

# Odziv termoluminiscentnih dozimetara 7LiF:Mg,Ti (TLD-700) u protonskim snopovima

---

Horvat, Mercedes

Master's thesis / Diplomski rad

2024

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:399790>

Rights / Prava: [In copyright](#)/Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2025-01-12**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Mercedes Horvat

ODZIV TERMOLUMINISCENTNIH  
DOZIMETARA  ${}^7\text{LiF:Mg,Ti}$  (TLD-700) U  
PROTONSKIM SNOPOVIMA

Diplomski rad

Zagreb, 2024.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ  
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

**Mercedes Horvat**

Diplomski rad

**Odziv termoluminiscentnih  
dozimetara  ${}^7\text{LiF:Mg,Ti}$  (TLD-700) u  
protonskim snopovima**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Marija Majer

Suvoditelj diplomskog rada: doc. dr. sc. Tomislav Bokulić

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

Zagreb, 2024.

Od srca zahvaljujem svojoj mentorici, dr. sc. Mariji Majer. Hvala Vam na strpljenu, savjetima, razumijevanu i pomoći prilikom izrade ovog rada. Također bih htjela zahvaliti dr. sc. Marijani Nodilo na ukazanoj pomoći i savjetima prilikom mjerenja kao i profesoru Bokuliću na sugestijama na rad.

Zahvaljujem svom bratu, prijateljima i momku na podršci tijekom studija, a posebno hvala mojoj Marti koja je uvijek vjerovala u mene i bodrila me sve ove godine.

Diplomski rad je napravljen u sklopu projekta Hrvatske zaklade  
za znanost (IP-02-2020-3593).

## Sažetak

Cilj ovog diplomskog rada bio je ispitati odziv termoluminiscentnih dozimetara  ${}^7\text{LiF:Mg,Ti}$  (TLD-700) u snopu protona energije 5 MeV i usporediti s odzivom za fotoniska zračenja. Dozimetrijski sustav činili su dozimetri TLD-700 ( $\phi$  4,5 mm $\times$ 0,89 mm) i čitač Toledo 654 Vinten. Zračenja u polju gama zračenja izvora  ${}^{60}\text{Co}$  rađena su u Sekundarnom standardnom dozimetrijskom laboratoriju, a zračenja protonima na akceleratoru Tandem Van de Graaff Instituta Ruđer Bošković. Za pripremu i očitavanje dozimetara korištena su dva mjerna ciklusa, standardni (A) i viskotemperaturni (B), koja se razlikuju u vrijednosti maksimalne temperature do koje se dozimetri zagrijavaju tijekom očitavanja.

Dozimetri zračeni fotonima, uz primjenu mjernog ciklusa A, pokazali su očekivane krivulje isijanja u kojim je prisutan samo glavni dozimetrijski vrh te je potvrđena linearnost odziva za raspon doza od 0,09 Gy do 0,92 Gy gdje su doze izražne kao doze u LiF.

Za dozimetre zračene protonima i kalibracijske dozimetre zračene izvorom  ${}^{60}\text{Co}$  primjenjen je mjerni ciklus B. Krivulje isijanja dozimetara bile su u skladu s očekivanim i sadržavale su dva vrha: glavni i viskotemperaturni. Pokazano je kako je omjer viskotemperaturnog i glavnog vrha za dozimetre zračene protonima veći nego za fotone. Iz literature je poznato da omjer glavnog i viskotemperaturnog vrha ovisi o linearnom prijenosu energije (LET) upadnog zračenja te bi se mogao koristiti za mjerenje nepoznatog LET-a. Nažalost, u ovom radu nismo bili u mogućnosti zračiti protonima različitih energija niti sa težim ionima. Odziv u ovisnosti o dozi zračenja za oba vrha je ispitana provedbom linearne regresije i računom koeficijenta linearnosti. Zbog nestabilnosti snopa tijekom zračenja te velikih nepouzdanosti u frekvencijama, za oba vrha nije se mogla potvrditi linearnost odziva za ispitano područje doza od 0,26 Gy do 1,02 Gy.

Ključne riječi: Termoluminiscentni dozimetri, LiF:Mg,Ti, protonska dozimetrija

# Response of thermoluminescent dosimeters ${}^7\text{LiF:Mg,Ti}$ (TLD-700) in proton beams

## Abstract

The aim of this master thesis was to examine the response of thermoluminescent dosimeters  ${}^7\text{LiF:Mg,Ti}$  (TLD-700) in a 5 MeV proton beam and to compare it with the response in photon radiation. The dosimetry system consisted of TLD-700 dosimeters ( $\phi$  4.5 mm $\times$ 0.89 mm) and a Toledo 654 Vinten reader. Irradiation with a  ${}^{60}\text{Co}$  gamma radiation source was performed at the Secondary Standard Dosimetry Laboratory and irradiations with proton beams were performed at the Tandem Van de Graaff accelerator at the Ruđer Bošković Institute. Two heating cycles were used for the preparation and reading of the dosimeters, the standard (A) and the high-temperature (B). The main difference between the two cycles was the maximum temperature to which the dosimeters were heated during readout.

Dosimeters irradiated by photons, to which cycle A has been applied, have shown expected glow curves that consisted of only the main dosimetric peak. The linear dose response was confirmed for the investigated doses ranging from 0.09 Gy to 0.92 Gy.

Cycle B was used for the dosimeters irradiated with protons and calibration dosimeters irradiated with  ${}^{60}\text{Co}$ . The glow curves showed two peaks as expected: the main peak and the high-temperature peak. The ratio of the high-temperature peak and the main peak was found to be greater than that for photon radiation. It is known from the literature that the ratio of the high-temperature peak to the main peak depends on the linear energy transfer (LET) of the incident radiation and might be used to measure unknown LET. Unfortunately, we were not able to perform irradiations with protons of different energies or with other ions within the scope of this work. The dose dependence of the response for both peaks was tested by a linear fit and by calculating the linearity index. Due to the instability of the proton beam and large uncertainties in the frequency, linearity could not be confirmed for either of the peaks in the tested dose range (0.26-1.02) Gy.

Keywords: Thermoluminescent dosimeters,  $\text{LiF:Mg,Ti}$ , proton dosimetry



# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Teorijski uvod</b>	<b>2</b>
2.1	Ionizirajuće zračenje . . . . .	2
2.1.1	Međudjelovanje fotona sa sredstvom . . . . .	4
2.1.2	Međudjelovanje nabijenih čestica sa sredstvom . . . . .	6
2.2	Uvod u dozimetriju . . . . .	9
2.2.1	Kerma . . . . .	9
2.2.2	Apsorbirana doza . . . . .	10
2.2.3	Veza sudarne kerme i apsorbirane doze . . . . .	11
2.2.4	Dozimetri . . . . .	12
2.3	Usporedba zračenja fotonima i nabijenim česticama . . . . .	14
2.4	Termoluminiscentna dozimetrija . . . . .	16
2.4.1	Princip termoluminiscencije . . . . .	16
2.4.2	Termoluminiscentni dozimetri . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Eksperiment i obrada mjerenja</b>	<b>23</b>
3.1	Dozimetrijski sustav . . . . .	23
3.2	Zračenja u SSDL-u . . . . .	26
3.3	Zračenja na akceleratorskom postrojenju . . . . .	28
3.4	Obrada mjerenja . . . . .	30
3.4.1	Obrada krivulja isijanja . . . . .	30
3.4.2	Određivanje doza . . . . .	33
3.4.3	Računanje koeficijenta linearnosti . . . . .	36
3.4.4	Prikaz rezultata . . . . .	36
<b>4</b>	<b>Rezultati</b>	<b>37</b>
4.1	Odziv dozimetara TLD-700 zračenih u polju gama zračenja . . . . .	37
4.2	Zračenja protonima . . . . .	40
4.2.1	Izgled krivulje isijanja . . . . .	40
4.2.2	Usporedba krivulja isijanja dozimetara TLD-700 zračenih protonim i fotonima. . . . .	43

4.2.3	Odziv dozimetara TLD-700 zračenih protonima u ovisnosti o dozi. . . . .	45
<b>5</b>	<b>Zaključak</b>	<b>47</b>
	<b>Dodaci</b>	<b>48</b>
<b>A</b>	<b>Rezultati očitavanja</b>	<b>48</b>
A.1	Očitane krivulje isijanja dozimetara zračenih fotonima izvora $^{60}\text{Co}$ . . .	48
A.2	Očitane krivulje isijanja dozimetara zračenih protonima energije 5 MeV.	49
<b>B</b>	<b>Kalibracija</b>	<b>51</b>
	<b>Literatura</b>	<b>52</b>

# 1 Uvod

Ionizirajuće zračenje donijelo je ogroman napredak u dijagnostici i liječenju nekih bolesti. S druge strane, ono može predstavljati opasnost za zdrava tkiva. Stoga je iznimno važno pouzdano mjeriti koliku dozu zračenja (energiju po jedinici mase) je primilo ozračeno tkivo. U tu svrhu koriste se razni dozimetri. Tema ovog rada su luminiscentni dozimetri koji spadaju u skupinu pasivnih dozimetara čvrstog stanja. Luminiscentni dozimetri napravljeni su od materijala u kojem međudjelovanjem zračenja s materijalom nastaju stabilni luminiscentni centri. Primjenom odgovarajuće stimulacije, dolazi do emisije fotona (odziv), a intenzitet tog odziva može se povezati s asorbiranom dozom. Luminiscentni dozimetri koji se stimuliraju zagrijavanjem zovu se termoluminiscentni (TL) dozimetri. TL dozimetri su dobro istraženi u foton-skim zračenjima te se redovito koriste za mjerenje foton-skih doza u osobnoj dozimetriji, dozimetriji okoliša i medicini. Od interesa je mogu li se TL dozimetri koristiti, i kako, za dozimetrijska mjerenja u uvjetima kada su prisutne i nabijene čestice teže od elektrona kao što je to slučaj pri protonskoj i ionskoj radioterapiji ili u svemiru.

U ovom radu ispitivao se odziv jednog od najčešćih TL materijala LiF:Mg,Ti u snopu protona energije 5 MeV. U poglavlju 2 objašnjeni su principi međudjelovanja ionizirajućih fotona i nabijenih čestica sa sredstvom kroz koje prolaze te dozimetrije zračenja s naglaskom na termoluminiscentnu dozimetriju. U poglavlju 3 navedene su pojedinosti eksperimenta (dozimetrijski sustav, mjerni ciklus, provedena zračenja) i način obrade dobivenih mjerenja. U poglavlju 4 iznose se rezultati mjerenja (krivulje isijanja, ovisnost odziva o dozi) za ftonska i protonska zračenja kao i njihova usporedba. U poglavlju 5 navedeni su glavni zaključci temeljeni na dobivenim rezultatima.

## 2 Teorijski uvod

### 2.1 Ionizirajuće zračenje

Zračenje se, s obzirom na to može li ionizirati sredstvo ili ne, dijeli na ionizirajuće i neionizirajuće zračenje. Ionizacija je proces u kojem se prilikom međudjelovanja oslobađa orbitalni elektron iz atoma, a minimalne energije<sup>1</sup> potrebne su u rasponu od nekoliko do 25 eV-a [1]. S obzirom na fundamentalno različiti način međudjelovanja električno nabijenih i neutralnih čestica zračenja sa sredstvom, ionizirajuće zračenje se nadalje dijeli na direktno i indirektno ionizirajuće zračenje. Direktno ionizirajuće zračenje predstavljaju visokoenergetske nabijene čestice (elektroni, protoni i ioni). Naziv direktno odnosi se na prijenos energije sredstvu kroz koju prolaze koji je u jednom koraku. Direktno ionizirajuće zračenje Coulombskim međudjelovanjem s orbitalnim elektronima atoma sredstva, pohranjuje energiju u sredstvo [1]. Indirektno ionizirajuće zračenje predstavljaju neutralne čestice odnosno neutroni i gama, X i visokoenergetski UV fotoni. Naziva se indirektno budući da pohranjuje energiju u sredstvo kroz koje prolazi u dva koraka. Indirektno ionizirajuće zračenje prvo prenosi energiju na nabijenu česticu<sup>2</sup> koju oslobađa iz atoma sredstva. Ona zatim Coulombskim međudjelovanjem s atomima sredstva, pohranjuje energiju u sredstvo.

Prirodni izvori ionizirajućeg zračenja su radionuklidi i izvori iz svemira<sup>3</sup>. Radionuklidi su atomi čije su jezgre nestabilne odnosno radioaktivne. Radioaktivnost, poznata i kao radioaktivni raspad<sup>4</sup>, je spontani proces kojim nestabilna jezgra (jezgra roditelj) emitira određene čestice i transformira se u stabilniju, ali ne nužno i stabilnu, jezgru (jezgra kćerka) [2]. Mogući načini radioaktivnog raspada su:

- Alfa ( $\alpha$ ) raspad - raspad jezgre roditelja na jezgru kćerku koja ima 2 protona i 2 neutron manje te  $\alpha$  česticu odnosno jezgru helija  ${}^4_2\text{He}$ .
- Beta minus ( $\beta^-$ ) raspad - raspad jezgre u kojem jedan neutron prelazi u proton prilikom čega se emitira  $\beta^-$  čestica (elektron) i elektronski antineutrino.
- Beta plus ( $\beta^+$ ) raspad - raspad jezgre u kojem proton prelazi u neutron uz emisiju  $\beta^+$  čestice (pozitron) i elektronskog neutrina.

<sup>1</sup>Minimalna energija potrebna za ionizaciju određenog atoma naziva se ionizacijski potencijal.

<sup>2</sup>Fotoni oslobađaju elektrone i pozitrone, a neutroni protone i teže ione [1].

<sup>3</sup>Izvori iz svemira su kozmičke zrake i zračenje sa Sunca.

<sup>4</sup>Također poznata i kao nuklearni raspad, nuklearna dezintegracija te nuklearna transformacija [2].

- Uхват elektrona (engl. Electron Capture, EC) - jezgra "uhvati" orbitalni elektron i pritom proton prelazi u neutron uz emisiju elektronskog neutrina.
- Gamma ( $\gamma$ ) raspad - jezgra se nalazi u pobuđenom stanju te se relaksira odnosno prelazi u stanje niže energije ili u osnovno stanje uz emisiju gamma fotona.
- Unutarnja konverzija (engl. Internal Conversion, IC) - jezgra se nalazi u pobuđenom stanju te se relaksira odnosno prelazi u stanje niže energije ili u osnovno stanje uz emisiju orbitalnog elektrona<sup>5</sup>.
- Spontana fisija - raspad jezgre velikog atomskog broja na dvije manje popraćeno emisijom neutrona

Jednadžbe radioaktivnih raspada nalaze se u tablici 2.1.

$\alpha$ raspad	${}^A_ZX \longrightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X + \alpha$
$\beta^-$ raspad	${}^A_ZX \longrightarrow {}^A_{Z+1}X + e^- + \bar{\nu}_e$
$\beta^+$ raspad	${}^A_ZX \longrightarrow {}^A_{Z-1}X + e^+ + \nu_e$
EC	${}^A_ZX + e^- \longrightarrow {}^A_{Z-1}X + \nu_e$
$\gamma$ raspad	${}^A_ZX \longrightarrow {}^A_ZX^* + \gamma$
IC	${}^A_ZX^* \longrightarrow {}^A_ZX + e^+$

Tablica 2.1: U tablici su dani načini radioaktivnog raspada i njihove jednadžbe.  $X$  označava simbol nuklida,  $Z$  je atomski (redni) broj i označava broj protona,  $A$  je oznaka za atomski maseni broj i označava broj nukleona<sup>7</sup> ( $A = Z + N$ ,  $N$  je neutronska broj).  $\nu_e$  i  $\bar{\nu}_e$  su elektronski neutrino i antineutrino.

Osim iz prirodnih izvora, ionizirajuće zračenje može se dobiti pomoću akceleratora. Akceleratori ubrzavaju nabijene čestice na velike brzine, a time i visoke energije, uz pomoć elektromagnetskih polja. Osim što se koriste za dobivanje snopova brzih, visokoenergijskih čestica, akceleratori se koriste i za proizvodnju radionuklida iz stabilnih nuklida. Tada se govori o induciranoj radioaktivnosti jer se radionuklid dobije procesom nuklearne aktivacije. To je proces u kojem se bombardiranjem stabilnog nuklida s prikladnim česticama<sup>8</sup> odgovarajuće energije inducira nuklearna transformacija [2].

<sup>5</sup>Emitirani elektron se naziva konverzijski elektron.

<sup>7</sup>Nukleon je naziv za protone i neutrone.

<sup>8</sup>Aktivacija protonima ili X zračenjem radi se u akceleratorima, dok se aktivacija neutronima radi u nuklearnim reaktorima [2].

### 2.1.1 Međudjelovanje fotona sa sredstvom

Fotoni su električno neutralni i stoga spadaju pod indirektno ionizirajuće zračenje. Oni mogu međudjelovati s orbitalnim elektronima te jezgrama atoma sredstva pri čemu se koherentno ili nekoherentno rasprše ili pak budu u potpunosti apsorbirani. Za fotone energije do 100 MeV-a najvažnija su sljedeća međudjelovanja:

- Rayleighovo raspršenje - foton se raspršuje na čvrsto vezanom orbitalnom elektronu pri čemu mijenja smjer, ali ne gubi energiju.
- Fotoelektrični učinak - foton se apsorbira na čvrsto vezanom orbitalnom elektronu pri čemu isti biva oslobođen iz atoma. Energija fotona mora biti veća od energije vezanja elektrona u atomu.
- Comptonovo raspršenje - foton međudjeluje sa slabo vezanim<sup>9</sup> orbitalnim elektronom pri čemu se elektron oslobađa iz atoma, a foton se raspršuje uz promjenu i smjera i energije.
- Tvorba para - foton međudjeluje s elektrostatskim poljem atomske jezgre pri čemu nastaje par elektron-pozitron, a foton je u potpunosti apsorbiran. Energijski prag međudjelovanja iznosi  $2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$ .

Na slici 2.1 nalazi se prikaz međudjelovanja koje dominiraju s obzirom na danu energiju fotona i atomski broj sredstva.

Kada snop fotona prolazi kroz sredstvo, međudjelovanje fotona sa sredstvom "odstranjuje" foton iz snopa čime se intenzitet snopa smanjuje odnosno atenuira. Intenzitet snopa fotona smanjuje se eksponencijalno s dubinom u sredstvu<sup>10</sup>:

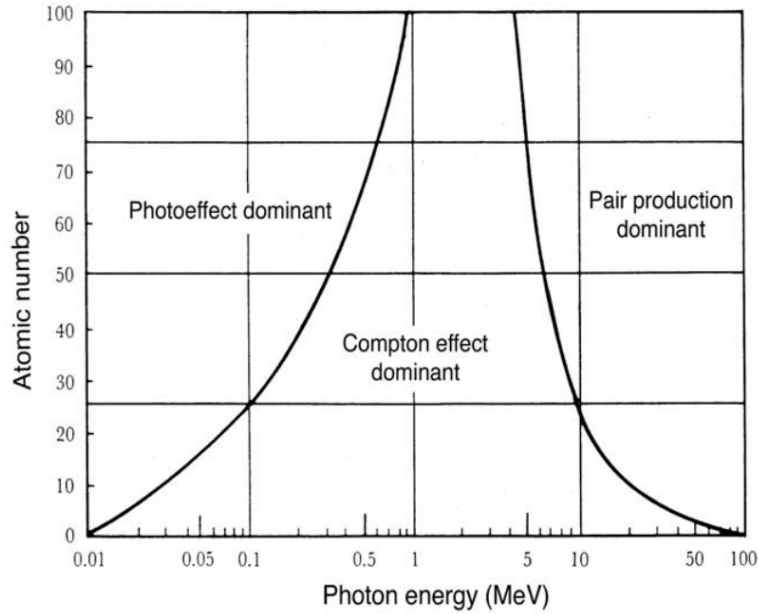
$$I(x) = I(0)e^{-\mu x} \quad (2.1)$$

gdje je  $I(0)$  intenzitet ulaznog snopa,  $x$  je prijeđen put u sredstvu, a  $\mu$  linearni koeficijent atenuacije.  $\mu$  predstavlja vjerojatnost međudjelovanja po jedinici duljine puta u sredstvu, a ovisi o energiji fotona,  $h\nu$ , te atomskom broju sredstva,  $Z$ . Vrlo često se koristi maseni koeficijent atenuacije  $\frac{\mu}{\rho}$  gdje je  $\rho$  gustoća sredstva.

