti za slučaj kada se meri zračenje koje prođe kroz test objekt bez mineralnog sadržaja;

N'_i – broj fotona koji se detektuje u i -toj energetskoj oblasti za slučaj kada se na putu snopa nalazi test objekat sa mineralnim sadržajem.

U daljem računu, s obzirom na to da se težinski faktor određuje isključivo za jednu vrednost energije a ne za široku energetsku oblast, za svaku energetsku oblast koristićemo vrednost energije koja se nalazi u sredini oblasti (npr. za energetsku oblast 15-20 keV-a uzimamo vrednost energije od 17.5 keV-a, za oblast 20-25 keV-a energiju od 22.5 keV-a, itd.). Gledajući relaciju (5.1) težinski faktor ćemo računati po sledećem principu (primer koji navodimo se odnosi na energetski interval od 15-20 keV-a i za test objekat 3.):

$$w_i(17.5 \text{ keV}) = \frac{\frac{N_{B_{2-3}} + N_{B_{3-4}}}{2} - N'_{sh_3}}{\frac{N_{B_{2-3}} - N_{B_{3-4}}}{2} + N'_{sh_3}}$$

$$w_i(17.5 \text{ keV}) = \frac{20239.75 - 9426}{20239.75 + 9426}$$

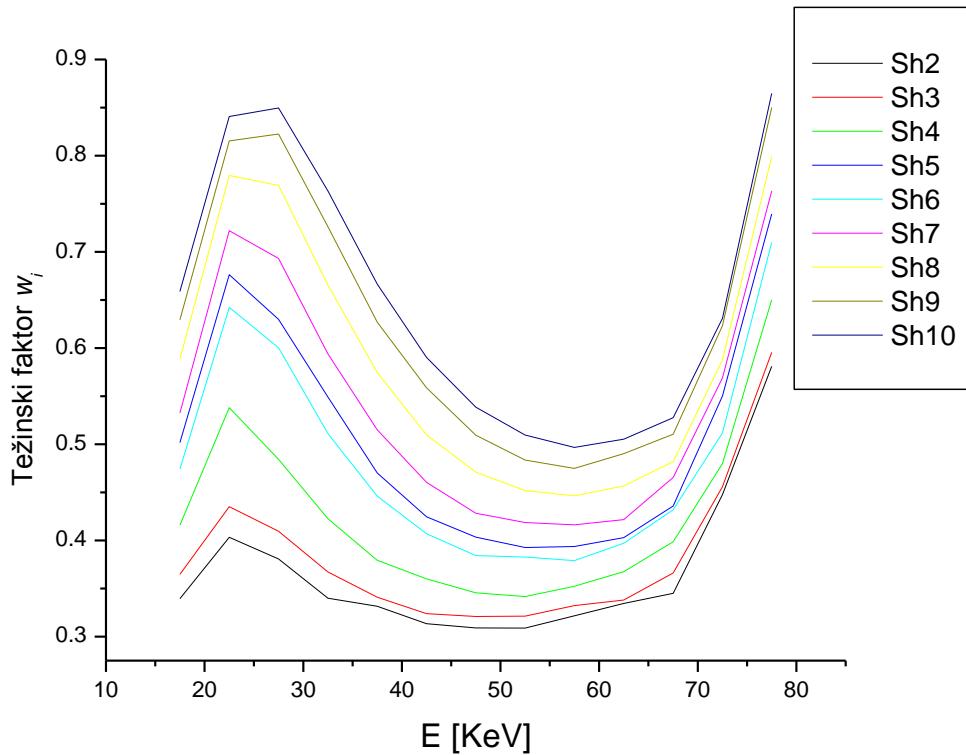
$$w_i(17.5 \text{ keV}) = 0,3645$$

Tabela 5.4 sa izračunatim težinskim faktorima je data ispod.

$w_i = (N-N') / (N+N')$										
E [keV]	$w_i (\text{Sh}_1)$	$w_i (\text{Sh}_2)$	$w_i (\text{Sh}_3)$	$w_i (\text{Sh}_4)$	$w_i (\text{Sh}_5)$	$w_i (\text{Sh}_6)$	$w_i (\text{Sh}_7)$	$w_i (\text{Sh}_8)$	$w_i (\text{Sh}_9)$	$w_i (\text{Sh}_{10})$
17,5	0,1437	0,3394	0,3645	0,4159	0,5016	0,4742	0,5323	0,5886	0,6293	0,6588
22,5	0,1149	0,4032	0,4351	0,5380	0,6762	0,6423	0,7220	0,7796	0,8154	0,8407
27,5	0,2039	0,3806	0,4094	0,4842	0,6298	0,6003	0,6932	0,7690	0,8224	0,8497
32,5	0,2632	0,3399	0,3672	0,4224	0,5489	0,5111	0,5938	0,6655	0,7261	0,7633
37,5	0,2946	0,3316	0,3408	0,3793	0,4701	0,4460	0,5150	0,5746	0,6269	0,6665
42,5	0,3156	0,3133	0,3238	0,3600	0,4244	0,4069	0,4603	0,5097	0,5586	0,5903
47,5	0,3140	0,3090	0,3209	0,3455	0,4033	0,3842	0,4283	0,4709	0,5094	0,5385
52,5	0,3513	0,3088	0,3212	0,3416	0,3926	0,3826	0,4185	0,4518	0,4835	0,5095
57,5	0,3597	0,3217	0,3323	0,3524	0,3936	0,3790	0,4161	0,4464	0,4748	0,4967
62,5	0,3570	0,3344	0,3379	0,3675	0,4029	0,3970	0,4217	0,4565	0,4902	0,5052
67,5	0,3946	0,3450	0,3662	0,3986	0,4357	0,4318	0,4654	0,4819	0,5104	0,5275
72,5	0,4632	0,4476	0,4557	0,4798	0,5502	0,5117	0,5689	0,5879	0,6232	0,6309
77,5	0,5629	0,5811	0,5955	0,6501	0,7394	0,7098	0,7635	0,7989	0,8501	0,8649

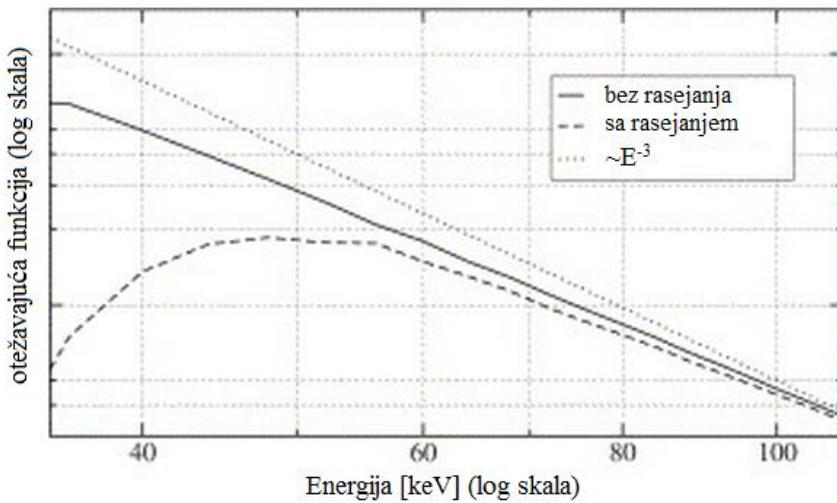
Tabela 5.4 – Tabelarni prikaz izračunatih težinskih faktora.

