

Dragana D. Pećanac

Određivanje energetskeg spektra 6-MeV-skog
linearnog terapijskog akceleratora
atenuacionom analizom

DIPLOMSKI RAD

Novi Sad 1998.

D-368

368

Rad je realizovan pod mentorstvom dr. Miodraga Krmara u laboratoriji za nuklearnu fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu. Posebno se zahvaljujem na pruženoj pomoći saradniku za nuklearnu fiziku Aleksandru Rudiću, prof. dr. Ištvanu Bikitu, prof. dr. Miroslavu Veskoviću i prof. dr. Ljiljani Čonkić.

Sadržaj

1. UVOD	1
2. ZAKOČNO ZRAČENJE	3
2.1. Klasična i kvantromehanička tumačenja pojave zakočnog zračenja	3
3. LINEARNI AKCELERATOR	13
4. PREGLED METODA ZA ODREĐIVANJE SPEKTRA ZAKOČNOG ZRAČENJA	21
4.1. Atenuaciona analiza	21
5. OPIS EKSPERIMENTA	26
6. REZULTATI I DISKUSIJA	28
7. ZAKLJUČAK	

ПРИМИЉЕНО:	30 VII 1998
ОРГАНИЗ ЈЕД:	Е. Р. О. Ј
0603	9/193

1. UVOD

Tema ovog rada je određivanje energetskog spektra zakočnog zračenja linearnog terapijskog akceleratora SIEMENS MEVATRON MD 7445, energije 6 MeV-a, atenuacionom analizom.

Akcelerator se nalazi na INSTITUTU ZA ONKOLOGIJU u Sremskoj Kamenici.

Ubrzo nakon otkrića Rentgenskog zračenja bilo je ustanovljeno da ono može izazvati oštećenje tkiva, a potom su iznete i prve pretpostavke o tome da bi zračenje moglo biti korišćeno kako u dijagnostici, tako i u lečenju. Zapravo, radi se o tome da u tkivu koje se izlaže zračenju apsorbirana energija može izazvati hemijske promene u ćeliji, što utiče na metabolizam ćelije. Ove promene mogu izazvati prekid nekih vitalnih funkcija unutar ćelije i njeno odumiranje. Dejstvo zračenja na živu materiju i biološki efekti zračenja proizilaze iz čitavog niza fizičko-hemijskih reakcija koje su izazvane primarnom jonizacijom. U telu sisara ima oko 85 % vode te će glavni deo energije zračenja biti predat molekulima vode, a manjim delom kompleksnim molekulima ćelije direktno. Ovako aktivirani molekuli vode mogu izazvati hemijske promene u molekulima kao što su enzimi, proteini, nukleinske kiseline i polisaharidi koji imaju veliku biološku važnost.

S obzirom da zračenje, kao jedan od efekata, izaziva mitotički zastoj, što predstavlja zastoj u procesu deljenja ćelija, bilo je za očekivati da će identičan efekat imati i na primer na već mutiranu ćeliju kancera, te samim tim sprečiti njihovu dalju deobu i širenje pa čak i izazvati smrt ćelije.

Radijaciona terapija je zapravo postupak uništavanja zračenjem ćelija tumora nastalog u organizmu, pri čemu pokušavamo da iznađemo optimum koji bi eliminisao mogućnost povratka tumora usled nedovoljne doze ili uništenje okolnog tkiva ukoliko se apsorbuje prekomerna doza.

Ovaj rad predstavlja jedan korak ka poboljšanju metoda iznalaženja datog optimuma doze u terapijskom procesu.

Poznavanje spektra X-zračenja daje mogućnost egzaktnog računskog određivanja doze, što predstavlja značajan korak u planiranju terapije.

U radioterapiji se susrećemo sa problemom distribucije doze u nekoj ozračenoj nehomogenoj sredini date zapremine koja se sastoji od različitih tkiva sa različitim atenuacionim svojstvima. Zbog toga je neophodno za svaku tačku ozračenog volumena poznavati vrednost masenog energetskog apsorpcionog koeficijenta kao i spektar upadnog snopa terapijskog akceleratora da bi mogli izračunati distribuciju primljene doze u ozračenom delu tela. Iz tog razloga osim atenuacije i rasejanja moramo uzeti u obzir nehomogenost u distribuciji doze na granici između dva tkiva (organa). Danas je metodom kompjuterizovane tomografije moguće odrediti i geometriju tkiva, što je svakako od značaja za planiranje terapije kod pacijenata.

Ako posmatramo neku tačku u homogenoj sredini doza bi se mogla izračunati ukoliko je poznat upadni energetski spektar terapijskog akceleratora odnosno broj fotona na svim

energijama u snopu zračenja $\phi(E)$, kao i maseni energetski apsorpcioni koeficijenti medijuma kroz koje zračenje prolazi $\mu_m(E)$.

U dozi zračenja imamo i određeni dodatni doprinos koji potiče od rasejanog zračenja. Da bi se ovaj doprinos izračunao potrebno je uzeti u obzir sve interakcije koje se dešavaju u primarnom snopu, a potom za jedan diferencijalno mali element zapremine za koji se želi odrediti doza, obračunati uticaj primarnog i svih mogućih rasejanih zračenja koje u njemu ostvaruju transfer energije.

U ovom radu je određen spektar X-zračenja koji se stvara u debeloj meti a zatim propušta kroz filtere i homogenizator u glavi terapijske mašine.

U poglavlju 2 su dati teorijski izrazi za spektar zakočnog zračenja koji se odnose na zračenje proizvedeno u tankoj meti i koji su zasnovani na kvantnoj elektrodinamici.

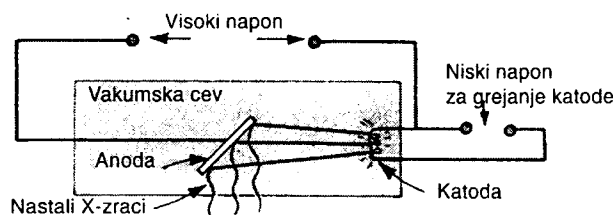
Teorijska provera rezultata se vrši pomoću analitičke Schiff-ove formule za spektar X zračenja tanke mete koja je korigovana funkcijom određenih parametara usled efekta samoapsorpcije u debeloj meti i drugim materijalima u glavi akceleratora kroz koje zračenje prolazi.

2. ZAKOČNO ZRAČENJE

X-zračenje predstavlja elektromagnetno zračenje malih talasnih dužina (0,01–20 nm), koje se emituje pri interakciji vrlo brzih elektrona sa atomima. X-zraci prodiru kroz materiju (to više što im je talasna dužina manja), izazivajući efekte jonizacije i fluorescencije. Ove prodorne zrake je otkrio Röntgen 8. novembra 1895. u Würzburg-u (Bavarska) i nazvao ih X-zracima.

Vrlo brzo nakon otkrića X-zraka oni nalaze svoju primenu u medicini, a jedna od primena jeste i predmet ovog rada. X-zraci su se proizvodili u visokoevakuisanim elektronskim cevima kao na slici 2.1.

Rentgensko zračenje nastaje usled udara elektrona u anodu, obično izrađenu od volframa. Elektroni koje emituje usijana katoda se ubrzavaju prema anodi razlikom potencijala od nekoliko desetina hiljada volti.



Slika 2.1

Dobijeno zračenje nije monoenergetsko a intenzitet mu zavisi od energije i broja elektrona kao i od atomskog broja mete, odnosno anode.

Spektri X-zraka su podeljeni na dva osnovna tipa:

1. kontinualni spektri (o kojima se govori u ovom radu)
2. karakteristični (diskretni) spektri

2.1. Klasična i kvantnomehanička tumačenja pojave zakočnog zračenja

U skladu sa klasičnom teorijom svaka naelektrisana čestica koja doživi ubrzanje bi trebala da emituje zračenje. Zbog toga bi i upadna naelektrisana čestica prilikom skretanja sa svoje putanje ili pri promeni brzine kretanja, takođe trebalo da emituje elektromagnetno zračenje čiji je intenzitet proporcionalan ubrzanju, odnosno usporenju čestice. Usled pojave usporenja zračenje je nazvano zakočnim zračenjem (nemački: die bremsse - kočnica, der strahl - zrak).

Ubrzani elektroni interaguju sa Coulomb-ovim poljem jezgra ili orbitalnih elektrona. Verovatnoća za interakciju elektrona sa nekim od orbitalnih elektrona atoma mete je znatno manja od verovatnoće za interakciju na jezgru te je i intenzitet zračenja koji je nastao na ovaj način zanemarljiv u odnosu na zračenje stvoreno u polju jezgra. Zbog velike mase jezgra elektroni prilikom sudara praktično mu ne predaju nikakvu energiju.

Interakcije elektrona sa atomskim jezgrima mogu se posmatrati kao elastični i neelastični sudari gde će samo u malom broju slučajeva doći do emisije fotona. Emitovana energija zračenja zavisi od kvadrata ubrzanja i naelektrisanja ze upadne čestice, rednog broja Z , atomskog jezgra i obrnuto proporcionalno kvadratu mase upadne čestice (izraz 2.1.1). Stoga je ova pojava prvi put zapažena kod elektrona.

$$\frac{dE}{dt} \sim \frac{z^2 Z^2}{m^2} \quad (2.1.1)$$

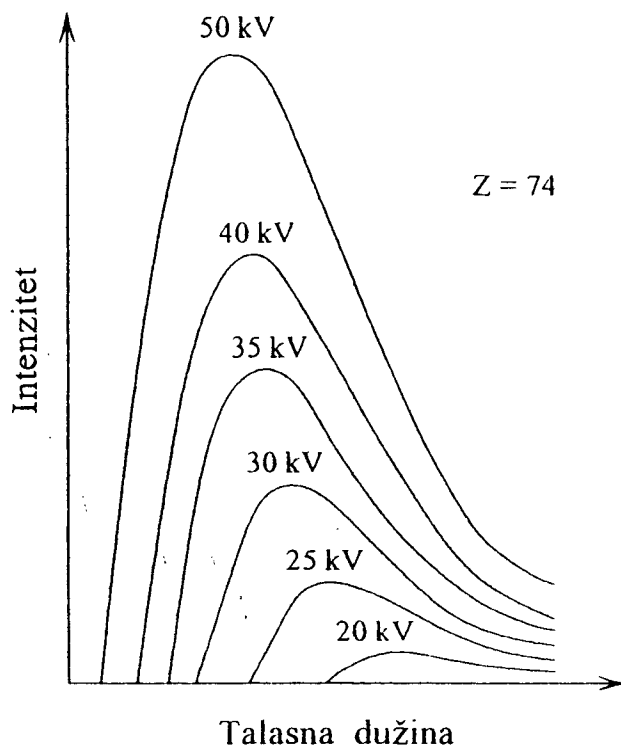
Kreirana energija pri emisiji zračenja može biti u intervalu od nulte do totalne kinetičke energije upadnog elektrona.

Prilikom elastičnog sudara elektrona sa atomskim jezgrom, Coulomb-ova sila jezgra deluje na ubranu naelektrisanu česticu pri čemu ona koči i emituje zakočno zračenje intenziteta I duž nekog pravca u prostoru.

Ukupan intenzitet radijacije dobija se integracijom intenziteta po svim uglovima.

$$\int I 2\pi r^2 \sin\theta d\theta = \frac{2e^2 |a|^2}{3c^3} \quad (2.1.2)$$

Iz ovog izraza se vidi da je ukupan intenzitet funkcija ubrzanja.



Slika 2.2. Kontinualni spektar za različite vrednosti napona

Sa stanovišta kvantne teorije elektroni gube energiju emisijom fotona odnosno kvanta energije. S obzirom da energetska stanja slobodnih elektrona nisu diskretna, kvanti emitovane energije mogu uzimati razne vrednosti koje se kontinuirano menjaju.

Kontinualan spektar X-zraka pokazuje jasno određenu granicu na strani malih talasnih dužina - kratkotalasna granica, a taj minimum je određen maksimalnom energijom elektrona koji proizvode zračenje.

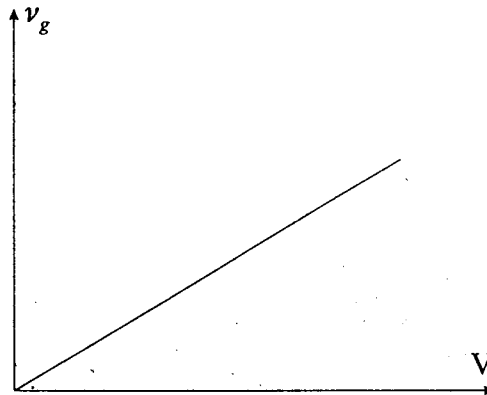
Na slici 2.2 prikazan je kontinualni spektar za metu od volframa.

Kinetička energija koju stiče elektron zavisi od napona na elektrodama cevi za proizvodnju X-zraka, odnosno Rentgenske cevi. Ako taj napon označimo sa V , onda je kinetička energija elektrona kojom oni udaraju u anodu, data proizvodom eV , a gde je e naelektrisanje elektrona. Minimalnu talasnu dužinu obeležavamo sa λ_{\min} , a sa $\nu_g = \frac{hc}{\lambda_{\min}}$ graničnu maksimalnu frekvenciju.

Na osnovu prethodnog izlaganja sledi da je:

$$E_{K_{\max}} = \frac{mv_{\max}^2}{2} = eV = h\nu_g = \frac{hc}{\lambda_{\min}} \quad (2.1.3)$$

Duane i Hunt su 1915. ustanovili linearnu zavisnost između granične frekvencije ν_g i napona V , kao što je dato na slici 2.3.



Slika 2.3

Interakcija elektrona i atoma mete je složena i nije dovoljno poznata, ali je izvesno da elektron posrednim putem može da razmeni energiju sa više atoma i pritom izvrši ekscitaciju atoma. Zbog toga najveći broj fotona ima manju energiju od energije upadnog elektrona. Na osnovu zakona o održanju energije jasno je da foton ne može imati energiju veću od energije elektrona te otuda i pojam granične frekvencije. Pri takvoj graničnoj frekvenciji celokupna energija elektrona prelazi u energiju kvanta X-zraka.

Kvantna teorija daje izraz za kratkotalasnu granicu kontinualnog spektra na osnovu $\frac{hc}{\lambda_{\min}} = eV$. Ako se uzme u obzir vrednost Planck-ove konstante h i naelektrisanje elektrona e , dobija se praktična relacija za izračunavanje minimalne talasne dužine X-zraka ako je poznat napon V na elektrodama Rentgenske cevi.

$$\lambda_{\min} = \frac{1,2345}{V[\text{kV}]} [\text{nm}] \quad (2.1.4)$$

Relacija 2.1.4 je poznata kao Duan-Hunt-ov zakon.

Talasne dužine emitovanih X-zraka u kontinualnom spektru ne zavise od materijala anode, ali je efikasnost emisije veća ako se upotrebljavaju elementi veće atomske mase.

Sa stanovišta kvantne mehanike verovatnoća da dođe do emitovanja fotona za individualan slučaj interakcije jednog elektrona na jednom atomu predstavljena je izrazom za efikasni presek:

$$d\sigma = \frac{137 r_e^2}{(2\pi)^4} \frac{p_f E_i E_t}{p_i} \left[\int \Psi_f^*(\lambda\alpha) e^{-ikr} \Psi_i d\tau \right] E dE d\Omega_p d\Omega_k \quad (2.1.5)$$

E_i, E_f – su energije elektrona pre i posle interakcije u jedinicama $m_0 c^2$;

p_i, p_f – su impulsi elektrona pre i posle interakcije u jedinicama $m_0 c$;

r_e – je klasični elektronski radijus;

$E = h\nu$ – je energija emitovanog fotona;

$d\Omega_p, d\Omega_k$ – su diferencijalni prostorni uglovi u pravcu kretanja fotona i elektrona;

λ – je jedinični polarizacioni vektor fotona;

$d\tau$ – predstavlja element zapremine;

r – jeste radijus vektor od centra u jedinicama Compton-ove telesne dužine;

α – je Dirac-ova matrica;

Ψ_i, Ψ_f – predstavljaju Dirac-ove talasne funkcije početnog i krajnjeg stanja elektrona.

Problem iznalaženja izraza za efikasni presek se svodi na pronalaženje odgovarajućeg oblika talasne funkcije koja će opisivati upadni elektron u Coulomb-ovom polju jezgra i okolnih elektrona u atomskom omotaču.

U slučaju nerelativističkih brzina elektrona, uzimajući u obzir zakon o održanju energije i impulsa, efikasni presek po frekventnom intervalu $d\nu$ je:

$$\frac{d\sigma}{d\nu} = \frac{16}{3} \frac{Z e^2}{c} \left[\frac{z^2 e^2}{m_e c^2} \right] \frac{1}{\beta^2} \ln \left[\frac{p_i + p_f}{p_i - p_f} \right] \quad (2.1.6)$$

gde je $\beta = \frac{v}{c}$

U odsustvu ekranizacije odnosno pojave zaklanjanja Coulomb-ovog polja jezgra orbitalnim elektronima Bethe i Heitler su integracijom po svim prostornim uglovima po kojima se može emitovati zračenje dobili izraz za visoke energije:

$$d\sigma = 4\alpha Z^2 r_e^2 \frac{d(h\nu)}{h\nu} \left[1 - \frac{2}{3} \frac{E_f}{E_i} + \frac{E_f^2}{E_i^2} \right] \left[\ln \frac{2E_f E_i}{m_e c^2 h\nu} - \frac{1}{2} \right] \quad (2.1.7)$$

Već pri većim energijama intenzitet zračenja nije više strogo linearno zavisna funkcija, a potrebno je uzeti u obzir relativističke efekte i efekat ekranizacije. S obzirom da Coulomb-ovo polje jezgra može biti ekranizovano, odnosno zaklonjeno orbitalnim elektronima, interakcija pri kojoj dolazi do emisije fotona može se realizovati i na nekoj određenoj udaljenosti od jezgra. Ovo zaklanjanje ima uticaja na diferencijalni presek pri energijama manjim od 10 KeV i većim od 10 MeV. Interakcija se može odigrati na većem rastojanju od atomskog jezgra i u znatno kompleksnijem potencijalu, a dominirajući

doprinos efikasnom preseku potiče sa rastojanja reda veličine Comptonove talasne dužine

$$\frac{\hbar}{m_0 c} = 385 \times 10^{-13} \text{ cm i većih.}$$

Pretpostavka je da se atomski potencijal od koga potiče efekat „ekranizacije“ može predstavljati izrazom:

$$\frac{Ze^{-r}}{r} \quad (2.1.8)$$

gde je a konstanta inverzno proporcionalna kubnom korenu atomskog broja Z , a r je rastojanje od jezgra. Uzimajući u obzir aproksimaciju za potencijal „ekranizacije“ dolazi se do Schiff-ove formule koja glasi:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE} = & \alpha \frac{2Z^2 r_e^2}{E} \left[1 + \left(\frac{E_f}{E_i} \right)^2 - \frac{2E_f}{3E_i} \right] \left[\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \operatorname{arctg} b \right] + \\ & + \frac{E_f}{E_i} \left[\frac{2}{b^2} \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \operatorname{arctg} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \end{aligned} \quad (2.1.9)$$

$$\text{gde je } b = \frac{2E_f E_i Z^{\frac{1}{3}}}{111 E} \quad \text{i} \quad \frac{1}{M(0)} = \left(\frac{E}{2E_i E_f} \right)^2 + \left(\frac{Z^{\frac{1}{3}}}{111} \right)^2$$

a E je energija emitovanog fotona ($E = h\nu$).