---

<sup>9</sup>Često se aproksimira slobodnim elektronom s obzirom da energija fotona bude mnogo veća od energije vezanja tog orbitalnog elektrona.

<sup>10</sup>Kada je potrebno uzeti u obzir i doprinos fotona nižih energija koji su višestrukim raspršenjem vraćeni u snop, formula 2.1 se množi s korekcijskim faktorom.



Slika 2.1: Na slici je dan prikaz međudjelovanja koja dominiraju u određenim rasponima energija fotona i Z sredstva. Za sredstva ekvivalentna tkivu ( $Z=7,4$ ), Comptonovo raspršenje je dominantno za širok spektar energija (30 keV - 10 MeV). Preuzeto iz [1].

Budući da indirektno ionizirajuće zračenje predaje energiju sredstvu u dva koraka, definiraju se koeficijenti relevantni za te korake. U prvom koraku foton predaje energiju elektronu kojeg oslobađa, stoga se definira koeficijent prijenosa energije:

$$\mu_{tr} = \mu \frac{E_{tr}}{h\nu} \quad (2.2)$$

gdje je  $h\nu$  energija upadnog fotona dok  $E_{tr}$  predstavlja prosječnu prenešenu energiju odnosno energiju koju je foton predao elektronu. U drugom koraku elektron pohranjuje energiju u sredstvo mekim i tvrdim sudarima, ali i gubi kroz radijativne procese. Stoga se definira koeficijent apsorpcije energije:

$$\mu_{en} = \mu \frac{E_{ab}}{h\nu} \quad (2.3)$$

gdje je  $h\nu$  energija upadnog fotona, a  $E_{ab}$  predstavlja prosječnu apsorbiranu energiju odnosno energiju koju elektron pohranjuje u sredstvo kroz koje prolazi.

Iako linearnom koeficijentu atenuacije doprinose sva međudjelovanja fotona sa sredstvom, s obzirom da sva odstranjuju fotone iz snopa, valja naglasiti kako to nije slučaj za koeficijente prijenosa i apsorpcije. U slučaju Rayleigheva raspršenja nema

prijenosa energije na elektron te stoga ono ne doprinosi niti  $\mu_{tr}$ , a posljedično niti  $\mu_{en}$ .

### 2.1.2 Međudjelovanje nabijenih čestica sa sredstvom

Nabijene čestice dijelimo na lake (elektroni i pozitroni) i teške (protoni i ioni). One Coulombski međudjeluju s elektronima i jezgrama atoma sredstva. Ta se međudjelovanja mogu, usporedbom paramtera sudara<sup>11</sup>  $b$  i radijusa atoma sredstva  $a$ , podijeliti na sljedeći način [3]:

- Sudari (neradijativni procesi) ( $b > a$ ):
  - Meki sudari ( $b \gg a$ ) - upadna nabijena čestica prolazi na udaljenosti znatno većoj od radijusa atoma i stoga njezino Coulombovo polje međudjeluje s atomom kao cjelinom i predaje mu manji dio svoje energije (nekoliko eV-a). U tom procesu se atom polarizira, pobuđuje ili ponekad ionizira emisijom valentnog elektrona. Meki sudari su najučestaliji s obzirom da je  $b \gg a$  uvjet koji je najčešće ispunjen te kroz meke sudare upadna nabijena čestica izgubi oko pola svoje kinetičke energije [3].
  - Tvrdi sudari ( $b \approx a$ ) - kada upadna nabijena čestica prolazi na udaljenosti reda veličine radijusa atoma, Coulombski međudjeluje s jednim orbitalnim elektronom kojem prenosi značajan dio svoje kinetičke energije prilikom čega orbitalni elektron biva emitiran iz atoma. Tada se taj emitirani elektron naziva  $\delta$ -elektron. Iako su tvrdi sudari rjeđi, u njima dolazi do većih gubitaka kinetičke energije nabijene čestice te su stoga odgovorni za oko pola izgubljene ukupne kinetičke energije upadne nabijene čestice [3].
- Raspršenja ( $b < a$ ):
  - Elastično raspršenje - upadna nabijena čestica prolazi kroz sredstvo i međudjeluje Coulombski s jezgrom pri čemu se elastično rasprši odnosno promijeni smjer gibanja bez gubitka energije.
  - Kočno zračenje - u manjem broju slučajeva (2 – 3)% [3] upadna nabijena čestica, pri Coulombskom međudjelovanju s jezgrom, zakreće smjer gibanja uz emisiju fotona zbog čega gubi energiju. Budući da za diferencijalni

<sup>11</sup>Parametar sudara je najkraća udaljenost između pravca gibanja čestice, kada bi se čestica gibala pravocrtno odnosno bez međudjelovanja, i jezgre atoma.



udarni presjek kočnog zračenja vrijedi  $\sigma \propto Z^2/m^2$  [3], kočno zračenje je relevantno samo za lake nabijene čestice (elektrone i pozitrone) te u sredstvima visokog  $Z$ .

U mekim i tvrdim sudarima, nabijena čestica pohranjuje energiju lokalno u sredstvo. Izuzetak su tvrdi sudari kojima je emitiran  $\delta$ -elektron dovoljno visoke energije da može napustiti relevantni volumen. Kočnim zračenjem se energija, koju je upadna nabijena čestica izgubila, ne pohranjuje lokalno u sredstvu te se naziva radijativnim gubitkom. Elastično raspršenje ne doprinosi apsorpciji energije u sredstvo, ali je uzrok krivudavog puta nabijene čestice kroz sredstvo. Gubitak kinetičke energije nabijene čestice,  $E_{kin}$ , po jedinici puta u sredstvu,  $x$ , predstavlja zaustavnu snagu  $S$ :

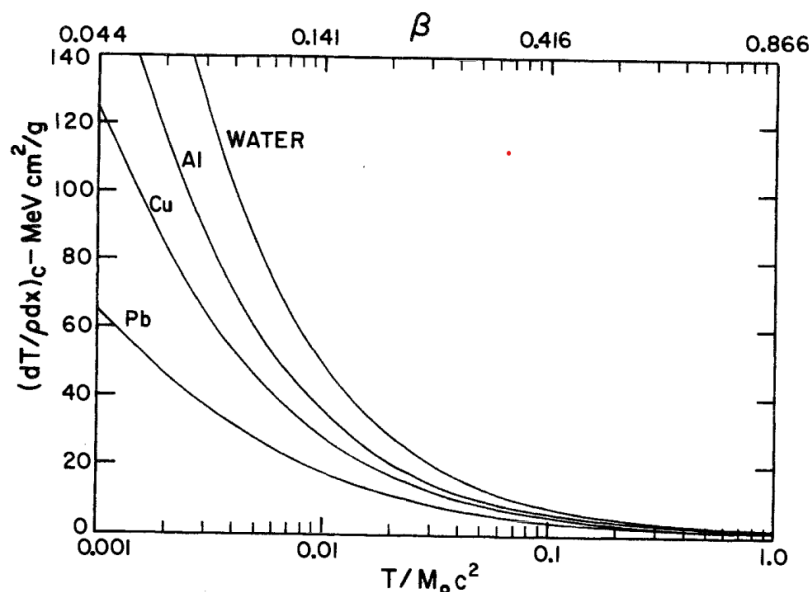
$$S = \frac{dE_{kin}}{dx} \quad (2.4)$$

Također se koristi i masena zaustavna snaga,  $(\frac{S}{\rho})$ , koja odgovara zaustavnoj snazi podijeljenoj s gustoćom sredstva:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right) = \frac{1}{\rho} \frac{dE_{kin}}{dx} = \left(\frac{S}{\rho}\right)_c + \left(\frac{S}{\rho}\right)_r \quad (2.5)$$

Budući da nabijena čestica gubi energiju kroz sudare i kroz radijativne gubitke, masenu zaustavnu snagu se može rastaviti na odgovarajuće doprinose kao u 2.5. Masena sudarna zaustavna snaga  $(\frac{S}{\rho})_c$  odnosi se na energiju koju je upadna nabijena čestica izgubila u mekim i tvrdim sudarima. Doprinos  $(\frac{S}{\rho})_c$  od mekih sudara je jednak za lake i za teške nabijene čestice, ali doprinos od tvrdih se razlikuje. Masena radijativna zaustavna snaga  $(\frac{S}{\rho})_r$  odnosi se na gubitak kinetičke energije zbog kočnog zračenja te je za teške nabijene čestice ona zanemariva odnosno  $(\frac{S}{\rho})_r \approx (\frac{S}{\rho})_c$ . Prikaz masene sudarne zaustavne snage za jednostruko nabijenu tešku nabijenu česticu u ovisnosti o njenoj brzini ( $\beta = \frac{v}{c}$ ) u nekoliko različitih sredstava nalazi se na slici 2.2.  $(\frac{S}{\rho})_c$  raste sa smanjenjem brzine teške nabijene čestice, a smanjuje se sa porastom  $Z$  sredstva. Dodatno,  $(\frac{S}{\rho})_c$  ne ovisi o masi teške nabijene čestice, ali ovisi o njenom naboju  $z$ ,  $(\frac{S}{\rho})_c \propto z^2$  [3].

U dozimetriji (poglavlje 2.2) najčešće nije od interesa energija koju nabijena čestica izgubi, već energija koja je apsorbirana u sredstvu. Stoga se definira veličina linearnog prijenosa energije LET (engl. Linear Energy Transfer) kao srednja ener-



Slika 2.2: Masena sudarna zaustavna snaga za jednostruko nabijenu tešku nabijenu česticu u različitim sredstvima u ovisnosti o brzini čestice  $\beta = \frac{v}{c}$  i njejoj kinetičkoj energiji  $T$  normiranoj na energiju mirovanja  $M_0c^2$ . Preuzeto iz [3].

gija lokalno pohranjena u sredstvu prolaskom nabijene čestice određene energije po jedinici prijeđenog puta [1]. LET je povezan sa ograničenom sudarnom zaustavnom snagom. Ona je udio sudarne zaustavne snage koji uključuje meke sudare i tvrde sudare u kojima oslobođen  $\delta$ -elektron ima energiju manju od neke vrijednosti  $\Delta$  [3]. Granica  $\Delta$  je takva da  $\delta$ -elektron nema dovoljno energije da bi napustio relevantan volumen. Stoga je ograničavanje veličine  $\Delta$  ekvivalentno ograničavanju volumena unutar kojeg pohranjivanje energije u sredstvo smatramo lokalnim.

Nabijene čestice će međudjelovati s gotovo svakim atomom sredstva koji im se nađe na putu [3] sve dok se u potpunosti ne zaustave. One stoga imaju konačan doseg  $r$  (engl. Range) u sredstvu. Budući da je put kojim se nabijene čestice gibaju kroz sredstvo izrazito krivudav, kada se govori o dosegu radi se o srednjoj vrijednosti projekcije puta mnoštva nabijenih čestica istog tipa i energije na upadni smjer snopa u sredstvo. U slučaju kada je debljina sredstva veća od dosega nabijene čestice u njemu, može se definirati srednji LET dane čestice u sredstvu gustoće  $\rho$  kao [14]:

$$\overline{LET} = \frac{E_0}{r} \quad (2.6)$$

gdje je  $E_0$  energija nabijene čestice pri ulasku u sredstvo, a  $r$  njezin doseg u sredstvu.

## 2.2 Uvod u dozimetriju

Dozimetrija zračenja (dalje u tekstu dozimetrija) bavi se metodama za kvantitativno određivanje energije pohranjene u sredstvo prolaskom direktnog ili indirektnog ionizirajućeg zračenja [1]. Postoji puno dozimetrijskih veličina no ovdje će se navesti samo one relevantne za ovaj rad.

### 2.2.1 Kerma

Prva dozimetrijska veličina koja se razmatra primjenjiva je samo za indirektno ionizirajuće zračenje. Kerma (engl. Kinetic Energy Released per unit Mass),  $K$ , predstavlja srednju energiju,  $\bar{E}_{tr}$ , koju čestice indirektnog ionizirajućeg zračenja prenesu na oslobođene nabijene čestice po jedinici mase sredstva,  $dm$ :

$$K = \frac{d\bar{E}_{tr}}{dm} \quad (2.7)$$

i mjeri se u grejima  $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ . Kerma se može povezati s tokom energije snopa fotona uz raspis 2.7 na sljedeći način:

$$K = \frac{d\bar{E}_{tr}}{dm} = \frac{-\bar{E}_{tr}dN}{\rho A dx} = \frac{(\frac{\mu_{tr}}{\mu} h\nu)(\mu N dx)}{\rho A dx} = \frac{N h\nu}{A} \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) = \psi \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \quad (2.8)$$

gdje se u prvom koraku pretpostavlja monoenergijski snop, a infinitezimalna masa sredstva  $dm$  se raspisuje preko gustoće  $\rho$ , poprečnog presijeka snopa  $A$  i infinitezimalne dubine sredstva  $dx$ . Za raspis brojnika u idućem koraku, koriste se 2.2 i prilagođeni diferencijalni oblik 2.1. U predzadnjem koraku prepoznaje se tok energije fotona u monoenergijskom snopu  $\psi = \frac{N h\nu}{A}$ . Konačno, može se zaključiti da se kerma može dobiti kao umnožak toka energije fotona i masenog koeficijenta prijenosa energije  $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$  koji predstavlja vjerojatnost međudjelovanja fotona sa sredstvom u kojem dolazi do prijenosa energije.

Energiju koja je prenesena na oslobođenu nabijenu česticu, čestica troši kroz sudare i radijativne gubitke. Stoga se, s obzirom na to koliki dio prenesene energije je dalje apsorbiran u sredstvo kroz sudare, a koliki je izgubljen kroz radijativne procese, kerma može podijeliti na sudarnu  $K_c$  i radijativnu kermu  $K_r$ :

$$K = K_c + K_r \quad (2.9)$$

Alternativno, sudarnu i radijativnu kerma može se izraziti preko ukupne kerme pomoću radijativnog faktora  $g$ :

$$K_c = (1 - g)K \quad (2.10)$$

$$K_r = gK \quad (2.11)$$

Analogno 2.8, sudarna kerma se može raspisati kao umnožak toka energije snopa fotona i masenog koeficijenta apsorpcije:

$$K_c = \psi \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \quad (2.12)$$

Ona predstavlja dio prenesene enegije po jedinici mase sredstva koja se nadalje apsorpira u sredstvu.<sup>12</sup>

### 2.2.2 Apsorbirana doza

Druga važna dozimetrijska veličina primjenjiva je i za direktno i za indirektno ionizirajuće zračenje. Apsorbirana doza,  $D$ , (dalje doza) predstavlja srednju energiju,  $E_{ab}$ , apsorbiranu lokalno u sredstvu prolaskom ionizirajućeg zračenja po jedinici mase sredstva,  $dm$ :

$$D = \frac{dE_{ab}}{dm} \quad (2.13)$$

i također se mjeri u Gy. Ako se može pretpostaviti da svaki radijativni foton napušta promatrani volumen te da se svaki elektron oslobođen unutar tog volumena u njemu i zaustavlja, tada se dozu može dobiti kao umnožak toka nabijenih čestica,  $\Phi$ , i masene sudarne zaustavne snage [1]:

$$D = \Phi \left( \frac{S}{\rho} \right)_c \quad (2.14)$$

Ova jednakost je od izrazitog značaja za dozimetriju jer omogućava preračunavanje izmjerene doze u jednom sredstvu u doze u drugim sredstvima:

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{\Phi_1 \left( \frac{S}{\rho} \right)_{c,1}}{\Phi_2 \left( \frac{S}{\rho} \right)_{c,2}} \quad (2.15)$$

---

<sup>12</sup>Ali ne nužno lokalno!

U slučaju jednakih tokova nabijenih čestica, omjer doza u različitim sredstvima može se izračunati iz omjera masenih sudarnih zaustavnih snaga u tim sredstvima. Masene sudarne zaustavne snage mogu se dobiti pomoću programskog paketa SRIM(The Stopping and Range of Ions in Matter) [15].

### 2.2.3 Veza sudarne kerme i apsorbirane doze

Iako se na prvi pogled čini da se sudarna kerma i apsorbirana doze odnose na isto, apsorbiranu energiju po jedinici mase sredstva, njihovo izjednačavanje je moguće tek kada je ispunjen uvjet ravnoteže nabijenih čestica (engl. Charged particle equilibrium, CPE). Uvjet CPE zahtjeva da za relevantno mali volumen vrijedi da je svaka nabijena čestica koja ga napusti nadomještena nabijenom česticom iste vrste i energije koja ulazi u taj volumen. Razlog leži u tome što u slučaju sudarne kerme, energiju koja je prenesena na oslobođenu nabijenu česticu u nekoj točki u sredstvu, ta nabijena čestica neće pohraniti u toj istoj točki sredstva. Odnosno, u slučaju sudarne kerme ne govori se o lokalnoj apsorpciji kao što je to slučaj za apsorbiranu dozu. Općenita veza između doze i sudarne kerme je:

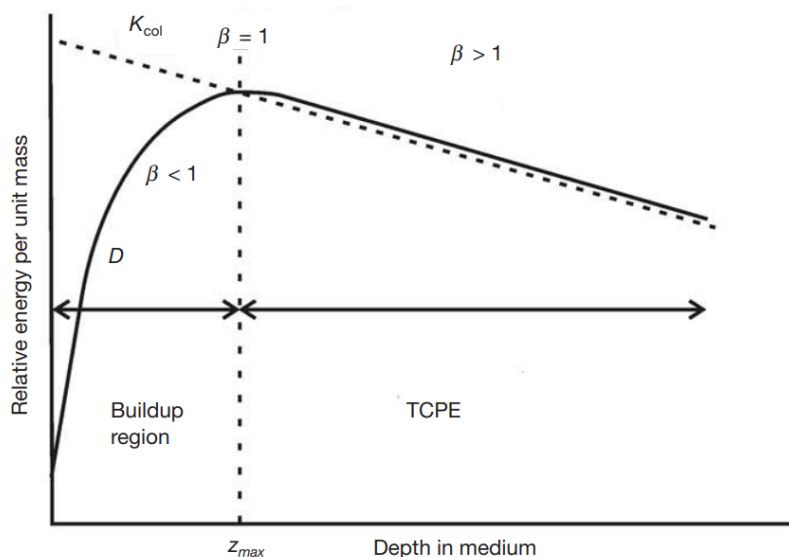
$$\frac{D}{K_c} = \beta \quad (2.16)$$

gdje  $\beta$  poprima vrijednosti dane u tablici 2.2. Ponašanje sudarne kerme i apsorbirane doze s obzirom na dubinu u sredstvu prikazano je na slici 2.3.

$\beta < 1$	područje izgradnje doze
$\beta = 1$	CPE područje
$\beta > 1$	TCPE područje

Tablica 2.2: Vrijednosti  $\beta$  odnosno odnos doze i sudarne kerme i odgovarajući uvjeti koji su zadovoljeni u tim slučajevima.

Za područje izgradnje doze ("build-up" zona)  $\beta < 1$  jer se radi o prvotnom dijelu sredstva u koje ulazi indirektno ionizirajuće zračenje. Oslobođene nabijene čestice u tom dijelu sredstva doprinose sudarnoj kermi, ali one energiju pohranjuju međudjelovanjima duž svog puta. Stoga porast apsorbirane doze kaska za sudarnom kermom. Na dubini koja odgovara maksimalnom doseg oslobođenih nabijenih čestica u danom sredstvu ( $z_{max}$  na slici 2.3), sudarna kerma i apsorbirana doza se izjednačavaju ( $\beta = 1$ ) jer se postiže uvjet CPE. Budući da se intenzitet snopa in-



Slika 2.3: Sudarna kerma ( $K_{col}$ ) i apsorbirana doza ( $D$ ) u ovisnosti o dubini u sredstvu koje je zračeno ionizirajućim snopom fotona.  $z_{max}$  je doseg oslobođenih nabijenih čestica u sredstvu. Preuzeto iz [1].

direktnog ionizirajućeg zračenja smanjuje s dubinom u sredstvu, smanjuje se i sudarna kerma. Na dubini u sredstvu većoj od doseg oslobođenih nabijenih čestica,  $\beta > 1$ . Razlog tomu je da na određenoj dubini u sredstvu energiju pohranjuju nabijene čestice koje su oslobođene prije te točke, gdje je i intenzitet fotona bio veći. Apsorbirana doza premašuje sudarnu kermu i postiže se tranzijentna ravnoteža nabijenih čestica (engl. Transient Charged Particle Equilibrium, TCPE).