U idealnom slučaju, na osnovu teorijskih vrednosti atenuacionih svojstava raznih materijala, energetska zavisnost težinskog faktora bi trebala da bude ravnomerno opadajuća funkcija. Dobijene eksperimentalne vrednosti za težinski faktor su prikazane na slici 5.7 ispod. Već na prvi pogled slika 5.7 pokazuje da je energetska zavisnost težinskog faktora u slučaju kada su svojstva merenog objekta slična trabekularnoj kosti bitno kompleksnija od teorijskih proračuna za meka tkiva i kalcifikacije koje se u mogu primetiti u mamografijama.

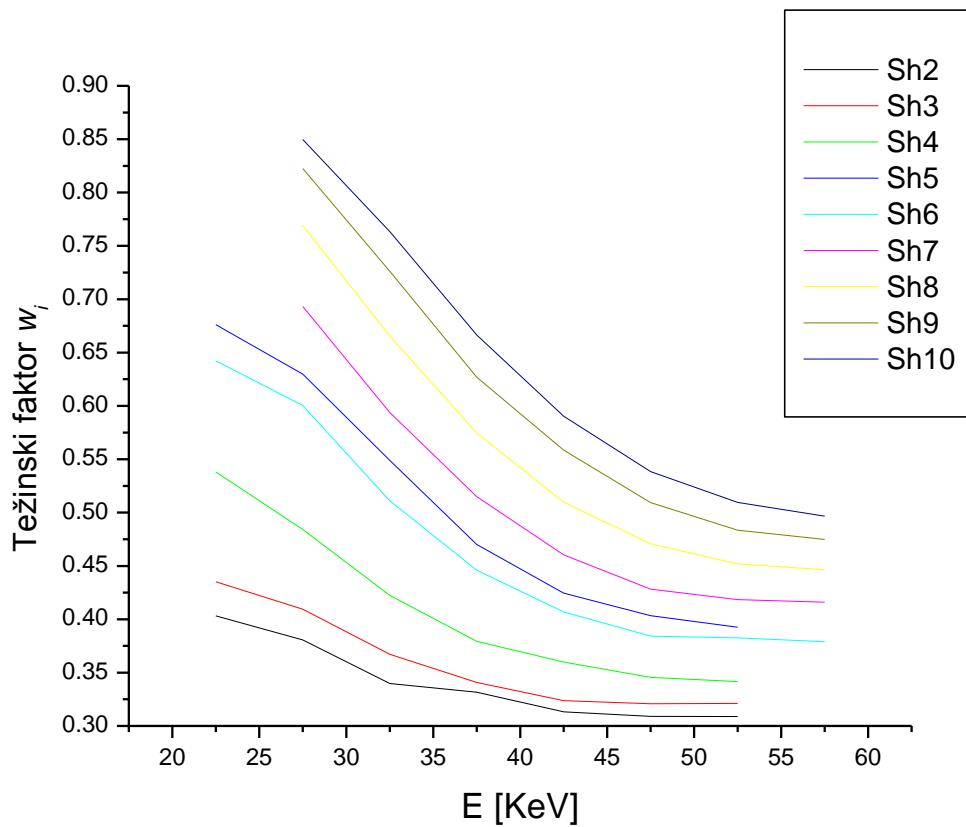


Slika 5.7 – Zavisnost težinskog faktora od energije za različite test objekte.

Znajući da zavisnost težinskog faktora treba da ima opadajući trend na grafiku, na osnovu slike iznad lako zaključujemo da su vrednosti kojima možemo raspolagati u energetskim oblastima između ~ 25 KeV-a i ~ 55 KeV-a., tako da se nadalje u računu služimo sa delom spektra koji izgleda kao na slici 5.9. Sa slike 5.9 se može videti da su za svaki od test objekata odbačene izračunate vrednosti težinskog faktora za niske energije, maksimalno do 30 keV kao i za energije više od 60 keV. Odstupanje na niskim energijama je predviđeno u radovima [D. Niederlöhrner, 2005.] i potiče od uticaja rasejanog zračenja, čije je prisustvo neizbežno čak i kada se mere veoma uski snopovi zračenja, ta pojava je prikazana na slici 5.8. Na slikama 5.4 i 5.5 gde je prikazan oblik spektra zračenja se može videti da intenzitet veoma brzo opada sa porastom energije. To znači da se na višim energijama može očekivati znatna statistička greška, ali i uticaj sumiranja fotonskih energija, kada dođe do istovremene detekcije dva fotona. U tom slučaju se u detektoru registruje događaj koji bi odgovarao detekciji nepostojećeg fotona više energije, što u visokoenergetskom delu spektra može dovesti do znatnih statističkih grešaka s obzirom da je u tom energetskom opsegu odbroj veoma mali.



Slika 5.8 – Zavisnost težinske funkcije od energije.



Slika 5.9 – Vrednosti težinskog faktora koji koristimo u daljem proračunu.

5.1. Teoretska energetska zavisnost težinskog faktora

Da bi proverili valjanost eksperimentalno dobijenih vrednosti težinskog faktora prvo je bilo neophodno izračunati teorijske vrednosti u tom opsegu energija kako bi mogli sa njima da ih uporedimo. Teorijske vrednosti su računate za različite vrednosti atomskog broja materijala, Z .

Teorijske vrednosti za težinski faktor su računate postupkom koji je predstavljen ispod.

$$w_i(Z) = \frac{e^{-\mu_1 x} - e^{-\mu_2 x}}{e^{-\mu_1 x} + e^{-\mu_2 x}} \quad (5.2)$$

gde je $T = \frac{I}{I_0} = e^{-\mu x}$

U relacijama iznad nam μ predstavlja linearni atenuacioni koeficijent za materijal kroz koji prolazi zračenje, dok x predstavlja debljinu sloja tog materijala. $e^{-\mu_1 x}$ predstavlja transparenciju za materijal sa manjim Z koji slabije atenuira zračenje, što bi u našem slučaju odgovaralo verovatnoći prolaska zračenja kroz objekt bez mineralnog sadržaja, dok $e^{-\mu_2 x}$ predstavlja transparenciju za materijal sa većim Z kod kojeg se atenuacija povećava srazmerno povećanju atomskog broja. Ako umesto linearног atenuacionog koeficijenta uvedemo maseni atenuacioni koeficijent μ_m , kako bi se izgubila zavisnost od gustine, težinski faktor možemo prikazati u sledećem obliku:

$$w_i(Z) = \frac{e^{-\mu_{m1}\rho_1 x} - e^{-\mu_{m2}\rho_2 x}}{e^{-\mu_{m1}\rho_1 x} + e^{-\mu_{m2}\rho_2 x}} \quad (5.3)$$

Za izračunavanje teorijske vrednosti težinskog faktora za ρ_1 smo uzeli vrednost $\sim 1 \text{ g/cm}^3$, iz razloga što u našem slučaju materijal sa manjim atomskim brojem predstavlja masno tkivo čija se specifična gustina neznatno razlikuje od specifične gustine vode 1 g/cm^3 . Vrednost ρ_2 smo uzeli da predstavlja srednju vrednost specifične gustine za različita stanja i tipove kostiju uopšteno i iznosi $1,4 \text{ g/cm}^3$. Atenuacione koeficijente $\mu_i [\text{cm}^2/\text{g}]$ za elemente različitih atomskih brojeva i za različite energije uzimali smo iz internet baze podataka NIST-a (National Institute of Standards and Technology) [NIST]. S obzirom na dimenzije naših test uzoraka, za debljinu atenuatora smo uzimali $x=4 \text{ cm}$. Vrednosti masenih atenuacionih koeficijenata prikazane su u Tabeli 5.5, a u Tabeli 5.6 prikazane su brojne vrednosti težinskog faktora za materijale sa rednim brojem od $Z=7$ do $Z=12$ izračunate na način kako je to opisano jednačinom (5.3) upotreboom vrednosti atenuacionih koeficijenata navedenim u Tabeli 5.6. Za materijal sa nižim atenuacionim svojstvima je uzet materijal sa $Z=6$ dok su materijali sa rednim brojem od $Z=7$ do $Z=12$ poslužili kao materijali sa većim atenuacionim svojstvima.