Energetska zavisnost intenziteta emitovanog zračenja može se izraziti kao:

$$\frac{dI}{dE} = \frac{d\sigma}{dE} E \quad (2.1.10)$$

što predstavlja vezu između verovatnoće emitovanja fotona određene energije i intenziteta emitovanog zračenja po jednom upadnom elektronu i jednom jezgru.

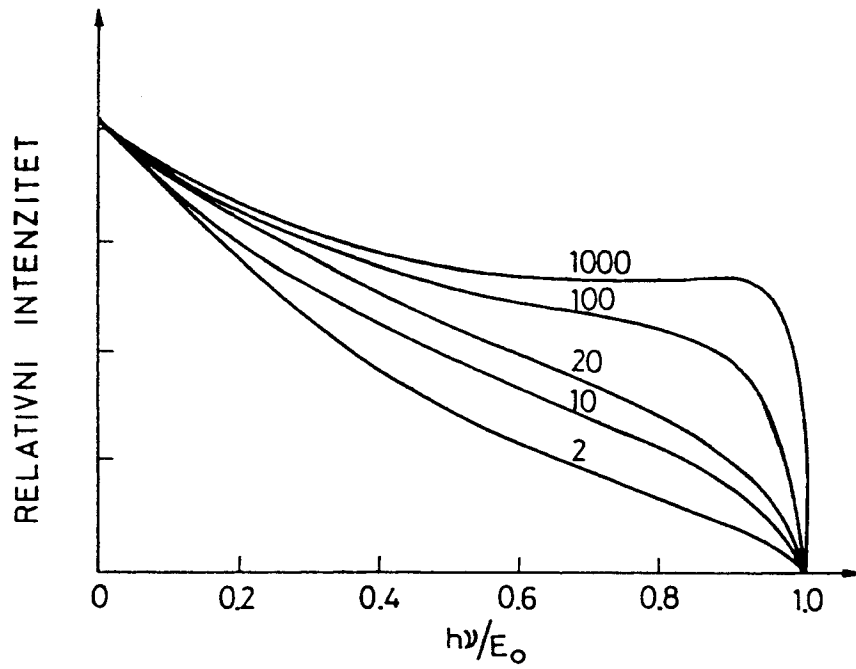
Energetska zavisnost intenziteta emitovanog zračnog zračenja za nekoliko različitih vrednosti energija upadnih elektrona (na osnovu jedn. 2.1.6) je data na slici 2.4.

Vrednosti predstavljene na krivama predstavljaju kinetičke energije elektrona izražene u MeV-ima.

U ovom izlaganju je takođe bitno naznačiti zavisnost raspodele intenziteta zračenja od ugla. U radijativnim sudarima početni moment upadnog elektrona se deli na momente tri tela: rezidualnog elektrona, atomskog jezgra i emitovanog fotona. Zato foton može imati

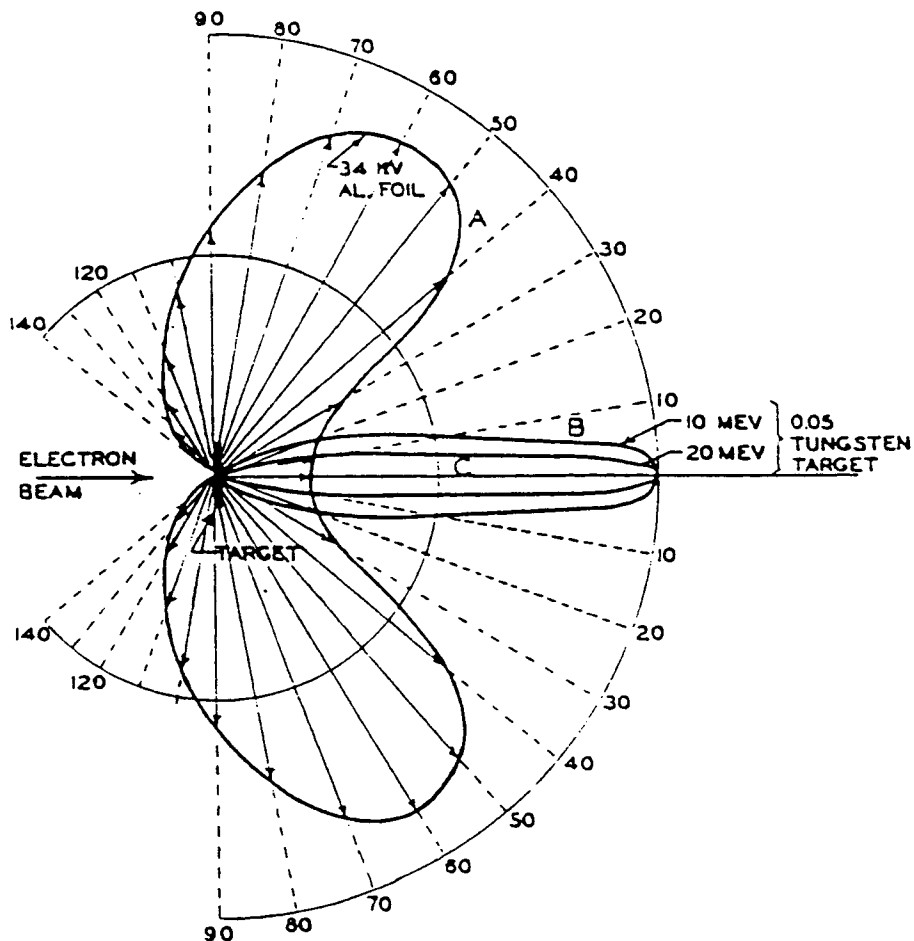
bilo koji moment i odgovarajuću energiju $E = h\nu$. Moment $\frac{h\nu}{c}$ fotona je generalno veoma

mali u poređenju sa momentom elektrona iste energije. Samo na ekstremno relativističkim energijama ovi momenti se izjednačavaju.



Slika 2.4

Foton nosi relativno mali moment i može biti emitovan u svakom pravcu. Na ekstremno relativističkim energijama i foton i rezidualni elektron imaju tendenciju daljeg kretanja u pravcu upadnog elektrona (slika 2.5). Prosečan ugao između pravca upadnog elektrona i emitovanog kvanta je reda $\frac{m_e c^2}{E_i}$.

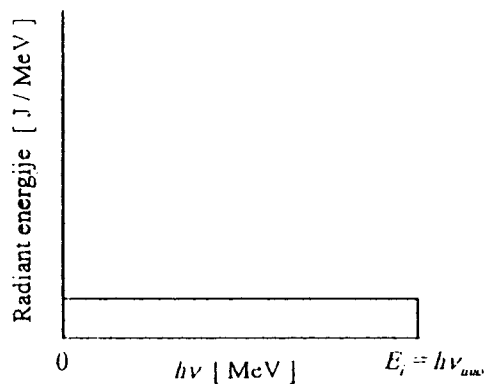


Slika 2.5

Kada se govori o zakočnom zračenju elektrona, slučaj tanke mete se uvek uzima kao idealan i on je teorijski detaljnije objašnjen. Pod pojmom tanke mete podrazumeva se sloj materijala velikog atomskog broja i dovoljno male debljine tako da rasejanja i gubici energije upadnih elektrona budu zanemarljivi, kao i da prilikom prolaska kroz metu elektron doživi samo jednu interakciju (u kojoj dolazi do emitovanja fotona), a samoapsorpcija nastalog X-zračenja je zanemarljiva. S obzirom da se kvantna teorija nije dalje bavila problemom debele mete moramo se vratiti objašnjenjima klasične elektrodinamike. Uzimamo da je energija elektrona eV jednaka kinetičkoj energiji $m_e \frac{v^2}{2}$ i da je visokoenergetska granica u tački $h\nu = eV$ kako zahteva kvantna teorija. Kramers je dalje izveo izraz za intenzitet zračenja u frekventnom intervalu $d\nu$ emitovan od strane jednog elektrona ubrzanog potencijalnom razlikom V koji prolazi kroz tanku metu sa n atoma po jedinici zapremice. Daljim integraljenjem po frekventnom intervalu dolazimo do izraza 2.1.11:

$$I d\nu = \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6 n d\nu}{c^3 m V} \quad (2.1.11)$$

Iz ovog izraza je očigledno da je intenzitet zračenja konstantan kroz ceo spektar, da je direktno proporcionalan sa Z^2 , a obrnuto proporcionalan naponu ubrzanja. Na slici 2.6 vidi se da je intenzitet zračenja konstantan duž celog intervala $0 \leq h\nu \leq h\nu_{\max}$ za tanku metu pri energiji upadnog elektrona od $E_i \ll m_e c^2$.



Slika 2.6

Pošto se debela meta može smatrati kompozicijom naslaganih tankih meta uzimamo da su gubici energija u svim slučajevima isti.

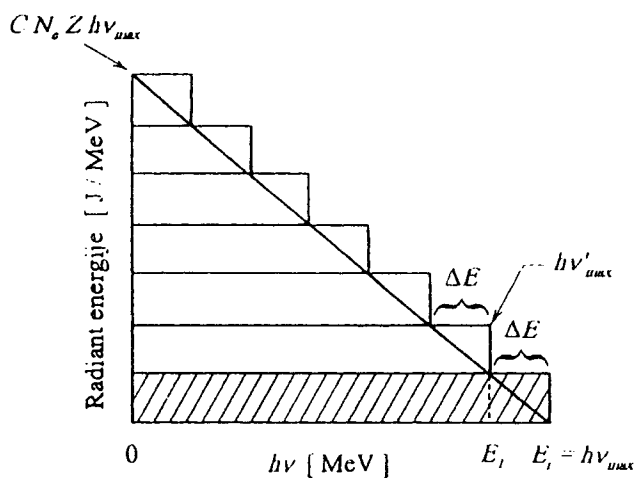
Snop elektrona pada na prvi sloj mete sa upadnom energijom E_i i generiše određenu količinu X-zračenja pri čemu mu energija opadne za ΔE . Prema tome, u drugi sloj ulazi sa energijom $E_i' = E_i - \Delta E$, što se dalje ponavlja u svakom sledećem sloju mete (slika 2.7).

Za spektralnu distribuciju debele mete dobijamo je sledeće:

$$dI = \text{const} Z (v_{\max} - v) dv \quad (2.1.12)$$

Ukupna energija zakočnog zračenja se dobija integraljenjem izraza 2.1.12 za intenzitet po svim frekvencijama. Granice integraljenja su $\nu = 0$ do $\nu_{\max} = \frac{E}{h}$, te se dobija ukupna energija zakočnog zračenja I u MeV-ima po upadnom elektronu:

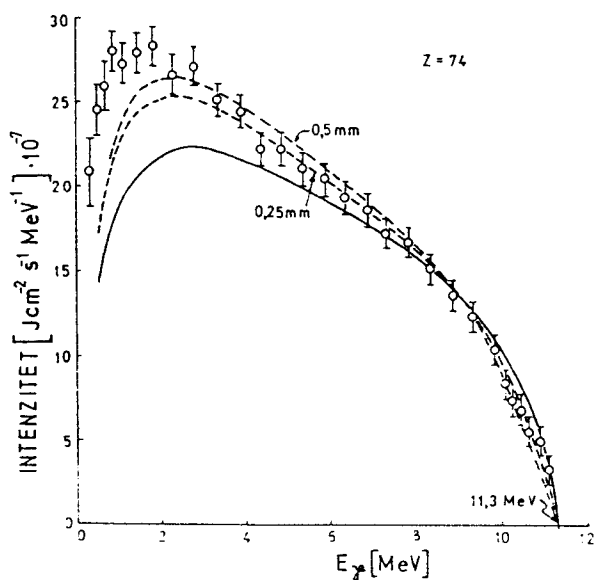
$$I = k Z E_i^2 \quad (2.1.13)$$



Slika 2.7

S obzirom da se slučaj debele mete češće sreće u eksperimentu i u praksi moramo uzeti u obzir efekat apsorpcije zakočnog zračenja u samoj meti sa visokim rednim brojem. Na ovaj način dolazi do smanjenja intenziteta niskoenergetskog zračenja.

Energetska zavisnost intenziteta zakočnog zračenja debele mete od volframa za elektrone energije 11.3 MeV dato je na slici 2.8.



Slika 2.8

Puna linija predstavlja teorijsku krivu po Bethe-Heitler-ovom obrascu i Born-ovoj aproksimaciji za tanku metu, korigovanom za apsorpciju u meti kroz koju zračenje prolazi. Tanja, isprekidana linija predstavlja teorijski spektar za metu debljine 0.25 mm, a deblja, isprekidana linija za metu debljine 0.5 mm. Date tačke na grafikonu predstavljaju rezultate eksperimentalnih merenja Komponskim spektrometrom. Sa slike se vidi znatno opadanje intenziteta zakočnog zračenja na niskim energijama zbog samoapsorpcije. Takođe se zapaža dobro slaganje za energije iznad 8 MeV između teorijskih vrednosti spektra za tanke mete i eksperimentalnih vrednosti za debele.

Heitler je primenom kvantne elektrodinamike izračunao gubitak energije koji odnosi zakočno zračenje. Vrednost izgubljene energije na radijaciju, po dužini puta data je izrazom:

$$-\left[\frac{dE}{dx}\right]_{\text{rad}} = NE_i Z^2 \phi(E) \quad (2.1.14)$$

gde je N broj atoma po jedinici zapremine (cm^3), $\phi(E)$ je funkcija od energije, grubo je proporcionalna sa $\frac{1}{\nu}$ i predstavlja funkciju od $\ln E$. Da bi uporedili gubitke energije elektrona pri ekscitaciji i jonizaciji sa radijativnim gubicima, može se napisati poznata Bethe-ova formula koja glasi:

$$-\left[\frac{dE}{dx}\right]_{\text{ion}} = NZ\Phi'(E) \quad (2.1.15)$$

gde je $\Phi'(E)$ takođe funkcija $\ln E$.

Odavde sledi i odnos radijacionih i jonizacionih gubitaka dat u sledećoj formuli:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{rad}}}{(dE/dx)_{\text{ion}}} \approx \frac{E_i Z}{800} \quad (2.1.16)$$

Na višim energijama elektrona gubici na zakočno zračenje po jedinici dužine puta su veći, a na nižim energijama elektrona preovlađuju gubici na jonizaciju i ekscitaciju atoma. Prema tome, postoji neka kritična energija na kojoj su ove dve vrste gubitaka energije elektrona međusobno jednake. Bethe i Heitler su dali aproksimativni izraz za kritičnu energiju koja glasi:

$$E_{kr} = \frac{800}{Z} [\text{MeV}] \quad (2.1.17)$$

Iznad ove kritične vrednosti energije dominiraju radijativni gubici te je lako odrediti gubitak energije radijacije u odnosu na upadnu energiju elektrona.

$$-\frac{dE_i}{E_i} = \frac{dx}{x_0} \quad (2.1.18)$$

Integracijom ovog izraza dobija se:

$$E = E_i e^{-\frac{x}{x_0}} \quad (2.1.19)$$

Veličina x_0 naziva se radijaciona dužina koja zavisi od rednog broja Z i gustine medijuma. Radijaciona dužina predstavlja udaljenost na kojoj energija elektrona opadne na $1/e$ -ti deo i ima različite vrednosti za različite medijume.

Koristeći klasičan i kvantnomehanički model dolazimo do zaključka da je procena verovatnoće, odnosno ukupnog efikasnog preseka za interakciju približno ista u oba slučaja.

$$\sigma \sim \alpha Z^2 \frac{e^4}{m_e^2 c^4} = \alpha r_e^2 Z^2 [\text{cm}^2] \quad (2.1.20)$$

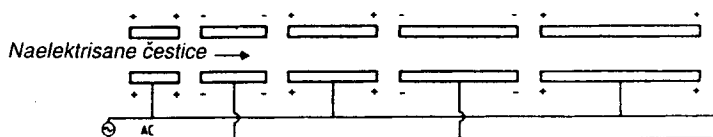
gde je r_e klasičan radijus elektrona, a α je konstanta fine strukture i iznosi $1/137$.

3. LINEARNI AKCELERATOR

Ideja o korišćenju naizmeničnog napona za ubrzanje naelektrisanih čestica datira još od kasnih dvadesetih.

Na slici 3.1 ilustrovana je serija provodnih cevi priključenih na naizmeničan napon napajanja. Naelektrisana čestica putuje duž cevi i biva ubrzana sa leva na desno, ako prolazi kroz procep između prve i druge cevi kada je smer napona kao na slici 3.1. Ako je vreme koje je potrebno za prolazak čestice kroz drugu cev polovina periode naizmeničnog napajanja, onda će napon između druge i treće cevi biti takvog smera da ubrzava čestice unapred. Na ovaj način se predaje čestici energija koja prolazi kroz svaki od procepa u dugačkoj seriji provodnih cevi. Takođe se mora povećavati dužina sukcesivnih cevi da bi vreme trajanja ubrzane čestice ostalo jednako poluperiodi naizmeničnog napajanja.