#### 2.2.4 Dozimetri

Za direktno ili indirektno mjerenje dozimetrijskih veličina ili njihovih vremenskih derivacija, koriste se dozimetri [1]. Osjetljiv volumen dozimetra mora posjedovati fizikalno svojstvo koje se u prisutstvu ionizirajućeg zračenja može mjeriti i čije očitavanje se može povezati s nekom od dozimetrijskih veličina. Poželjno je da odziv dozimetra, odnosno dozimetrijskog sustava, bude linearan s dozom za veliki raspon doza te da ne ovisi o brzini doze kao ni o energiji ni smjeru zračenja. Ovisno o uvjetima zračenja i visini doze, ali i praktičnosti, bira se tip dozimetra.

Aktivni dozimetri, npr. ionizacijske komore, daju očitavanje direktno tijekom mjerenja. Za razliku od njih, pasivne dozimetre očitavamo nakon zračenja u odgovarajućim čitačima. Pasivni dozimetar zajedno s odgovarajućim čitačem čini dozimetrijski sustav. Primjer pasivnih dozimetara su radiografski filmovi ili luminiscentni

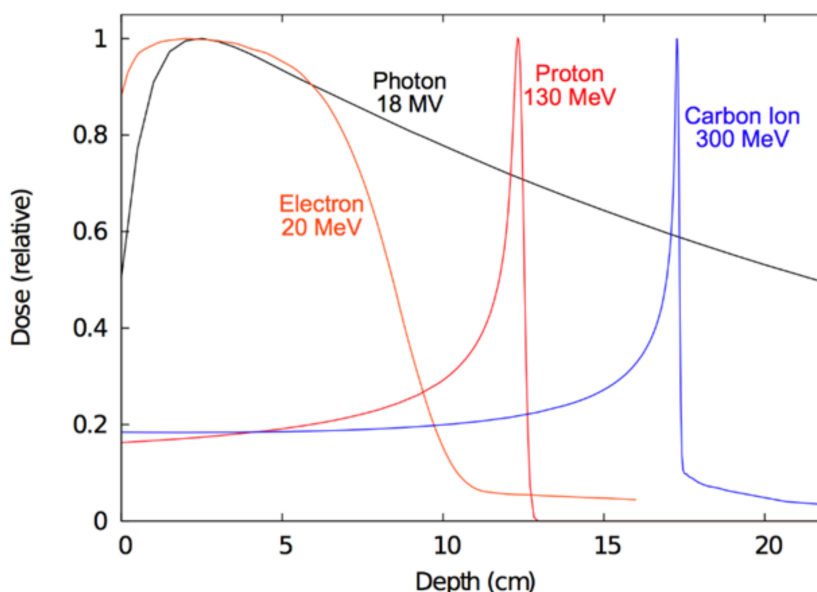
dozimetri.

Dozimetri se također dijele na relativne i apsolutne dozimetre s obzirom na to je li im potrebna kalibracija u poznatom polju zračenja ili ne. Kalibracije dozimetara rade se u primarnim (PSDL) i sekundarnim standardnim dozimetrijskim laboratorijima (SSDL). Apsolutna dozimetrija se u pravilu koristi u PSDL-u gdje se nalaze primarni standardi, apsolutni dozimetri najvećih metroloških kvaliteta [1]. Primarni standardi iz svih PSDL-ova u svijetu se uspoređuju kako bi se osigurala preciznost i konzistentnost dozimetrijskih standarda [1]. U PSDL-u se kalibriraju sekundarni standardi koji se koriste u SSDL-ovima. U SSDL-u se zatim kalibriraju dozimetri koji se koriste u industrijske, medicinske ili znanstvene svrhe. Na ovaj način se osigurava da se očitavanje svakog dozimetra može povezati s jednim od primarnih standarda.

### 2.3 Usporedba zračenja fotonima i nabijenim česticama

Međudjelovanje zračenja sa sredstvom je stohastičke prirode odnosno govori se o vjerojatnosti određenog međudjelovanja čestice zračenja s atomom sredstva. Razlika u međudjelovanju upadnih fotona i nabijenih čestica sa sredstvom proizlazi iz toga što su prvi električno neutralni dok drugi nisu. Sukladno tome za foton postoji vjerojatnost veća od 0 da će proći kroz sredstvo bez ijednog međudjelovanja. Zato se fotonsko zračenje može samo atenuirati u sredstvu kao što je i dano formulom 2.1. Posljedično, za fotone nema koncepta doseg u sredstvu. Za razliku od njih, nabijene čestice međudjeluju Coulombovom silom s elektronima i jezgrama sredstva. Stoga međudjeluju s gotovo svakim atomom koji im se nađe na putu i postepeno gube energiju [3]. Ako je sredstvo deblje od njihova maksimalnog doseg, u potpunosti se zaustavljaju u sredstvu.

Razlike u međudjelovanju fotona i nabijenih čestica sa sredstvom imaju i očigledan utjecaj na raspodjelu doze u sredstvu. Raspodjela udjela doze po dubini u sredstvu prikazuje se PDD krivuljom (engl. Percentage Depth Dose curve) prikazanoj na slici 2.4.



Slika 2.4: PDD krivulja koja prikazuje raspodjelu doze po dubini u vodi za snopove fotona, elektrona, protona i iona ugljika. Preuzeto iz [8].

Fotoni u početnom dijelu sredstva imaju područje izgradnje doze, a najveću dozu isporuče na kraju tog područja, odnosno na dubini koja odgovara dosegu oslobođenih nabijenih čestica u tom sredstvu. Nakon te dubine, doza se kontinuirano smanjuje



s dubinom kako i fotonski snop biva atenuiran. Dodatno, linearni atenuacijski koeficijent u slučaju monoenergijskog snopa fotona u homogenom sredstvu je konstantan. To znači da je vjerojatnost za međudjelovanje fotona sa sredstvom neovisna o dubini u sredstvu. Ovo rezultira ravnomjernijim raspodjelama doze u fotonskim zračenjima.<sup>13</sup>

Masena sudarna zaustavna snaga nabijenih čestica ovisi o njihovoj kinetičkoj energiji odnosno njihovoj brzini stoga se mijenja od točke do točke u sredstvu. Kako doza ovisi o njoj (2.14), lokalna raspodjela doze u sredstvu prolaskom direktnog ionizirajućeg zračenja je mnogo neravnomjernija spram fotonskih. Kod teških nabijenih čestica, sudarna zaustavna snaga raste kako se brzina čestice smanjuje te postiže maksimum kada brzina ide u nulu. To je na dubini koja odgovara dosegu teške nabijene čestice u sredstvu te se tu pohranjuje gotovo sva energija čestice odnosno najveća doza. Krivulja koja opisuje ovo ponašanje zove se Braggova krivulja, a oštar maksimum na dubini koja odgovara dosegu u sredstvu naziva se Braggov vrh. Primjer Braggova vrha za protone i ione ugljika vidljiv je na slici 2.4. Braggov vrh je uži za ione ugljika odnosno općenito teže ione nego za protone. Također kod iona ugljika vidljiv je rep nakon Braggova vrha koji nije prisutan za protone. Teške nabijene čestice visokih energija ( $\sim 100$  MeV) u slučaju kada je  $b < a$  neelastično međudjeluju s jezgrama sredstva [3]. Dolazi do nuklearnih reakcija u kojima nastaju fragmenti manjih Z. Ti fragmenti stoga imaju veći doseg u sredstvu te doprinose dozi iza Braggova vrha [4].

Za lake nabijene čestice odnosno elektrone, zbog radijativnih gubitaka i različitog doprinosa masenoj sudarnoj zaustavnoj snazi od tvrdih sudara, krivulja raspodjele doze ima sličnosti sa fotonskom. Najveća doza isporučuje se odmah na početku sredstva te zatim kontinuirano, ali naglo, opada prema zanemarivim dozama na dubini koja odgovara dosegu elektrona u sredstvu.

---

<sup>13</sup>Naravno ako se promatra maleni volumen sredstva u kojem vrijedi CPE može se reći da je doza gotovo homogeno raspodjeljena. No, snop fotona se atenuira i intenzitet fotonskog snopa ovisi o dubini u sredstvu, iako je vjerojatnost međudjelovanja konstantna. Stoga je i iznos apsorbirane doze ovisan o dubini u sredstvu.

## 2.4 Termoluminiscentna dozimetrija

### 2.4.1 Princip termoluminiscencije

Određeni materijali nakon izlaganja ionizirajućem zračenju, dio apsorbirane energije skladište u metastabilnim stanjima [1]. Tu energiju naknadno emitiraju u obliku svjetlosti tj. dolazi do luminiscencije. Ovisno o vremenu koje prođe od izlaganja materijala ionizirajućem zračenju do emisije svjetlosti sa materijala, luminiscencija se dijeli na fluorescenciju i fosforescenciju. Kod fluorescencije taj vremenski odmak je od  $10^{-10}$  do  $10^{-8}$  sekundi, dok je kod fosforescencije dulji od  $10^{-8}$  sekundi [1]. Proces fosforescencije može se ubrzati primjenom odgovarajuće stimulacije. Termoluminiscencija (TL) je fosforescencija stimulirana zagrijavanjem.

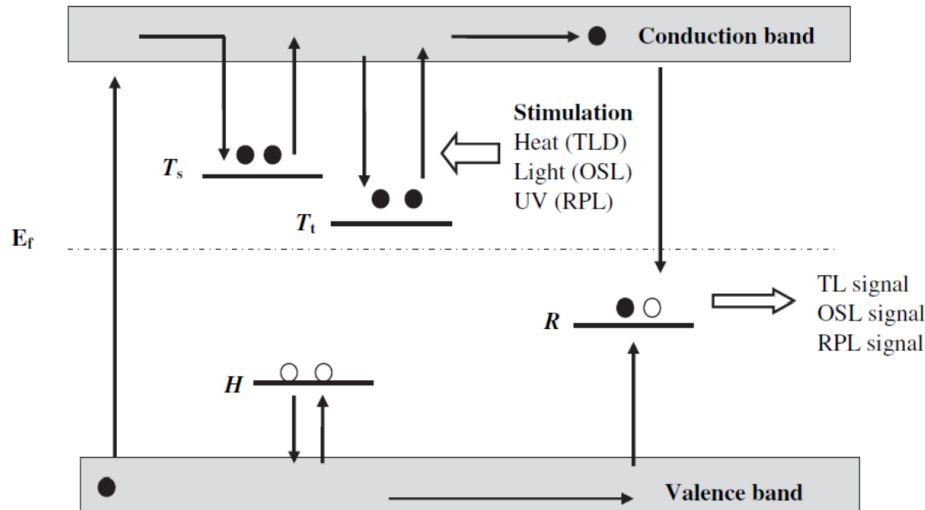
Luminiscentni materijali, pa tako i TL materijali, su poluvodiči ili izolatori te imaju energijski procjep između vodljive i valentne vrpce. Zbog pristupstva intrinzičnih strukturalnih defekata i ekstrinzičnih nečistoća u vidu dopanada, unutar energijskog procjeka postoje dozvoljena energijska stanja. Strukturalni defekti nastaju termičkom obradom TL materijala [6], dok se ekstrinzične nečistoće uvode dopiranjem materijala. Zamke za elektrone,  $T_t$  i  $T_s$  na slici 2.5, karakterizirane su dubinom zamke odnosno aktivacijskom energijom [5]. To je energija potrebna da bi elektron prešao iz zamke u vodljivu vrpcu. "Plitke" zamke odnosno stanja čije su aktivacijske energije dovoljno male da se prazne i bez stimulacije smatraju se nestabilnim zamkama. U "dubokim" odnosno stabilnim zamkama, elektron ima malu vjerojatnost bijega bez stimulacije.

Vjerojatnost bijega elektrona iz zamke aktivacijske energije  $E$ , pri temperaturi  $T$ , dana je Boltzmannovom raspodjelom [6]:

$$p = se^{-E/kT} \quad (2.17)$$

gdje je  $k$  Boltzmanova konstanta, a  $s$  faktor učestalosti bijega (engl. attempt-to-escape factor) [5] povezan s određenim defektom rešetke.

Princip termoluminiscencije prikazan je na slici 2.5. Kada se TL materijal izloži ionizirajućem zračenju, elektroni prelaze iz valentne vrpce u vodljivu. Dio slobodnih elektrona će se vratiti u valentnu vrpcu, a dio će biti zarobljen u zamkama. Elektroni koji su uhvaćeni u zamku u tom stanju ostaju sve dok ne dobiju potrebnu energiju



Slika 2.5: Princip termoluminiscencije. Ionizirajuće zračenje pobuđuje elektrone iz valentne vrpce u vodljivu, dok u valentnoj ostaje šupljina.  $T_s$  stanje predstavlja nestabilnu, a  $T_t$  stabilnu zamku za elektrone. Stanje H predstavlja zamku za šupljine. Nakon izlaganja ionizirajućim zračenju, TL materijal se stimulira zagrijavanjem. Elektroni oslobođeni iz zamki rekombiniraju se sa šupljinama u luminiscentnim centrima R čime se emitira svjetlost koja predstavlja TL signal.  $E_f$  je Fermijeva energija. Preuzeto iz [7].

da se oslobode. Na taj način je u materijalu uskladištena informacija o zračenju kojem je bilo izloženo odnosno apsorbiranoj dozi. Nakon što je TL materijal bio izložen ionizirajućem zračenju, stimulira se zagrijavanjem. Elektroni u zamkama se oslobađaju ako je temperatura zagrijavanja dovoljno visoka da prijeđu u vodljivu vrpcu ( $kT \geq E$ ). Oni se tada rekombiniraju sa šupljinama u luminiscentnim centrima (R na slici 2.5) čime se isti nađu u pobuđenom stanju [5]. Relaksacija luminiscentnih centara u osnovno stanje popraćena je emisijom svjetlosti koja predstavlja TL signal.<sup>14</sup>

Iako je opis napravljen na temelju jedne vrste zamke (energije  $E$ ) uz pretpostavku kinetike prvog reda (nema ponovnog zarobljavanja elektrona koji je oslobođen iz zamke), u stvarnim materijalima ima više različitih zamki (različitih  $E$ ) koje potječu od različitih defekata za koje mogu vrijediti i kinetike viših redova.

## 2.4.2 Termoluminiscentni dozimetri

Budući da se intenzitet TL signala može povezati s apsorbiranom dozom, TL materijali mogu se koristiti kao dozimetri (termoluminiscentni dozimetri). TL dozimetri su pasivni dozimetri s obzirom da ih je, nakon što su ozračeni, potrebno očitati u

<sup>14</sup>Relaksacija može biti i neradijativna. U tom slučaju ne doprinosi TL signalu.

čitaču. Glavne komponente čitača su grijač, koji zagrijava tanjurić na kojem se nalazi dozimetar, i fotomultiplikator koji mjeri svjetlost emitiranu iz zagrijanog dozimetra. Očitavanja se rade u atmosferi dušika kako bi se spriječila pojava kemoluminiscencije<sup>15</sup>.

Cijeli mjerni ciklus TL dozimetra sastoji se od nekoliko koraka. Prvi korak je aniliranje dozimetara. Svrha aniliranja je da se izbriše zaostao signal prijašnjih zračenja, ali i pripremi dozimetar za zračenje. Nakon što su dozimetri anilirani, mogu se izložiti zračenju od interesa. Prije očitavanja dozimetri se predgrijavaju. Predgrijavanje se odvija na temperaturama niskim spram temperatura očitavanja. Svrha predgrijavanja je da se izbriše niskotemperaturni dio signala. Razlog tomu je što se niskotemperaturni vrhovi prazne i bez stimulacije u nekom relativno kratkom vremenu. Taj dio signala će zato znatno ovisiti o vremenu proteklom između zračenja i očitavanja dozimetra. Konkretno specifikacije pojedinih koraka kao što su temperature i trajanje aniliranja i predgrijavanja, brzina zagrijavanja i maksimalna temperatura pri očitavanju, ovise o konkretnom materijalu TL dozimetra. Koraci mjernog ciklusa sistematizirani su u tablici 2.3.

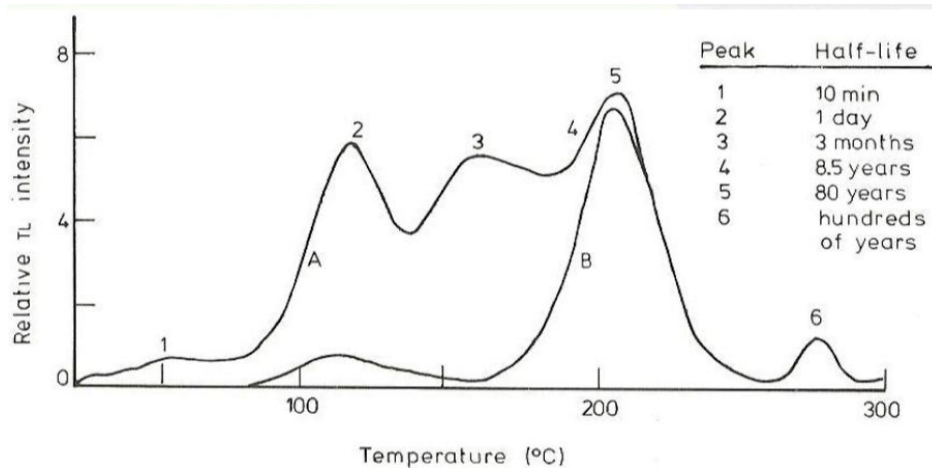
Aniliranje	brisanje zaostalog signala, priprema dozimetra za zračenje
Ozračivanje	izlaganje ionizirajućem zračenju od interesa
Predgrijavanje	brisanje vremenski promjenjivog niskotemperaturnog dijela signala
Očitavanje	mjerenje TL signala u obliku krivulje isijanja

Tablica 2.3: Koraci mjernog ciklusa TL dozimetara i njihove svrhe.

TL signal koji potječe od izlaganja TL dozimetra ionizirajućem zračenju od interesa može se očitati samo jednom jer se zagrijavanjem u procesu očitavanja oslobađaju zarobljeni elektroni i time briše pohranjena informacija. Očitani TL signal u vremenu ili u ovisnosti o temperaturi naziva se krivlja isijanja (engl. Glow curve), a primjeri krivulja isijanja za nekoliko različitih TL dozimetara nalaze se na slici 2.6 i 2.7. U krivulji isijanja, na temperaturi koja odgovara određenoj aktivacijskoj energiji elektronske zamke, nalaziti će se vrh u TL signalu. Plitke zamke realizirati će se kao vrhovi na nižim, a duboke na višim temperaturama. Broj i položaj vrhova u krivulji isijanja ovisit će o broju različitih zamki i njihovim energijama odnosno o materijalu TL dozimetra. No osim što se krivulje isijanja različitih TL materijala razlikuju kao što je jasno iz primjera sa slike 2.7, na izgled krivulje isijanja uvelike utječe i termička

<sup>15</sup>Kemoluminiscencija je pojava emisije svjetlosti uslijed kemijskih reakcija. Ona bi rezultirala pojavom dodatnih vrhova u krivulji isijanja koje nisu rezultat zračenja.

obrada prilikom mjernog ciklusa. Primjer utjecaja različitih režima aniliranja na izgled krivulje je vidljiv na slici 2.6.



Slika 2.6: Krivulje isijanja za LiF:Mg,Ti (TLD-100). Prikazane su dvije krivulje dobivene primjenom različitog režima aniliranja 400 °C/1 h (A) i 80 °C/16 h (B). Navedena su i vremena poluživota (engl. Half-life) svakog vrha. Preuzeto iz [6].

Površina ispod krivulje isijanja proporcionalna je apsorbiranoj dozi [5]. Ta veza nije apsolutna stoga je TL dozimetre potrebno kalibrirati u poznatom polju zračenja. Kalibracija se radi na TL signal glavnog dozimetrijskog vrha. Glavni dozimetrijski vrh je najviši vrh koji je ujedno i stabilan na sobnim temperaturama, npr za dozimetar LiF:Mg,Ti (slika 2.6) glavni dozimetrijski vrh je vrh 5.