Kada smo izračunali teorijske vrednosti težinskih faktora za različite elemente po energijama pristupili smo crtanju grafika $w_i(E)$ i fitovanju po funkciji

$$w_i = aE^{-b} \quad (5.4)$$

čime smo za svaki set podataka dobili traženu energetsku zavisnost težinskih faktora za dati element u obliku kako je to predvideno jednačinom (5.4). Teorija predviđa da bi zavisnost w_i trebala da izgleda kao $1/E^x$ te je iz tog razloga odabran oblik funkcije prikazan jednačinom (5.4), gde nama parametar $-b$ zamjenjuje vrednost x u eksponentu. Za izračunavanje teorijskih vrednosti smo uzimali energetski opseg u kome je težinski faktor ravnomerno opadao sa energijom.

E [keV]	μ_1 (Z=6) [cm ² /g]	μ_2 (Z=7) [cm ² /g]	μ_2 (Z=8) [cm ² /g]	μ_2 (Z=9) [cm ² /g]	μ_2 (Z=10) [cm ² /g]	μ_2 (Z=11) [cm ² /g]	μ_2 (Z=12) [cm ² /g]
20	0,4420	0,6179	0,8653	1,1330	1,6060	2,0570	2,7630
25	0,3136	0,4019	0,5265	0,6570	0,9009	1,1280	1,4900
27,5	0,2799	0,3458	0,4388	0,534	0,7185	0,8866	1,1590
30	0,2562	0,3066	0,3779	0,4488	0,5922	0,7198	0,9304
32,5	0,2389	0,2784	0,3342	0,3877	0,5019	0,6006	0,7670
35	0,2258	0,2574	0,3019	0,3428	0,4356	0,5131	0,6471
40	0,2076	0,2288	0,2585	0,2828	0,3472	0,3969	0,4880
45	0,1957	0,2105	0,2314	0,2458	0,2932	0,3262	0,3915
50	0,1871	0,1980	0,2133	0,2214	0,2579	0,2804	0,3292
55	0,1805	0,1888	0,2004	0,2044	0,2336	0,2491	0,2869
60	0,1753	0,1817	0,1907	0,1920	0,2161	0,2268	0,2570
65	0,1710	0,1761	0,1832	0,1825	0,2030	0,2103	0,2350

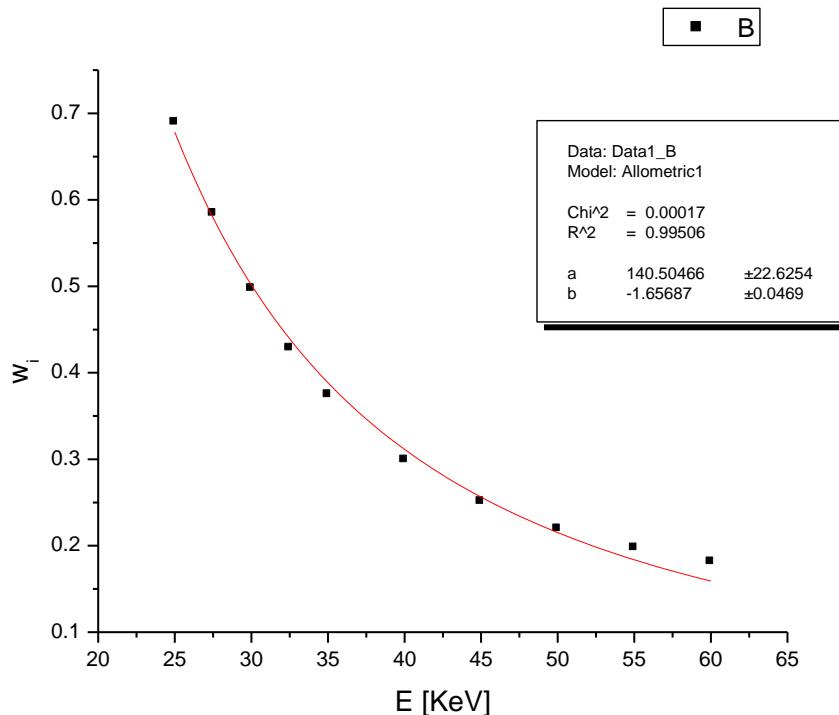
Tabela 5.5 – Tabelarni prikaz vrednosti masenih attenuacionih koeficijenata upotrebljениh za izračunavanje teorijskih težinskih faktora po energijama.

E [keV]	$w_i (Z=7)$ $= \frac{(e^{-\mu_{1px}} - e^{-\mu_{2px}})}{(e^{-\mu_{1px}} + e^{-\mu_{2px}})}$	$w_i (Z=8)$ $= \frac{(e^{-\mu_{1px}} - e^{-\mu_{2px}})}{(e^{-\mu_{1px}} + e^{-\mu_{2px}})}$	$w_i (Z=9)$ $= \frac{(e^{-\mu_{1px}} - e^{-\mu_{2px}})}{(e^{-\mu_{1px}} + e^{-\mu_{2px}})}$	$w_i (Z=10)$ $= \frac{(e^{-\mu_{1px}} - e^{-\mu_{2px}})}{(e^{-\mu_{1px}} + e^{-\mu_{2px}})}$	$w_i (Z=11)$ $= \frac{(e^{-\mu_{1px}} - e^{-\mu_{2px}})}{(e^{-\mu_{1px}} + e^{-\mu_{2px}})}$	$w_i (Z=12)$ $= \frac{(e^{-\mu_{1px}} - e^{-\mu_{2px}})}{(e^{-\mu_{1px}} + e^{-\mu_{2px}})}$
	$w_i (Z=7)$ $= \frac{(e^{-\mu_{1px}} - e^{-\mu_{2px}})}{(e^{-\mu_{1px}} + e^{-\mu_{2px}})}$	$w_i (Z=8)$ $= \frac{(e^{-\mu_{1px}} - e^{-\mu_{2px}})}{(e^{-\mu_{1px}} + e^{-\mu_{2px}})}$	$w_i (Z=9)$ $= \frac{(e^{-\mu_{1px}} - e^{-\mu_{2px}})}{(e^{-\mu_{1px}} + e^{-\mu_{2px}})}$	$w_i (Z=10)$ $= \frac{(e^{-\mu_{1px}} - e^{-\mu_{2px}})}{(e^{-\mu_{1px}} + e^{-\mu_{2px}})}$	$w_i (Z=11)$ $= \frac{(e^{-\mu_{1px}} - e^{-\mu_{2px}})}{(e^{-\mu_{1px}} + e^{-\mu_{2px}})}$	$w_i (Z=12)$ $= \frac{(e^{-\mu_{1px}} - e^{-\mu_{2px}})}{(e^{-\mu_{1px}} + e^{-\mu_{2px}})}$
20	0,68904	0,91193	0,97963	0,99855	0,99988	1,00000
25	0,46064	0,68950	0,83740	0,95584	0,98742	0,99833
27,5	0,38715	0,58422	0,73310	0,89609	0,95814	0,99074
30	0,33289	0,49731	0,63170	0,81634	0,90570	0,97003
32,5	0,29289	0,42842	0,54255	0,72944	0,83483	0,93153
35	0,26281	0,37456	0,46857	0,64581	0,75526	0,87646
40	0,22170	0,29916	0,35979	0,50572	0,60190	0,74033
45	0,19545	0,25104	0,28842	0,40495	0,47921	0,60741
50	0,17827	0,21941	0,24089	0,33453	0,38925	0,49869
55	0,16609	0,19749	0,20823	0,28497	0,32433	0,41557
60	0,15685	0,18133	0,18485	0,24913	0,27701	0,35312
65	0,14994	0,16931	0,16741	0,22261	0,24195	0,30589