Sistemi, koji koriste radiofrekventno napajanje i čestice srednjeg atomskog broja, mogu predstavljati osnovu linearnog akceleratora, kao što su demonstrirali Wideroe (1928), Sloan i Lawrence (1931).



Slika 3.1

Ta tehnologija nije praktična za ubrzanje elektrona zbog velikih brzina koje postižu ove veoma lake čestice. One zahtevaju korišćenje prekomerno dugačkih cevi sa radiofrekventnim napajanjem.

Uspešna primena otpočinje tek četrdesetih godina razvitkom mikrotalasnih generatora velikih snaga. Na frekvencijama, na kojima je talasna dužina uporediva sa dimenzijama provodnih cevi, akcelaratorski sistem je morao biti razvijen kao sistem talasovoda.

Razvoj nuklearne fizike je tekao u tom smeru i imao je veliki značaj jer se pomoću ubrzanih čestica mogu proučavati strukture jezgra putem nuklearnih reakcija, mogu se stvarati nove elementarne čestice, a veoma je značajna i primena u terapijske svrhe.

Akceleratori se dele na akcelatore sa kontinualnom strujom i na pulsirajuće (radiofrekventne); ovi drugi se dele na linearne i orbitalne.

U daljem tekstu ću izložiti opis rada linearnog akceleratora koji je korišćen u ovom radu.

U cilju globalnog shvatanja principa rada akceleratorne mašine kao i njenih osnovnih delova data je blok šema uređaja na slici 3.2.

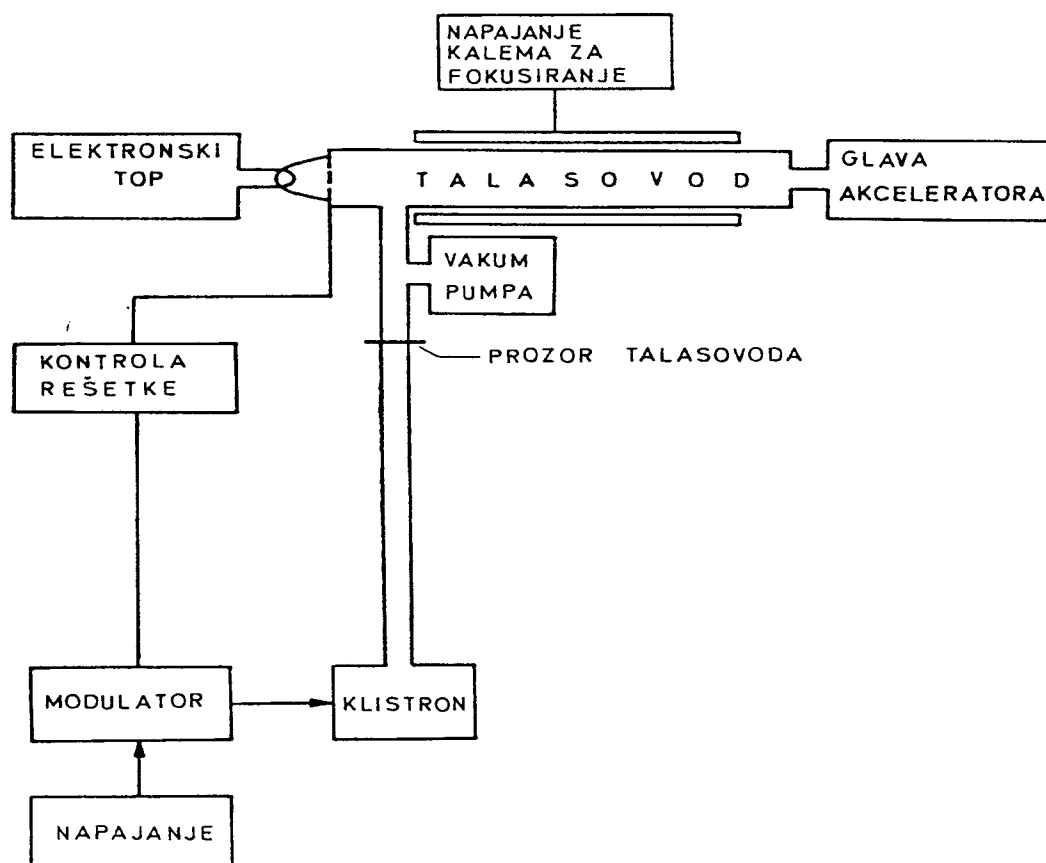
Kao najznačajnije komponente terapijskog akceleratora potrebno je izdvojiti:

Modulator

Osnovna funkcija modulatora je da napaja mikrotalasni generator i elektronski top sinhronizovanim naponskim impulsima. Na taj način se obezbeđuje pravovremeno prihvatanje i ubrzavanje elektrona od strane polja.

Klistron

Klistron predstavlja mikrotalasni generator zadužen za proizvodnju elektromagnetnih talasa (frekvencije talasa se kreću od 1000 Hz do 10000 Hz).



Slika 3.2

Veoma je bitno istaći značaj interakcije naelektrisane čestice i elektromagnetnog talasa. Ova interakcija se izvodi putem dejstva sile električnog polja F elektromagnetnog talasa koji se prostire duž pravca x , kao na slici 3.3.

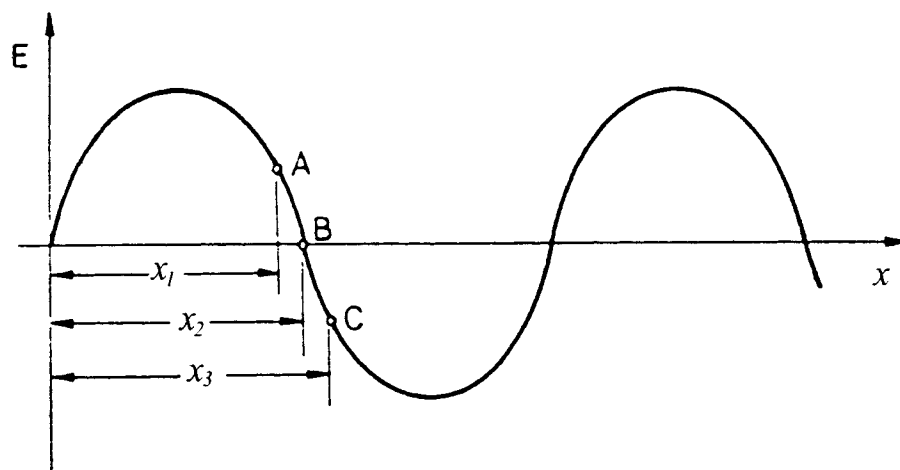
Sila električnog polja F deluje na elektron koji se u trenutku t nalazi na udaljenosti x_1 i data je kao:

$$F = eE \quad (3.1)$$

gde je E jačina električnog polja na rastojanju x_1 .

Sila električnog polja saopštava elektronu određeno ubrzanje, a ukoliko se elektromagnetni talas kreće u svakom trenutku istom brzinom kao i elektron, ova sila se ne menja i tada kontinualno ubrzava elektrone duž pravca x , što predstavlja princip rada akcelaratora sa progresivnim (putujućim) talasom.

Na udaljenosti x_2 , odnosno u tački B, na elektron ne deluje nikakva sila jer je u tom položaju jačina električnog polja jednaka nuli.



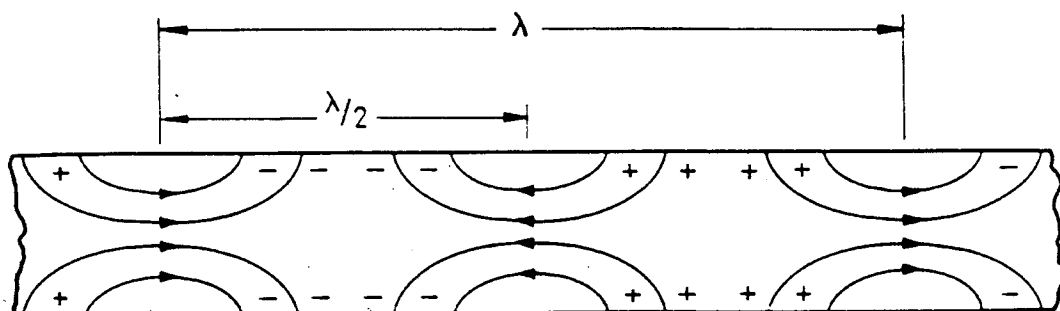
Slika 3.3

Sa slike se vidi da električno polje u tački C ima suprotan smer te elektron koji se nalazi na rastojanju x_3 biva ubrzan ali u suprotnom smeru u odnosu na elektron u poziciji x_1 .

Talasovod

Evakuisana cev koja predstavlja vodicu elektromagnetnog talasa sastoji se od provodnih cilindričnih zidova i naziva se talasovod.

Na slici 3.4 je prikazana stvarna raspodela električnog polja u nekom trenutku vremena u delu talasovoda sa naznačenom distribucijom naelektrisanja koja bi indukovala identično električno polje.

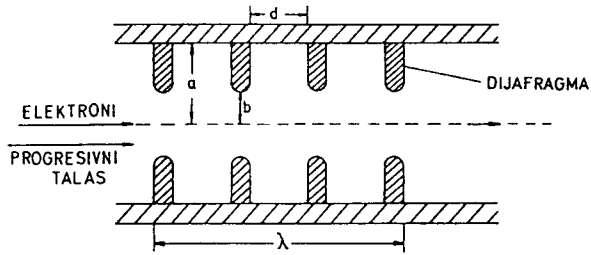


Slika 3.4

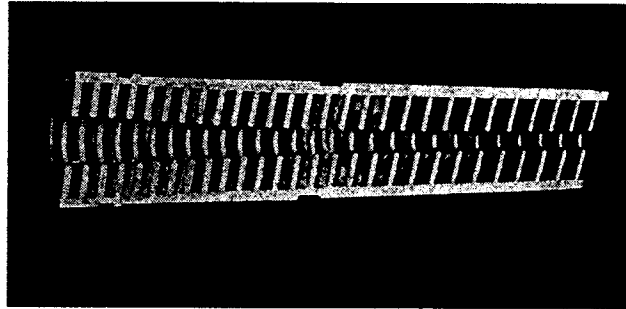
Na slici nije prikazano magnetno polje (u ovom slučaju se prostire kružno i ortogonalno u odnosu na osu), jer ne učestvuje direktno u procesu ubrzanja naelektrisanih čestica. Fazna brzina električnog polja bi u tom slučaju bila veća od brzine svetlosti te je na taj način nemoguće kontinuirano ubrzavati čestice.

Da bi se ostvarila kontrola brzine prenošenja energije talasa duž datog pravca, talasovod se deli u sekcije serijom blendi kao na slici 3.5a i 3.5b

Sistemom blendi se menja kapacitivnost po jedinici dužine, a na taj način se može podešavati brzina prostiranja električnog polja, te se postiže da ona bude u svakom trenutku jednaka brzini elektrona.



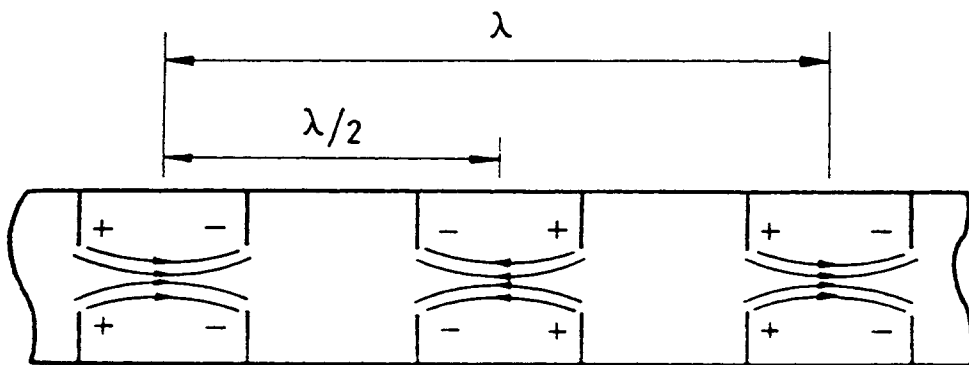
Slika 3.5a



Slika 3.5b

Ubrzane čestice prolaze kroz otvore u centru blendi kojima je talasovod izdeljen i čini seriju cilindričnih šupljina čije dimenzije prečnika iznose oko 40 cm, a dužine 2 - 5 cm.

Na slici 3.6 je dat prostorni raspored putujućeg električnog polja E i distribucija naelektrisanja u nekom trenutku vremena duž ose talasovoda izdeljenog blendama.



Slika 3.6

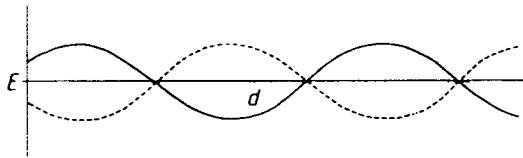
Vidimo da se smer električnog polja menja za svaku polovinu talasnih dužina $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$.

Vremenska zavisnost promene električnog polja tokom vremena opisana je periodičnom funkcijom (sl. 3.3) i smer mu se menja nakon svake poluperiode.

Brzina promene smera polja je određena frekvencijom elektromagnetnog talasa, što omogućava progresivno kretanje elektromagnetnog talasa duž cevi i to brzinom koju je moguće kontrolisati.

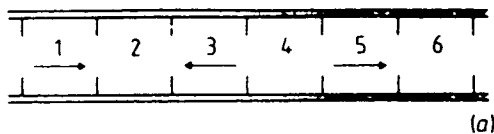
Ukoliko se elektromagnetni talas reflektuje sa kraja talasovoda (bez gubitaka), doći će do slaganja upadnog i odbijenog talasa. Pošto znamo da prilikom refleksije dolazi do fazne promene od $\frac{\pi}{2}$, kao rezultat slaganja javlja se stojeći talas.

Nakon poluperiode $\frac{T}{2}$ dolazi do promene smera električnog polja, što je prikazano isprekidanom linijom na slici 3.7.



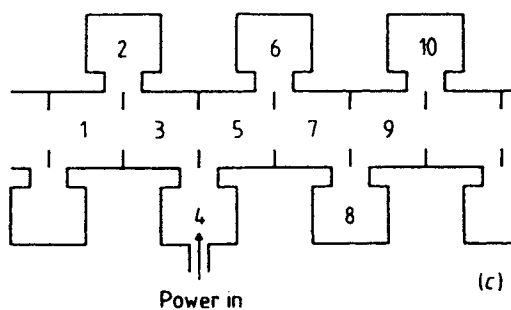
Slika 3.7

Na slici 3.8 je prikazan smer električnog polja tokom prve polovine vremenskog ciklusa u pojedinim šupljinama akceleratora.



Slika 3.8

U šupljinama 2, 4, 6... električno polje uvek ima vrednost 0, te u njima elektroni ne primaju energiju. Šupljine 2, 4, 6..., itd., se mogu iz praktičnih razloga izvući van ose u stranu. Funkcija ovih šupljina je da provode elektromagnetni talas i na taj način povežu dve susedne šupljine u kojima dolazi do ubrzanja elektrona. Tako proizilazi da kod akceleratora sa stojećim talasom i ovim izmeštenim segmentima možemo postići željenu energiju sa znatno kraćim talasovodom nego kod akceleratora sa putujućim talasom.



Slika 3.9

Frekvencija elektromagnetnog talasa utiče na energiju ubrzanih elektrona, a intenzitet snopa elektrona zavisi od njihovog broja.

Kalem za fokusiranje

Pošto električno polje unutar talasovoda osim aksijalne ima i radijalnu komponentu koja rasipa elektrone, a da bi se postiglo bolje fokusiranje snopa, akceleratorna cev je obavijena kalemom čije magnetno polje sprečava pomenuto rasipanje elektrona.

Akceleratorna glava

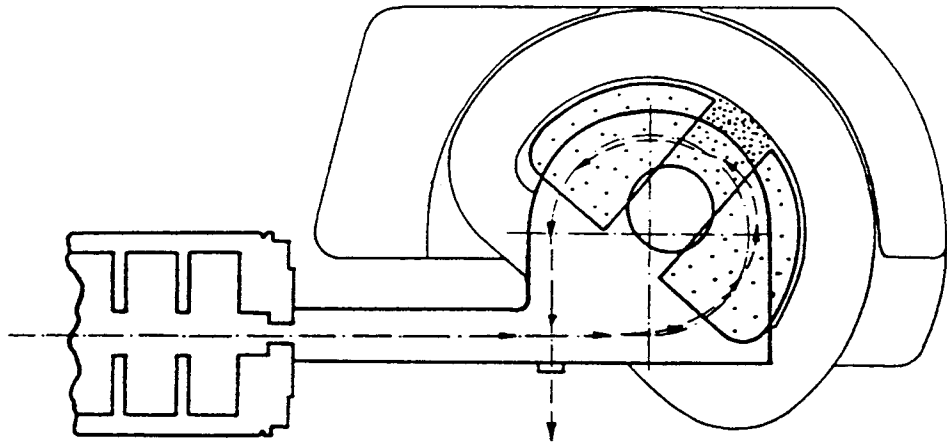
Akceleratorna glava predstavlja deo akceleratora u kom se generiše X-zračenje.

Ubrzani elektronski snop pre pada na metu biva skrenut za 90° ili 270° .

Akcelerator na kome je ovaj rad realizovan poseduje sistem za skretanje elektrona pod uglom od 270° . Pomenuti sistem se sastoji od tri magnetna polja i to dva homogena i jednog blago nehomogenog. Geometrija nehomogenog polja je takva da intenzitet raste ka periferiji u odnosu na centar zakrivljene putanje kretanja elektrona.

Raspored pomenutih magnetnih polja je prikazan na slici 3.10, a intenzitet je ilustrativno predstavljen brojem tačaka jer se radi o polju normalnom na ravan crteža.

Uloga nehomogenog magnetnog polja je da se obezbedi skretanje elektrona čije se vrednosti energije razlikuju od zadate vrednosti, tako da im se izlazni pravac u potpunosti poklapa sa pravcem snopa elektrona odgovarajuće (date) energije.