Kalibracijski koeficijent je kvocijent dozimetrijske veličine, npr. doze, isporučene TL dozimetru i integrala površine ispod glavnog dozimetrijskog vrha  $I_{MP}$ <sup>16</sup> korigiranog za individualnu osjetljivost i pozadinski signal:

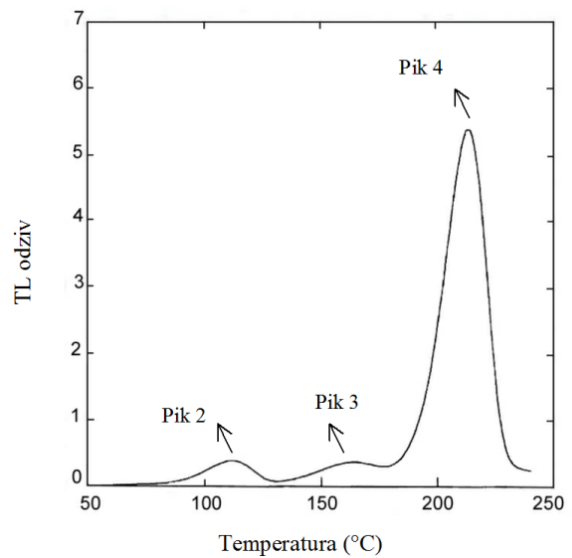
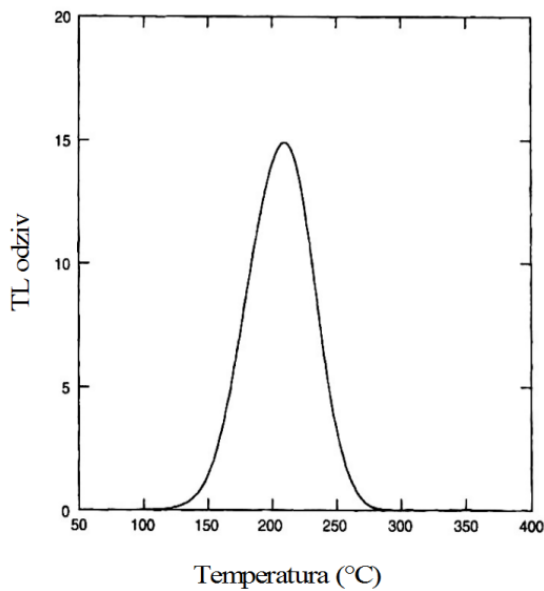
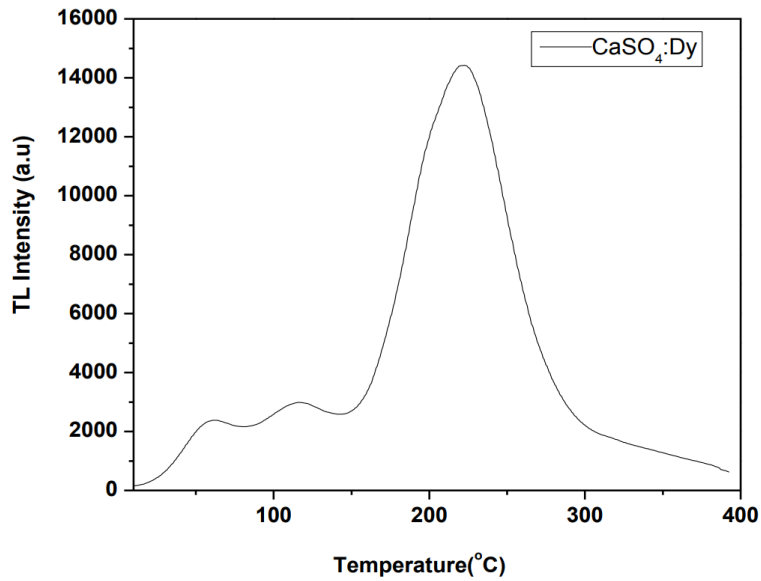
$$k_{calib} = \frac{\text{dozimetrijska veličina}}{I_{MP}} \quad (2.18)$$

Za raspon doza u kojem je odziv TL dozimetra linearan, množenjem integriranog TL signala dozimetrijskog vrha s kalibracijskim koeficijentom može se odrediti apsorbirana doza.

Signal TL dozimetara istih sastava ozračenih u istim uvjetima razlikovat će se zbog individualne osjetljivosti pojedinog dozimetra  $\phi_i$ . Individualna osjetljivost se stoga mora odrediti za svaki dozimetar iz grupe kao

$$\phi_i = \frac{\bar{I}}{I_i} \quad (2.19)$$

<sup>16</sup>MP je kratica za glavni vrh (engl. Main peak).



Slika 2.7: Krivulje isijanja za različite TL dozimetre. Gore:  $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$ . Preuzeto iz [18]. Dolje:  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (lijevo) i  $\text{LiF}:\text{Cu,Mg,P}$  (desno). Preuzeto iz [22].

gdje je  $\bar{I}$  srednja vrijednost signala svih dozimetara iz grupe, ozračenih istom dozom, a  $I_i$  signal pojedinog dozimetra. Kako bi bili mjerodavni, odziv svakog dozimetra mora se korigirati tako da se pomnoži s njegovom individualnom osjetljivošću.

Da bi se TL materijal mogao koristiti kao TL dozimetar, mora zadovoljavati određena svojstva potrebna za dozimetriju [22]. Neka od poželjnih svojstava su linearnost odziva za relevantni raspon doza, dobra reproducibilnost i stabilnost TL signala, visoka osjetljivost na zračenje i slabo slabljenje signala (engl. fading) u vremenu. Danas je komercijalno dostupno mnogo takvih materijala, a neki od njih i njihove karakteris-

TLD type	Effective atomic number $Z_{eff}$	Main peak ( $^{\circ}\text{C}$ )	Emission maximum (nm)	Relative sensitivity	Fading (at 25 $^{\circ}\text{C}$ , samples kept in dark)	Useful dose range
LiF:Mg,Ti	8.14	200	400	1	5%/year	20 $\mu\text{Gy}$ -10Gy
LiF:Mg,Cu,P	8.14	210	368	40	5%/year	0.2 $\mu\text{Gy}$ -10 Gy
LiF:Mg,Cu,Si	8.14	240	384	55	Negligible	1 $\mu\text{Gy}$ -20 Gy
Li <sub>2</sub> B <sub>4</sub> O <sub>7</sub> :Mn	7.3	220	605	0.40	4%/month	0.1mGy-3Gy
Li <sub>2</sub> B <sub>4</sub> O <sub>7</sub> :Cu	7.3	205	368	8	10%/2 months	10 $\mu\text{Gy}$ -10 <sup>3</sup> Gy
MgB <sub>4</sub> O <sub>7</sub> :Dy/Tm	8.4	190	490	6-7	4%/month	5 $\mu\text{Gy}$ -50 Gy
BeO	7.1	190	330	~ 1.00	8%/2 months	0.1 mGy-0.5 Gy
Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> :Tb	11	200	380-400	40-53	very slight	10 $\mu\text{Gy}$ -1 Gy
CaSO <sub>4</sub> :Dy	15.3	220	480-570	30	1%/2 months	2 $\mu\text{Gy}$ -10 Gy
CaSO <sub>4</sub> :Tm	15.3	220	452	30	1-2%/2 months	2 $\mu\text{Gy}$ -10 Gy
CaF <sub>2</sub> :Mn	16.3	260	500	5	16%/2 weeks	10 $\mu\text{Gy}$ -10 Gy
CaF <sub>2</sub> (natural)	16.3	260	380	23	very slight	10 $\mu\text{Gy}$ -50 Gy
CaF <sub>2</sub> :Dy	16.3	215	480-570	15	8%/2 months	10 $\mu\text{Gy}$ -10 Gy
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> :C	10.2	190	420	60	5%/year	0.1 $\mu\text{Gy}$ -10 Gy

Slika 2.8: Općenite karakteristike nekih od komercijalno dostupnih TL materijala. Preuzeto iz [18].

tike su sistematizirani u tablici sa slike 2.8.

Daleko najčešće u upotrebi su TL dozimetri na bazi litij fluorida, a posebno LiF:Mg,Ti [18]. Uloga magnezijevih iona je stvaranje zamki za elektrone, dok titan povećava TL osjetljivost [6]. Ovisno o udjelima <sup>6</sup>Li i <sup>7</sup>Li postoje 3 varijacije poznate pod imenima (proizvođača Harshaw Chemical<sup>17</sup>) TLD-100 (7,5% <sup>6</sup>Li, 92,5% <sup>7</sup>Li), TLD-600 (95,6% <sup>6</sup>Li, 4,4% <sup>7</sup>Li) i TLD-700 (0,01% <sup>6</sup>Li, 99,99% <sup>7</sup>Li) [6].<sup>18</sup> Kako <sup>6</sup>Li ima veliki udarni presjek za uhvat termalnih neutrona [6], a <sup>7</sup>Li nema, dozimetri TLD-600 se koriste u neutronske dozimetriji dok TLD-700 nisu osjetljivi na neutrone i koriste se standardno u fotonske dozimetriji. Kombinacija dozimetara TLD-600 i TLD-700 koristi se u dozimetriji miješanog neutronske-fotonske polja zračenja (engl. mixed-field dosimetry) [6].

Velika prednost TL dozimetra je što postoji izbor materijala, između ostalog LiF, niskog efektivnog protonskog broj  $Z_{eff}$  sličnog tkivu ( $Z_{eff}(tkivo) = 7,4$ ). Kako je u dozimetriji od interesa doza apsorbirana u tkivu, prednost je imati dozimetar koji je tkivu ekvivalentan jer će imati slična svojstva apsorpcije i raspršenja zračenja kao tkivo [22]. Druge prednosti TL dozimetara su male dimenzije (aproksimativno mjerenju u točki [1]), upotrebljivost u širokom rasponu doza te višekratna upotreba. Također je velika prednost što nema potrebe za napajanjem (nema žica) te postoji izbor materijala koji su stabilni pod dugoročnim izlaganjem i u promjenjivim vanjskim

<sup>17</sup>Danas je to Thermo Fisher Scientific.

<sup>18</sup>Isti materijali se mogu naći i pod drugim imenima ovisno o proizvođaču.

uvjetima [18]. Zbog svega navedenoga, TL dozimetri se mogu koristiti u različitim poljima zračenja te su u širokoj upotrebi u osobnoj dozimetriji, dozimetriji okoliša i medicini [6].



### 3 Eksperiment i obrada mjerenja

#### 3.1 Dozimetrijski sustav

Korišteni su TL dozimetri na bazi LiF s primjesama Mg i Ti proizvođača Harshaw Chemicals. Radi se o dozimetrima obogaćenim s  $^7\text{Li}$  komercijalnog naziva TLD-700. Dozimetri TLD-700 i čitač Toledo 654 Vinten činili su dozimetrijski sustav. Korišteni dozimetri TLD-700 su oblika diska promjera 4,5 mm i debljine 0,89 mm te su prikazani na slici 3.1. Relevantne informacije o njima sažete su u tablici 3.1.



Slika 3.1: Dozimetri TLD-700 u Petrijevoj zdjelici.

Sastav	$^7\text{LiF}$
Primjese	Mg, Ti
Oblik	disk
Promjer	4,5 mm
Debljina	0,89 mm
Gustoća	2,4 g/cm <sup>3</sup>
$Z_{eff}$	8,2

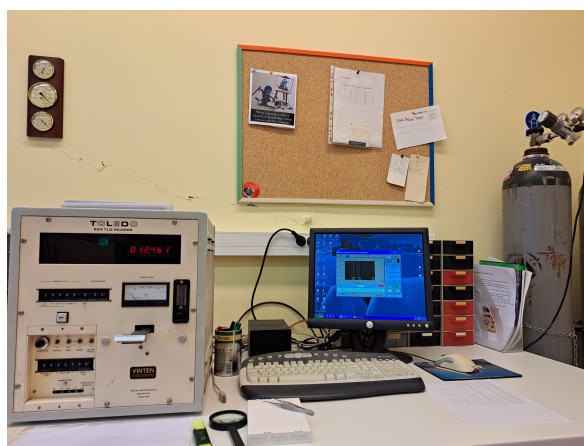
Tablica 3.1: Podaci vezani za korištene dozimetre TLD-700 [6].

U eksperimentu se korišteni dozimetri dijele u 3 skupine: radni, kalibracijski i kontrolni. Radni dozimetri su oni koji se izlažu zračenju od interesa. Kalibracijski dozimetri su dozimetri koje se zrači u poznatom polju zračenja kako bi se mogao odrediti kalibracijski koeficijent (poglavlje 3.4.2). Za kalibracijske dozimetre odabrani su oni čiji signal odstupa od srednjeg signala svih dozimetara za manje od 1,5%<sup>19</sup>. Kontrolni dozimetri se ne izlažu zračenju, ali se drže zajedno s radnim odnosno kalibracijskim dozimetrima te služe za mjerenje pozadine.

<sup>19</sup>Određeno prilikom određivanja individualnih osjetljivosti.

Dozimetri su označeni brojkom s jedne strane kao što se može i vidjeti na slici 3.1. Zračeni su označenom stranom okrenutom prema snopu i očitavani označenom stranom okrenutom prema fotomultiplikatoru čitača radi smanjenja samoatenuacije (poglavlje 3.4.2).

Čitač Toledo 654 Vinten, zajedno s računalom na koje je spojen, prikazan je na slici 3.2. Na čitač je spojena i boca s dušikom. Na računalu se nalazi program TEMES unutar kojeg se prikazuje očitavanje te se može napraviti integracija u odabranim granicama dozimetrijskog vrha.



Slika 3.2: Čitač Toledo 654 Vinten.

Korištena su 2 mjerna ciklusa. Jedan (nadalje: mjerni ciklus A) je standardni za TLD-700 zračene fotonima i u ovom eksperimentu je korišten za dio koji se odnosi na određivanje individualne osjetljivosti i utvrđivanje ovisnosti odziva o dozi za zračenja fotonima. Drugi mjerni ciklus (dalje u tekstu: mjerni ciklus B) je korišten za kalibraciju i kontrolu kalibracije te za zračenje na protonima i mjerenje pozadine. Pojediniosti mjernih ciklusa dane su u tablici 3.2. Glavna razlika je u maksimalnoj temperaturi očitavanja,  $T_{max}$ , koja je viša u mjernom ciklusu B kako bi se očitao visko-temperaturni vrh.

Aniliranje i predgrijavanje rađeno je u peći sa slike 3.3. Sva zračenja, kao i očitavanja i priprema, rađena su na Institutu Ruđer Bošković u Zagrebu. Zračenje fotonima vršeno je u SSDL-u instituta, dok je zračenje protonima rađeno na Tandem Van de Graaff akceleratoru.

Korak	Mjerni ciklus A	Mjerni ciklus B
Aniliranje	400 °C/1 h + 100 °C/2 h	400 °C/1 h + 100 °C/2 h
Zračenje	$\gamma$ zračenje	$\gamma$ zračenje, protoni
Predgrijavanje	100 °C/20 min	100 °C/20 min
Očitavanje	$T_{max} = 270\text{ °C}$ Brzina grijanja $(\frac{\Delta T}{\Delta s}) = 10\text{ °C/s}$ Osjetljivost = 29999	$T_{max} = 350\text{ °C}$ Brzina grijanja $(\frac{\Delta T}{\Delta s}) = 5\text{ °C/s}$ Osjetljivost = 29999

Tablica 3.2: Mjerni ciklusi A i B.

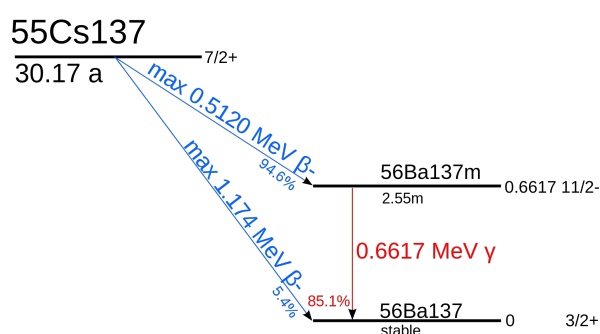


Slika 3.3: Peć za aniliranje i predgrijavanje dozimetara.

### 3.2 Zračenja u SSDL-u

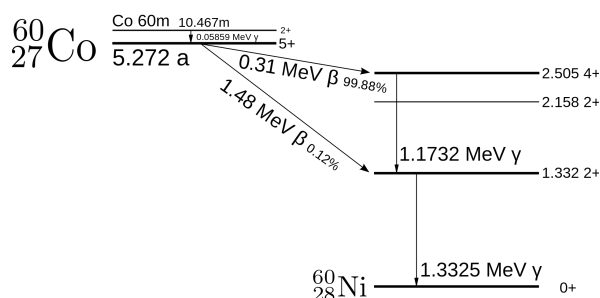
SSDL Instituta Ruđer Bošković posjeduje dva radioaktivna izvora gama zračenja,  $^{60}\text{Co}$  i  $^{137}\text{Cs}$ , koja se koriste za kalibracije.

$^{137}\text{Cs}$  prelazi  $\beta^-$  raspadom u barij  $^{137}\text{Ba}$ . Shematski prikaz raspada nalazi se na slici 3.4. S vjerojatnošću od 94,6% dobiveni barij nalazi se u pobuđenom stanju  $^{137}\text{Ba}^m$ , dok se s vjerojatnošću od 5,4% nalazi u osnovnom. Prijelaz iz pobuđenog u osnovno stanje odvija se gama raspadom pri čemu se emitiraju fotoni energije 0,6617 MeV i njima se zrače dozimetri. Elektroni iz  $\beta^-$  raspada zaustavljaju se u nosaču izvora.



Slika 3.4: Radioaktivni raspad  $^{137}\text{Cs}$ . Preuzeto sa [9].

$^{60}\text{Co}$   $\beta^-$  raspadom prelazi u  $^{60}\text{Ni}$ , a shematski prikaz raspada dan je na slici 3.5. S vjerojatnošću od 99,88% raspadom je nastao nikal u drugom pobuđenom stanju, a 0,12% u prvom pobuđenom stanju.  $^{60}\text{Ni}$  iz drugog pobuđenog stanja prelazi u prvo gama raspadom pri čemu se emitira gama foton energije 1,1732 MeV dok se gama raspadom iz prvog pobuđenog stanja u osnovno emitira foton energije 1,3325 MeV-a. Težinska srednja vrijednost energija emitiranih fotona, koja iznosi 1,25 MeV-a, uzima se kao energija fotona kojima se zrače dozimetri.



Slika 3.5: Radioaktivni raspad  $^{60}\text{Co}$ . Preuzeto sa [10]

Prilikom svih zračenja u SSDL-u dozimetre se stavlja u držač od pleksiglasa (poli(metilmetakrilat)(PMMA)) prikazan na slici 3.6. Uloga držača od pleksiglasa je dvojaka.

Osim što služi kao držač, služi i kao područje izgradnje doze (debljina sloja PMMA ispred dozimetara je 3 mm) kako bi u dozimetrima bio ispunjen uvjet CPE. Dozimetri se zrače u zraku (pleksiglas držač zaljepljen na kocku od stiropora) na 1 m udaljenosti od izvora, a precizno pozicioniranje omogućeno je laserima. Pregled svih zračenja vršenih u SSDL-u sistematiziran je u tablici 3.3.



Slika 3.6: Dozimetri TLD-700 u držaču od pleksiglasa. Dimenzije držača su 61 mm×54 mm×8 mm.

Za potrebe određivanja individualnih osjetljivosti, svi dozimetri istovremeno su ozračeni izvorom  $^{137}\text{Cs}$  kermom u zraku od 5 mGy.<sup>20</sup> Eksperiment se sastojao od dva dijela, testiranje odziva dozimetra zračenih fotonim i zračenih protonima. Za oba dijela eksperimenta korišteni su isti dozimetri te se i individualna osjetljivost određivala dva puta, jednom prije svakog dijela eksperimenta.<sup>21</sup>

Za potrebe određivanja ovisnosti odziva o dozi dozimetara zračenih fotonima, 16 dozimetara je ozračeno izvorom  $^{60}\text{Co}$ .<sup>22</sup> Po 4 dozimetra zračena su istovremeno istom kermom u zraku, a one su iznosile 0,1, 0,2, 0,5 i 1 Gy. Tri dozimetra su korištena kao kontrole u ovom dijelu eksperimenta.

Za potrebe određivanja kalibracijskog koeficijenta, 9 kalibracijskih dozimetara istovremeno je ozračeno izvorom  $^{60}\text{Co}$  kermom u zraku 1 Gy. Tri dozimetra korištena su za kontrole kalibracija.

<sup>20</sup>Brzina kerme u zraku za izvor  $^{137}\text{Cs}$  bila je 37 mGy/h.

