

XII karakzam.

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET UNIVERZITETA U NOVOM SADU

Opšte predavanje pred  
komisiju

- 1) Dr. Masađ Stepanović (mentor)
- 2) Dr. Goran Gajet (stipendija)
- 3) Mr. Miroslav Stojanović rad.

Opšte:

Broj mesta 10 (petnaest)

Učenje 10 (petnaest)

Rabakezi Tomo

Dobrodošli.

KALIBRACIJA MOSSBAUERSKOG SPEKTROMETRA

- Diplomski rad -

radjen u

Institutu za nuklearne nauke "Boris Kidrič" u Vinči

1970 god.

Ovaj rad je radjen u Grupi nuklearne spektroskopije, Fizičke laboratorije Instituta za nuklearne nauke "Boris Kidrič" u Vinči.

Zahvaljujem se Dr Lazaru Marinkovu, koji je predložio temu i rukovodio njenom izradom, na svestranoj podršci i brojnim korisnim savetima koji su omogućili da se ovaj rad realizuje.

Zahvalnost dugujem i Mr Bikit Ištvanu, koji je celo vreme radio samnom na rešavanju problema, kao i svim članovima Laboratorije za fiziku koji su mi uvek pružili pomoć i razumevanje.



## S a d r ž a j

Uvod .....	1
I Efekt Mössbauera .....	2
I 1. Rezonantna apsobcija $\gamma$ -kvanata .....	2
I 2. Presek rezonantnog rasejanja .....	7
I 3. Primena efekta Mössbauera .....	9
II Spektrometri brzina .....	14
II 1. Princip rada spektrometra brzine .....	14
II 2. Spektrometri brzine sa konstantnim ubrzanjem ....	17
III Spektrometar brzine konstruisan u Institutu "B. Kidrič" u Vinči .....	20
III 1. Kratak opis i šema uredjaja .....	20
III 2. Elektroakustični vibrator .....	21
III 3. Korišćena elektronika .....	24
IV Kalibracija spektrometra brzine .....	28
IV 1. Izvor zračenja .....	28
IV 2. Apsorberi za kalibraciju spektrometra brzine ....	29
IV 3. Kalibracija spektrometra brzine .....	31
V Uporedjenje spektrometra brzine sa sličnim spektrometrima .....	35

## U V O D

Osnovni zadatak ovog rada je bio da se stavi u rad i da se kalibriše Mössbauerov spektrometar, koji je konstruisan u Institutu za nuklearne nauke "Boris Kidrič" u Vinči.

Materijal je iznet u pet poglavlja:

U prvoj glavi je u kratkim crtama dat opis Mössbauer-ovog efekta i dati su primeri cepanja energetskih nivoa jezgra za čije je ispitivanje pogodan ovaj spektrometar.

U drugoj glavi je dat pregled Mössbauer-ovskih spektrometara i opisan je spektrometar sa konstantnim ubrzanjem, koji danas ima najširu primenu.

U trećem delu je detaljno opisan spektrometar Mössbauera, čija je kalibracija vršena. Dat je poseban opis elektroakustičnog vibratora i elektronskih uredjaja koji ulaze u sastav spektrometra.

U četvrtom poglavlju dat je opis izvora i apsorbera, koji su korišćeni prilikom kalibracije. U istoj glavi se nalazi opis kalibracije sa rezultatima merenja,

U zadnjoj glavi je izneta ocena spektrometra u poređenju sa sličnim spektrometrima.

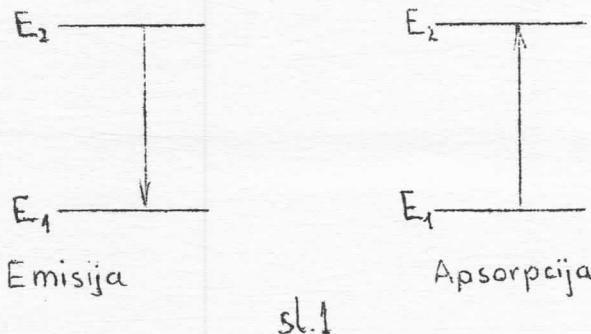


### I EFEKT MOSSBAUERA

#### I 1. Rezonantna apsorpcija $\gamma$ -kvanata

Atomsko jezgro je kvantni sistem sa tačno određenim energetskim stanjima. Ono emituje  $\gamma$  zrake kada prelazi iz višeg u niže energetsko stanje. Može se postaviti pitanje da li je moguć obrnut proces, tj. da li je moguće ostvariti prelaz sa nižeg u više energetsko stanje apsorpcijom elektromagnetskog talasa?