Tabela 5.6 – Tabelarni prikaz teorijski dobijenih težinskih faktora.

Postupci dobijanja parametra b za neke od elemenata dati su nadalje u tekstu.

Postupak za dobijanje energetskog eksponenta za element za $Z=8$ dat je ispod. Uz pretpostavku da se energetska zavisnost težinskih faktora može prikazati relacijom (5.4), izvršen je fit uz upotrebu vrednosti w_i prikazanih u Tabeli 5.6 za dati redni broj elementa. Oblik dobijene funkcije, kao i vrednosti parametara fita prikazani su na slici 5.10.



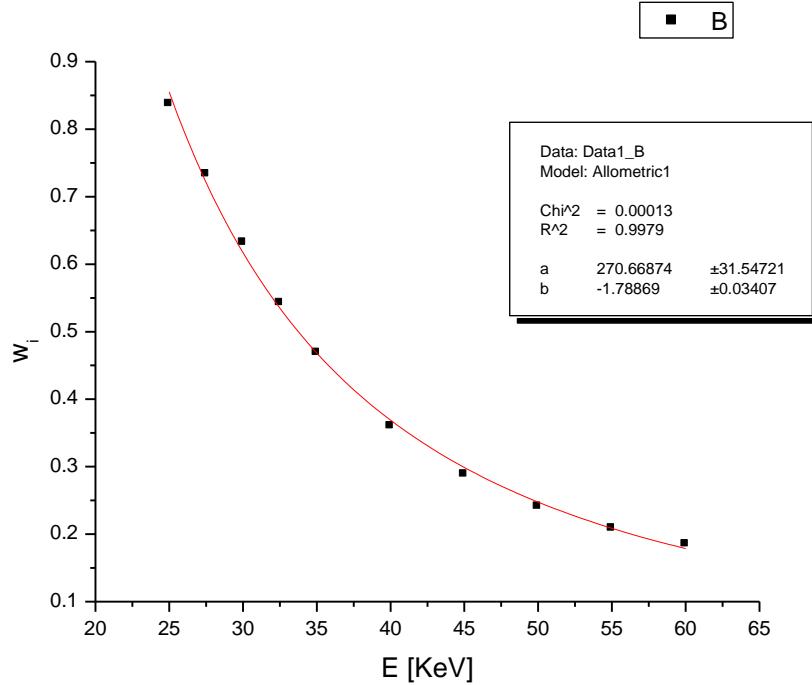
Slika 5.10 –Fit za $Z=8$.

Sa slike 5.10 na kojoj se nalazi fit funkcija uzimamo parametar za dati slučaj:

$$w_i = aE^{-b} \Rightarrow$$

$$\mathbf{b = 1,65687}$$

Na identičan način je procedura ponovljena za sve vrednosti atomskog broja Z , prikazane u Tabeli 5.6. Grafici 5.11 i 5.12 prikazuju rezultate fita za vrednosti težinskih faktora za elemente sa rednim brojem 9. i 11.

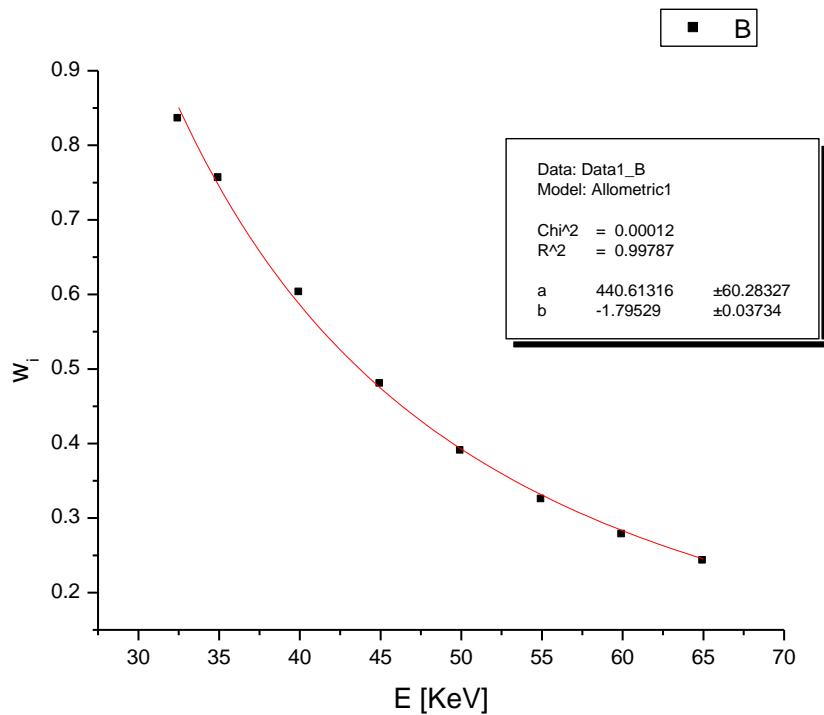


Slika 5.11 – Fit za $Z=9$.

Sa slike 5.11 na kojoj se nalazi fit funkcija uzimamo parametar za dati slučaj:

$$w_i = aE^{-b} \Rightarrow$$

$$\mathbf{b = 1,78869}$$

Slika 5.12 – Fit za $Z=11$.