<sup>21</sup>Kada bi neki od dozimetara davao signal koji odstupa od srednjeg signal svih dozimetara više od 10% isti bi bio izuzet iz eksperimenta.

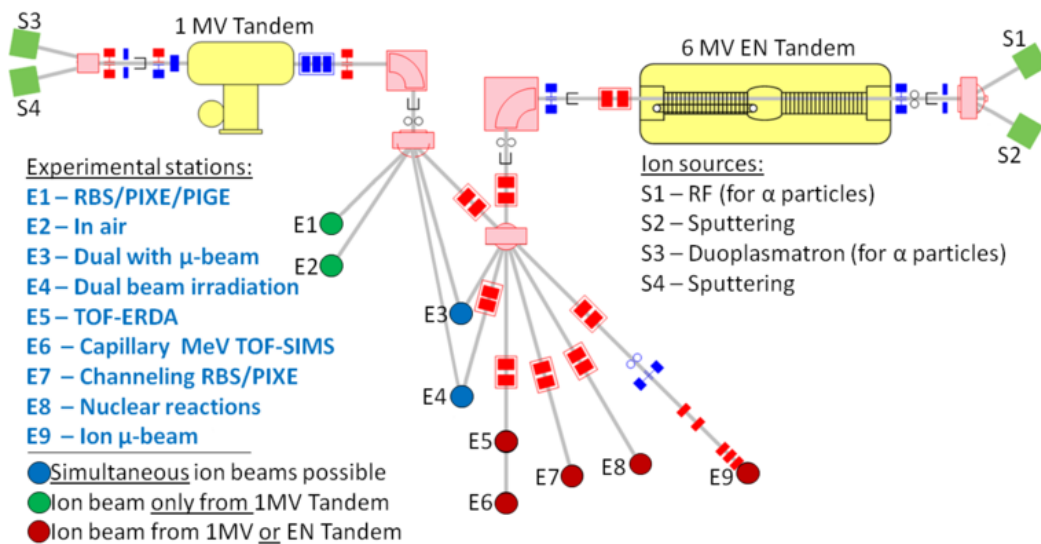
<sup>22</sup>Brzina kerme u zraku za izvor  $^{60}\text{Co}$  je bila 57 mGy/min

Svrha	Broj dozimetara	Izvor	$K_{zrak}$
Individualna osjetljivost	svi (33)	$^{137}\text{Cs}$	5 mGy
Dozna ovisnost	16	$^{60}\text{Co}$	0,1, 0,2, 0,5, 1 Gy
Kalibracija	9	$^{60}\text{Co}$	1 Gy

Tablica 3.3: Zračenja u SSDL-u.

### 3.3 Zračenja na akceleratorском postrojenju

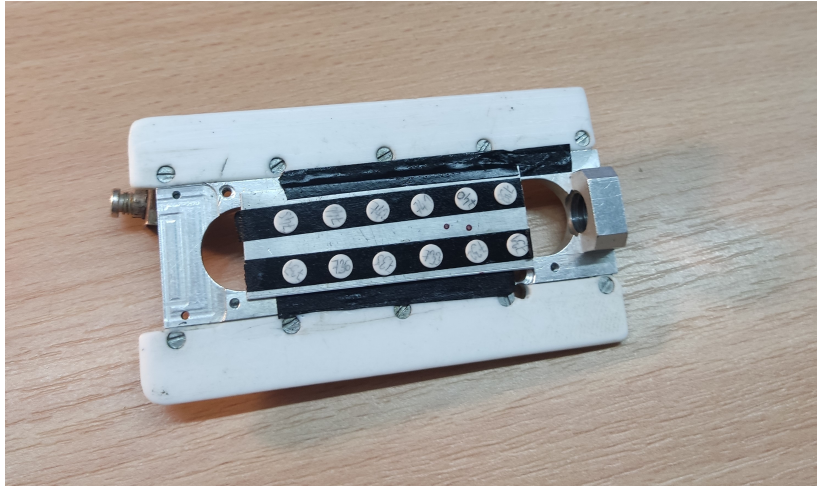
Zračenje protonima energije 5 MeV radilo se na liniji E9 (mikroproba) 6 MV Tandem Van de Graaff akceleratora Instituta Ruđer Bošković (IRB). Shematski prikaz linija akceleratorскоg postrojenja IRB-a nalazi se na slici 3.7.



Slika 3.7: Shematski prikaz akceleratorскоg postrojenja na IRB-u. Preuzeto sa [11].

Dozimetri se zalijepu na pločicu u dva reda po 6 dozimetara. Pločica se zalijepi na nosač koji se stavlja u vakuumsku komoru. Na slici 3.8 prikazan je nosač s pločicom i dozimetrima. U vakuumskoj komori postiže se vakuum reda veličine  $10^{-6}$  mbar. Pločica s dozimetrima postavljena je tako da postoji otvor sa svake strane nosača kako bi se mogla izmjeriti frekvencija snopa prije i nakon zračenja jednog reda dozimetara. Nosač s dozimetrima je pomičan, a iza njega se nalazi detektor. Pomicanje nosača tako da snop dođe na otvor omogućuje mjerenje broja protona koji u jedinici vremena udaraju u detektor zračenja, a pomicanje nosača tako da snop dođe na dozimetar omogućuje zračenje dozimetra. Ukupno je ozračeno 18 dozimetara TLD-700, po 3 za svako vrijeme zračenja. Dimenzija snopa bila je  $0,65 \text{ mm} \times 0,95 \text{ mm}$ . Izvršena zračenja navedena su u tablici 3.4.

U tablici su dane izmjerene frekvencije prije i nakon zračenja reda dozimetara te



Slika 3.8: Dozimetri TLD-700 zaljepljeni na pločici, a koja je zalijepljena na držač. Otvori s lijeve i desne strane pločice omogućavaju mjerenje frekvencije prije i nakon što se ozrače dozimetri jednog reda.

relativna promjena frekvencije, srednja frekvencija i njezina nepouzdanost te vrijeme zračenja. Očita je velika promjenjivost protonskog snopa. Budući da će se iz danih podataka računati apsorbirana doza, nepouzdanosti frekvencija će uvelike utjecati i na preciznost krajnjih rezultata.

Broj TLD	$f_{prije}$ [Hz]	$f_{poslije}$ [Hz]	$\Delta f_{rel}(\%)$	$f$ [Hz]	$M_f$ [Hz]	$t_{zračenja}$ [s]
3	8343	18245	54	13294	4951	12
3	8343	18245	54	13294	4951	24
3	10232	7998	-22	9115	1117	29
3	10232	7998	-22	9115	1117	39
3	9737	13306	37	11522	1785	8
3	9737	13306	37	11522	1785	15

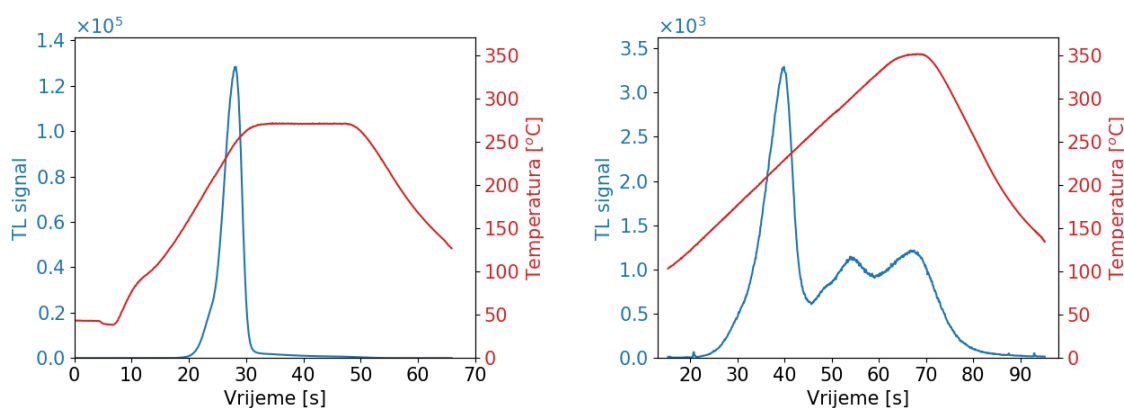
Tablica 3.4: Zračenja protonima na 6 MV Tandem Van de Graaff akceleratoru.  $f$  označava frekvenciju.  $\Delta f_{rel} = \frac{f_{poslije} - f_{prije}}{f_{prije}}$  je relativna promjena frekvencije.  $\bar{f}$  je srednja frekvencija snopa, a  $M_f$  je standardna devijacija aritmetičke sredine frekvencija.

## 3.4 Obrada mjerenja

### 3.4.1 Obrada krivulja isijanja

Mjerenja su zapisana u tekstualnim datotekama. Mjereni podaci su vrijeme, temperatura i intenzitet TL signala. Također je zapisan integrirani signal za odabrane granice integracije u programu TEMES. Bilježenje podataka za dozimetre iz mjernog ciklusa B počinje iznad 100°C s obzirom da se glavni i visokotemperaturni vrhovi nalaze na višim temperaturama, a niskotemperaturni vrhovi su ionako eliminirani predgrijavanjem.

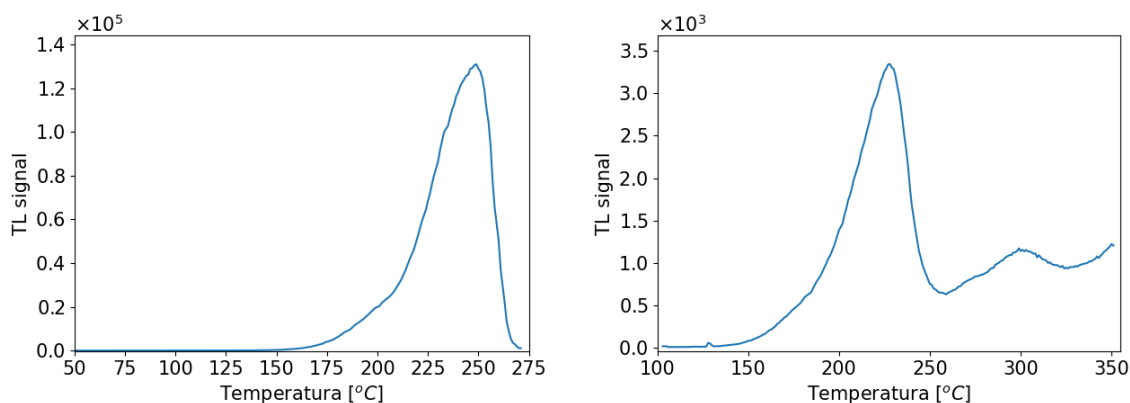
Primjeri krivulja isijanja su na slici 3.9. Prikazane krivulje isijanja su onakve kakve se mogu vidjeti u programu TEMES prilikom samog očitavanja. Sva očitavanja se naknadno korrigiraju za individualnu osjetljivost danog dozimetra.



Slika 3.9: Krivulja isijanja za dozimetar ozračen izvorom  $^{60}\text{Co}$  (lijevo) i 5 MeV protonima (desno).

Kako bi se dobile krivulje isijanja u temperaturnoj skali, podatke je potrebno dodatno obraditi. U tu svrhu, vrijednosti TL signala za sve točke mjerenja dobivene unutra 1°C (npr. za raspon [100,5;101,5> koji će u ovom postupku odgovarati temperaturi 101°C) zbrajaju se, a dobivena vrijednost se zatim podijeli s brojem točaka mjerenja unutar tog stupnja. Dobivena vrijednost TL signala pridjeljuje se danoj temperaturi. Postupak je nužan s obzirom da se na maksimalnoj temperaturi očitavanja mjeri 3 (mjerni ciklus B) odnosno 15 (mjerni ciklus A) sekundi. Primjeri krivulja isijanja u temperaturnoj skali dani su na slici 3.10.





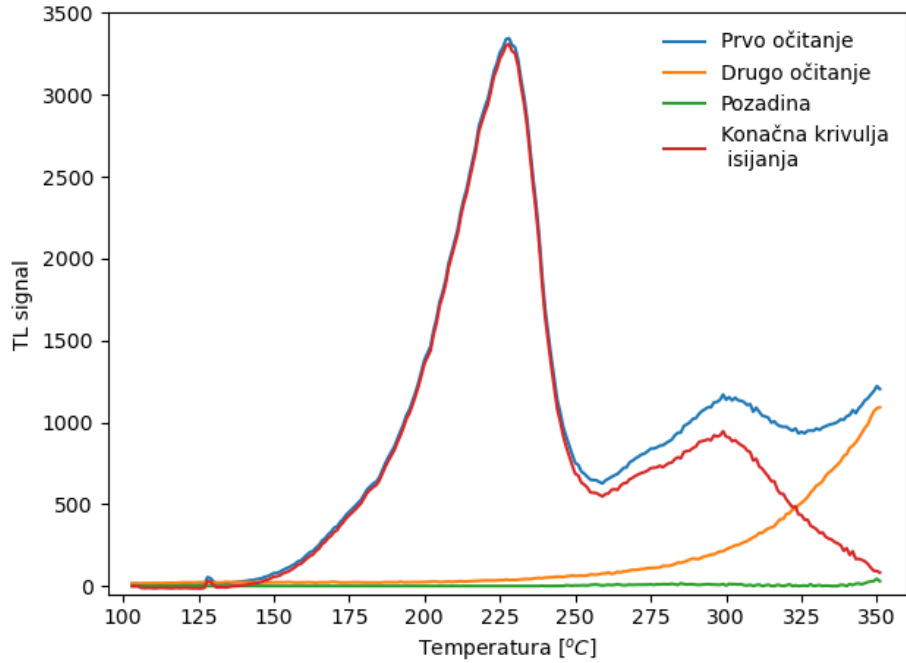
Slika 3.10: Krivulje isijanja u temperaturnoj skali za dozimetar ozračen izvorom  $^{60}\text{Co}$  (lijevo) i 5 MeV protonima (desno). Prikazani primjeri su za iste dozimetre kao i na slici 3.9.

**Obrada krivulje isijanja : dozimetri zračeni protonima** Svi dozimetri (radni i kontrole) su očitani dva puta. Drugo očitavanje se radi odmah nakon prvog bez otvaranja ladice čitača. Svi očitani signali korigirani su za pripadajuće individualne osjetljivosti. Sva očitavanja su zatim obrađena metodom opisanom u 3.4.1. Daljni koraci obrade prikazani su na slici 3.11. Svako drugo očitavanje određenog dozimetra oduzelo se od njegova prvog očitavanja. Svrha ovog je kako bi se maknuo intrinzični signal<sup>23</sup> dozimetra. Kako bi se oduzelo pozadinsko zračenje, usrednjeni su signali kontrolnih dozimetara i oduzeti su od signala dozimetara zračenih protonima. Konačna krivulja isijanja stoga predstavlja samo signal koji potječe od izlaganja dozimetra ionizirajućem zračenju odnosno protonima energije 5 MeV.

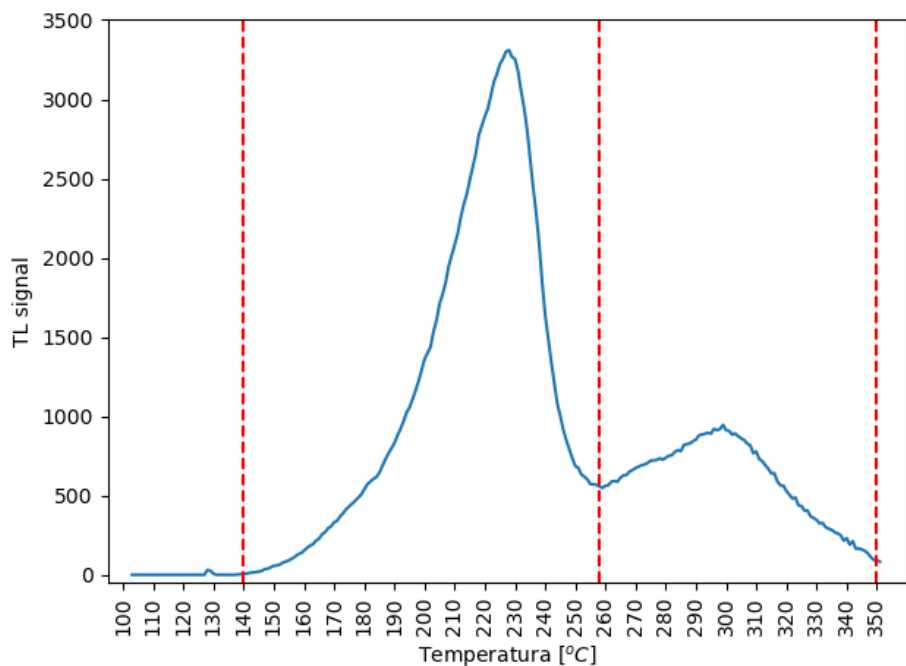
Kako bi se provela integracija vrhova, granice su vizualno određuju u konačnoj krivulji isijanja svakog pojedinačnog dozimetra. Primjer odabira granica dan je na slici 3.12. TL signal se integrira unutar granica.<sup>24</sup>

<sup>23</sup>Radi se o luminiscenciji zbog zagrijavanja TL dozimetra koja se javlja i kod neozračenih dozimetara.

<sup>24</sup>Pri čemu se uzeo u obzir broj točaka unutar svakog stupnja koji je određen u obradi za krivulje isijanja u temperaturnoj skali.



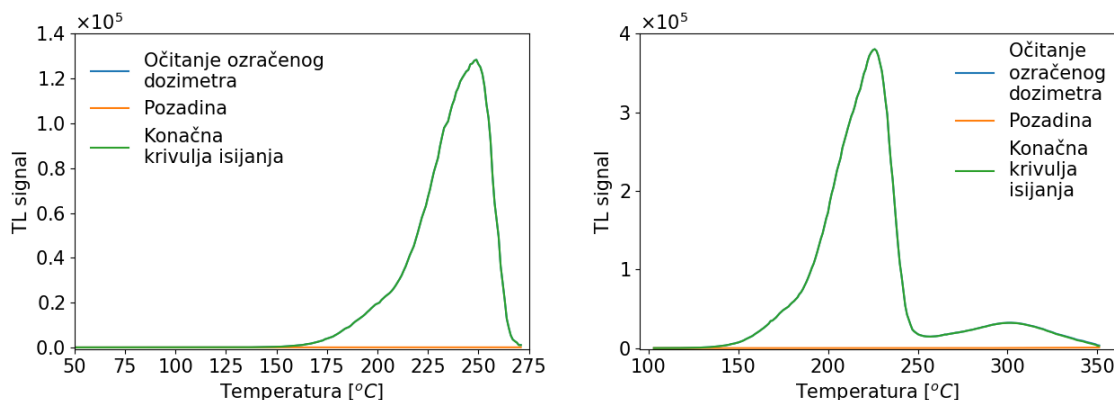
Slika 3.11: Prikaz dobivanja konačne krivulje isijanja dozimetra zračenog protonima energije 5 MeV. Ona se dobije oduzimanjem intrinzičnog signala (drugo očitavanje) i pozadine od ukupnog signala ozračenog dozimetra (prvo očitavanje).



Slika 3.12: Granice integracije za glavni i visokotemperaturni vrh.

**Obrada krivulje isijanja: dozimetri zračeni fotonima** Svi dozimetri (radni, kalibracijski i kontrole) su očitani jedanput i signali su im korigirani za individualne osjetljivosti. Sva očitavanja su zatim obrađena metodom opisanom u 3.4.1. Kako bi

se dobio signal pozadine usrednjen je signal kontrolnih<sup>25</sup> dozimetara. Isti se zatim oduzima od svakog TL signala ozračenog dozimetra. Postupak je prikazan na slici 3.13.



Slika 3.13: Krivulje isijanja radnih (lijevo) i kalibracijskih (desno) dozimetara. U oba slučaja zračeno je izvorom  $^{60}\text{Co}$ . Konačna krivulja isijanja dobije se oduzimanjem srednjeg signala kontrolnih dozimetara (pozadinski i intrinzični signal) od očitavanja ozračenog dozimetra.

Za integrirani signal glavnog dozimetrijskog vrha radnih dozimetara zračenih fotonima korištene su vrijednosti integrala dobivene TEMES programom korigirane za individualnu osjetljivost i pozadinski signal. Za kalibracijske dozimetre, integracija vrhova radila se na konačnoj krivulji isijanja kao na slici 3.12.