U atomskoj fizici je dobro poznat ovaj obrnut proces. Pri apsorpciji fotona atom prelazi iz nižeg u više energetsko stanje. Ovi prelazi nastaju izmedju elektronskih nivoa i jedino su mogući onda, kada foton ima tačnu energiju koja je jednaka razlici energija izmedju višeg i nižeg stanja.

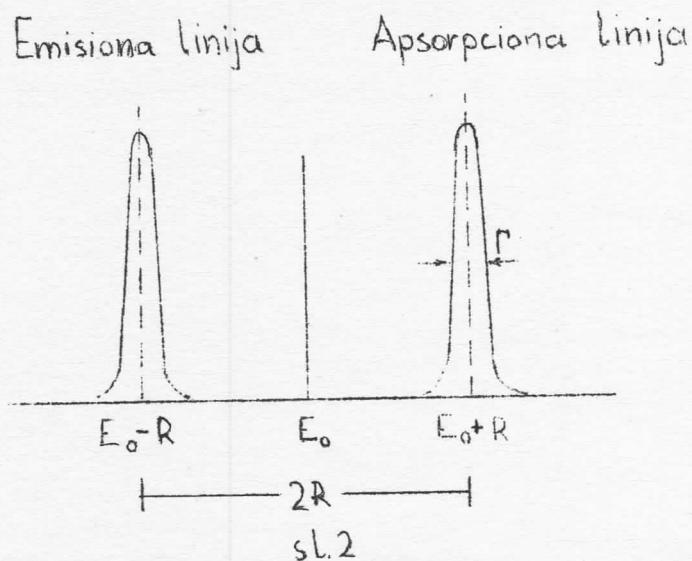


Nuklearnu analogiju ovom efektu je predvideo Kuhn 1929. godine. Do 1951. godine eksperimenti nuklearne rezonantne apsorpcije nisu dali povoljne rezultate. Razlog neuspeha leži u tome što su nuklearna stanja na mnogo višim energijama nego elektronski prelazi, pa prilikom emisija fotona uzmak jezgra je mnogo veći, jer energija uzmaka zavisi od kvadrata energije emitovanih fotona:

$$R = \frac{p^2}{2M} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}$$

gde je M-masa jezgra,  $E_\gamma$ -energija kvanta i c-brzina svetlosti.

Ako se uzme u obzir da jezgro i priapsorpciji kvanta trpi uzmak, vidimo da je deficit energije jednak  $2R$ , kao što je prikazano na slici br. 2. Pri optičkoj rezonantnoj apsorpciji deficit energije je zanemarljivo mali u odnosu na prirodnu širinu emisionih i apsorpcionih linija i zbog toga je proces apsorpcije u atomu moguć. U slučaju rezonantne apsorpcije  $\gamma$ -kvanata gubici su mnogo veći od prirodnih širina linija, tako je ovaj proces u jezgru malo verovatan.



Na slici 2. prikazan je idealizovan slučaj, kada izvor i apsorber u početnom stanju miruju. Međutim, atomi apsorbera i izvora usled određjenog temperaturskog stanja nalaze se permanentno u haotičnom-toplotnom-kretanju, što utiče na promenu energije emitovanog  $\gamma$ -kvanta. Ako se izvor nalazi u gasnom stanju, promena energije  $\gamma$ -kvanta  $\Delta E$ , odnosno promena kinetičke energije  $\Delta E_k$  jezgra se može predstaviti:

$$\Delta E = \Delta E_k = \frac{E_\gamma}{2Mc^2} - \frac{v}{c} E_\gamma \cdot \cos \alpha(\vec{p}, \vec{k})$$

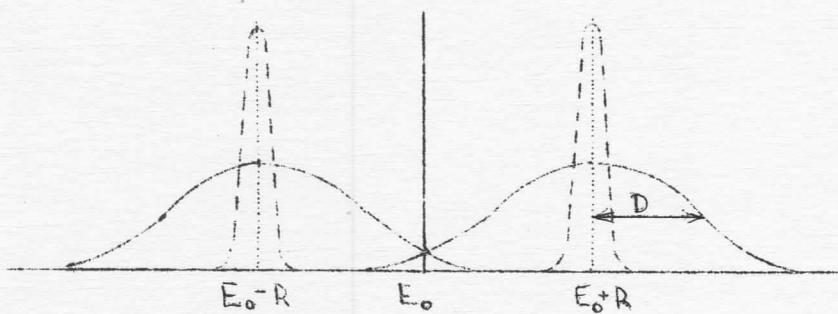
gde prvi član na desnoj strani predstavlja gubitke zbog uzmaka jezgra, a drugi član je prouzrokovani Doppler-ovim efektom.