Slika 3.10

Elektroni čija je energija veća ili manja od potrebne, uklanjaju se mehaničkim putem iz snopa. Ceo talasovod kao i sistem za skretanje, su evakuisani tako da elektroni pre udara u metu prolaze kroz tanak prozor koji ne utiče znatno na njihovu energiju.

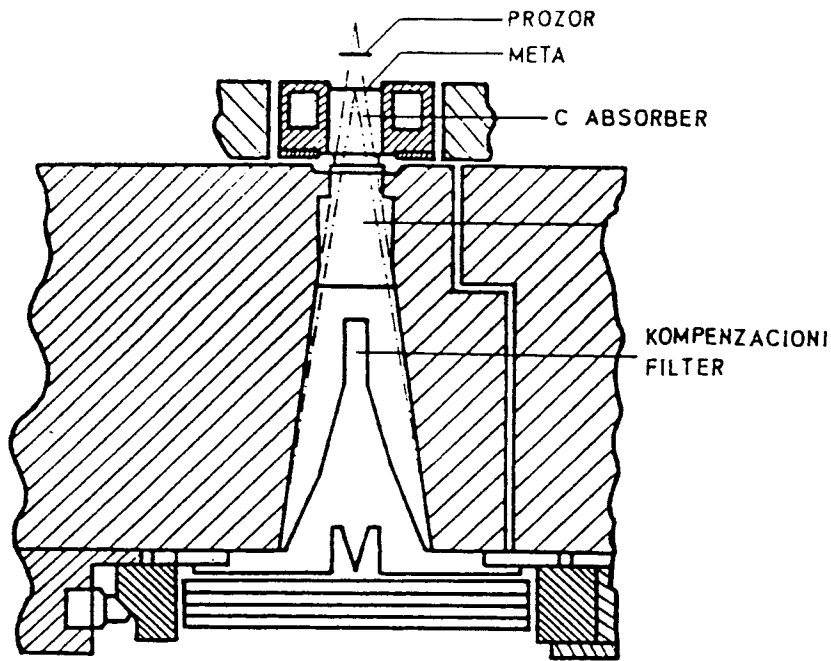
Drugi deo glave akceleratora je prikazan na slici 3.11.

Transmisiona mete u akceleratornoj glavi se koriste da generišu fotone pri energijama reda MeV koji će se kretati uglavnom po istom pravcu kao i upadni elektroni.

Efikasnost produkcije X-zraka raste dosta naglo sa porastom energije elektrona kod uređaja koji rade na energijama reda veličine megavolta.

Za datu energiju elektrona generisan fotonski spektar zavisi od atomskog broja mete i njene debljine. Srednja energija fotona je veća za tanke mete, a intenzitet izlaznog snopa X zračenja manji.

Kod tankih meta dolazi do pojave neželjenog prolaska elektrona. Ovi elektroni mogu biti apsorbovani u materijalu malog atomskog broja kao na primer ugljenik, pri čemu je proizvedeno jako zračenje zanemarljivo.



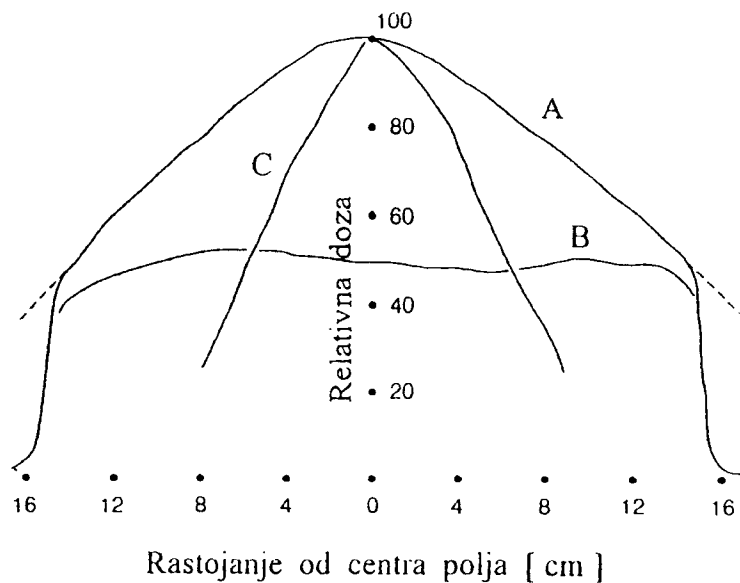
Slika 3.11

U eksperimentalnim ispitivanjima proizvedenog X-zračenja u metama od različitog materijala zaključeno je da je za elektrone sa energijama do 10 MeV pogodna meta od volframa ili zlata (kao što je slučaj u ovom radu), a za veće energije trebalo bi koristiti metu od aluminijuma.

U idealnim uslovima raspodela upadnih elektrona na meti je ravnomerna, a u slučaju da svi elektroni stižu u pravcu normalnom u odnosu na metu, kriva raspodele je potpuno simetrična. Ivice ovog polja su definisane primarnim kolimatorom, koji se nalazi u unutrašnjosti glave akceleratora.

Primarni kolimator je obično od olova ili volframa i definiše najveću moguću veličinu polja.

Neuniformnost krive za raspodelu doze je više izražena sa porastom energije upadnog snopa elektrona, a pošto je cilj da doza zračenja bude ravnomerna na ozračenoj površini, koristi se filter za izravnavanje polja. Taj filter je u obliku kupe zbog geometrijske konfiguracije pogodne za diferencijalnu apsorpciju zračenja u zavisnosti od rastojanja od centra polja ka njegovim ivicama.



Slika 3.12

Nefiltrirani snop X-zračenja koji potiče od megavoltskog generatora ima pik distribucije doze duž prave normalne na centralnu osu snopa.

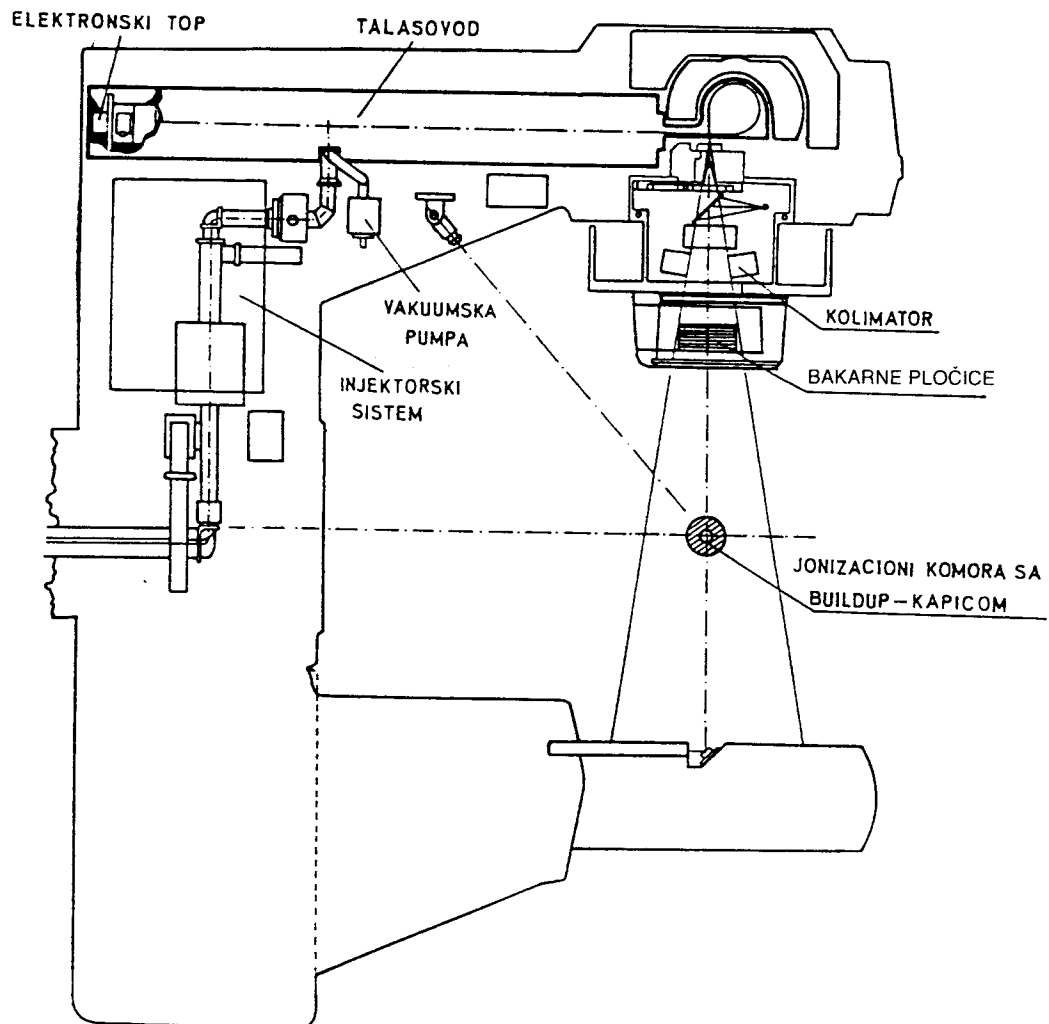
Slika 3.12 daje primer distribucije doze X-zračenja 8 MeV-skog linearnog akceleratora (kriva A), merene na udaljenosti jedan metar od mete.

Pomenuta distribucija doze ima još izraženiju neuniformnost ako energija elektrona raste, što je prikazano krivom C za 20 MV-ske X-zrake. Otuda je osnovna funkcija kupastog filtera izravnavanje polja, a efekat 8 MV-skog izravnavajućeg filtera je prikazan krivom B.

Na slici 3.12 se vidi da ovaj filter redukuje intenzitet doze u centru snopa.

Sekundarni kolimator minimizira širinu polusenke radijacionog polja i određuje veličinu polja.

Akceleratorska glava je povezana sa sistemom koji omogućava njeno zakretanje u zavisnosti od potreba terapije, definiše otvor kolimatora za dobijanje polja odgovarajuće veličine i podešava rastojanje između mete i terapijskog ležaja (slika 3.13)



Slika 3.13 Eksperimentalna konfiguracija

4. PREGLED METODA ZA ODREĐIVANJE SPEKTRA ZAKOČNOG ZRAČENJA

Postoji nekoliko različitih metoda određivanja energeskog spektra terapijskog linearnog akceleratora od kojih sam u ovom radu koristila tzv. atenuacionu analizu. U daljem izlaganju bih navela nekoliko drugih metoda korišćenih do sada.

Potrebno je napomenuti da bi korišćenje NaI scintilatora i Ge poluprovodničkih spektrometara u direktnom merenju spektra X-zračenja bilo idealno, ali nije moguće zbog velikog intenziteta zračenja.

Određivanje spektra X-zračenja pomoću nuklearnih emulzija predstavlja jednu od najranijih metoda zasnovanih na merenju dužine traga komptonskog elektrona.

Uzimajući u obzir da teorija daje vezu između energije i ugla rasejanja fotona poznajući presek za komptonovo rasejanje moguće je na osnovu snimljenog komptonskog spektra rekonstruisati primarni spektar X-zračenja.

Fotonuklearne reakcije predstavljaju takođe jedan od metoda, a sastoji se u izlaganju nekog izotopa elektromagnetnom zračenju visokih energija, pri čemu dolazi do stvaranja nestabilnog produkta reakcije. Potom se merenjem aktivnosti ozračenog uzorka može vrlo precizno odrediti oblik energetskog spektra snopa fotona pri energijama višim od praga fotonuklearne reakcije.

Na osnovu kvantne elektrodinamike se takođe može odrediti oblik spektra X-zračenja. To su i uradili Bethe, Heitler i Schiff, međutim ovaj metod daje zadovoljavajuće rezultate samo u slučaju tanke mete. Za razliku od ovoga, u praksi se najčešće sreću mete dovoljne debljine da zaustave većinu elektrona koji na nju padnu, pri čemu se dobija veći intenzitet X-zračenja, ali tom prilikom dolazi i do znatne samoapsorpcije u meti. Osim toga, na put zračenju se postavljaju razni filteri kao i kolimatori koji treba da definišu uniformnost i širinu snopa.

4.1. Atenuaciona analiza

Oblik energetskog spektra X-zračenja moguće je dobiti atenuacionom analizom koja je korišćena i u ovom radu.

Spektar zračenja za visokoenergetski snop može biti određen preko krive atenuacije na nekom odabranom materijalu. Inverzni Laplasov transform atenuacione krive može biti korišćen kao aproksimativan pokazatelj energetskog spektra zračenja.

Atenuacionu analizu kao metod korišćen pri tzv. dijagnostičkim energijama prvi je primenio Silberstein. Dalje su je razvijali Bell i Jones.

U osnovi atenuacione analize kao metode za određivanje spektra zračenja leži zavisnost atenuacionog koeficijenta za bilo koji materijal, od energije.

Princip rada, generalno, jeste fitovanje atenuacione krive analitičkom funkcijom sa dva ili više parametara.

Posmatraćemo snop X-zračenja koji se prostire kroz vazduh. Diferencijalni fluks fotona energije E biće predstavljen sa $N(E)$, pa je onda ukupna energija koju fotoni pronesu u jedinici vremena kroz neku posmatranu tačku data kao [ref. 1]:

$$EN(E) \quad (4.1)$$

Količina energije koja se preda jedinici mase vazduha u jedinici vremena od strane fotona energije E je:

$$\mu_v \cdot EN(E) \quad (4.2)$$

gde je μ_v energetska koef. za vazduh.

Količinu energije predate jedinici mase vazduha tj. brzinu doze merimo pomoću jonizacione komore i data vrednost je:

$$D_v(E) = R(E)\mu_v(E) \cdot E \cdot N(E) \quad (4.3)$$

gde je $R(E)$ funkcija koja se naziva energetskim odgovorom komore.

Ukupna doza u posmatranoj tački se može dobiti integraljenjem veličine $D_v(E)$ po svim energijama zastupljenim u snopu. Kako u snopu fotoni mogu imati sve energije od nule do E_{\max} , koja je jednaka maksimalnoj energiji elektrona koji padnu na metu, u saglasnosti sa Duan-Hunt-ovim zakonom, granice integraljenja će biti od nule do E_{\max} .

$$D_u = \int_0^{E_{\max}} D_v(E) dE = \int_0^{E_{\max}} R(E) \cdot \mu_v(E) E \cdot N(E) dE \quad (4.4)$$

Ako sada između jonizacione komore i izvora zračenja postavimo apsorber poznate debljine x i poznatog apsorpcionog koeficijenta $\mu_A(E)$, tada je doza izmerena jonizacionom komorom jednaka:

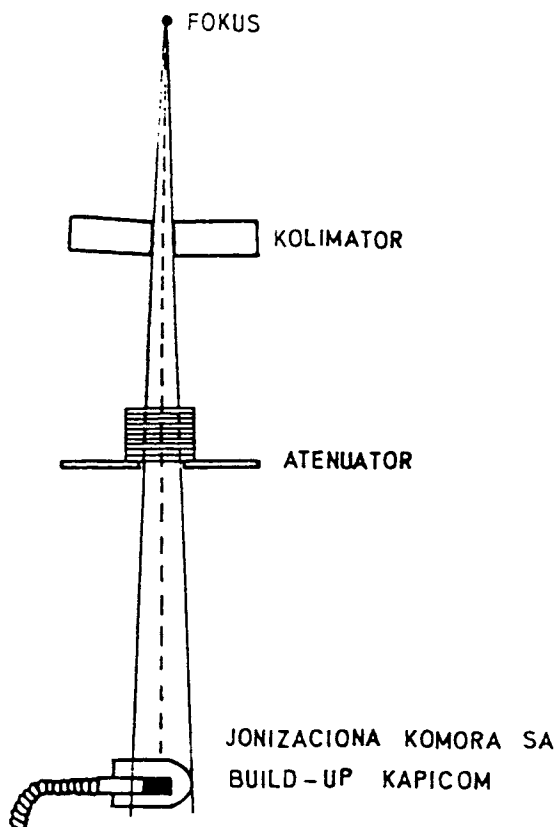
$$D(x) = \int_0^{E_{\max}} D_v(E) e^{-\mu_A(E)x} dE \quad (4.5)$$

Menjanjem debljine atenuatora, dobijamo atenuacionu krivu. Takođe je korisno izvršiti normiranje rezultata za vrednost doze u odnosu na onu koja je izmerena bez prisustva atenuatora. Na taj način se određuje relativna transmisiona kriva kao:

$$T(x) = \frac{1}{D(0)} \int_0^{E_{\max}} D_v(E) e^{-\mu_A(E)x} dE \quad (4.6)$$

Za snimanje transmisione krive koristi se eksperimentalna postavka kao na slici 4.1

Eksperiment se izvodi na taj način što se na put zračenju postavljaju atenuatori određene debljine i za svaki od njih se meri brzina doze zračenja u vazduhu.



Slika 4.1

Iz zakona atenuacije sledi da se brzina doze može opisati eksponencijalnom funkcijom debljine atenuatora.

S obzirom da je atenuacioni koeficijent materijala funkcija energije, u snopu zračenja dolazi do selektivne atenuacije zbog širokog spektra energije.

Povećavanjem debljine atenuatora iz snopa će u većoj meri nestajati one komponente zračenja koje imaju veći atenuacioni koeficijent. Iz ovog razloga će transmisiona kriva odstupati od prave linije.

Na osnovu transmisiona krive koja se eksperimentalno jednostavno određuje moguće je naći podintegralnu funkciju $D_v(E)$, a samim tim i diferencijalni fotonski fluks $N(E)$.

U ovom radu je korišćen metod Laplaceovog transformata.