### 3.4.2 Određivanje doza

Iz integriranog signala glavnog dozimetrijskog vrha  $I_{TL,MP}$  može se odrediti doza apsorbirana u dozimetru zbog izlaganja zračenju od interesa (mjerena doza):

$$D_{LiF} = I_{TL,MP} \cdot k_{calib} \cdot f_{LiF,zrak} \quad (3.1)$$

gdje je  $k_{calib}$  kalibracijski koeficijent koji se računa prema 2.18 gdje je dozimetrijska veličina doza u zraku (vrijedi 3.2).  $f_{LiF,zrak}$  je faktor za preračunavanje izmjerene doze u jednom sredstvu (zrak) u dozu u drugom sredstvu (LiF), a koji je izračunat u nastavku (formula 3.3).

<sup>25</sup>U ovom slučaju kontrolni dozimetri osim što mjere pozadinsko zračenje služe i za oduzimanje intrinzičnog signala TL dozimetra.

**Dozimetri zračeni fotonima** Za dozimetre zračene u polju gama zračenja bio je zadovoljen uvjet CPE. Stoga prema 2.16 sudarna kerma jednaka je apsorbiranoj dozi. Kako je radijativni faktor  $g$  približno<sup>26</sup> 0 za energije sekundarnih čestica manje od 3 MeV u materijalima niskog  $Z$  [3], što je zadovoljeno u ovom eksperimentu<sup>27</sup>, prema 2.10 sudarna kerma jednaka je ukupnoj kermi. Stoga vrijedi da je kerma u zraku jednaka apsorbiranoj dozi u zraku:

$$D_{zrak} = K_{zrak} \quad (3.2)$$

Za dozimetre TLD-700 postoji empirijski utvrđen faktor koji povezuje dozu u zraku s dozom u vodi  $f_{voda,zrak}$ , a isti iznosi 1,102 [12]. Korekcijski faktor  $f_{LiF,voda}$  za prijelaz iz doze u vodi u dozu u LiF može se dobiti, s obzirom da vrijedi jednakost doze i kerme, iz omjera izraza 2.12 za LiF i vodu gdje su tokovi fotona uzeti kao jednaki, a maseni apsorpcijski koeficijenti su preuzeti iz NIST tablica [13] i iznose  $2,47 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$  za LiF i  $2,965 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$  za vodu.

Konačan izraz za korekcijski faktor kojim se preračunava doza u zraku u dozu u LiF glasi:

$$f_{LiF,zrak} = f_{LiF,voda} \cdot f_{voda,zrak} = 0,92 \quad (3.3)$$

**Dozimetri zračeni protonima** U slučaju zračenja protonima energije 5 MeV, protoni se u potpunosti zaustavljaju u volumenu dozimetra. Stoga se može definirati prosječna doza zračenja (referentna doza)  $\bar{D}$  koja je pohranjena u ozračenom volumenu dozimetra kao [14]:

$$\bar{D} = 1,602 \cdot 10^{-10} \frac{f \cdot t}{A} \frac{1}{\rho} \frac{E}{r} \quad [\text{Gy}] \quad (3.4)$$

gdje je  $f$  [Hz] frekvencija,  $A$  [cm<sup>2</sup>] poprečni presjek snopa protona,  $t$  [s] je vrijeme zračenja,  $\rho$  [g/cm<sup>3</sup>] gustoća dozimetra,  $E$  [MeV] kinetička energija upadnih čestica te  $r$  [cm] njihov doseg u materijalu dozimetra. Prefaktor je kako bi se izraz dobio u Gy. Doseg protona energije 5 MeV u LiF dobiven je pomoću programskog paketa SRIM [15].

Mjerena doza u dozimetrima TLD-700 zračenim protonima računa se iz kalibra-

<sup>26</sup>Radijativni gubitci za opisan slučaj iznose manje od 1% [3].

<sup>27</sup>U ovom eksperimentu fotoni kojima se zrači dozimetre su energije 1,25 MeV, a samim time je to gornja granica za oslobođene elektrone.

cija. Kako je kalibracija napravljena u polju gama zračenja, a ne na protonima, potrebno je 3.1 nadopuniti s odgovarajućim korekcijskim faktorima.

Budući da je u slučaju zračenja fotonima ozračen cijeli volumen dozimetra TLD-700, dok je kod protona samo dio, potreban je korekcijski faktor za ozračeni volumen:

$$f_V = \frac{V_\gamma}{V_p} \quad (3.5)$$

gdje je  $V_\gamma = r^2\pi d$  volumen cijelog dozimetra,  $r$  je polumjer, a  $d$  debljina dozimetra te se potrebni podaci nalaze u tablici 3.1. Dio volumena ozračenog protonima dan je kao  $V_p = rA$  gdje je  $A$  poprečni presjek snopa, a  $r$  doseg protona u dozimetru TLD-700.

Dodatno, budući da se radi o različitom tipu zračenja mora se uzeti u obzir utjecaj samoatenuacije. Samoatenuacija predstavlja atenuaciju TL signala u samom volumenu TL dozimetra. Za fotonska zračenja se samoatenuacijski faktor računa kao [16]:

$$f_\gamma = \frac{1 - e^{-\mu d}}{\mu d} \quad (3.6)$$

gdje je  $d$  debljina dozimetra. Za zračenja nabijnim česticama faktor samoatenuacije dan je kao [16]:

$$f_p = e^{-\mu r} \quad (3.7)$$

gdje je  $r$  doseg nabijene čestice u sredstvu dozimetra. Linearni atenuacijski koeficijent za dozimetre TLD-700 iznosi  $\mu = 2,1 \text{ cm}^{-1}$  [17]. Korekcijski faktor za samoatenuaciju dan je kao:

$$f_{\gamma,p} = \frac{f_\gamma}{f_p} \quad (3.8)$$

Konačno, mjerena doza u dozimetru TLD-700 zračenog protonima može se dobiti množenjem TL signala glavnog dozimetrijskog vrha ( $I_{TL,MP}$ ) s kalibracijskim koeficijentom i svim potrebnim korekcijskim faktorima:

$$D_{LiF} = k_{calib} \cdot f_{LiF,zrak} \cdot f_V \cdot f_{\gamma,p} \cdot I_{TL,MP} \quad (3.9)$$

### 3.4.3 Računanje koeficijenta linearnosti

U svrhu ispitivanja linearnosti odziva s dozom zračenja, osim provođenja linearne regresije, računa se i koeficijent linearnosti  $f(D)$  [14]:

$$f(D) = \frac{\bar{I}_{TL}(D)/D}{\bar{I}_{TL}(D_0)/D_0} \quad (3.10)$$

gdje  $\bar{I}_{TL}(D)$  označava srednji integrirani TL signal (vrha) dozimetara ozračenih dozom zračenja  $D$ , dok je indeksom 0 označena doza iz raspona linearnog odziva. Poželjna vrijednost  $f(D)$  je 1 jer ukazuje na linearnost odziva s dozom [22].

### 3.4.4 Prikaz rezultata

Svi rezultati mjerenja dani su kao:

$$x = \bar{x} \pm M_x \quad (3.11)$$

gdje je  $\bar{x}$  aritmetička sredina  $n$  mjerenja varijable  $x$ , a  $M_x$  jedna standardna devijacija aritmetičke sredine (nepouzdanost):

$$M_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n(n-1)}} \quad (3.12)$$

Za ovisne veličine  $F$  koje se računaju iz srednjih vrijednosti mjerenja,  $\bar{F} = F(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{x}_3, \dots)$ , nepouzdanost je dana kao:

$$M_F = \sqrt{\sum_{x_i} \left( \left. \frac{\partial F}{\partial x_i} \right|_{x_i=x_i} \cdot M_{x_i} \right)^2} \quad (3.13)$$

gdje se sumira po svim varijablama  $x_i$  o kojima  $F$  ovisi, a  $M_i$  su njihove standardne devijacije aritmetičke sredine. Ovisna varijabla se također prikazuje uz jednu standardnu devijaciju:

$$F = \bar{F} \pm M_F \quad (3.14)$$

## 4 Rezultati

### 4.1 Odziv dozimetara TLD-700 zračenih u polju gama zračenja

Individualne osjetljivosti dozimetara korištenih u ovom dijelu eksperimenta, izračunate prema 2.19, bile su u rasponu 0,95 do 1,10. Sve krivulje isijanja, dobivene mjernim ciklusom A, dozimetara TLD-700 zračenih izvorom  $^{60}\text{Co}$  različitim kermama u zraku nalaze se u Dodatku A.1.

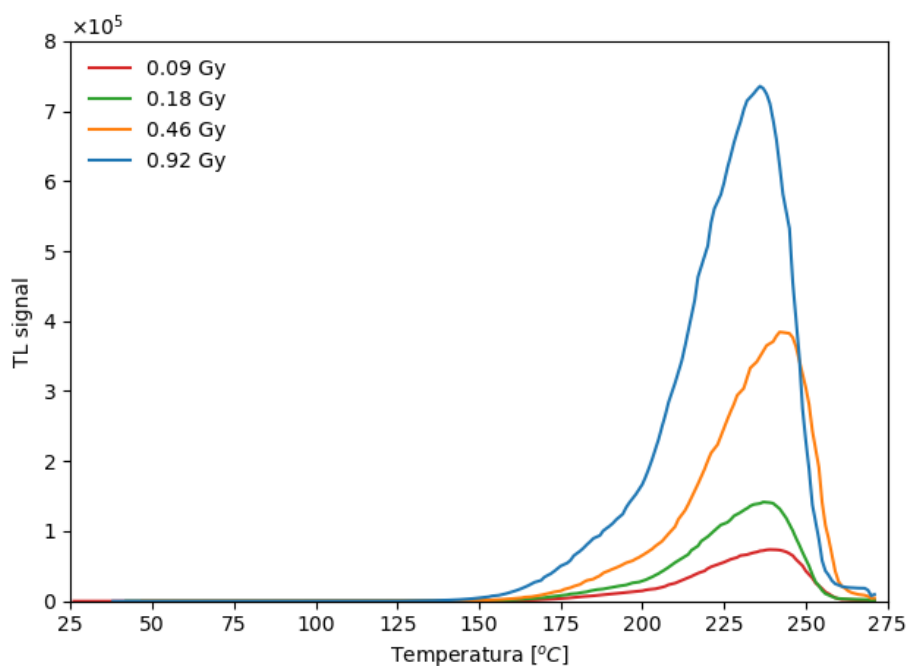
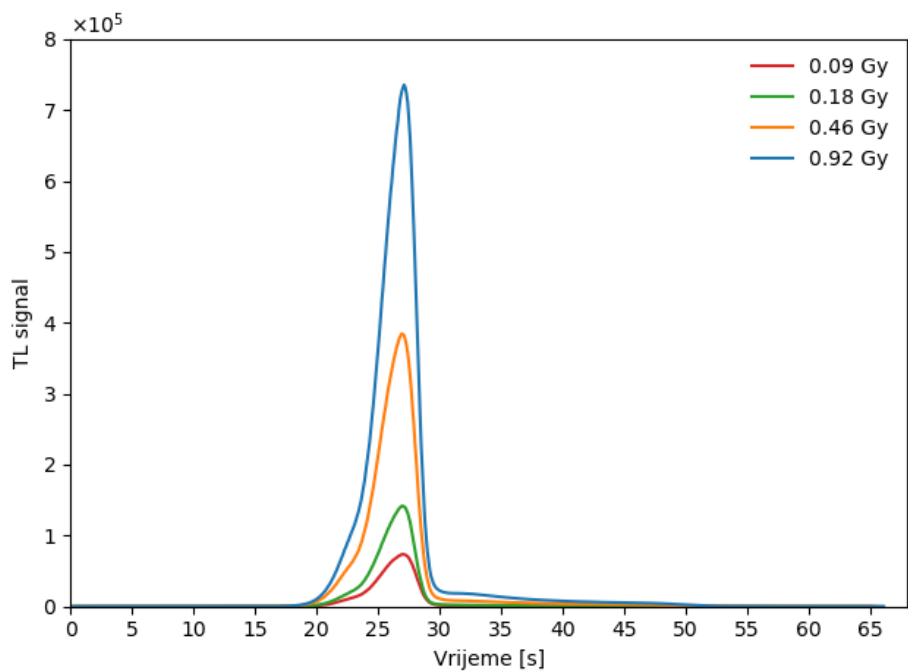
Po primjer krivulje isijanja za svaku dozu zračenja, izraženu kao doza u LiF, dan je na slici 4.1. Preračunavanje iz kerme u zraku u dozu u LiF napravljeno je kako je opisano u 3.4.2, a vrijednosti su sažete u tablici 4.1. Mjerene doze izračunate su prema 3.1, a za kalibraciju su iskorištena zračenja kermom u zraku od 0,1 Gy. Mjerene doze kao i relativna razlika referentnih i mjerenih doza se također nalaze u tablici 4.1. Mjerene doze su u dobrom slaganju s referentnim dozama zračenja.

$K_{zrak}$ [Gy]	Referentne		Mjerena $D_{LiF}$ [Gy]	$\frac{D_{LiF,ref} - D_{LiF,mjerena}}{D_{LiF,ref}}$	$f(D)$
	$D_{voda}$ [Gy]	$D_{LiF}$ [Gy]			
0,10	0,11	0,09	$0,0918 \pm 0,0008$	0%	$1,00 \pm 0,01$
0,20	0,22	0,18	$0,173 \pm 0,003$	6%	$0,94 \pm 0,02$
0,50	0,55	0,46	$0,457 \pm 0,009$	1%	$0,99 \pm 0,02$
1,00	1,10	0,92	$0,91 \pm 0,01$	1%	$0,99 \pm 0,01$

Tablica 4.1: Referentne doze zračenja na izvoru  $^{60}\text{Co}$ , mjerene doze i njihova relativna razlika. Također je dan koeficijent linearnosti  $f(D)$  za dana zračenja.

Svaka krivulja isijanja ima samo jedan vrh što je tipično za TLD-700 ozračene fotonima uz primjenu mjernog ciklusa A. Taj vrh naziva se glavni dozimetrijski vrh, a postiže se na temperaturi  $T_{max} = (240 \pm 1)^\circ\text{C}$ . Iz slike 4.1 očito je da odziv dozimetara raste s porastom apsorbirane doze. Ovo je u skladu s teorijskim očekivanjem s obzirom da je površina ispod krivulje isijanja proporcionala apsorbiranoj dozi.

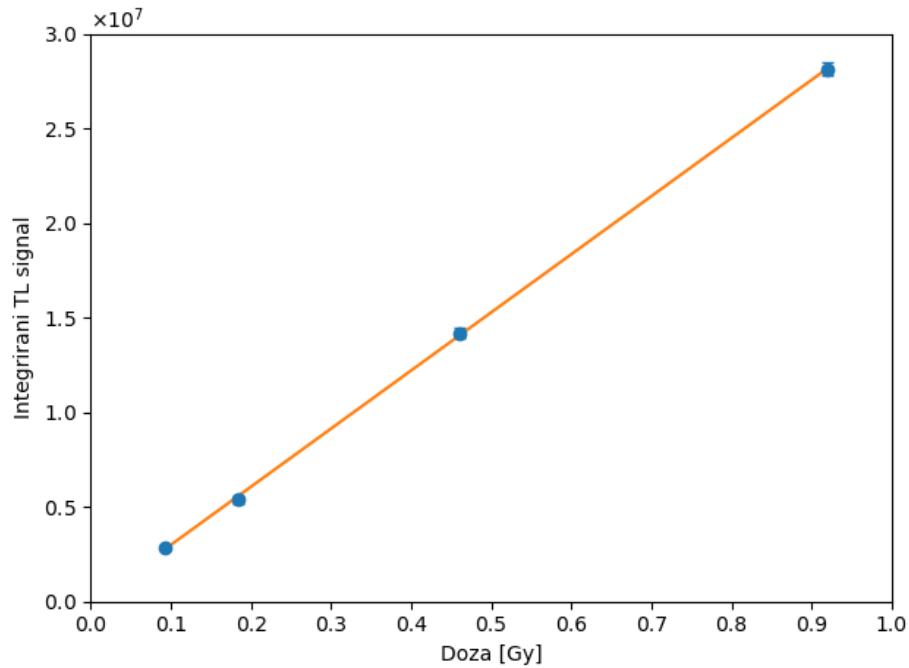
Radi provjere linearnosti odziva s dozom izračunati su koeficijenti linearnosti prema 3.10, a nalaze se u tablici 4.1. Na slici 4.2 prikazan je odziv dozimetara TLD-700 u ovisnosti o dozi kojom su zračeni kao i prilagodba eksperimentalnih podataka na pravac.



Slika 4.1: Krivulje isijanja za različite doze zračenja u vremenskoj (gore) i temperaturnoj skali (dolje). Doze su izražene kao doze u LiF.

Na temelju rezultata prikazanih na slici 4.2 i  $f(D)$  danih u tablici 4.1 zaključuje se da odziv danih dozimetara TLD-700 pokazuje linearnu ovisnost o apsorbriranoj dozi za mjereni raspon doza. Linearnost odziva jedna je od poželjnih karakteristika za dozimetre jer omogućava jednostavnu kalibraciju. Za LiF:Mg,Ti dozimetre zračene fotonima poznato je da je odziv linearan za doze u rasponu od  $30 \mu\text{Gy}$  do najmanje





Slika 4.2: Odziv dozimetara TLD-700 u ovisnosti o dozi zračenja. Prikazani pravac je rezultat prilagodbe eksperimentalnih podataka na pravac  $y = ax + b$ . Nagib dobivenog pravca iznosi  $a = (3,1 \pm 0,3)10^7 \text{ Gy}^{-1}$ , a odsječak na y osi  $b = (-0,8 \pm 2)10^5$ .  $R^2$  vrijednost iznosi 0,9998. Svaka točka predstavlja srednju vrijednost odziva dozimetara zračenih istom dozom, a prikazane nepouzdanosti predstavljaju standardne devijacije srednje vrijednosti.

1 Gy [18] [21] te su dobiveni rezultati u slaganju s time. Određeni radovi pokazali su linearnost odziva dozimetara TLD-700 zračenih fotonima za doze i do 3 Gy [19], 4 Gy [22] i 10 Gy [20].

Ovom analizom pokazalo se da je ponašanje dozimetara TLD-700 koji se koriste u ovom eksperimentu u skladu s očekivanim za fotonska zračenja te da oni zajedno s Toledo 654 Vinten čitačem čine pogodan dozimetrijski sustav.

## 4.2 Zračenja protonima

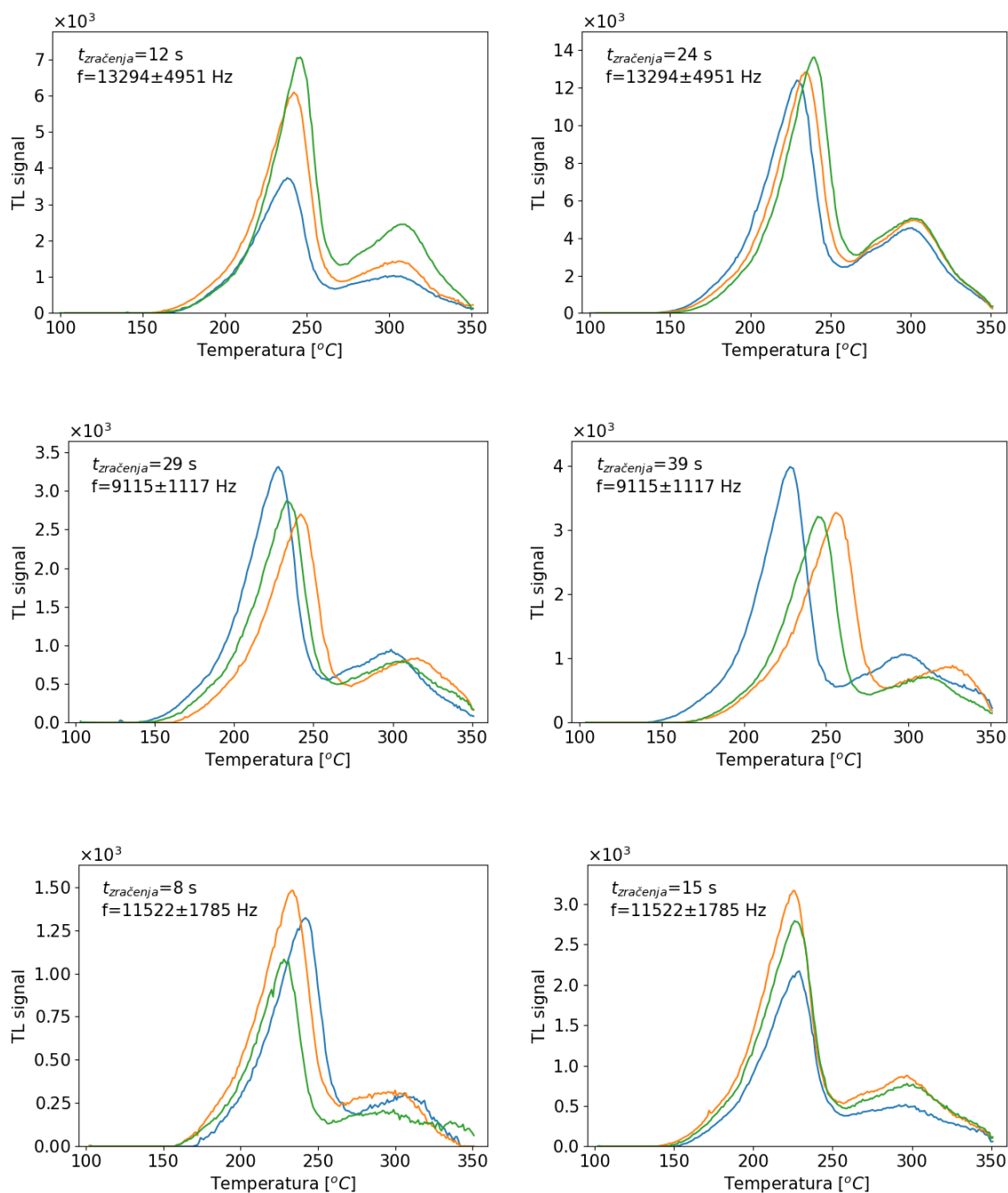
Individualne osjetljivosti dozimetara korištenih u ovom dijelu eksperimenta, dobivene prema 2.19, bile su u rasponu 0,94 do 1,10.