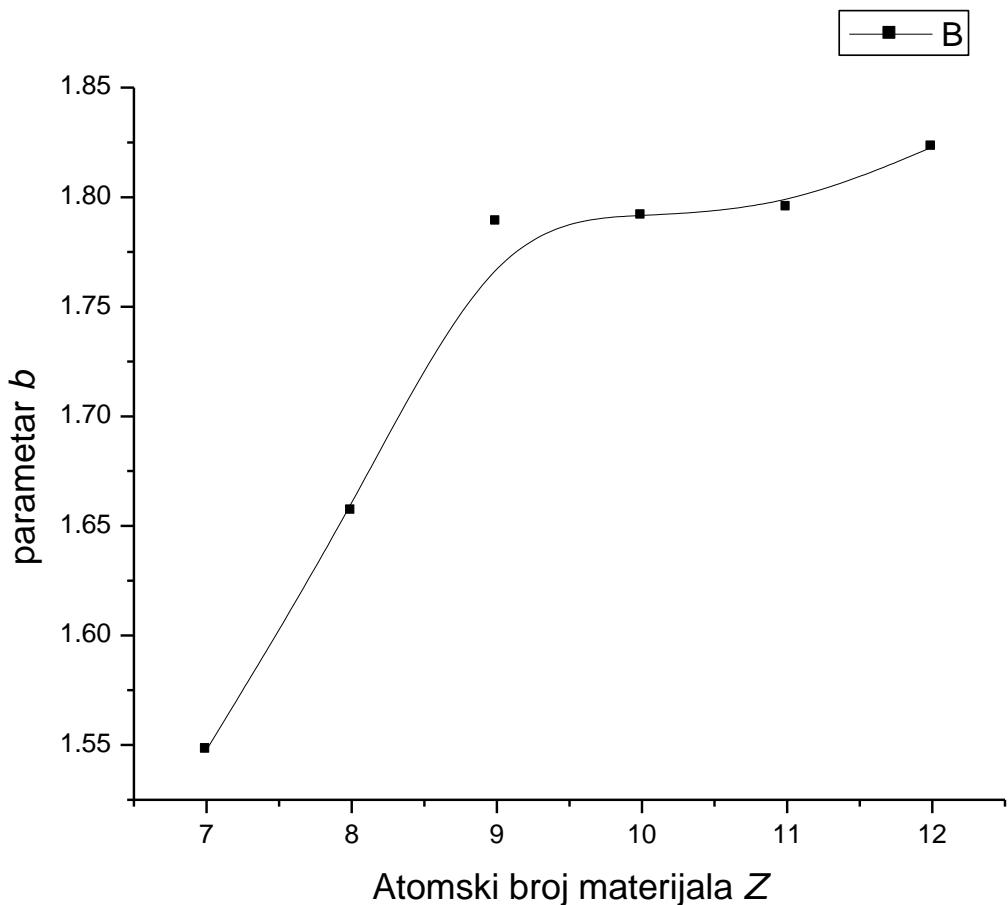
Sa slike 5.12 na kojoj se nalazi fit funkcija uzimamo parametar za dati slučaj:

$$w_i = aE^{-b} \Rightarrow \\ b = 1,79529$$

Kada smo smo za sve vrednosti rednog broja materijala Z odredili koeficijente a i b , kojim je određena energetska zavisnost težinskog faktora, može se uočiti neka pravilnost po pitanju dobijenih vrednosti eksponenta b . Na osnovu te pravilnosti vidimo kako se zavisnost težinskog faktora od energije ponaša sa promenom atomskog broja Z materijala atenuatora. U Tabeli 5.7 su date vrednosti eksponenta b za različite atomske brojeve materijala, dok je na slici 5.13 prikazana ta zavisnost na grafiku. Kao što smo ranije napomenuli, parametri b su dobijani na osnovu funkcije (5.4) za fit.

Z	b
7	1,54782
8	1,65687
9	1,78869
10	1,79154
11	1,79529
12	1,82285

Tabela 5.7. – Tabelarni prikaz b parametara za različite atomske brojeve materijala.



Slika 5.13 – Grafički prikaz ponašanja energetskog parametra u eksponentu b sa promenom atomskog broja materijala koji se nalazi u ulozi absorbera.

Na osnovu grafika iznad zaključujemo da po teorijskim vrednostima zavisnost težinskog faktora od energije, pri promeni atomskog broja medijuma koji zračimo, treba biti u porastu od sa promenom atomskog broja od manjeg ka većem do trenutka kada za zavisnost možemo uzeti da postaje konstantna sa daljim porastom Z . Evidentno je da se nakon određene vrednosti rednog broja eksponent b ustalio na vrednost koja iznosi oko 1,8. To znači da bi se u slučaju kada posmatramo materijale u opsegu od $Z=7$ do $Z=12$ težinski faktor mogao predstaviti funkcijom

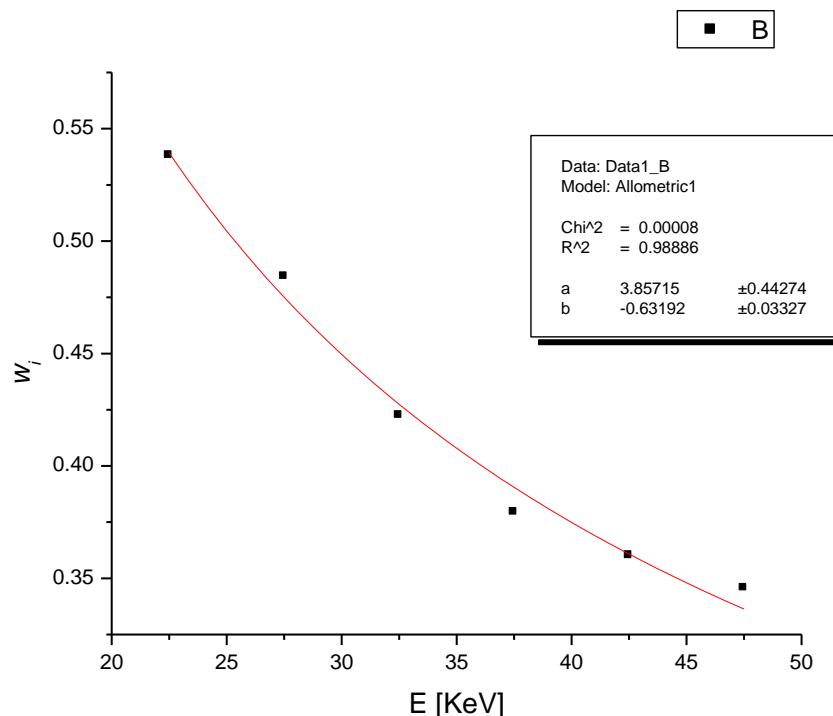
$$w_i \approx \frac{a}{E^{1,8}} \quad (5.5)$$