Vidimo da prvi član zavisi samo od energije kvanta  $E_f$  i od mase jezgra  $M$ . Drugi član sadrži u sebi brzinu kretanja  $V$  atoma izvora u odnosu na atom apsorbera, a isto tako sadrži i zavisnost od ugla izmedju impulsa jezgra  $\vec{p}$  i talasnog vektora  $\vec{k}$ . Ako je pravac emisije suprotan pravcu kretanja atoma, energija  $\Delta E$  se povećava. Ako pak celiom skupu izvorskih atoma saopštimo neku linearnu brzinu, takve veličine i smera, da Dopplerovska promena energije bude iste veličine kao gubici usled uzmaka (ali suprotna po znaku), onda će ukupna promena energije biti nula, tako može doći do rezonantne apsorpcije (Moon, [1]).

Pošto atomi u gasnom stanju imaju maxwell-ovsku raspodelu brzina, emisiona i apspciona linija će imati formulu:

$$w(E)dE = \frac{1}{D\sqrt{\pi}} \exp \left[ - \left( \frac{\frac{V}{c} E_f \cos \angle(\vec{p}, \vec{k})}{D} \right)^2 \right]$$

gde je  $D = 2\sqrt{RkT}$  - Dopplerovska širina. Povećanjem temperature moguće je postići da se linije prošire i da se jednim delom prekriju. Površina, koja je dobivena delimičnim prekrivanjem Dopplerovskih linija, predstavlja konačnu verovatnoću za rezonantnu (Malforst, [2]) apsorpciju.



sl.3

Mössbauer je 1958. godine (3), prilikom proučavanja rezonantnog rasejanja  $\gamma$ -kvanta, otkrio da atom ugradjen u kristalnu rešetku može emitovati i apsorbovati  $\gamma$ zrake bez uzmaka.

Slobodan atom usled emisije fotona (ili apsorpcije) dobija impuls  $p$  i kinetičku energiju  $R$ . Ako je atom vezan u kristalnu rešetku, u zavisnosti od odnosa veličine energije uzmaka i energije veze atoma u čvrstom telu, možemo razmotriti dva slučaja:

1. Ako je energija uzmaka veća od energije veze. U ovom slučaju atom će biti izbačen iz svog položaja u rešetci i dalje možemo ga posmatrati kao da je slobodan. Ovaj slučaj možemo zanemariti zato, što su energije uzmaka uvek manje od energije veze atoma u kristalu, koje iznose oko 10 eV-a.

2. Drugi slučaj je, kada je energija uzmaka manja od energije potrebne za oslobođanje atoma iz kristalne rešetke.

Da bi se izvršila detaljna analiza ovog drugog slučaja potrebno je predstaviti čvrsto telo kao skup  $N$  oscilatora ( $N$ -broj atoma u čvrstom telu) sa učestanostu  $\omega_E$  (Einstein-ov model kristala). Oscilator prima (i predaje) energije samo u celobrojnim kvantima-fononima ( $\pm \hbar\omega_E; \pm 2\hbar\omega_E; \pm 3\hbar\omega_E \dots$ ).

Ako je energija uzmaka veća od energije jednog fonona, tada će oscilator emitorskog atoma primiti energiju uzmaka i može je predati ostalim okolnim atomima. Tako će se energija prelaza jednim delom da utroši na povećanje unutrašnje energije kristala.

Ako je energija uzmaka manja od energije jednog fonona oscilator uopšte neće primiti na sebe energiju uzmaka, pa će kvant biti emitovan sa celokupnom energijom prelaza.

Rasejanje  $\gamma$ -kvanata bez uzmaka nazivamo efektom Mössbauera.

Odnos broja rasejanih kvanata bez uzmaka prema broju kvanata koji su pretrpeli uzmak naziva se koeficijentom Mössbauera. Ovaj koeficijent se može teorijski izračunati i ima sledeću formu:

$$f = \exp \left[ - \frac{4\tilde{\lambda}}{\lambda^2} \langle x^2 \rangle \right] = \exp \left[ - \lambda^2 \langle x^2 \rangle \right] \quad 1.1.4$$

gde je:  $\lambda$ -talasna dužina kvanta,  $\langle x^2 \rangle$  - srednja vrednost kvadrata rastojanja jezgra od ravnotežnog položaja, a

$$\lambda = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{E_r}{\hbar c} = \sqrt{\frac{2MR}{\hbar^2}}$$