### 4.2.1 Izgled krivulje isijanja

Prva i druga očitavanja dozimetara TLD-700 zračenih protonima energije 5 MeV nalaze se u dodatku A.2 (slika A.2 i A.3) dok se konačne krivulje isijanja u temperaturnoj skali nalaze na slici 4.3. Svaki graf sadrži krivulje isijanja dozimetara zračenih jednako dugo. Iako je trajanje zračenja bilo moguće precizno podesiti, frekvencija snopa protona je prilikom zračenja značajno varirala. Srednje frekvencije snopa protona kao i njihove relativne standardne devijacije navedene su u tablici 4.2 te je relativna standardna devijacija srednje frekvencije sezala i do 37% (prva dva seta zračenja, grafovi na vrhu slike 4.3). Pretpostavlja se da je upravo nestabilnost frekvencije protonskog snopa najvažniji uzrok varijacija u intenzitetu TL signala za dozimetre zračene jednako dugo odnosno istom referentnom dozom (npr. slika 4.3 (gore-lijevo)). Uočeni su i pomaci krivulja tj. vrhova duž temperaturne osi (npr. slika 4.1 (sredina-desno)) za koje se smatra da proizlaze iz malih razlika u samim dozimetrima i uvjetima tokom mjernog ciklusa.

$t$ [s]	$\bar{f}$ [Hz]	$M_f$ (%)	$\bar{I}_{TL}$	$M_{I_{TL}}$ (%)	$\overline{TL}_{max}$	$M_{TL_{max}}$ (%)
Glavni dozimetrijski vrh						
12	13294	37	414781	15	5624	18
24	13294	37	1000846	1	12950	3
29	9115	12	242757	5	2959	6
39	9115	12	270071	5	3486	7
8	11522	15	103087	12	1294	9
15	11522	15	217965	11	2710	11
Visokotemperaturni vrh						
12	13294	37	182362	23	1639	26
24	13294	37	571925	2	4844	3
29	9115	12	109449	2	861	5
39	9115	12	108844	21	889	11
8	11522	15	31912	5	282	12
15	11522	15	97804	13	725	15

Tablica 4.2: Podaci o glavnom i visokotemperaturnom vrhu. Dani su vrijeme zračenja  $t$ , srednja vrijednost frekvencije snopa  $\bar{f}$ , srednji integrirani TL signal  $\bar{I}_{TL}$  i maksimalne visine vrha  $\overline{TL}_{max}$  te njihove relativne standardne devijacije srednje vrijednosti  $M_f$ ,  $M_{I_{TL}}$  i  $M_{TL_{max}}$ .



Slika 4.3: Konačne krivulje isijanja dozimetara TLD-700 zračenih protonima energije 5 MeV. U svakom grafu s trima bojama prikazane su konačne krivulje isijanja triju dozimetara zračenih jednako dugo. Navedena su vremena zračenja i srednje frekvencije protonskog snopa.

Zbog nestabilnosti protonskog snopa na korištenim frekvencijama, bilo bi bolje kada bi se frekvencija mogla mjeriti neposredno prije i nakon zračenja svakog dozimetra. No, s obzirom da se otvori za mjerenje frekvencija u korištenom postavu nalaze na rubovima nosača, to bi iziskivalo pomicanje nosača tako da snop s dozimetra dođe na otvor i zatim nazad na idući dozimetar. Budući da su vremena zračenja

dozimetra kratka ( $< 1$  min), a pomicanje nosača iziskuje podosta vremena, ovo se smatra neisplativim rješenjem.

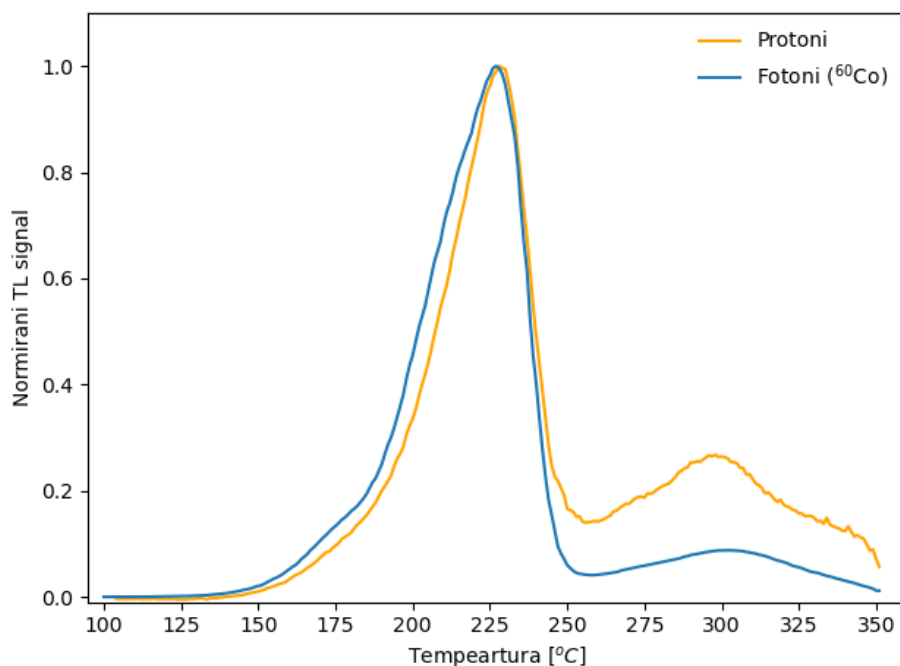
Podaci o srednjoj vrijednost integriranog TL signala  $\bar{I}_{TL}$  i visine vrha  $\overline{TL}_{max}$  kao i njihove relativne nepouzdanosti, nalaze se u tablici 4.2. Sam izgled krivulja isijanja je ujednačen odnosno svaka posjeduje dva vrha. Glavni dozimetrijski vrh (MP, engl. Main peak) postiže se na temperaturi  $T_{MP} = (236 \pm 2) ^\circ\text{C}$ , a viskotemperaturni vrh (HTP, engl. High-temperature peak) na temperaturi  $T_{HTP} = (304 \pm 2) ^\circ\text{C}$ . Izgled krivulja isijanja je u slaganju<sup>28</sup> s drugim radovima [17] [21].

---

<sup>28</sup>Temperatura na kojoj se realiziraju vrhovi može varirati jer ovisi o brzini grijanja prilikom očitavanja. [6]

#### 4.2.2 Usporedba krivulja isijanja dozimetara TLD-700 zračenih protonim i fotonima.

Usporedba krivulje isijanja za dozimetre ozračene protonima i fotonima prikazana je na slici 4.4. Za primjer dozimetra zračenog fotonima korišten je jedan od kalibracijskih dozimetra budući da su oni očitani režimom očitavanja B kao i dozimetri zračeni protonima. Krivulje su normirane na maksimalnu vrijednost svojeg glavnog dozimetrijskog vrha, a prikazane su u temperaturnoj skali. U obje krivulje vidljiva su dva



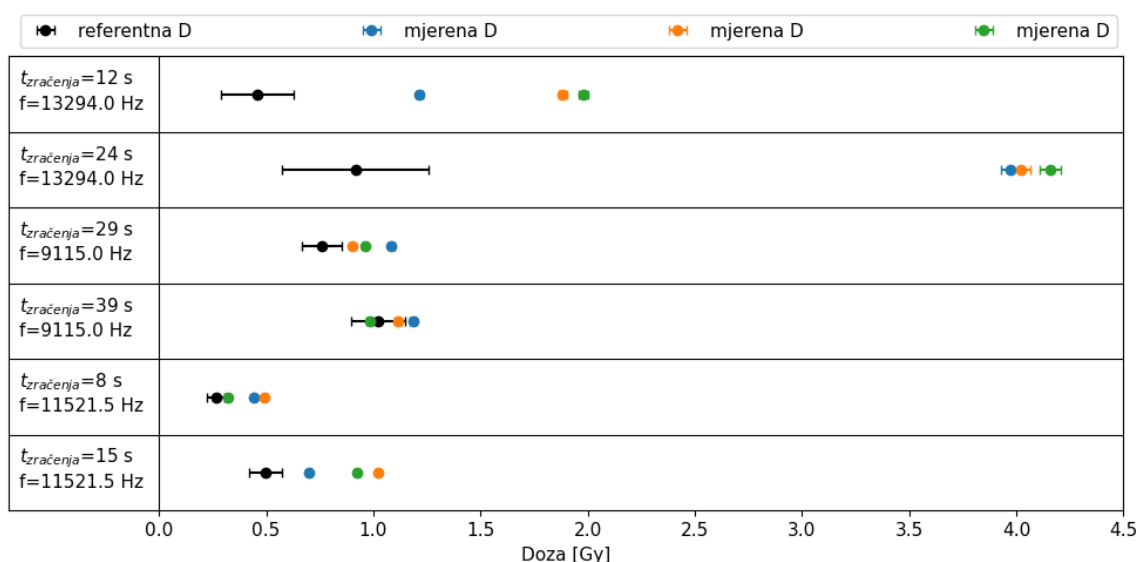
Slika 4.4: Usporedba krivulja isijanja za dozimetre TLD-700 zračene protonima i fotonima. Signal svakog je normiran na maksimalnu vrijednost vlastitog glavnog dozimetrijskog vrha.

vrha: glavni i visokotemperaturni. Očigledna razlika je u visokotemperaturnom vrhu koji je izraženiji za dozimetre zračene protonima. Omjer visokotemperaturnog i glavnog vrha za protone iznosi  $0,44 \pm 0,02$  dok je za fotone  $0,142 \pm 0,005$ . Poznato je da je visokotemperaturni vrh dozimetara TLD-700 osjetljiv na LET zračenja te da raste s porastom LET-a [24], stoga je očekivano da će biti izraženiji za dozimetre zračene teškim nabijenim česticama spram onih zračenih fotonima. Nažalost, u ovom radu nismo bili u mogućnosti napraviti mjerenja na težim ionima no očekujemo da bi omjer HTP/MP bio veći nego za protone. Kada bi se mogla utvrditi ovisnost omjera HTP/MP o LET-u zračenja, tada bi se na temelju izmjernog omjera visokotemperaturnog i glavnog vrha mogao odrediti nepoznati LET upadnog zračenja.

Ponašanje krivulja isijanja sa slike 4.4 je u slaganju s drugim radovima [24] [23] koji uspoređuju krivulje isijanja dozimetara TLD-700 za teške nabijene čestice i fotone.

### 4.2.3 Odziv dozimetara TLD-700 zračenih protonima u ovisnosti o dozi.

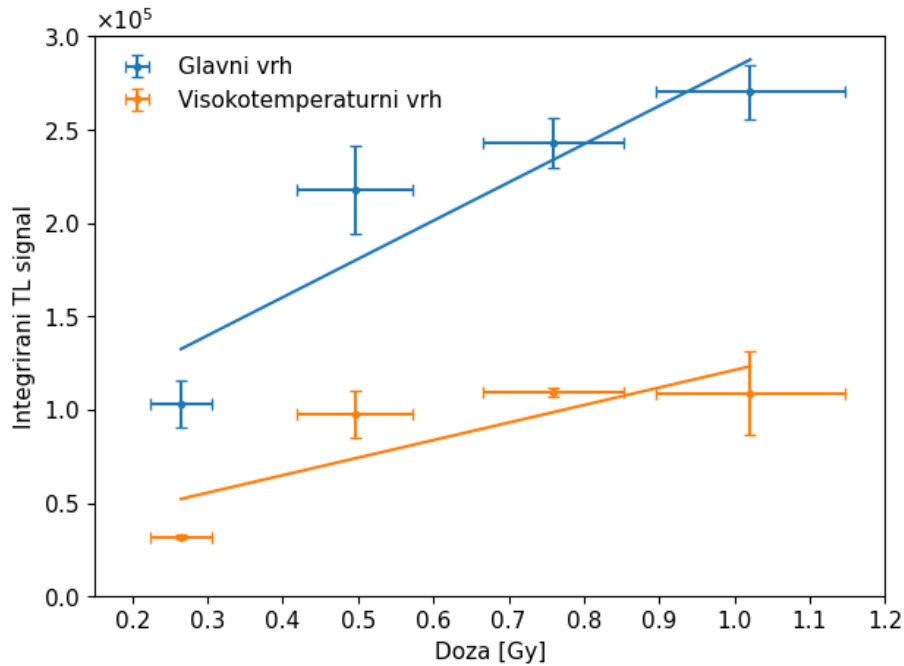
Za odziv dozimetra uzima se integrirani signal vrha (glavnog ili visokotemperaturnog) konačne krivulje isijanja. Doza zračenja (referentna doza) računala se prema 3.4. Mjerena doza dobivena je iz kalibracija prema 3.9 pri čemu se kalibracija radi na glavni dozimetrijski vrh. Referentne i mjerene doze za svaki set zračenja prikazane su na slici 4.5. Za prva dva seta vidljivo je veliko odstupanje mjerene od referentne doze. To je očekivano zbog izražene nestabilnosti frekvencije protonskog snopa prilikom zračenja prva dva seta dozimetara. Isti se stoga u daljnjem računu ovisnosti odziva o dozi izuzimaju.



Slika 4.5: Referentne i mjerene doze. Dana su vremena zračenja i srednja frekvencija protonskog snopa. Svaka mjerena doza određenog dozimetra označena je istom bojom kao i krivulja isijanja tog dozimetra iz slike 4.3.

Na slici 4.6 prikazana je ovisnost glavnog i visokotemperaturnog vrha o dozi zračenja kao i prilagodba na pravac. Doze su izračunate pomoću relacije 3.4 koristeći srednje frekvencije protonskog snopa. Iz grafa 4.6 ne može se jasno zaključiti je li odziv vrhova linearan u danom rasponu doza, no vrijednosti  $R^2$  ukazuju da prilagodba na pravac nije u potpunosti ispravna.

Kako bi se bolje istražilo ponašanje odziva u ovisnosti o dozi, računaju se koeficijent linearnosti prema 3.10. Za dozu za koju se očekuje linearnost uzima se najmanja doza zračenja u eksperimentu (0,26 Gy) i njezin prosječni integrirani TL signal. Vrijednosti koeficijenta linearnosti za glavni i visokotemperaturni vrh dane su u tablici 4.3.



Slika 4.6: Ovisnost odziva glavnog dozimetrijskog vrha (plavo) i viskotemperaturnog vrha (narančasto) dozimetara TLD-700 zračenih protonima o dozi zračenja. Svaka točka predstavlja srednju vrijednost odziva te nepouzdanost odziva (izračunato prema 3.12) i doze zračenja (izračunate prema 3.13). U oba slučaja primjenjena je linearna prilagodba oblika  $y = ax + b$ .

Glavni dozimetrijski vrh:  $a = (20 \pm 6)10^4 \text{ Gy}^{-1}$ ,  $b = (8 \pm 5)10^4$ ,  $R^2 = 0,83$

Viskotemperaturni vrh:  $a = (9 \pm 5)10^4 \text{ Gy}^{-1}$ ,  $b = (3 \pm 3)10^4$ ,  $R^2 = 0,68$

$f(D)$  za oba vrha u danom rasponu doza zračenja imaju vrijednosti bitno različite od 1. Usporedbom s rezultatima za zračenja fotonima, danim u tablici 4.1, jasno je da u slučaju protona vrijednosti  $f(D)$  odstupaju od 1 mnogo više nego kod fotona, ali su i nepouzdanosti znatno veće. Velike nepouzdanosti su posljedica nestabilnosti protonskog snopa prilikom zračenja. S obzirom da nepouzdanosti u većini slučajeva obuhvaćaju i  $f(D) = 1$ , na temelju danih rezultata ne može se konkretno zaključiti o (ne)linearnosti odziva u danom rasponu doza niti za glavni niti za viskotemperaturni vrh dozimetara TLD-700 zračenih protonima energije 5 MeV.

Referentna $D_{LiF}$ [Gy]	Glavni vrh $f(D)$	HTP $f(D)$
0,26	$1,0 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$
0,50	$1,1 \pm 0,3$	$1,6 \pm 0,4$
0,76	$0,8 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,2$
1,02	$0,7 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,3$

Tablica 4.3: Koeficijenti linearnosti  $f(D)$  i njihove nepouzdanosti (izračunate prema 3.13) za glavni i viskotemperaturni vrh (HTP).



## 5 Zaključak

Korišteni dozimetri TLD-700 pokazali su krivulje isijanja u skladu s očekivanjem za zračenja fotonima izvora  $^{60}\text{Co}$  uz primjenu standardnog mjernog ciklusa (A). Pokazan je linearan odziv za korišteni raspon doza (0,09-0,92) Gy čime je zaključeno da dani dozimetri TLD-700 i čitač Toledo 654 Vinten čine pogodan dozimetrijski sustav.

Isti dozimetri TLD-700 zračeni su protonima energije 5 MeV te su krivulje isijanja dobivene mjernim ciklusom B pokazale dva vrha, glavni i visokotemperaturni, što je u skladu s očekivanjem. Vidljiva je bila varijacija u jačini signala za dozimetre zračene jednako dugo, odnosno jednakim referentnim dozama, što se pripisuje nestabilnosti protonskog snopa tokom zračenja.

U usporedbi krivulja isijanja za fotone i protone uočena je veća izraženost visokotemperaturnog vrha kod protona naspram fotona što je u skladu s očekivanjem zbog osjetljivosti tog vrha na LET zračenja. Omjer visokotemperaturnog i glavnog vrha je za protone iznosio  $0,44 \pm 0,02$ , a za fotone  $0,142 \pm 0,005$ .