5.2. Energetska zavisnost težinskog faktora za test objekte

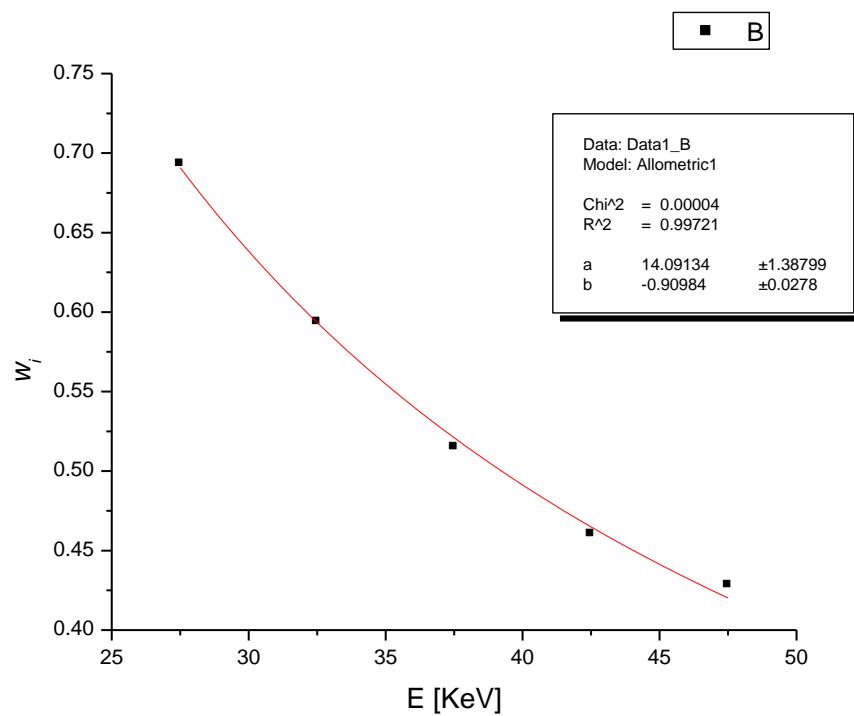
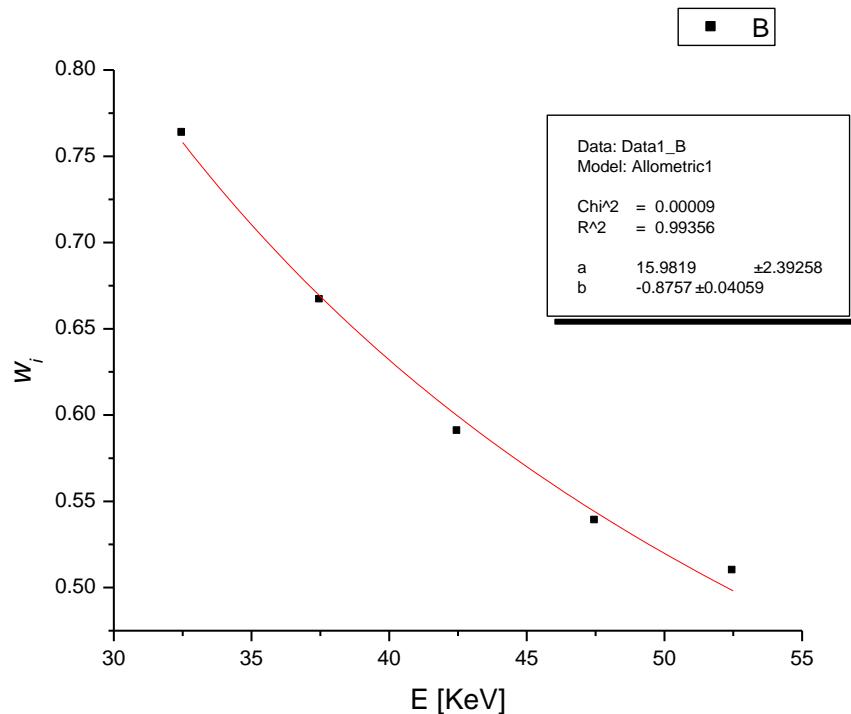
Poslednji zadatak merenja i proračuna je bio da utvrdimo kako se ponašaju naše eksperimentalno dobijene vrednosti težinskog faktora i u kojoj meri se može uočiti saglasnost u odnosu na izračunate teorijske vrednosti.

Dobijene vrednosti za težinske faktore prikazane u Tabeli 5.4 smo upotrebili u identičnoj proceduri kao i teorijske vrednosti. Na osnovu eksperimentalnih vrednosti težinskih faktora izvršeno je fitovanje gde je pretpostavljeno da težinski faktori pokazuju energetsku zavisnost prikazanu jednačinom (5.4). Dalje u tekstu ćemo prikazati proceduru dobijanja eksperimentalnih parametara b za neke od test objekata.

Na slikama 5.14, 5.15 i 5.16 prikazani su rezultati fita za test objekte broj 4., 7. i 10., respektivno.



Slika 5.14 – Fit za test objekat Sh₄.

Slika 5.15 – Fit za test objekat Sh_7 .Slika 5.16 – Fit za test objekat Sh_{10} .

Sa slika iznad uzimamo parametre za date slučajeve:

$$w_i = aE^{-b} \Rightarrow$$

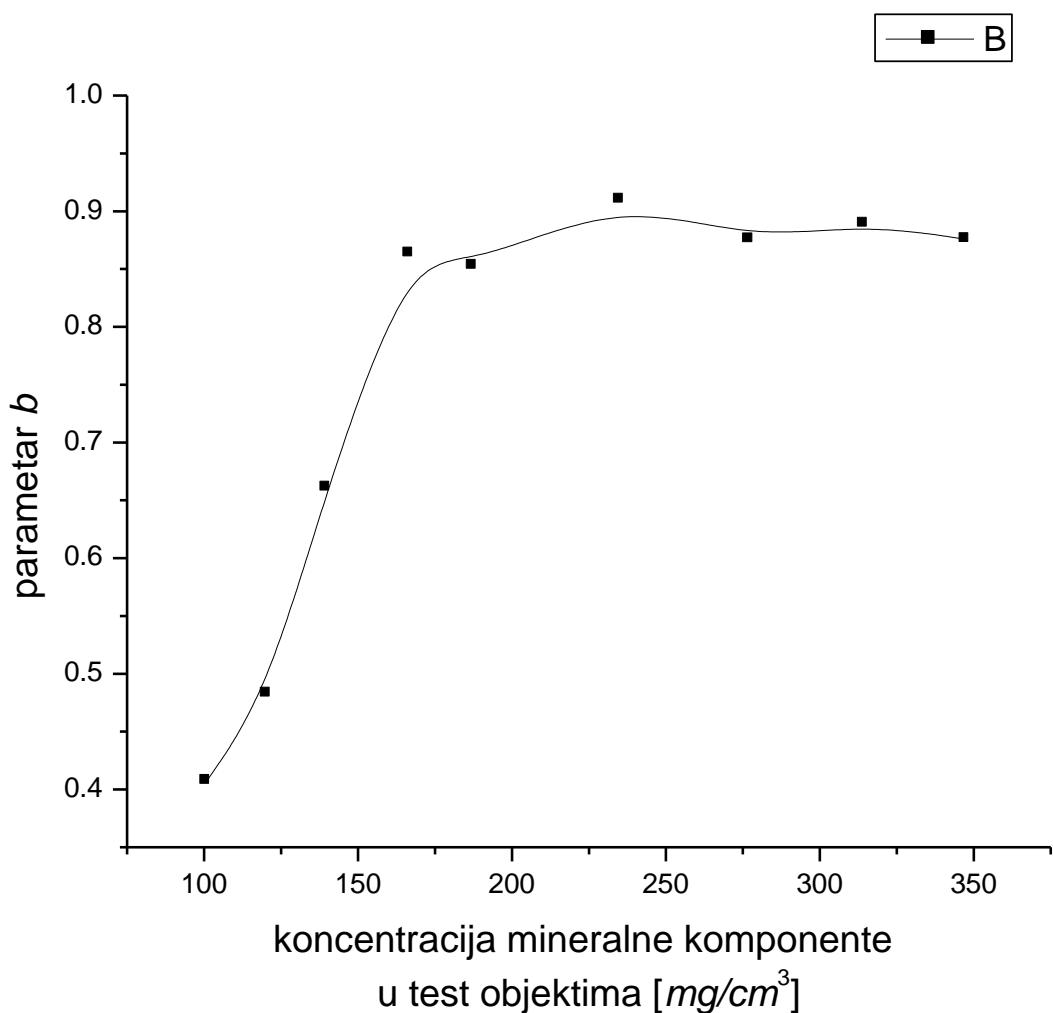
$$b_4 = 0,66069; \quad b_7 = 0,90984 \quad \text{i} \quad b_{10} = 0,8757$$

Kada smo dobili vrednosti parametra b i odredili energetsku zavisnost težinskog faktora od energije za svaki test objekat, moguće je proveriti da li postoji zavisnost eksperimentalno dobijenih težinskih faktora od energije.