Pošto je umnožak  $\lambda^2 \langle x^2 \rangle$  manji od 1, eksponencijalnu funkciju možemo razviti u red i zadržati se na prva dva člana reda:

$$f = 1 - \lambda^2 \langle x^2 \rangle \quad 1.1.5$$

Koristeći se Heisenberg-ovom relacijom neodredjenosti moguće je uspostaviti vezu izmedju impulsa i položaja harmonijskih oscilatora u čvrstom stanju, na sledeći način:

$$\langle p^2 \rangle \langle x^2 \rangle = \left( n + \frac{1}{2} \right)^2 \hbar^2 \quad 1.1.6$$

Srednja kinetička energija oscilatora jednaka je polovini totalne energije oscilatora i ona iznosi:

$$\frac{\langle p^2 \rangle}{2M} = \frac{1}{2} E_{uk} = \frac{1}{2} \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_E \quad 1.1.7$$

Ako se iskoriste poslednje dve jednačine i izračunamo  $\langle x^2 \rangle$ , zatim se uvrsti u jednačinu (1.1.5) lako ćemo dobiti koeficijent Mössbauera, koji ima formu:

$$f = 1 - \frac{R}{\hbar \omega_E} (2n+1) \quad 1.1.8$$

Koefficijent Mössbauera pokazuje da je bezfononska emisija ili apsorpcija  $\gamma$ zraka moguća jedino u slučajevima kada je

$$R < \hbar\omega_E$$

Pošto je  $\hbar\omega_E = k\Theta_E$ , gde je  $\Theta_E$  - Einsteinova temperatura kristala, efekat zavisi od temperaturskog stanja kristala, i najverovatniji je pri niskim temperaturama.

## I 2. Presek rezonantnog rasejanja

U nuklearnoj fizici za određivanje verovatnoće dogadjaja neke reakcije ili rasejanja koristi se presek. Presek se definiše kao odnos broja rasejanih čestica  $N$ , prema ukupnom broju upadnih čestica  $S$  po  $\text{cm}^2$ :

$$\sigma = \frac{N}{S} \quad 1.2.1$$

Presek za rezonantu apsorpciju  $\gamma$ zraka sledi iz teorije kvantne elektrodinamike (4) i može se predstaviti:

$$\sigma_{\text{aps}} = \frac{2J^*+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \cdot \frac{\Gamma^2}{(E-E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \quad 1.2.2$$

gde je:  $E$ -energija upadnog  $\gamma$ zraka,  $E_0$ -energija pobudjenog stanja,  $J^*$ -spin pobudjenog stanja,  $J_0$ -spin osnovnog stanja,  $\lambda$ -talasna dužina upadnog zraka i  $\Gamma$ -prirodna širina nuklearnog nivoa.

Presek dat izrazom (1.2.2) važi u opštem slučaju, kada se pobudjeno stanje jezgra deekscitira na osnovno stanje, jedino direktnom emisijom  $\gamma$ kvanta. Ako, pak emisiji radijacije konkuriše unutrašnja konverzija u tom slučaju mora se uvesti pojам parcijalne širine  $\Gamma_y$  i presek za apsorpciju će biti umanjen za faktor  $\Gamma_y/\Gamma$  i imaće formu:

$$\zeta_{\text{aps}} = \frac{2J^*+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \cdot \frac{\Gamma_f \Gamma_x}{(E-E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \quad 1.2.3$$

Jezgro koje je apsorpcijom došlo u pobudjeno stanje, posle izvesnog vremena provedeno u tom stanju reemisijom se vraća u niže (osnovno) stanje. Ako u ovoj emisiji konkuriše unutrašnja konverzija, presek rezonantnog rasejanja će biti manji od preseka rezonantne apsorpcije (1.2.3) za faktor  $\Gamma_f/\Gamma$ :

$$\zeta_{\text{aps}} = \frac{2J^*+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \cdot \frac{\Gamma_f^2}{(E-E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \quad 1.2.4$$

Množeći presek (1.2.4) sa koeficijentom Mössbauera  $f$ , dobijemo presek za efekt Mössbauera.

Koeficijent  $f = \exp[-R/\hbar\omega_E]$  dobijen u prethodnoj glavi ne važi za realne kristale. Koeficijent Mössbauera  $f$  za realne kristale se opisuje Debye-Wallerovim faktorom (5;6;7):

$$f = \exp(-2W)$$

gde je:  $f$ -koeficijent Mössbauera,  $W$ -Debye-Wallerov faktor, koji ima oblik:

$$W = 3 \frac{R}{k\Theta_0} \left[ \frac{1}{4} + \left( \frac{T}{\Theta_0} \right)^2 \int_0^{\Theta_0/T} \frac{x dx}{e^x - 1} \right]$$

gde je:  $\Theta_0$ -tzv. Debye-ova temperatura kristala,  $T$ -apsolutna temperatura kristala,  $R$ -energija uzmaka jezgra kada je atom slobodan.