Ukoliko se izvrši zamena promenljive po kojoj vršimo integriranje sa E na $\mu(E)$ u jednačini 4.6 dobija se [ref. 17]:

$$T(x) = \frac{1}{D(0)} \int_0^{E_{\max}} D_v e^{-\mu_a x} \left[-\frac{dE}{d\mu_a} \right] d\mu_a \quad (4.7)$$

smenom: $P(\mu_a) = -D_v \frac{dE}{d\mu_a}$

dobija se:

$$T(x) = \frac{1}{D(0)} \int_0^{\mu(E_{\max})} P(\mu_a) e^{-\mu_a x} d\mu_a \quad (4.8)$$

što zapravo predstavlja laplaceov transform funkcije $P(\mu_a)$:

$$T(x) = \mathcal{L} [P(\mu_a)] \quad (4.9)$$

Ukoliko se fitovanjem na eksperimentalno dobijene tačke odredi funkcija $T(x)$ inverznim Laplaceovim transformom moguće je odrediti podintegralnu veličinu $P(\mu_a)$.

$$P(\mu_a) = \mathcal{L}^{-1} [T(t)] \quad (4.10)$$

Tada je fotonski fluks:

$$N(E) = \frac{D_0}{E \cdot R(E) \cdot \mu_v(E)} \left[-\frac{d\mu_a(E)}{dE} \right] \mathcal{L}^{-1} [T(x)] \quad (4.11)$$

Silberstein je ukazao da funkcija $T(x)$ može biti predstavljena kao:

$$T(x) \cong T_1(x) = e^{-Ax - B\sqrt{x}} \quad (4.12)$$

gde su A i B konstante. Inverzni Laplaceov transform funkcije date jednačinom (4.12) glasi:

$$P(\mu) = \left(\frac{B}{2} \cdot \sqrt{\pi} \right) (\mu - A)^{-3/2} e^{-B^2/4(\mu - A)} \quad (4.13)$$

gde je A parametar, a μ atenuacioni koeficijent medijuma za određenu energiju. Bell je parametar A odredio sa μ_m tj. atenuacionog koeficijenta medijuma, kroz koji zračenje prolazi, za najveću energiju fotona u snopu.

Jednačinu 4.12 Jones dalje modifikuje u:

$$T(x) = T_2(x) = e^{-\mu_m x - B(\sqrt{x+A} - \sqrt{A})} \quad (4.14)$$

gde su B i A konstante dobijene fitovanjem eksperimentalnih tačaka datom analitičkom funkcijom, a x predstavlja debljinu atenuatora.

Inverzni Laplaceov transform Jones-ove modifikovane funkcije je predstavljen jednačinom 4.15.

$$P(\mu) = e^{-A(\mu - \mu_m)} (\mu - \mu_m)^{-3/2} e^{\left[\frac{B^2}{4} \frac{1}{\mu - \mu_m} \right]} \quad (4.15)$$

Jednostavan analitički izraz koji odgovara izmerenoj ransmisiji dali su Huang-Kase i Bjärngard:

$$T(x) = e^{-Ax + Bx^2} \quad (4.16)$$

gde su A i B pozitivne konstante.

Inverzni Laplaceov transform predhodno navedene funkcije $T(x)$

$$P(\mu) = \left(\frac{B}{2}\sqrt{\pi}\right)(\mu - A)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{-B^2}{4(\mu - A)}} \quad (4.17)$$

Sva četiri gore navedena Laplaceova transformata korišćeni su u ovom radu u svrhu komparacije dobijenih rezultata o čemu će biti više reči u poglavlju 6.

Mi smo analizirali transmisiju X-zraka pomoću konvencionalne chi - kvadrat minimizacijone procedure filtovanja krive dobijene merenim podacima.

5. OPIS EKSPERIMENTA

Kao što sam navela u uvodnom delu rada, eksperiment je realizovan na 6 MeV-skomb linearnom terapijskom akceleratoru SIMENS MEVATRON MD 7445. U ulozi atenuatora korišćene su bakarne pločice, načinjene od elektrolitičkog bakra, debljine 0,5 mm i površine $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

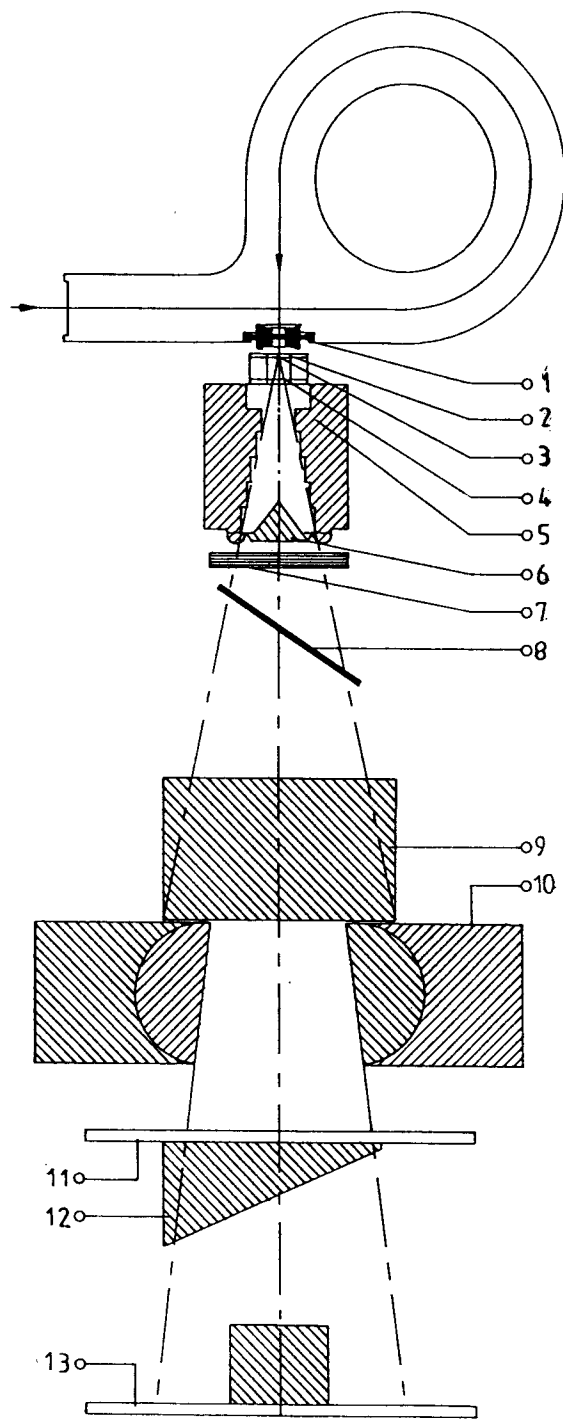
U cilju određivanja energetskog spektra akceleratora praćena je relativna promena brzine doze zraćenja u zavisnosti od debljine naslaganih atenuatora tokomb vremena od 100, 200 i 300 monitorskih jedinica. Monitorska jedinica predstavlja vremenski interval u trajanju od 0,2 sekunde. Vreme eksponiranja sam povećavala, tokomb eksperimenta, u cilju postizanja pouzdanijih rezultata, o ćemu će biti više reći u poglavlju 6.

S obzirom na poznatu eksponencijalnu zavisnost intenziteta zraćenja od debljine medijuma kroz koji ono prolazi, bakarne ploćice su postavljene tako da im se visina ne menja (povećava) linearno već eksponencijalno. Prvo merenje izvršeno je bez prisustva atenuatora ćime je određena brzina doze D_0 , a potom se u svakomb sledećem merenju povećavala debljina ploćica i određivana je brzina doze $D(x)$.

Ceo eksperiment je izveden u tzv. uskoj geometriji, pri ćemu je polje dejstva zraćenja, na udaljenosti 150 cm od izvora, iznosilo oko 16 cm^2 , dok su ploćice postavljane na „nosać za zaštitu“ pričvršćen na samomb glavi akceleratora i ta udaljenost je iznosila oko 50 cm.

Postavka uređaja za vršenje eksperimenta kao i osnovne komponente gore navedenomb akceleratora dati su na slici 5.1.

Detekcija zakoćnog zraćenja vrši se pomoću jonizacione komore, a informacija o detektovanomb zraćenju stiže do korisnika uređaja u obliku kolićine naelektrisanja. Kolićinu naelektrisanja merimo elektrometrom THERADOS.



Slika 5.1: 1) prozor od titanijuma; 2) meta od zlata; 3) voda za hlađenje; 4) filter od ugljenika; 5) primarni kolimator; 6) filter od gvožđa za izravnavanje polja; 7) dozimetar; 8) ogledalo; 9) gornji kalimator; 10) donji kalimator; 11) nosač klinastog filtera; 12) klinasti filter; 13) nosač za zaštitu

6. REZULTATI I DISKUSIJA

Apsorbovana doza X-zračenja definiše se kao srednja apsorbovana energija dE jonizujućeg zračenja u delu mase dm koji vrši apsorpciju [ref. 9]

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (6.1)$$

Izvedena jedinica za dozu u Internacionalnom sistemu jedinica je Grey (apsorbovana doza u telu mase 1 kg kom je jonizujućim zračenjem predata energija od 1J):

$$\text{Gy} = \frac{\text{J}}{\text{kg}} \quad (6.2)$$

Dejstvo zračenja se povećava kako sa intenzitetom zračenja tako i sa vremenom ozračivanja te se uvodi pojam brzine doze i definiše kao:

$$\frac{dD}{dt} \quad (6.3)$$

gde je dD priraštaj doze koju određeni objekat prima tokom vremena dt . Integracijom izraza (6.3) dobija se ukupna doza zračenja.

Obzirom da je pomoću THERADOS-ovog elektrometra izmerena količina naelektrisanja formirana u komori, potrebno je objasniti vezu između izmerene veličine i jačine (brzine) doze.

Brzina apsorbovane doze u vazduhu, u jedinicama $\frac{\text{c Gy}}{\text{MJ}}$ se računa kao [ref. 1]:

$$D = \frac{Q \cdot C \cdot f_k \cdot f_{p,t}}{\text{MJ}} \quad (6.4)$$

gde je Q izmerena količina naelektrisanja u nC, C je konstanta korekcije na dimenzije i kvalitet materijala u „build-up“ kapici, f_k je kalibracioni faktor komore, a $f_{p,t}$ je korekcionni faktor za pritisak i temperaturu prostorije u kojoj se vrši merenje.

Vrednosti brzine doze za atenuatore debljine do 8 mm merene su u vremenu od 100 MJ, potom za debljine do 44mm u vremenskom intervalu od 200 MJ i konačno do debljine od 99 mm mereno je u vremenu od 300 MJ radi postizanja pouzdanijih rezultata.

U svrhu pojednostavljanja proračuna određivana je relativna doza D/D_0 odnosno TRANSMISIJA pri čemu se eksperimentalna greška bitno smanjuje jer u proračun ne ulaze korekcion i kalibracioni faktori čija je vrednost određena sa greškom reda veličine procenta.

Izraz za transmisiju glasi:

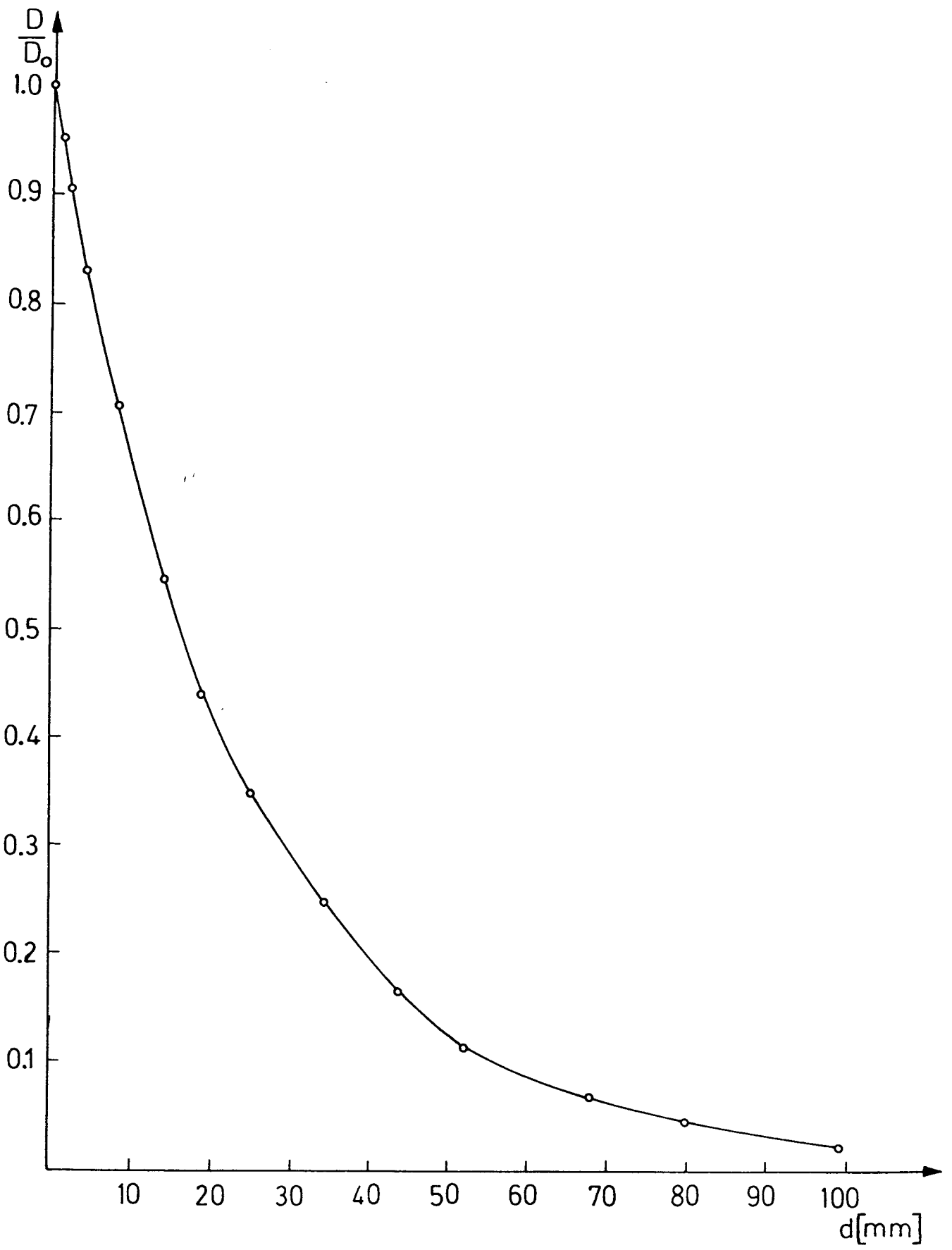
$$T(x) = \frac{D(x)}{D_0} \quad (6.5)$$

Vrednosti izračunate transmisije predstavljene su u tabeli 6.I.

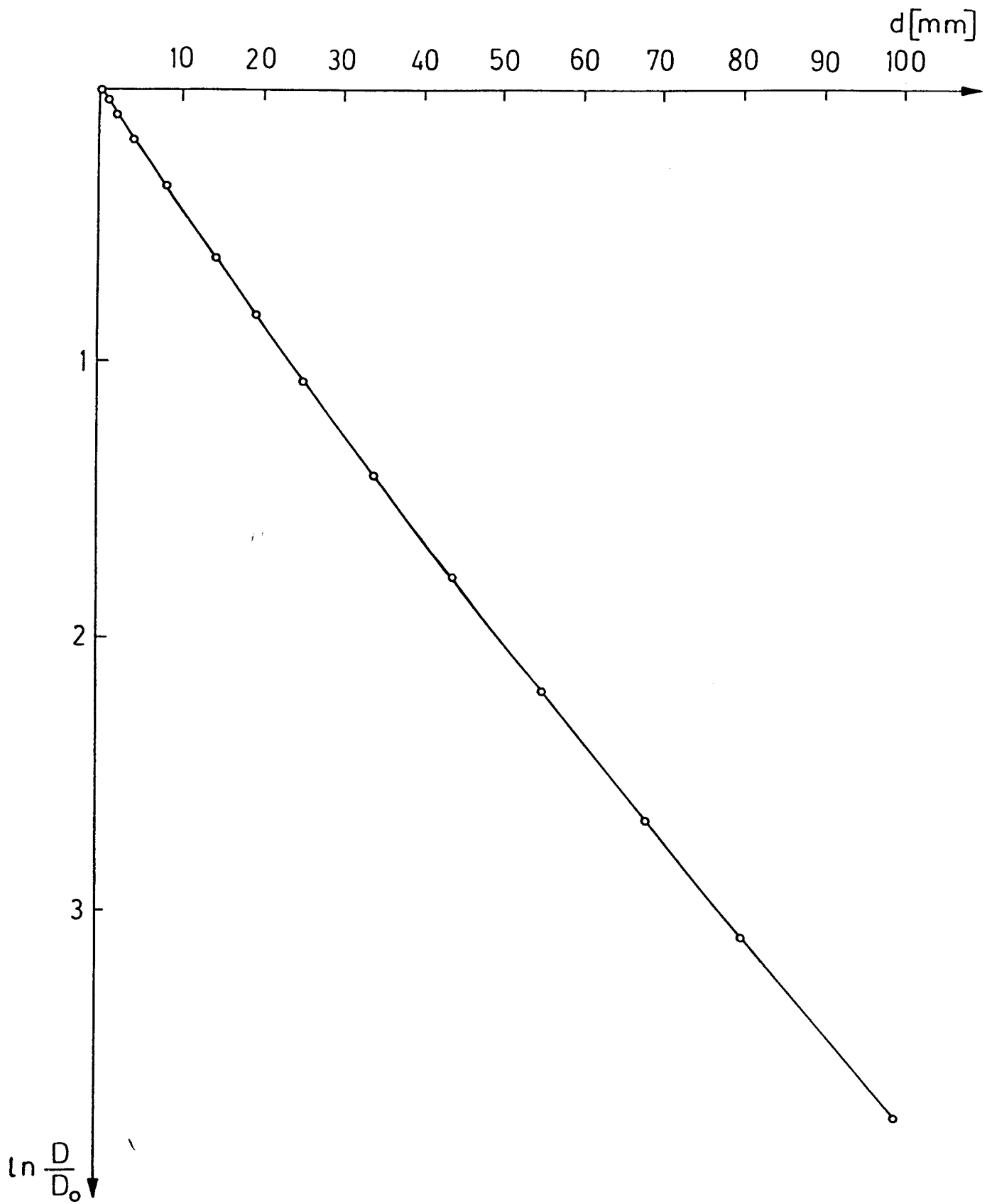
Eksponecijalna zavisnost transmisije od debljine atenuatora vidi se na grafiku 6.1, a radi lakše analize rezultata koristi se semi-log grafik 6.2 na kom je očigledno da data funkcija odstupa od prave linije. Ovo odstupanje nastaje usled toga što snop nije monoenergetski i iz njega u većoj meri nestaju komponente većeg atenuacionog koeficijenta odnosno manje prodornosti.