Pošto za test objekte imamo uvida u tačnu koncentraciju mineralne komponente u svakom od njih, grafik na kojem će se pokazati zavisnost parametra b neće biti od atomskog broja Z već od poznate koncentracije u $[mg/cm^3]$. U Tabeli 5.8 su date vrednosti parametara b za svaki od test objekata, dok je na slici 5.17 prikazana za zavisnost.

Test objekat	$[mg/cm^3]$	b
Sh ₂	100,8	0,40712
Sh ₃	120,4	0,48248
Sh ₄	139,8	0,66096
Sh ₅	166,7	0,86334
Sh ₆	187,3	0,85248
Sh ₇	235,1	0,90984
Sh ₈	277,1	0,87545
Sh ₉	314,3	0,88883
Sh ₁₀	347,3	0,87571

Tabela 5.8 - Tabelarni prikaz b parametara za različite test objekte.



Slika 5.17 – Grafički prikaz ponašanja parametra b sa promenom koncentracije mineralne komponente u test objektima koji se nalaze u ulozi absorbera.

Kada uporedimo ovaj grafik koji pokazuje zavisnost eksperimentalno dobijenih vrednosti parametra b od koncentracije mineralne komponente u test objektima (koja sa porastom povećava ukupan atomski broj materijala, Z) sa grafikom sa slike 5.13, lako primećujemo da oba grafika pokazuju isti oblik zavisnosti parametra b pri promeni koncentracije minerala u test objektima, odnosno atomskog broja materijala. Evidentno je da vrednost eksponenta b raste u opsegu malih vrednosti koncentracije minerala, da bi nakon toga dostigla saturaciju. Sa slike 5.17 se može videti da je vrednost eksponenta b konstantna vrednost i iznosi približno 0,9 u intervalu od 150 mg/cm^3 do 350 mg/cm^3 , koliko iznosi maksimalna koncentracija minerala u upotrebljenim test objektima.

Konačno možemo da zaključimo da se za test objekte koji su korišćeni u eksperimentu, u opsegu iznad 150 mg/cm^3 težinski faktor može prikazati relacijom:

$$w_i = \frac{a}{E^{0,9}} \quad (5.6)$$

6. Zaključak

Jedan od metoda upotrebe spektroskopije rendgenskog zračenja u dijagnostičke svrhe je tehnika energetskog otežavanja koja je do sada razvijena samo na primeru jednostavnih dijagnostičkih situacija kada se treba napraviti maksimalan kontrast između kalcifikacije (materijala relativno visokog rednog broja i gustine) i mekog tkiva. To je klasična situacija koja se sreće kod mamografija.

U ovom radu su prikazani rezultati spektroskopskih merenja test objekata koji su napravljeni tako da poseduju različite koncentracije minerala u matrici od belog petrolatuma. Merenja su izvršena da bi se ustanovilo do koje mere je primenljiva tehnika energetskog otežavanja na objekte koji nisu u domenu standardne mamografije. Na ovaj način je tehnika energetskog otežavanja po prvi put testirana za objekte koji poseduju različit sadržaj mineralne materije i međusobno se ne razlikuju po gustini i srednjem rednom broju do te mere kao meko tkivo i kalcifikat. Rezultati ovih merenja se mogu smatrati prvim pokušajem da se spektroskopija rendgenskog zračenja i tehnika energetskog otežavanja upotrebni u oblasti dijagnostike osteoporoze. Ujedno ovo su prva merenja gde je tehnika energetskog otežavanja primenjena kod test objekata koji poseduju različite koncentracije minerala. Do sada je pomenuta tehnika testirana samo na jednostavnim slučajevima gde postoje dve vrste tkiva koja se međusobno znatno razlikuju – meko tkivo i kalcifikat.

Dobijeni rezultati nas dovode do zaključka da se zavisnost energetskog težinskog faktora za slučajeve odnosa trazličitih stanja trabekularne kosti razlikuje od funkcije energije koja bi se mogla predstaviti kao $1/E^3$. Ovakav oblik zavisnosti težinskog faktora je ustanovljen kod kalcifikata i mekog tkiva koji se sreću kod mamografija. Naša merenja su pokazala da se prosta energetska zavisnost težinskog faktora tipa $1/E^b$ ne uočava kod naših test objekata u celom intervalu koncentracija mineralnog sadržaja. Primećujemo da sa porastom mineralne komponente (odnosno srednjeg atomskog broja) materijala raste energetski eksponent b , koji pokazuje zavisnost težinskog faktora od energije, do vrednosti oko 0,9 pri koncentraciji mineralne komponente od oko 160 mg/cm^3 odakle poprima konstantnu zavisnost. Dakle, u slučaju kada se tehnika energetskog otežavanja primenjuje na objekte koji po svojoj strukturi odgovaraju različitim stanjima trabekularne kosti, ne mogu se upotrebiti težinski faktori koji bi se mogli opisati prostom funkcijom tipa $1/E^b$. Kod uzoraka sa nižom vrednošću mineralne koncentracije eksponent b pokazuje znatno niže vrednosti. To znači da se težinski faktor oblika $1/E^b$ može primenjivati kod ovakvih materijala tek u oblasti koja prevazilazi određenu vrednost mineralne koncentracije.

Kada uporedimo dobijene vrednosti sa teorijski izračunatim primećujemo isti oblik zavisnosti težinskog faktora od energije za različite redne brojeve elemenata. Kao što je teorijski proračun pokazao, vrednost eksponenta b u oblasti manjih rednih brojeva materijala lagano raste da bi konačno dostigao neku saturacionu vrednost. Nakon toga možemo smatrati da se težinski faktor ponaša kao funkcija tipa $1/E^b$ gde eksponent b poprima konstantnu vrednost. U teorijskim proračunima je primećena izvesna razlika u brojnoj vrednosti eksponenta b . Naime, u oblasti dovoljno visokih atomskih brojeva, eksponent b poprima konstantnu vrednost od oko 1,8. Evidentno je da se ovo znatno razlikuje od vrednosti eksponenta od $b=3$ koja je ustanovljena kod mamografija.

Kod eksperimentalno dobijenih vrednosti eksponent b postaje konstantan oko vrednosti 0,9. Konstantnost nastupa u slučaju kada je koncentracija mineralne komponente kod test objekata viša od 160 mg/cm^3 (za slučaj teorijskih vrednosti nastupa kod atomskog broja od oko $Z=9$). Evidentno je da se u slučaju primene tehnike energetskog otežavanja na objekte koji bi odgovarali različitim stanjima trabekularne kosti ne može primenuti oblik težinske funkcije tipa $1/E^3$ koji je ustanovljen za tkiva koja se mogu naći kod mamografskih pretraga.