Analizom Debye-Wallerovog faktora vidimo da je koeficijent Mössbauera stim veći, što je odnos  $R/k\Theta_0$  manji. To znači: potrebno je da bude energija uzmaka  $R$  manja od energije fonona  $k\Theta_0$  da bi efekat Mössbauera bio što izraženiji.

### I 3. Primena efekta Mössbauera

Zahvaljujući efektu Mössbauera moguće je proizvesti rezonantno apsorpcione i emisione  $\gamma$ -linije, koje će imati prirodnu širinu. Svaka promena energetskog stanja izvora ili apsorbera manifestovat će se u spektru Mössbauera.

Dopplerovim efektom se može kontrolisano menjati energija  $\gamma$  zraka i na taj način je moguće uspostaviti rezonantnu apsorpciju ili rasejanje. Poznavajući energiju sa kojom smo modulisali energiju  $\gamma$  zraka, možemo dobiti podatke o promenama energetskog stanja apsorbera.

Metod Mösbauera, zbog izvanredne energetske rezolucije veoma je pogodan za detektovanje hiperfine strukture nuklearnog stanja. Hiperfina struktura nuklearnog stanja može biti izazvana čistom elektrostatičkom ili magnetnom interakcijom jezgra i atomskog omotača, što se manifestuje u:

- izomernom pomeranju nuklearnog nivoa
- kvadrupolnom cepanju i
- Zeemann-ovom efektu u jezgru.

#### I. 3.1. Izomerno pomeranje

Izomerno pomeranje energetskog nivoa jezgra nastaje usled elektrostatičke interakcije elektronskog oblaka atoma i pozitivnog nanelektrisanja jezgra.

Da bismo izračunali veličinu ovog pomeranja, nadjimo prvo razliku elektrostatičkih interakcija pretpostavljajući jednom da je jezgro sfera (radius R), a drugi put da je tačkasto nanelektrisanje,

Elektrostatički potencijal za tačkasto jezgro je  $V_T = \frac{Ze}{r}$ , a za jezgro sa poluprečnikom  $R$  ima formu:  $V = \frac{Ze}{R} \left[ \frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R^2} \right]$ . Razlika elektrostatičkih energija je:

$$\delta E = \int_0^R g(V_T - V) 4\pi r^2 dr = \frac{4\pi g Ze}{R} \int_0^R \left( \frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R^2} - \frac{R}{r} \right) r^2 dr =$$

$$\delta E = -\frac{2}{5} \pi Z e g R^2 \quad 1.3.11$$

gde je:  $Z$ -redni broj atoma,  $e$ -elementarno nanelektrisanje,  $g$ -gustina elektronskog oblaka na mestu jezgra i  $g = -e|\Psi|^2$ , gde je  $|\Psi(0)|^2$  verovatnoća nalaženja elektrona na mestu jezgra:

$$\delta E = \frac{2}{5} \pi Z e^2 |\Psi(0)|^2 R^2 \quad 1.3.12$$

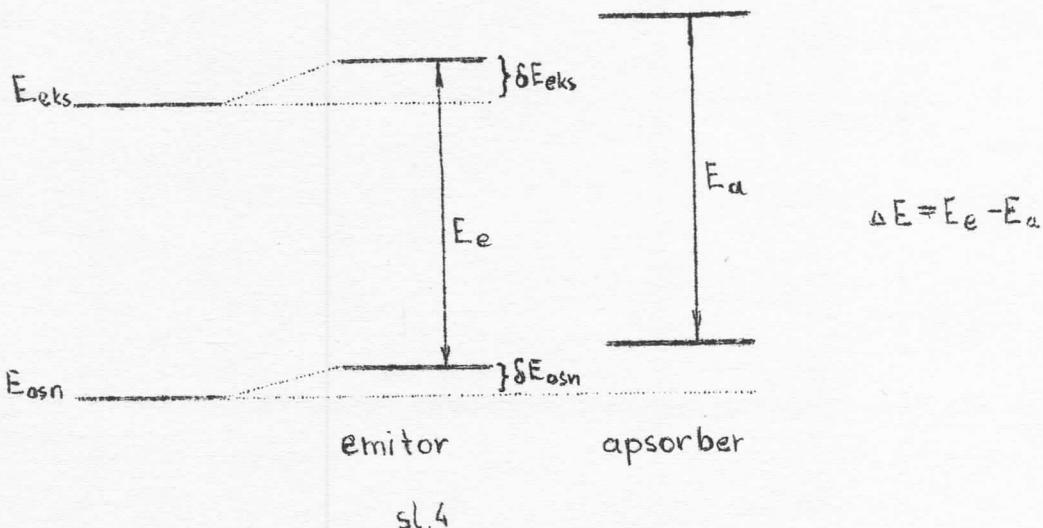
Očigledno je da izraz (1.3.12) zavisi od veličine jezgra. Pošto se radius jezgra menja zavisno od stanja u kome se jezgro nalazi, to će interakcija, data izrazom (1.3.12) biti različita za jezgro u eksitiranom ( $\delta E_{eks}$ ) i u osnovnom stanju ( $\delta E_{osn}$ ), što se može predstaviti:

$$\delta E_{eks} - \delta E_{osn} = \frac{2\pi}{5} Z e^2 |\Psi(0)|^2 |R_{eks}^2 - R_{osn}^2| \quad 1.3.13$$

Veličina posmatrane interakcije zavisi od gustine elektronskog oblaka. Promene valentnosti atoma, na pr. u raznim jedinjenjima istog elementa, kada se apsorber nalazi u jednom jedinjenju, a emitor u drugom, dovode do promene elektronskog oblaka. U ovim slučajevima dolazi do pomeranja izmedju energije koja je emitovana  $E_e$ , i one potrebne za rezonantnu apsorpciju  $E_a$  (sl.4)

$$\Delta E = E_e - E_a = \frac{2\pi}{5} Z e^2 |R_{eks}^2 - R_{osn}^2| \cdot (|\Psi(0)|_e^2 - |\Psi(0)|_a^2) \quad 1.3.14$$

Iz Mössbauerovih merenja možemo odrediti  $\Delta E$ . Ako poznajemo veličine u jednoj zagradi, možemo dobiti podatke o veličinama iz druge zgrade. Izomerno pomeranje možemo iskoristiti u fizici čvrstog stanja za ispitivanje pojave, koja su praćena promenama elektronskog oblaka (uz poznavanje potrebnih podataka o jezgru)



sl. 4

### I 3.2. Kvadrupolno cepanje

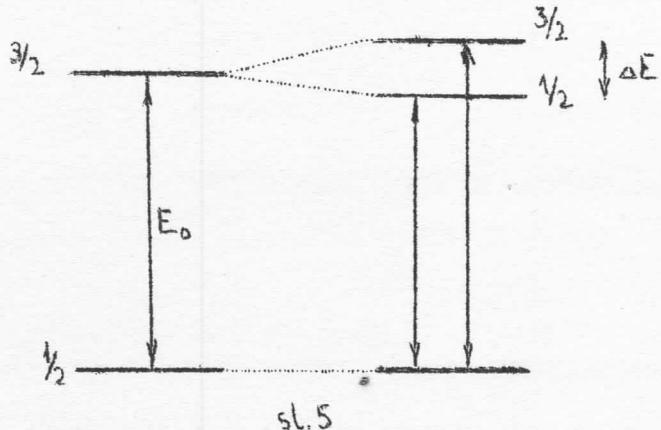
U interakciji kvadrupolnog momenta jezgra i gradijenta električnog polja nivoi jezgra će se pomerati za vrednost  $\Delta E$ :

$$\Delta E = -\frac{eQ}{4I(2I-1)} \cdot \frac{\partial V}{\partial Z^2} \quad 1.3.21$$

gde je: Q-kvadrupolni moment jezgra, V-potencijal na mestu jezgra i I-spin stanja.

Kod gvoždja  $Fe^{57}$  spin prvog pobudjenog stanja je  $3/2$  i to stanje se cepe na dva podstanja. Osnovno stanje, sa spinom  $1/2$ , nema kvadrupolni moment, pošto je jezgro u ovom stanju sfernog oblika.

Zbog toga kod gvoždja  $\text{Fe}^{57}$ , umesto jednog prelaza moguća su dva, koji se po energiji razlikuju za  $\Delta E$ , što je ilustrovano na slici 5:



slika 5

Ako poznajemo kvadrupolni moment jezgra, možemo ispitivati gradijent električnog polja, koji zavisi od kristalne strukture (8;9).