TAB. 6.I.

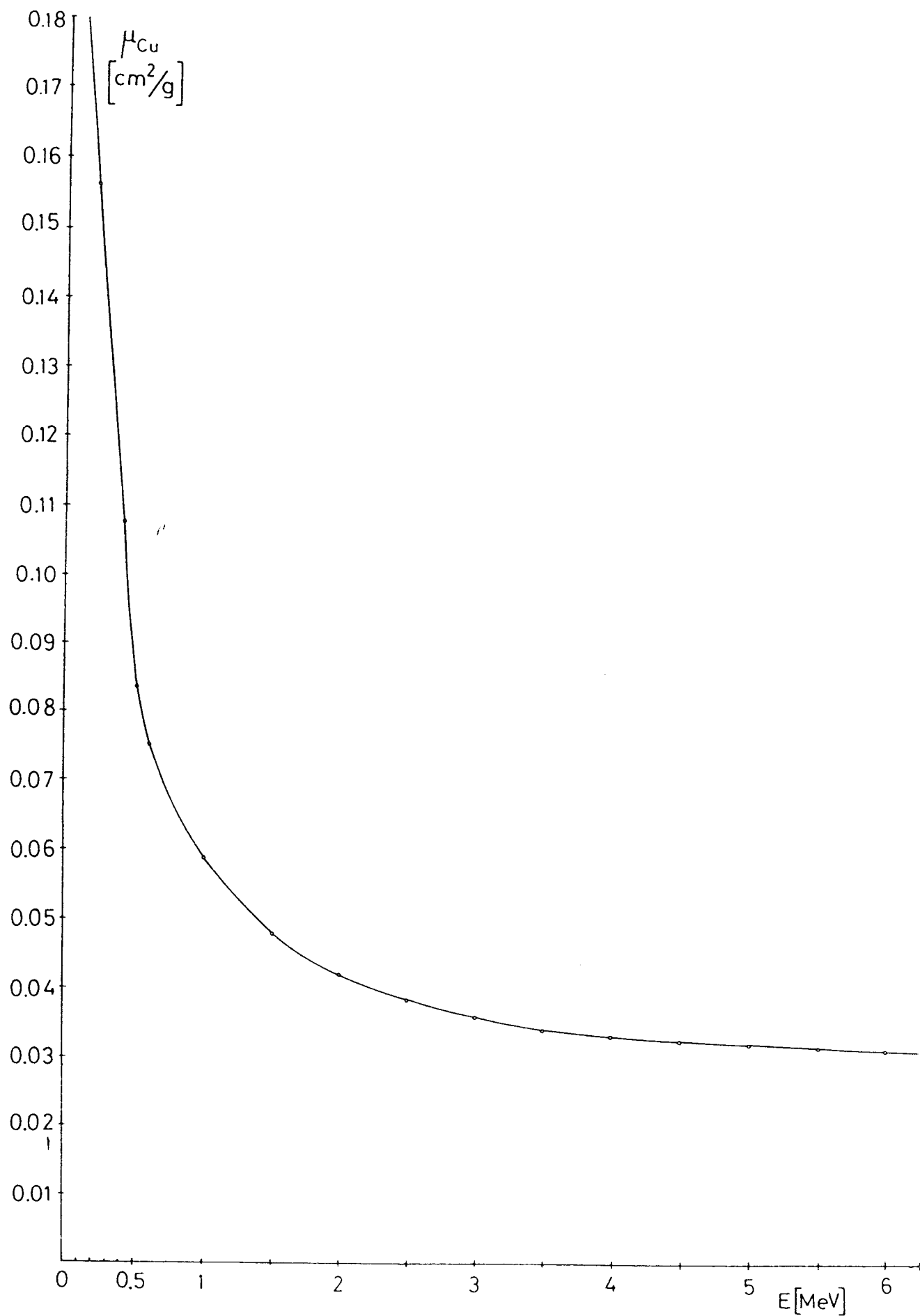
t [MJ]	N°	Broj pločica	d [mm]	$T = D/D_0$	$\ln D/D_0$
100	1	0	0	1,0000(5)	0
	2	2	1,0	0,9559(5)	-0,0451(5)
	3	4	2,0	0,9110(5)	-0,0932(6)
	4	8	4,0	0,8362(5)	-0,1789(6)
	5	16	8,0	0,7076(5)	-0,3460(6)
200	6	28	14,0	0,5408(3)	-0,6148(5)
	7	38	19,0	0,4419(2)	-0,8181(6)
	8	50	25,0	0,3474(2)	-1,0583(7)
	9	68	34,0	0,2446(2)	-1,4082(8)
	10	88	44,0	0,1672(2)	-1,7865(12)
300	11	110	55,0	0,1107(1)	-2,2009(12)
	12	136	68,0	0,0686(1)	-2,6764(19)
	13	160	80,0	0,0449(1)	-3,1038(28)
	14	198	99,0	0,0229(1)	-3,7640(54)



Slika 6.1: Zavisnost transmisije od debljine atenuatora



Slika 6.2: Zavisnost $\ln D/D_0$ od debljine atenuatora



Slika 6.3: Zavisnost masenog atenuacionog koeficijenta bakra od energije fotona

Poznavanje transmisiona krive je značajno za određivanje samog fotonskog fluksa $N(E)$. Polazeći od izraza za fotonski fluks (pogl. 4) koji glasi [ref. 17]

$$N(E) = \frac{D(0)}{E R(E) \mu_{EN}(E)} \left[-\frac{d\mu_{Cu}(E)}{dE} \right] \mathcal{L}^{-1} [T(x)] \quad (6.6)$$

Gde je $\mu_{EN}(E)$ – maseni energetska apsorpcioni koeficijent vazduha [ref. 18], μ_{Cu} je atenuacioni koeficijent bakra za različite energije fotona (grafik 6.3), $D(0)$ je multiplikacioni faktor koji zanemarujemo i $R(E)$ faktor koji smatramo jedinicom [ref. 17]

Dolazimo do izraza za količinu energije koju fotoni prenesu u jedinici vremena kroz neku posmatranu tačku:

$$E N(E) \sim \frac{1}{\mu_{EN}(E)} \left[-P(\mu_{Cu}) \frac{d\mu_{Cu}(E)}{dE} \right] \quad (6.7)$$

Da bi se procenila pomenuta energija potrebno je bilo odrediti funkcionalnu zavisnost atenuacionog koeficijenta bakra od energije kao i inverzni Laplaceov transform funkcije $T(X)$.

Analitičku funkciju koja opisuje energetska zavisnost atenuacionog koeficijenta μ_{Cu} našli smo standardnim procesom fitovanja [program ORIGIN 4.0] i to je takozvana Haris-ova funkcija koja se na najbolji način slaže sa tabličnim vrednostima i glasi:

$$\mu_{Cu} = [a + b E^c]^{-1} \quad (6.8)$$

Gde su a , b i c parametri dobijeni fitom sa najmanjim chi-kvadratom i oni iznose respektivno: $-10,42129 \pm 2,80262$, $26,95233 \pm 2,97809$, $c = 0,30568 \pm 0,05058$ i $\chi^2 = 8882$.

Izvod funkcije (6.8) po energiji glasi:

$$\frac{d\mu_{Cu}(E)}{dE} = \frac{-bc E^{c-1}}{(a + b E^c)^2} \quad (6.9)$$

Rezultate za transmisiju dobijene merenjem aproksimiramo analitičkom funkcijom $T(x)$ i potom određujemo njen inverzni Laplaceov transform.

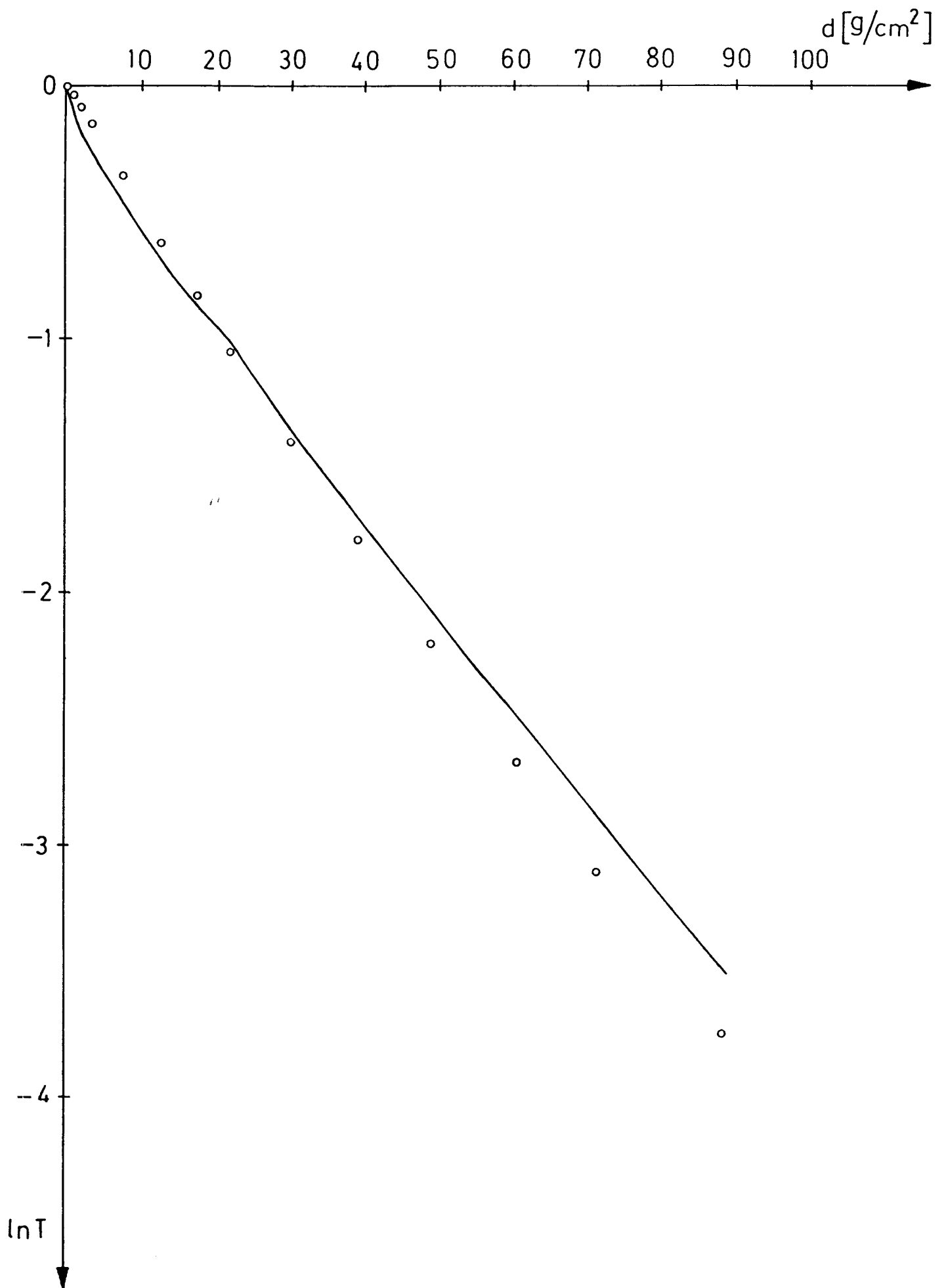
Kao što je pomenuto u poglavlju 4 u ovom radu je atenuaciona kriva fitovana nekim od najranije datih funkcija Bell-a, Jones-a, Silberstein-a i Huang - Kase - Bjärngard-a. [Ref. 17]

Kao rezultati fita pojavljuju se parametri čijim poznavanjem je moguće dalje odrediti podintegralnu funkciju $P(\mu)$.

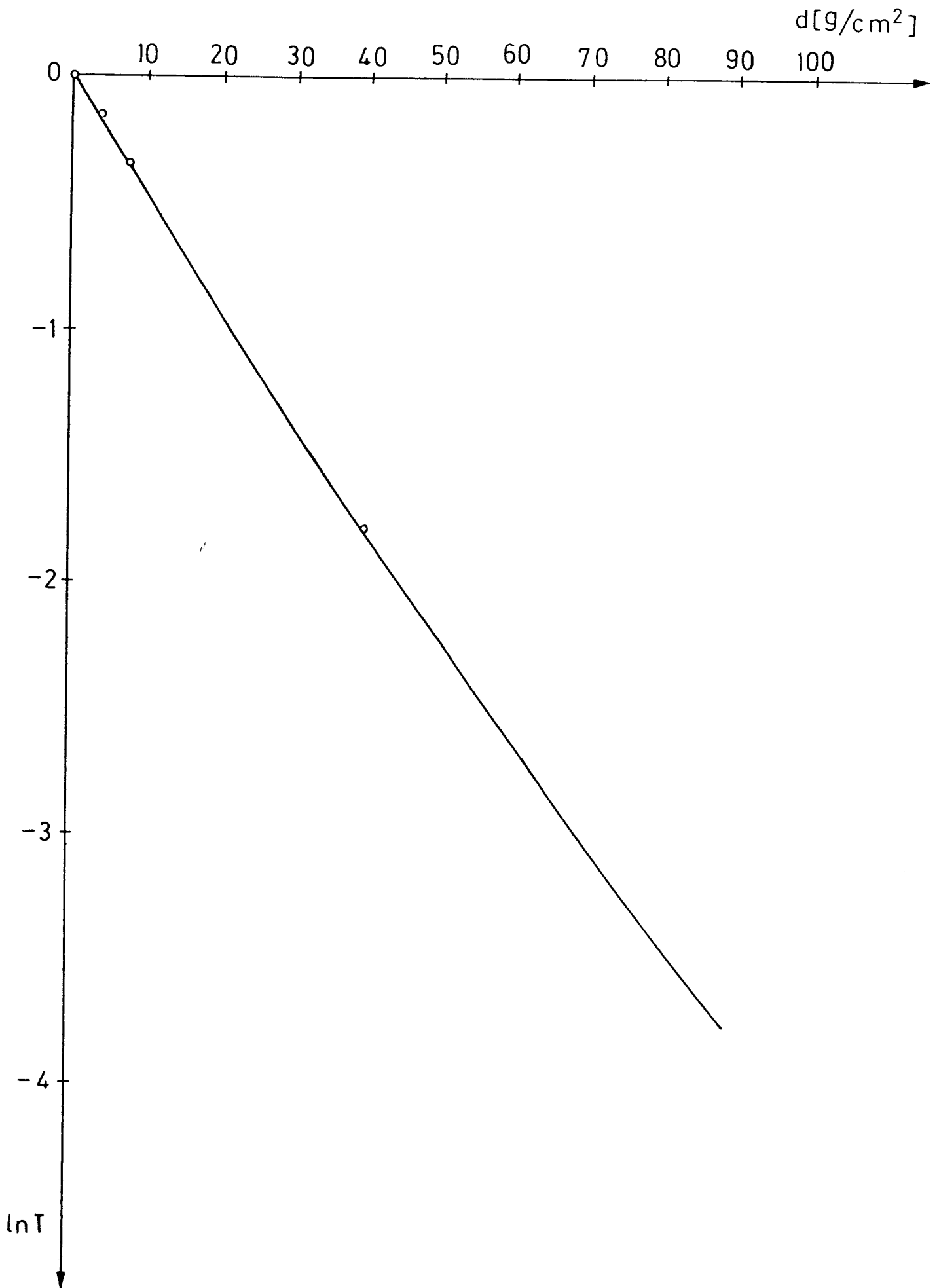
Brojne vrednosti pomenutih parametara za analitičke funkcije sva četiri pomenuta autora data su u tabeli 6.II.