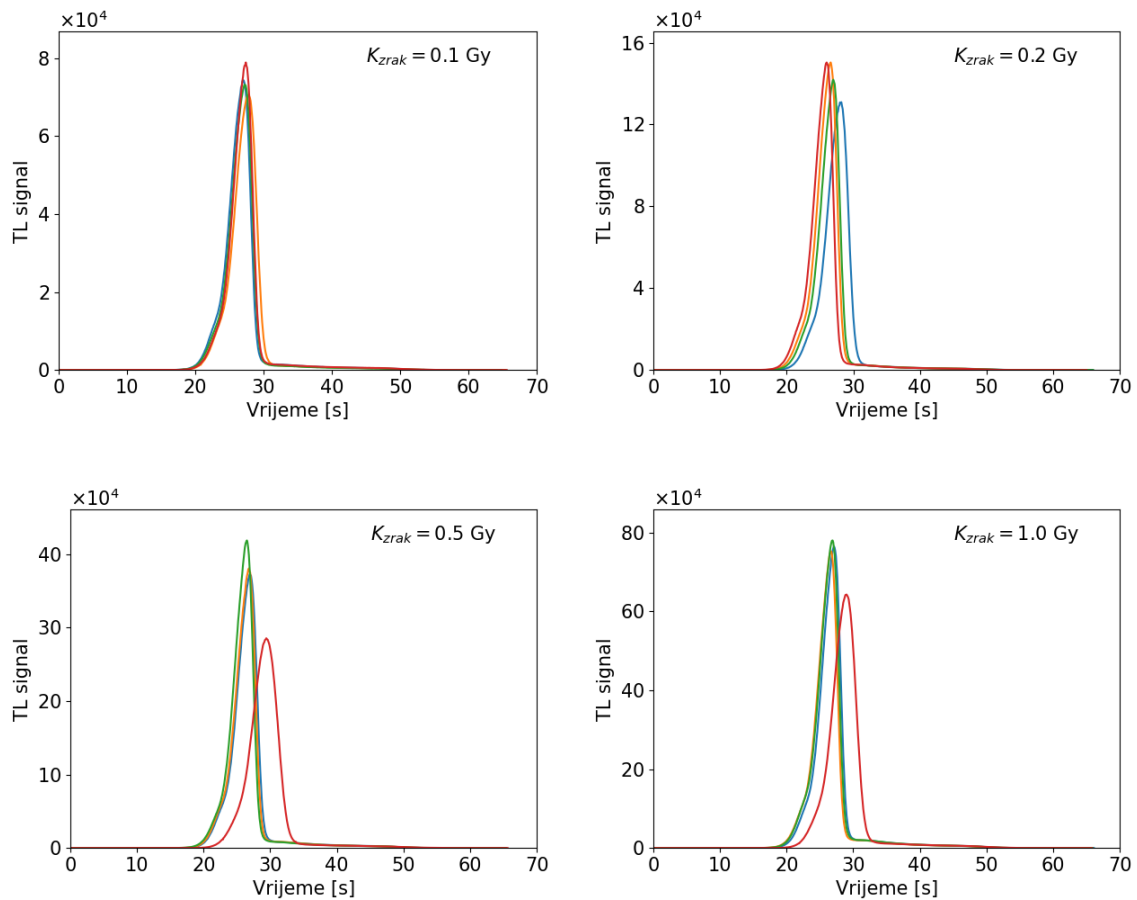
Linearnost odziva glavnog i visokotemperaturnog vrha ispitana je primjenom linearne regresije i računom koeficijenta linearnosti.  $R^2$  vrijednosti linearne prilagodbe iznosile su 0,83 za glavni i 0,68 za viskotemperaturni vrh, a koeficijenti linearnosti su značajno odstupali od 1. No isto tako, nepouzdanosti koeficijenta linearnosti su bile velike te su obuhvaćale i slučaj  $f(D) = 1$ . Velike nepouzdanosti su posljedica nestabilnosti protonskog snopa. Stoga se na temelju ovih mjerenja i dobivenih rezultata ne može donijeti pouzdan zaključak o ponašanju odziva u ovisnosti o dozi niti za glavni niti za visokotemperaturni vrh dozimetara TLD-700 zračenih protonima energije 5 MeV.

# Dodaci

## Dodatak A Rezultati očitavanja

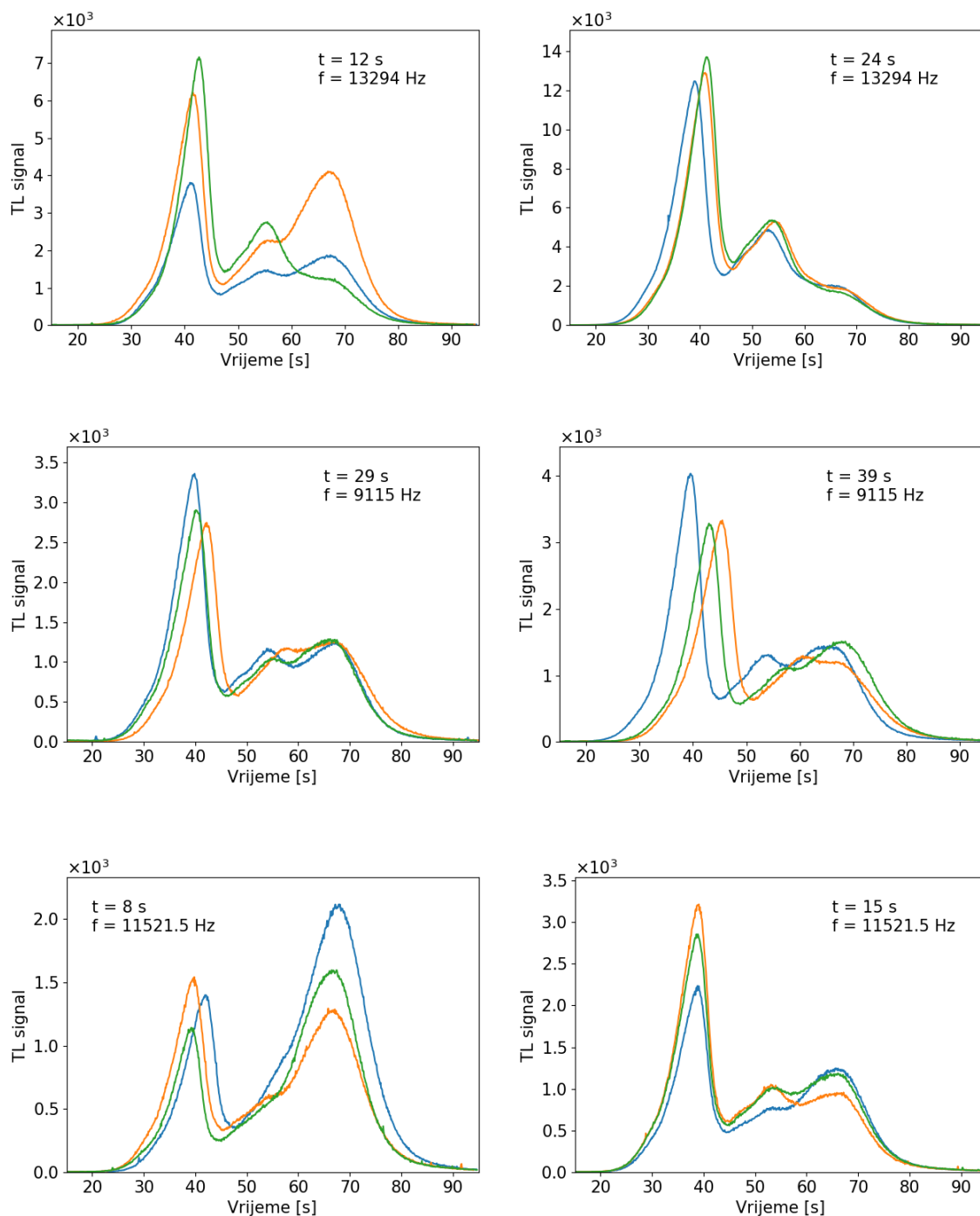
### A.1 Očitane krivulje isijanja dozimetara zračenih fotonima izvora

$^{60}\text{Co}$

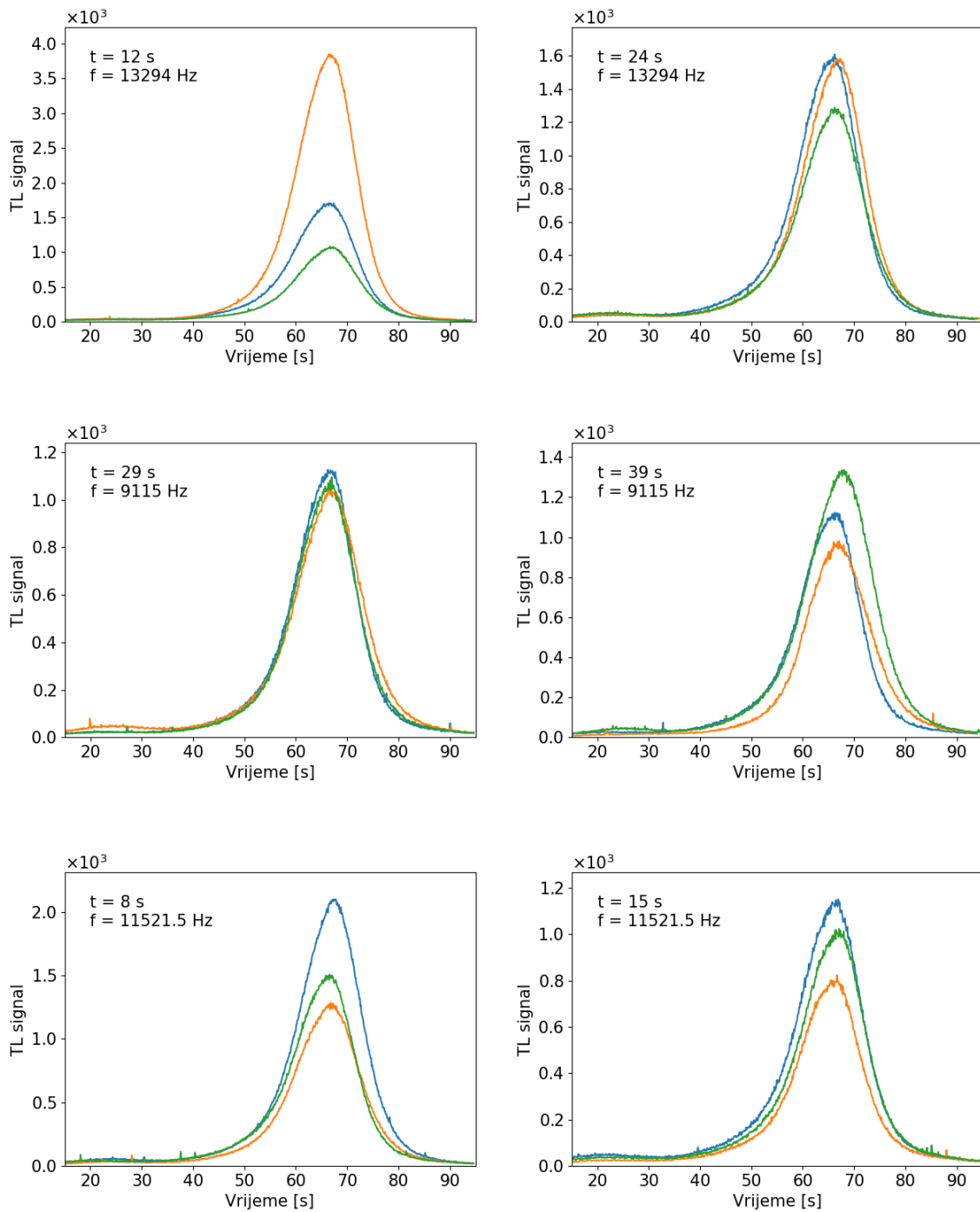


Slika A.1: Očitane krivulje isijanja dozimetara TLD-700 zračenih izvorom  $^{60}\text{Co}$  u svrhu određivanja ovisnosti odziva o apsorbiranoj dozi. Korišten je režim očitavanja A. U svakom grafu, različitim bojom, prikazane su krivulje isijanja četiriju dozimetara ozračenih istom dozom.

## A.2 Očitane krivulje isijanja dozimetara zračenih protonima energije 5 MeV.



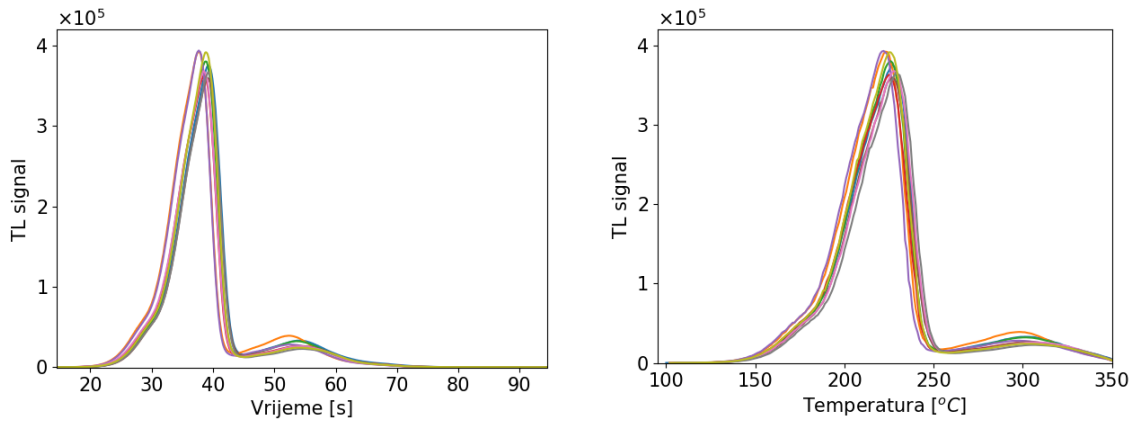
Slika A.2: Prvo očitanje dozimetara TLD-700 zračenih protonima energije 5 MeV. Korišten režim očitavanja je režim B. Navedena su vremena zračenja i srednje frekvencije protonskog snopa. U svakom grafu, različitom bojom, prikazano je prvo očitanje dozimetara zračenih jednako dugo.



Slika A.3: Drugo očitavanje dozimetara TLD-700 zračenih protonima energije 5 MeV. Korišten režim očitavanja je režim B. Navedena su vremena zračenja i srednje frekvencije protonskog snopa. U svakom grafu krivulja koja odgovara očitavanju određenog dozimetra je iste boje kao i u grafu A.2

## Dodatak B Kalibracija

Devet dozimetara TLD-700 ozračeno je u polju gama zračenja  $^{60}\text{Co}$  kermom u zraku od 1 Gy u svrhu određivanje kalibracijskog koeficijenta. Dozimetri su očitani režimom očitavanja B. Očitane krivulje isijanja nalaze se na slici B.4 (lijevo). Konačne krivulje isijanja u temperaturnoj skali dobivene postupkom 3.4.1 nalaze se na slici B.4 (desno). Glavni dozimetrijski vrh postiže se na temperaturi ( $T_{MP} = 225,8 \pm 0,8$ ) °C dok se visokotemperaturni vrh postiže na  $T_{HTP} = (303 \pm 1)$  °C. Koeficijent kalibracije koji je dobiven iz ovih rezultata prema 2.18 kao i drugi korekcijski faktori potrebni za kalibraciju iskazani su u tablici B.



Slika B.4: Krivulje isijanja u vremenskoj (lijevo) i temperaturnoj skali (desno) kalibracijskih dozimetara TLD-700 zračenih izvorom  $^{60}\text{Co}$  kermom u zraku od 1 Gy.

$k_{calib}$ [Gy]	$f_{zrak, LiF}$	$f_V$	$f_{\gamma, p}$
$(3,19 \pm 0,04)10^{-8}$	0,92	134,00	0,95

Tablica B.1: Vrijednosti kalibracijskog koeficijenta  $k_{calib}$  (izračunat prema 2.18, nepouzdanost prema 3.13) i korekcijskih faktora potrebnih za određivanje doze iz kalibracija prema 3.9.

$f_{zrak, LiF}$  - faktor za prijelaz iz doze u zraku u dozu izraženu kao doza u LiF. Izračunato prema 3.3.

$f_V$  - korekcijski faktor za ozračeni volumen. Izračunato prema 3.5.

$f_{\gamma, p}$  - korekcijski faktor samoatenuacije. Izračunato prema 3.8.

## Bibliography

- [1] Podgorsak, E.B. Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students. Beč: International Atomic Energy Agency (IAEA), 2005.
- [2] Baily, D. L. et al. Nuclear medicine physics: A handbook for teachers and students. Beč: International Atomic Energy Agency, 2014.
- [3] Attix, H. S. Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry. Madison: John Wiley & Sons, Inc., 1986.
- [4] Ying, C.K.; Bolst, D.; Tran, L.T.; Guatelli, S.; Rosenfeld, A.B.; Kamil, W.A. Contributions of secondary fragmentation by carbon ion beams in water phantom: Monte Carlo simulation. // Journal of Physics: Conference Series. Vol.851,1 (2017), str. 012033.
- [5] Bos, A.J.J. Theory of thermoluminescence. // Radiation Measurements. Vol.41 (2006), str. 45-56.
- [6] McKinlay, A.F. Thermoluminescence dosimetry (medical physics handbooks 5). Bristol: Adam Hilger Ltd, 1981.
- [7] Knežević, Ž.; Stolarczyk, L.; Bessieres, I.; Bordy, J.M.; Miljanić, S.; Olko, P. Photon dosimetry methods outside the target volume in radiation therapy: Optically stimulated luminescence (OSL), thermoluminescence (TL) and radiophotoluminescence (RPL) dosimetry. // Radiation Measurements. Vol. 57 (2013), str. 9-18.
- [8] Kaiser, A.; Eley, J. G.; Onyeuku, N. E.; Rice, S. R.; Wright, C. C.; McGovern, N. E.; Sank, M.; Zhu, M.; Vujaskovic, Z.; Simone 2nd, C. B.; Hussain, A. Proton therapy delivery and its clinical application in select solid tumor malignancies. // Journal of Visualized Experiments, 144 (2019).
- [9] Raspad Cs-137, Wikipedia, <https://en.wikipedia.org/wiki/Caesium>, 12.02.2024.
- [10] Raspad Co-60, Wikipedia, <https://en.wikipedia.org/wiki/Cobalt-60>, 12.02.2024

- [11] Akceleratori, Institut Ruđer Bošković, <https://www.irb.hr/Zavodi/Zavod-za-eksperimentalnu-fiziku/Laboratorij-za-interakcije-ionskih-snopova/Clanci/Akceleratori>, 24.01.2023.
- [12] S. Miljanić et al. Intercomparison of dosimeters for non-target organ dose measurements in radiotherapy - activity of EURADOS WG9: Radiation protection in medicine. Proceedings of the 6th International Workshop on Individual Monitoring of Ionizing Radiation, 2010, str. 95-107
- [13] Maseni atenuacijski koeficijenti, NIST, <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab4.html>, DATUM PRISTUPANJA
- [14] Gieszczyk, W.; Bilski, P.; Olko, P.; Herrmann, R.; Kettunen, H.; Virtanen, A.; Bassler, N. Evaluation of the relative thermoluminescence efficiency of LiF:Mg,Ti and LiF:Mg,Cu,P TL detectors to low-energy heavy ions.//Radiation Measurements. Vol.51-52 (2013), str. 7-12.
- [15] Masena zaustavna snaga, SRIM-The Stopping and Range of Ions in Matter, <http://www.srim.org>, 21.4.2023
- [16] Mukherjee, B.; Vana, N. Self-absorption effect in LiF thermoluminescent dosimeters.//Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. Vol.226,2 (1984), str. 572-573.
- [17] Miljanić, S.; Ranogajec-Komor, M.; Blagus, S.; Miljanić, Đ.; Osvay, M. TLD-700 for proton dosimetry in the presence of low-energy X-rays.// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. Vol. 519,3 (2004), str. 667-673.
- [18] Bhatt, B and Kulkarni, M. Thermoluminescent Phosphors for Radiation Dosimetry.// Defect and Diffusion Forum. Vol. 347 (2013), str. 179-227.
- [19] Waligórski, M. PR; Katz, R. Supralinearity of peak 5 and peak 6 in TLD-700.// Nuclear Instruments and Methods. Vol. 172, 3 (1980), str. 463-470.

- [20] Farag, M.A.; Sadek, A.M.; Shousha, H.A.; El-Hagg, A.A.; Atta, M.R.; Kitis, G. Radiation damage and sensitization effects on thermoluminescence of LiF: Mg, Ti (TLD-700).// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. Vol. 407 (2017), str. 180-190.
- [21] Reft, C.; Pankuch, M.; Ramirez, H. Thermoluminescent Detectors to Measure LET in Proton Beams.// Austin J Med Oncol. Vol. 4 (2017), str. 1.
- [22] Knežević, Ž. Karakterizacija termoluminescentnih dozimetara u poljima fotonskog zračenja različitih energija. Diplomski rad. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2004.
- [23] Bilski, P. Response of various LiF thermoluminescent detectors to high energy ions—Results of the ICCHIBAN experiment.// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. Vol. 251, 1 (2006), str. 121-126.
- [24] Berger, T.; Hajek, M. On the linearity of the high-temperature emission from 7LiF: Mg, Ti (TLD-700).// Radiation Measurements. Vol. 43, 9-10 (2008), str. 1467-1473.