Iz gore navedenog zaključujemo da bi za primenu tehnike energetskog otežavanja bilo neophodno prvo ispitati zavisnost energetskog težinskog faktora od energije za različite vrste tkiva koje su zastupljene u organizmu čoveka kako bi se omogućilo određivanje odgovarajućeg težinskog faktora za sve moguće slučajeve.

7. Literatura

- [amptek] <http://www.amptek.com/xr100cdt.html>
- [D. Niederlöhner, 2005.] D. Niederlöhner, J. Karg, J. Gierch, G. Anton, "*The energy weighting technique: measurements and simulations*", Nuclear Instrumentations and Methods A 546 (2005) 37-41.
- [I. Leichter, 1985.] I. Leichter, A. Karella, S. S. Shukla, J. L. Looper, J. D. Craven, and M. A. Greenfield, "*Quantitative assessment of bone mineral by photon scattering: calibration considerations*", Med. Phys., 12(4), 466, July/August (1985).
- [J. Gierch, 2004.] Jürgen Gierch, Daniel Niederlöhner, Gisela Anton, "*The influence of energy weighting on X-ray imaging quality*", Nuclear Instrumentations and Methods A 531 (2004) 68-74.
- [J. Stanković, 2007.] Jovan B. Stanković, Nebojša D. Milošević, "*Osnovi radiološke fizike*", februar 2007.
- [J. Turner, 2007.] James E. Turner, "*Atoms, Radiation and Radiation Protection*", WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2007.
- [L. Marinkov, 2010.] Lazar Marinkov, "*Osnovi nuklearne fizike*", Futura, Petrovaradin, 2010.
- [M. Krmar, 2012.] Miodrag Krmar, *Skripta: Uvod u nuklearnu fiziku*, 2012.
- [NIST] <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>
- [NIST mass] Tabele masenih atenuacionih koeficijenata za rendgenske zrake
<http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>
- [Podgoršak, 2006.] E. B. Podgoršak, *Radiation Physics for Medical Physicists*, Biological and Medical Physics-Biomedical Engineering, Springer, 2006.
- [Sprawls, 2002.] Perry Sprawls, *The Physical Principles of Medical Imaging*, 2002.
- [Sprawls] <http://www.sprawls.org/resources/>
- [Shih-Shen Ling, 1982.] Shih-Shen Ling, S. Rustigi, A Karella, J. D. Craven, J. S. Whiting, M. A. Greenfield and R. Stern, "*The measurement of trabecular bone mineral density using coherent and Compton scattered photons in vitro*", Med. Phys. 9, 208, (1982).
- [W. Hendee, 2002.] William R. Hendee, E. Russell Ritenour, "*Medical Imaging Physics, Fourth Edition*", Wilwy-Liss, Inc., New York, 2002.
- [W. Huda, 1995.] Walter Huda, Richard M. Slone, "*Review of Radiologic Physics*", Williams & Wilkins, 1995.

Biografija

Ivan Josipović rođen je 01.08.1987. godine u Bačkoj Topoli. Osnovnu školu koju je pohađao u rodnom gradu završio je 2002. godine kada je i upisao srednju elektrotehničku školu "Mihajlo Pupin" u Novom Sadu, koju završava 2006. godine. Odmah potom upisuje studije medicinske fizike na prirodno matematičkom fakultetu u Novom Sadu. Bachelor studije završava 2011. godine, sa prosečnom ocenom 8.45, kada upisuje Master studije na Departmanu za fiziku na katedri za Medicinsku fiziku koje završava 2013. godine sa prosečnom ocenom 9.13.



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada:

Master rad

VR

Autor:

Ivan Josipović

AU

Mentor:

Dr Miodrag krmar

MN

Naslov rada:

Mogućna primena spektroskopije u rendgenskoj dijagnostici

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2013.

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada:

FO

Naučna oblast:

FIZIKA

NO

Naučna disciplina:

Medicinska fizika

ND

<i>Predmetna odrednica/ ključne reči:</i>	Medicinski imidžing, medicinska fizika, spektroskopija, radiodijagnostika, tehnika energetskog otežavanja, težinski faktor, smanjenje doze, x-zraci
PO	
UDK	
<i>Čuva se:</i>	Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
ČU	
<i>Važna napomena:</i>	nema
VN	
<i>Izvod:</i>	Mogućnost uvođenja spektroskopije u medicinsku dijagnostiku otvara šanse za dobijanje kvalitetnije slike boljih performansi a da se pri tome ne poveća ukupna doza koju pacijent prima. Dosadašnja rendgenska dijagnostika bazira se na merenju integralnog intenziteta rendgenskog zračenja nekim od raznih tipova detektora (film detektor, fosforne pločice, ionizacione komore, itd.). Spektroskopija do sada nije bila korišćena nije korišćena u dijagnostici i u toku su prvi koraci primene, a ona sama po sebi daje nekoliko novih mogućnosti. Jedna od tih mogućnosti je tehnika energetskog otežavanja koja podrazumeva množenje detektovanog signala energetski zavisnim težinskim faktorom. U konačnom ishodu te mogućnosti mogu dovesti do povećanja kvaliteta slike uz jednaku predatu dozu kao kod dosadašnjih dijagnostičkih metoda, ili održanja kvaliteta slike a da se pri tom doza smanji.
<i>Datum prihvatanja teme od NN veća:</i>	
DP	Februar, 2013.
<i>Datum odbrane:</i>	26.02.2013.
DO	
<i>Članovi komisije:</i>	
KO	
<i>Predsednik:</i>	Dr Nataša Todorović
<i>član:</i>	Dr Miodrag Krmar
<i>član:</i>	Dr Viktor Til

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

Monograph publication

DT

Type of record:

Textual printed material

TR

Content code:

Final paper

CC

Author:

Ivan Josipović

AU

Mentor/comentor:

Dr Miodrag Krmar

MN

Title:

Possible application of spectroscopy in X ray diagnostics

TI

Language of text:

Serbian (Latin)

LT

Language of abstract:

English

LA

Country of publication:

Serbia

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2013

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

Physical description:

PD

Scientific field:

Physics

SF

<i>Scientific discipline:</i>	Medical physics
SD	
<i>Subject/ Key words:</i>	Medical imaging, medical physics, spectroscopy, radiodiagnostics, Energy weighted technique, weighted factor, dose reduction, X rays
SKW	
UC	
<i>Holding data:</i>	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
HD	
<i>Note:</i>	none
N	
<i>Abstract:</i>	Possibility of application of spectroscopy in medical diagnostics opens chances for getting better quality images with without changing the amount of dose that patients receive during imaging. So far X ray diagnostics is based on measuring the integral intensity of radiation with various types of detectors (film detectors, phosphor plates, ionization chambers, etc.). Spectroscopy was not used in diagnostics until now and currently first steps are being made in that kind of an approach. Using of spectroscopy in medical imaging is giving us several new possibilities. One of them is an energy weighted technique that multiplies every detected signal with an energy dependent weighted factor. Final outcome from using this technique is that we can have increased quality of image with leaving the dose at same values that are characteristic for currently used method, or to reduce the amount of dose without decreasing the quality of image.
AB	
<i>Accepted by the Scientific Board:</i>	February, 2013
ASB	
<i>Defended on:</i>	26/02/2013
DE	
<i>Thesis defend board:</i>	
DB	
<i>President:</i>	Dr Nataša Todorović
<i>Member:</i>	Dr Miodrag Krmar
<i>Member:</i>	Dr Viktor Til