TAB 6.II

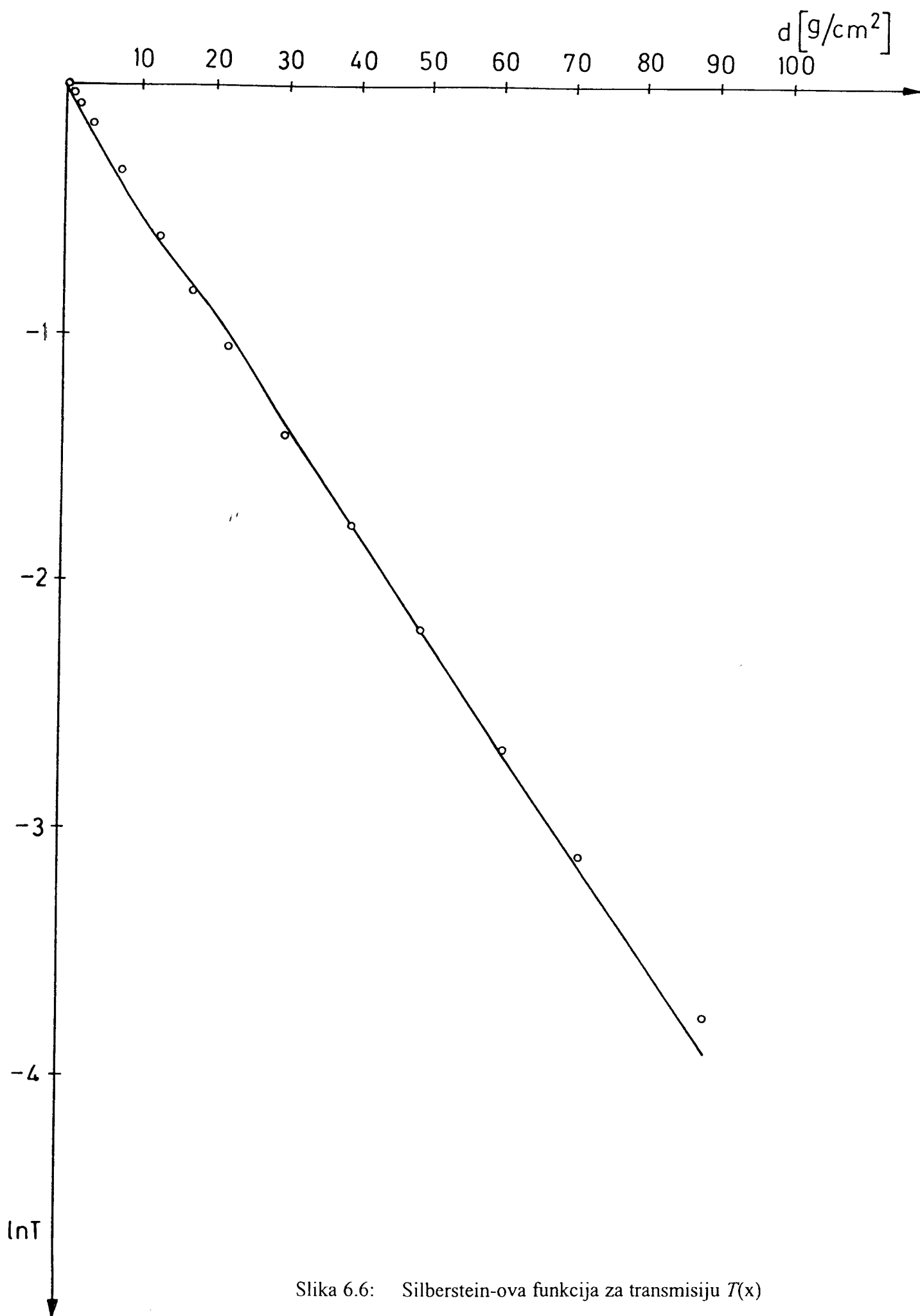
	Bell	Jones	Silberstein	Huang – Kase – Bjärngard
A	$0,07952 \pm 0,00518$	$16,41272 \pm 1,21341$	$0,04159 \pm 0,00088$	$0,44027 \pm 0,0022$
B	–	$0,16914 \pm 0,00379$	$0,02429 \pm 0,00422$	$0,00681 \pm 0,00038$



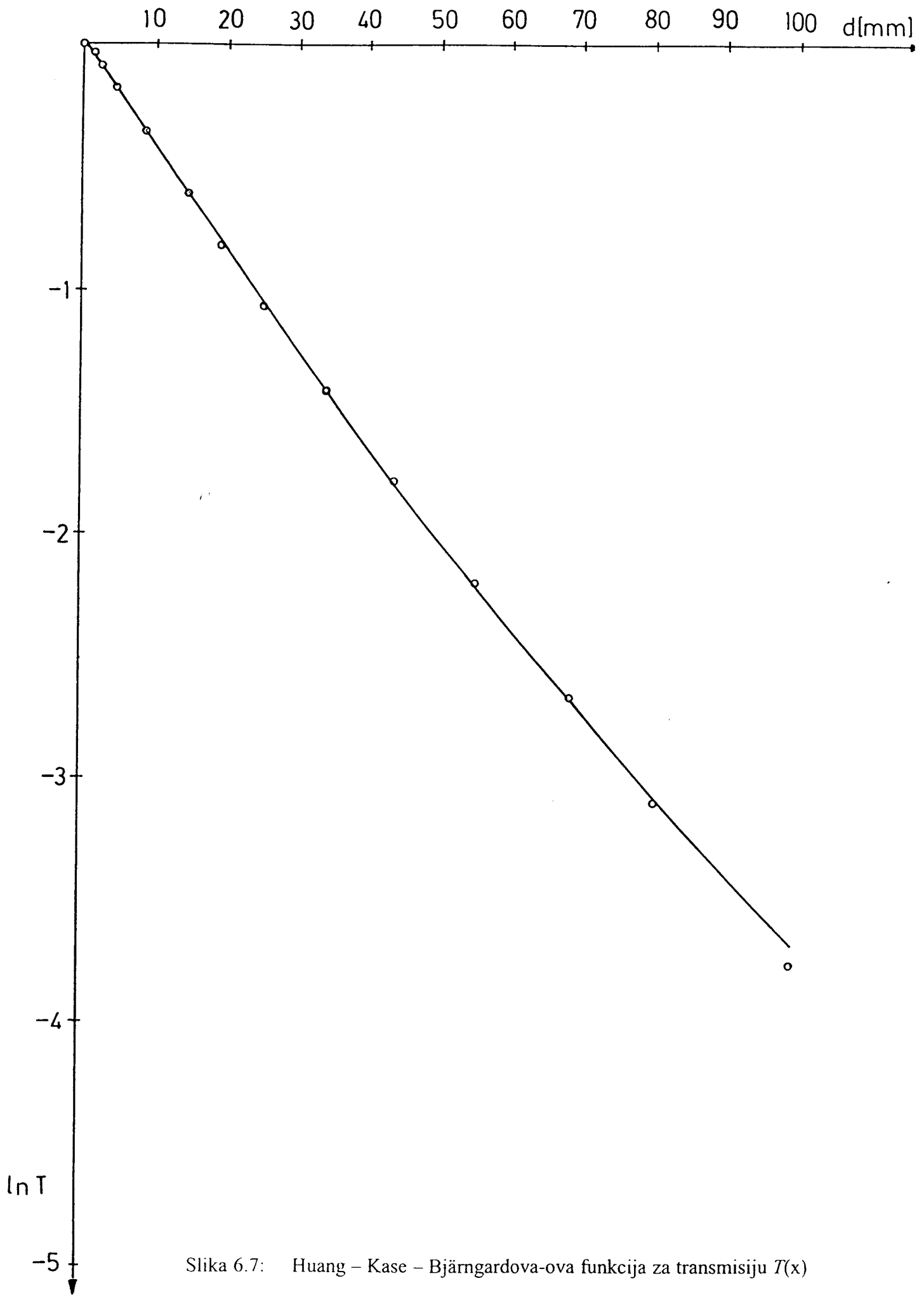
Slika 6.4: Bell-ova funkcija za transmisiju $T(x)$



Slika 6.5: Jones-ova funkcija za transmisiju $T(x)$



Slika 6.6: Silberstein-ova funkcija za transmisiju $T(x)$



Slika 6.7: Huang – Kase – Björngardova-ova funkcija za transmisiju $T(x)$

Koliko dobro odabrane analitičke funkcije opisuju atenuacionu krivu vidi se na semi-log graficima sl. 6.4, 6.5, 6.6, 6.7.

U daljem radu su rezultati dobijeni eksperimentom proveravani pomoću Schiff-ove formule koja je data u poglavlju 2., uzimajući u obzir da se fotonski fluks može izraziti relacijom sličnom relaciji koja opisuje diferencijalni efikasni presek za emisiju fotona određene energije.

Na ovaj način odabrana funkcija $\Phi_T(E)$ glasi:

$$\Phi_T(E) = \frac{1}{E} \left\{ \left[1 + \frac{[E_f]^2}{[E_i]} - \frac{2[E_f]}{3[E_i]} \right] \left[\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \operatorname{arctg} b \right] + \frac{E_f}{E_i} \left[\frac{2}{b^2} \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \operatorname{arctg} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\} \quad (6.10)$$

$$\text{gde je } b = \frac{2E_f E_i Z^{1/3}}{111E} \text{ i } \frac{1}{M(0)} = \left[\frac{E}{2E_f E_i} \right]^2 + \left[\frac{Z^{1/3}}{111} \right]^2$$

Budući da je $E_i \approx E + E_f$ daljom zamenom energije rasejanog elektrona E_f u izraz 6.10 dobijamo:

$$\Phi_T(E) = \frac{1}{E} \left\{ \left[\frac{4}{3} + \left(\frac{E}{E_i} \right)^2 - \frac{4E}{3E_i} \right] \left[\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \operatorname{arctg} b \right] + \left[1 - \frac{E}{E_i} \right] \left[\frac{2}{b^2} \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \operatorname{arctg} b + \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\} \quad (6.11)$$

$$\text{gde je } b = \frac{2E_i Z^{1/3}}{111 \cdot 0,511} \left[\frac{E_i}{E} - 1 \right] \text{ i } \frac{1}{M(0)} = \left[\frac{E \cdot 0,511}{2E_i (E_i - E)} \right]^2 + 0,00149$$

Za maksimalnu energiju fotona od strane proizvođača je precizirana vrednost od 6 MeV, međutim rutinskom kontrolom pomoću vodenog fantoma ustanovljeno je da ona iznosi 6,4 MeV, te totalna energija upadnog elektrona jeste 6,911 MeV-a.

Znajući da se fluks zračenja menja prolaskom kroz različite medijume datu Schiffovu formulu za tanku metu potrebno je izmnožiti korekcionim faktorima [ref. 16] za slučaj debele mete odnosno potrebno je pomnožiti funkcijom koja opisuje atenuaciju zračenja kroz sve materijale u glavi akceleratora kroz koje zračenje prolazi. Pomenuta funkcija je data jednačinom 6.12, a grafički je predstavljena na slici 6.8.

$$F(E) = e^{-\mu_{Fe} \rho_{Fe} x_{Fe}} e^{-\mu_C \rho_C x_C} e^{-\mu_{Au} \rho_{Au} x_{Au}} \quad (6.12)$$

gde su μ_{Fe} , μ_C i μ_{Au} maseni atenuacioni koeficijenti za, respektivno, kupasti filter od gvožđa, ugljeni filter i metu od zlata.

TABELA 6.III

gustine pomenutih materijala kao i totalne debljine filtera i mete predstavljene su tabelarno (tab.6.III)

	ρ [g/cm ³]	x [cm]
Au	19,3	0,097
C	2,25	1,016
Fe	7,87	2,182

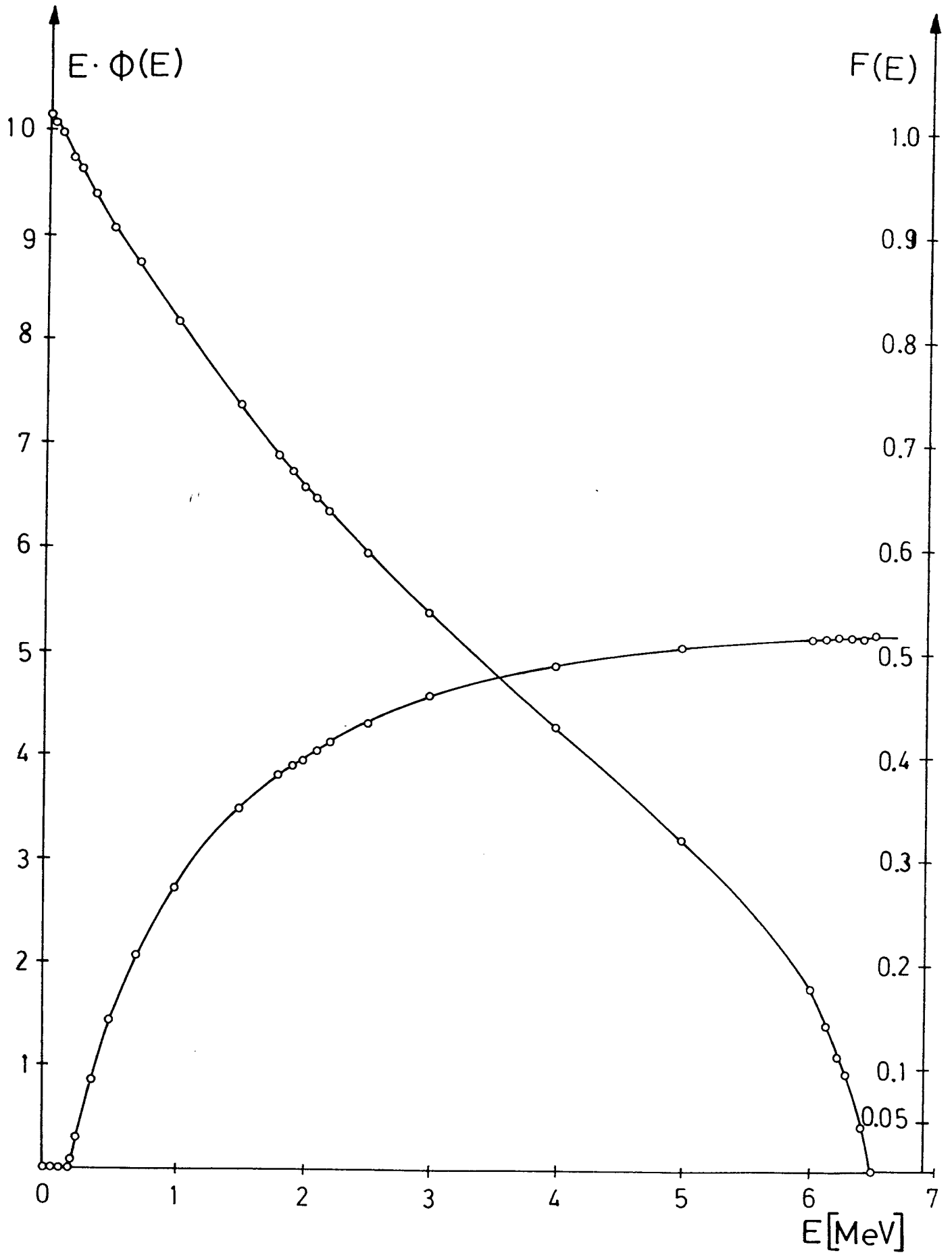
Na slici 6.8 predstavljen je spektar zračenja debele mete dobijen korišćenjem neatenuirane Schiffove formule, odakle se vidi da je uticaj filtera u glavi akceleratora veći za niže energije fotonskog snopa zakočnog zračenja.

Na opisan način dobijena je tzv. atenuirana Schiffova formula čijim daljim množenjem sa energijama fotona u snopu zakočnog zračenja dolazimo do izraza za energetski spektar predstavljen na slici 6.9.

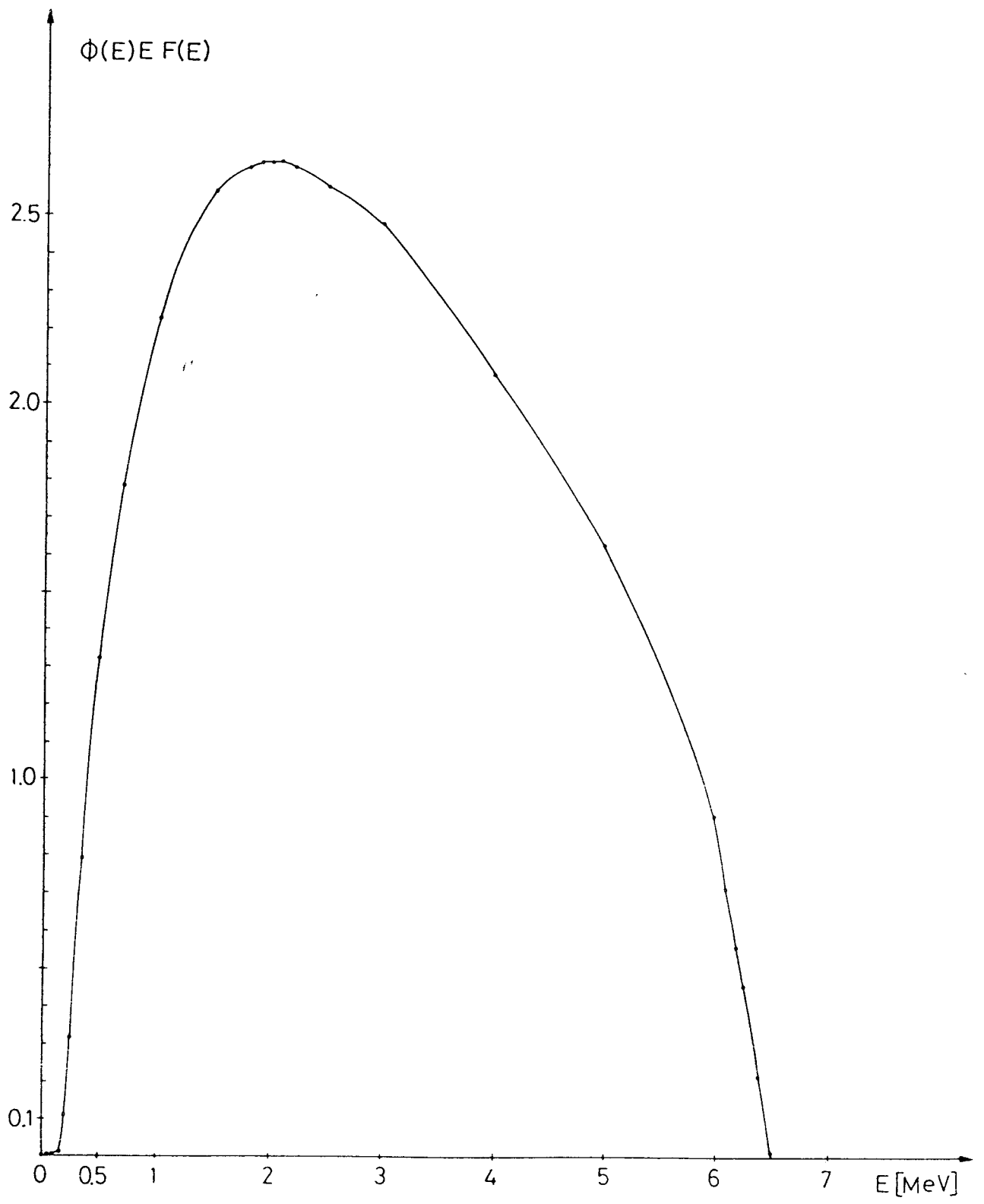
Funkcija Silberstein-a predstavlja jednostavan model koji se u slučaju energija od oko 2 MeV-a pa na više ne može koristiti. Razlog ovome je to što se u standardnom postupku fitovanja dobija parametar čija je vrednost pri pomenutim energijama veća od masenog atenuacionog koeficijenta $\mu_{\text{cu}}(E)$ za bakar odakle se pojavljuje negativna podkorena veličina, a samim tim i rešenja koja nisu realna. Prema tome, funkcija Silbersteina nije definisana u oblasti visokih energija sl. 6.10. Bell, međutim poboljšava celu stvar i a priori uvodi parametar μ_m , što je upotrebljivo samo u slučaju kada je poznata maksimalna energija fotona u snopu [ref. 13]. Energetski spektar dobijen aproksimiranjem pomoću Bellove funkcije u kojoj egzistira samo jedan parametar jasno se razlikuje od energetskog spektra dobijenog pomoću Schiffove formule sl. 6.11. Mala je verovatnoća da će maksimum distribucije biti na visokim energijama što se vidi i na slici 6.8, kao i pojave znatne neuniformnosti pri niskim energijama.

Model Jonesa daje donekle prihvatljivije rezultate ali slabo aproksimira maksimalnu energiju. Posebno je značajno obratiti pažnju na neuniformnost na energijama od 0,5 MeV – 0,8 MeV koja je uslovljena neuniformnošću masenog energetskog apsorpcionog koeficijenta za vazduh, što svakako govori o kompleksnosti procesa koji se pri pomenutim energijama dešavaju u njemu. Data odstupanja od glatke krive se ne mogu očekivati u realnosti. (sl. 6.12)

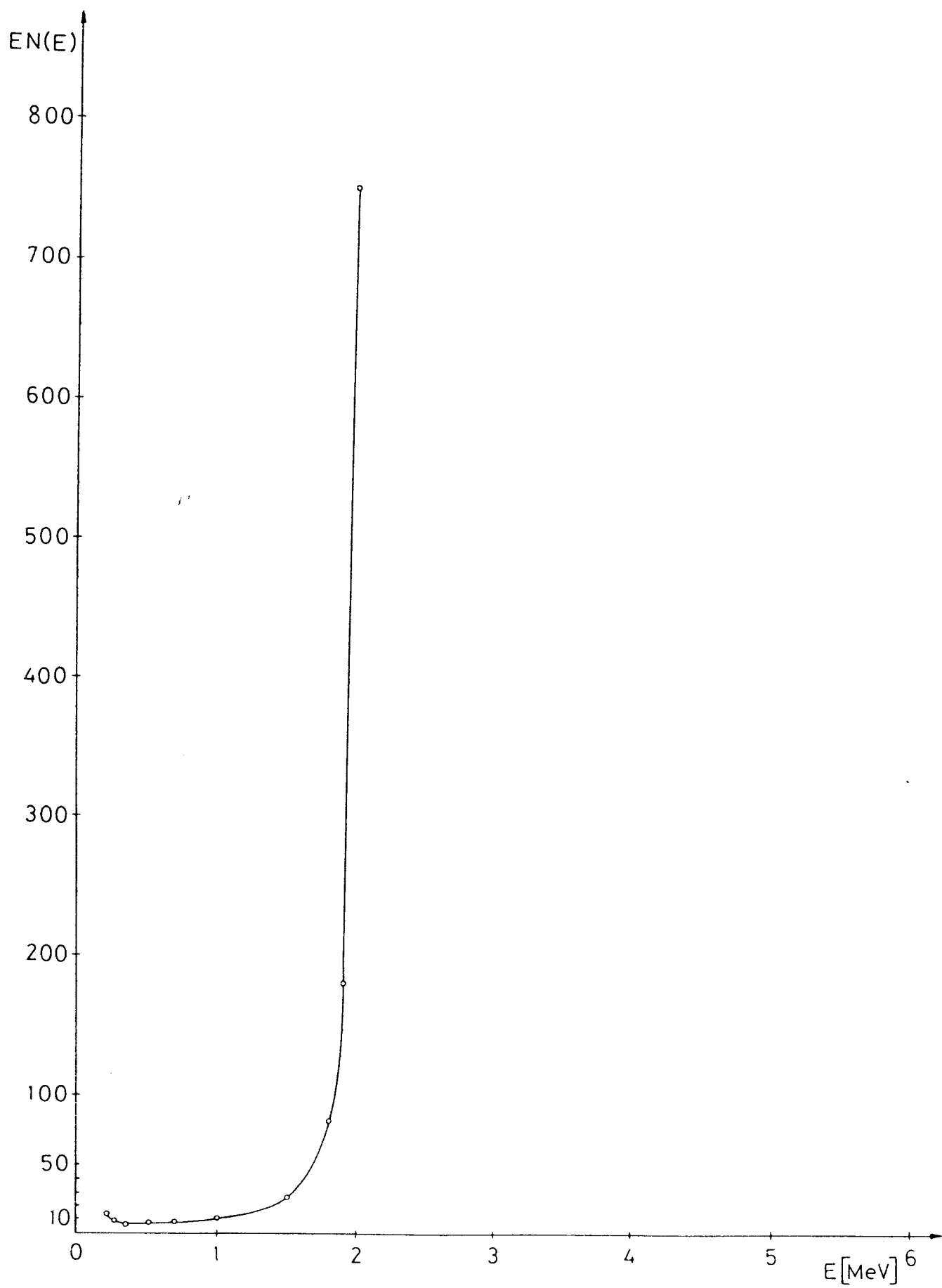
Funkcija preporučena od strane Huanga-a, Kase-a i Bjärngarda opet favorizuje niske energije fotona i nema definisanu nulu prema čemu fotoni imaju energije veće od upadnih elektrona što nema fizičkog smisla. Greške u sva četiri modela su reda veličina nekoliko procenata. Na slici 6.12 se nalazi komparativni prikaz energetskih spektara dobijenih korišćenjem Jones-ovog i Huang – Kase – Bjärndgard-ovog modela i atenuirane Schiffove formule. Radi upoređivanja, maksimalne vrednosti u sva tri slučaja su normirane na jedinicu.



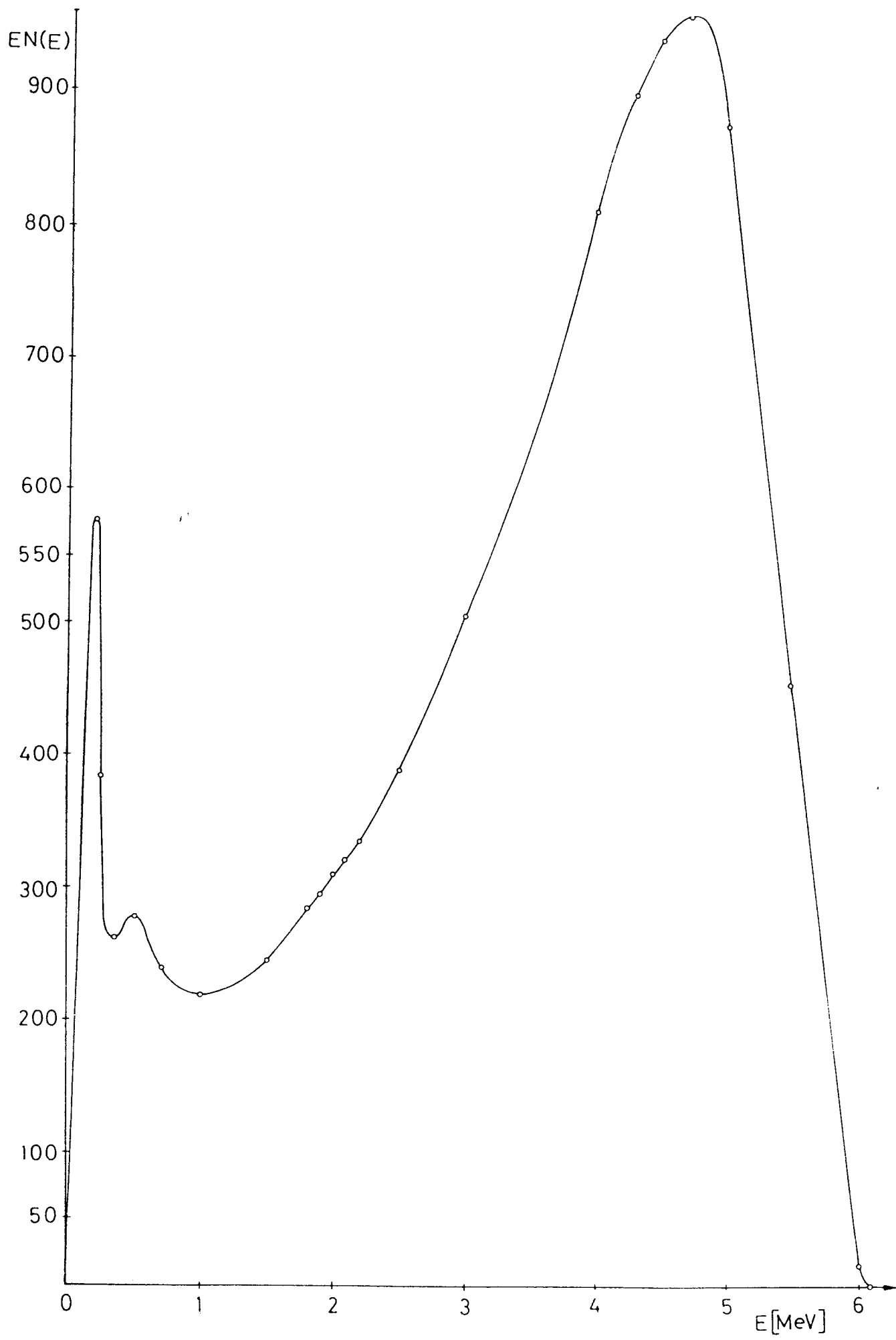
Slika 6.8:



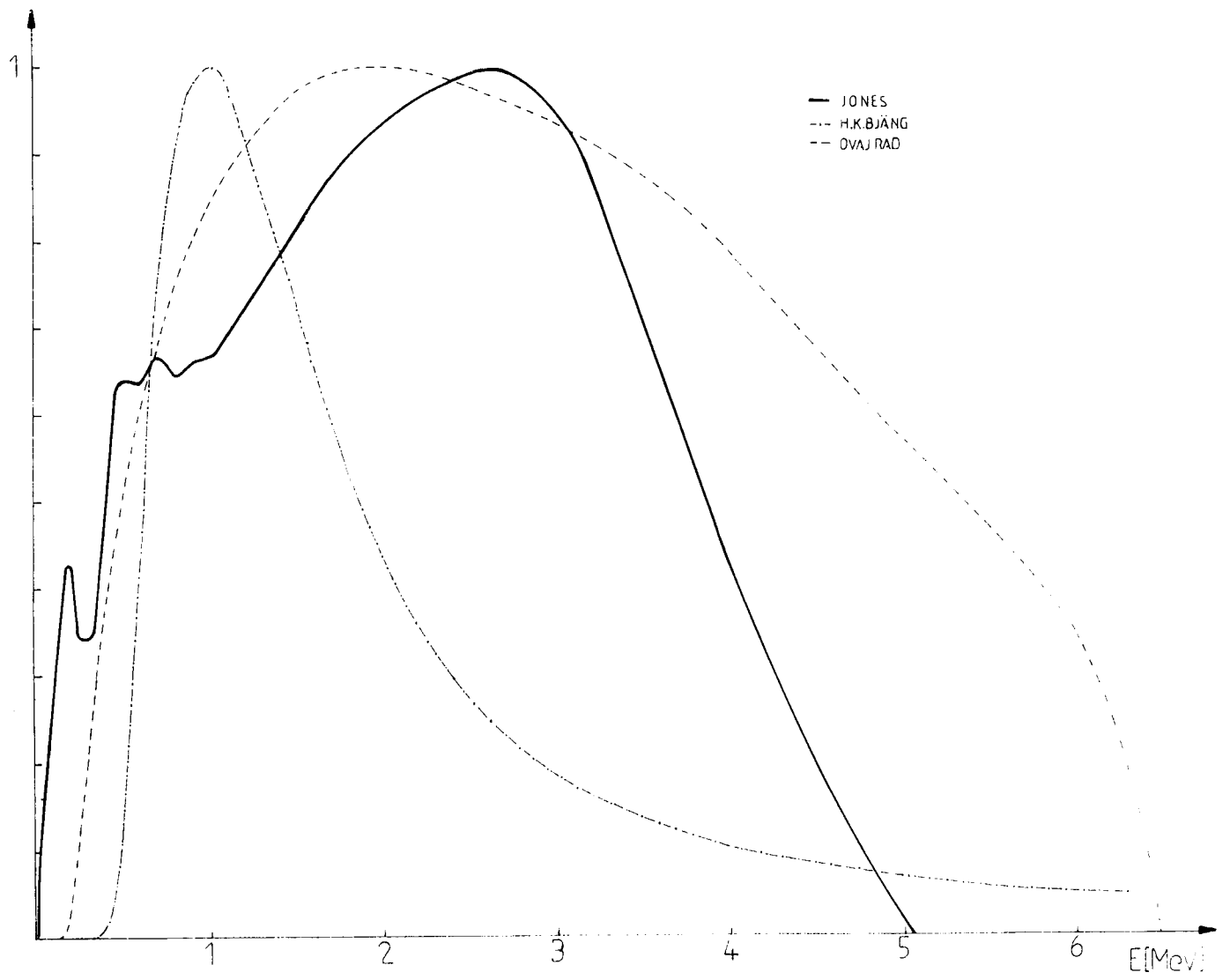
Slika 6.9: Energetski spektar 6 MeV-skog linearnog akceleratora dobijen formulom Schiff-a



Slika 6.10: Energetski spektar akceleratora dobijen korišćenjem Silberstein-ove funkcije



Slika 6.11: Energetski spektar akceleratora dobijen korišćenjem Bell-ove funkcije



Slika 6.12:

7. ZAKLJUČAK

U ovom radu je utvrđeno da modeli korišćeni radi uporedbe sa rezultatima dobijenim merenjem poseduju značajne nedostatke koji kao posledicu imaju nedovoljno precizno određivanje doze zračenja.

Tendencija rada u ovoj oblasti svakako ide u smeru iznalaženja analitičkih funkcija koje će na što bolji način opisivati dobijene rezultate i time postići bolje i kvalitetnije iznalaženje doze zračenja značajne za planiranje terapije kod pacijenata.

Literatura

1. Miodrag D. Krmar: Određivanje energetskeg spektra fotona u snopu 15 MeV-skog X-zračenja fotoaktivacionom i atenuacionom analizom, magistarska teza, Beograd, 1993.
2. Norman A. Dyson: X-rays in atomic and nuclear physics, Longman Group Limited, 1973.
3. D. Greene: Linear Accelerators for Radiation Therapy, Adam Hilger Ltd, Bristol and Boston in collaboration with the Hospital Physicists' Association, 1989.
4. L. I. Schiff: Energy – Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung, Physical review July 15.1951.
5. Sain D. Ahuja, Steven L. Strup, and Marion G. Bolin: Semi – empirical model for depth dose distributions of megavoltage X-ray beams, Medical Physics 7(5), 1980.
6. C. J. Karzmark: Advances in linear accelerator design for radio therapy, Medical Physics 11(2), 1984.
7. Sears: Elektricitet i magnetizam, Naučna knjiga, Beograd, 1963.
8. Dragiša M. Ivanović, Vlastimir M. Vučić: Atomska i nuklearna fizika, Naučna knjiga, Beograd, 1975.
9. Slobodanka Stanković, Agneš Kapor: Biofizika, Univerzitet u Novom Sadu, medicinski fakultet, Novi Sad, 1989.
10. N. C. Hilyard, H. C. Biggin: Fizika za biologe, školska knjiga, Zagreb, 1984.
11. Lazar Marinkov: Osnovi nuklearne fizike, Prirodno – matematički fakultet, Novi Sad, 1976.
12. Vlastimir Vučić: Osnovna merenja u fizici, Naučna knjiga, Beograd, 1982.
13. Pin – Hua Huang, Kenneth R. Kase, and Bengt E. Bjärngard: Spectral characterization of 4 MV Bremsstrahlung by attenuation analysis, Medical Physics 8(3), 1981.
14. H. W. Koch and J. W. Motz: Bremsstrahlung Cross – Section Formulas and Related Data, Reviews of modern physics, October 1959.
15. R. Mohan and C. Chui: Differential pencil beam dose computation model for photons, Medical Physics 13(1), 1986.
16. Bruce A. Faddegon: Angular distribution of Bremsstrahlung from 15 MeV electrons incident on thick targets of Be, Al and Pb, Medical Physics 18(4), 1991.
17. Sain D. Ahuja, Palmer G. Steward, Tapankumar S. Roy, and Eric D. Slessinger: Estimated spectrum of a 4-MV therapeutic beam, Medical Physics 13(3), 1986.
18. J. H. Hubbell: Photon Mass Attenuation and Energy – absorption Coefficients from 1 kV to 20 MeV, Center for Radiation Reserch, National bureau of standards, Washington, DC 20234. USA, 30.july 1981.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET KLJUČNA
DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

- Redni broj:
RBR
- Identifikacioni broj:
IBR
- Tip dokumentacije: *Monografska dokumentacija*
TD
- Tip zapisa: *Tekstualni štampani materijal*
TZ
- Vrsta rada: *Diplomski rad*
VR
- Autor: *Dragana Pećanac, br. dos. 190/91*
AU
- Mentor: *Dr Miodrag Krmar, docent PMF, Novi Sad*
MN
- Naslov rada: *Određivanje energetskeg spektra 6-MeV-skog linearnog terapijskog akcelaratora atenuacionom analizom*
NR
- Jezik publikacije: *Srpski (latinica)*
JP
- Jezik izvoda: *Srpski*
JI
- Zemlja publikovanja: *Jugoslavija*
ZP
- Uže geografsko područje: *Vojvodina*
UGP
- Godina: *1998.*
GO
- Izdavač: *Autorski reprint*
IZ
- Mesto i adresa: *Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositelja Obradovića 4, 21000 Novi Sad*
MA
- Fizički opis rada: *(7/30/12/0/7/8/1)*
FO
- Naučna oblast: *Fizika*
NO
- Naučna disciplina: *Nuklearna fizika*
ND
- Predmetna odrednica / ključne reči: *energ. spektar, linearni akcelerator, doza zračenja zakočno zračenje*
PO
- Čuva se: *Biblioteka Instituta za fiziku, PMF, Novi Sad*
- Izvod: *U radu je primenjen metod atenuacione analize za određivanje energetskeg spektra linearnog terapijskog akcelaratora. Dobijeni rezultati su predstavljani grafički i izvršena su poređenja sa ranije objavljenim radovima stranih autora. Na osnovu toga utvrđeni su mnogi nedostaci i neprikladnost datih modela za rešavanje problema na energijama višim od dijagnostičkih.*
IZ
- Datum prihvatanja teme od strane Veća:
DP
- Datum odbrane:
31. 07. 1998.
DO
- Članovi komisije:
Predsednik:
Dr Ištvan Bikit redovni profesor, PMF, Novi Sad
Članovi:
Dr Miodrag Krmar vanredni profesor, PMF, Novi Sad
Dr Zoran Mijatović vanr. profesor, PMF, Novi Sad
KO