### I 3.3. Zeemann-ov efekt u jezgru

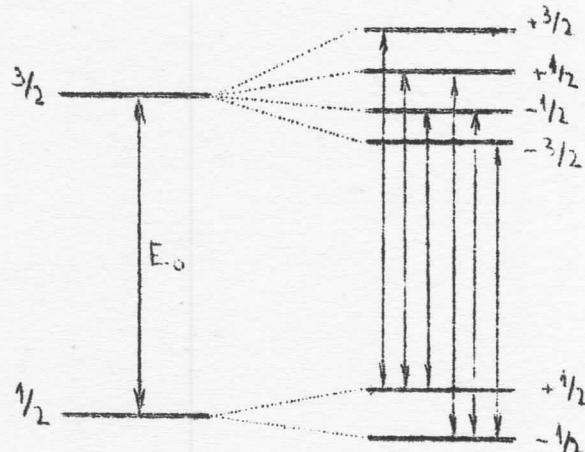
U interakciji magnetnog polja i magnetnog dipolnog momenta jezgra dolazi do cepanja energetskih nivoa jezgra. Prouzrokovana hiperfina struktura nuklearnih nivoa se može registrovati pomoću efekta Mössbauera.

Pri ovoj pojavi energetski nivoi jezgra se cepaju na  $(2I+1)$  podnivoa. U slučaju gvoždja  $\text{Fe}^{57}$  osnovno stanje se cepta na dva, a prvo pobudjeno stanje na četiri nivoa. Selektiona pravila, od svih mogućih, dozvoljavaju šest prelaza (slika 6), što se u Mössbauerovom spektru manifestuje kao šest linija.

Pomeranje energetskih nivoa daju podatke o jačini magnetskog polja na mestu jezgra. Utvrđeno je da na mestu jezgra postoji magnetsko polje, i da je kod gvoždja  $\text{Fe}^{57}$  jačine  $3,34 \cdot 10^{+5}$  Oe ( $2,65 \cdot 10^{-7}$  A/m)

i suprotnog je pravca od pravca magnetnog polja domena.

Isto su izmerene jačine magnetnog polja na mestu jezgra u okisdima gvoždja  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  (oko  $5,05 \cdot 10^{+5} \text{ Oe}$ ) i  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  (oko  $5,0 \cdot 10^{+5} \text{ Oe}$ ). Pomoću Zeemann-ovog efekta su vršena ispitivanja feromagnetika na raznim temperaturama (naročito su interesantni podaci oko Curiejeve temperature (10).

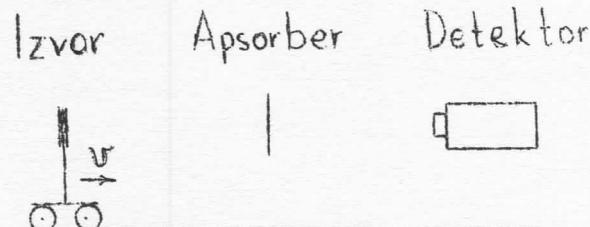


Spomenute interakcije mogu i zajednički da nastupe. Tada analizom Mössbauerskih spektara (intenzitet propuštenog zračenja u funkciji brzine) možemo doći do interesantnih podataka. Jedan takav eksperiment je izведен da bi se odredilo mesto gvoždja u hemoglobinu krvi (11) (12).

## II SPEKTROMETRI BRZINA

### II 1. Princip rada spektrometra brzine

Kao što je opisano u prvoj glavi, žrak nema potrebnu energiju za rezonantno rasejanje na apsorberskim jezgrima. U tom slučaju potrebno je nadoknaditi energiju žraka. To se najlakše postiže Dopplerovim efektom, ako se eksperiment postavi kao što je šematski prikazano na slici 7. Prema ovako postavljenom eksperimentu izvor se kreće brzinom  $v$ , i na taj način energija žraka



sl. 7

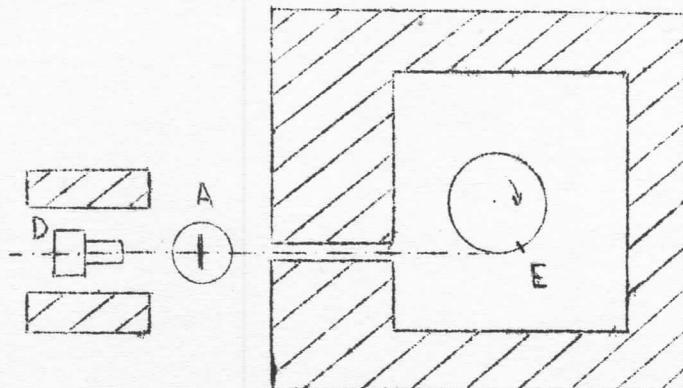
se moduliše za vrednost:

$$s = \pm \frac{v}{c} E_f$$

Prema načinu kretanja izvora spektrometra Mössbauera možemo podeliti na spektrometre:

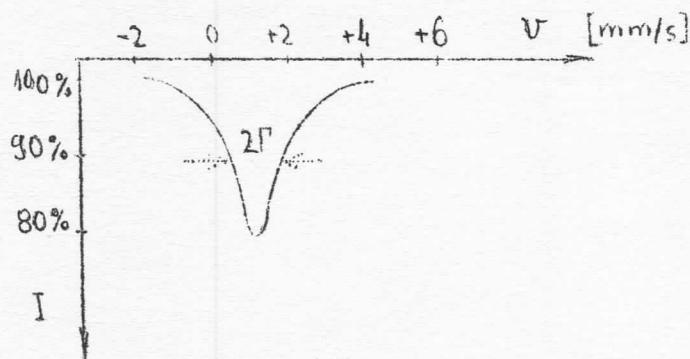
- 1) sa konstantnom brzinom
- 2) sa promenjivom brzinom (ali konstantnim ubrzanjem)

Za eksperimente se lako može napraviti spektrometar sa konstantnom brzinom. Raznim mehaničkim sistemima kružno kretanje se može pretvoriti u linearno pomeranje. Jedan od najprostijih načina je koristio Mössbauer pri svojim eksperimentima:



sl.8

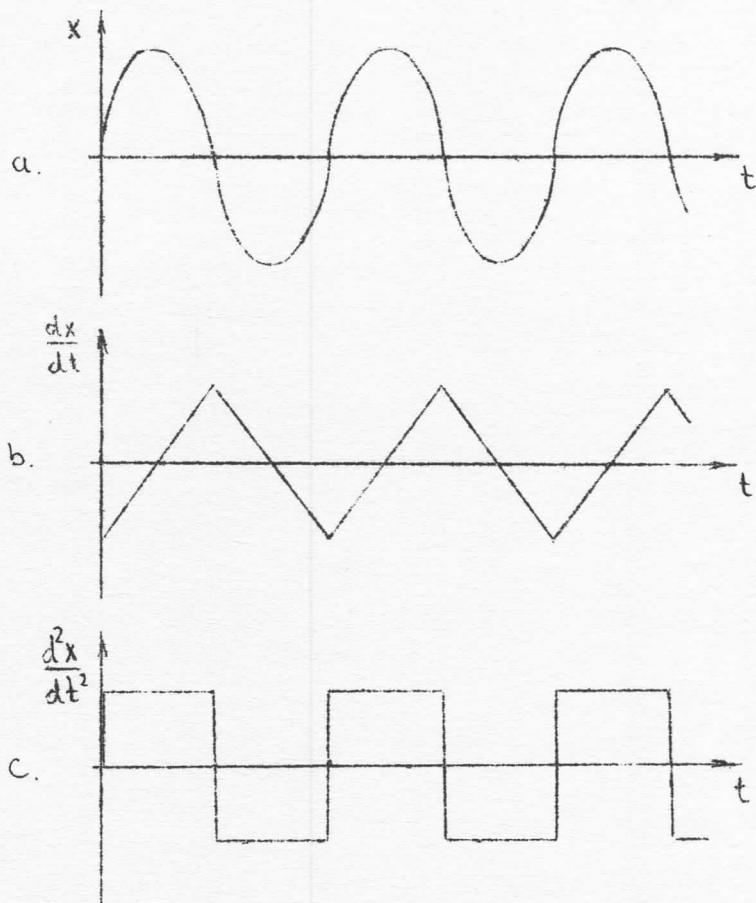
U ovim eksperimentima izvor rotira sa konstantnim brojem obrtaja. Menjanjem broja obrtaja se menja brzina izvora. Snimanje spektra se vrši na taj način, što se meri intenzitet zračenja po prolasku kroz rezonantni apsorber, za svaku brzinu posebno.



sl.9

Ovaj metod je vrlo precizan, jer se tačnost brzine nalazi u granicama od  $\pm 0,002$  do  $\pm 0,0002$  cm/s.

Danas su više u upotrebi spektrometri koji rade sa promenjivom brzinom. Izvor se oscilatorno kreće, tako, da je njegova elongacija x oko ravnotežne tačke parabolična funkcija vremena (slika 10 a). U ovom slučaju brzina izvora  $\frac{dx}{dt}$  je linearno zavisna od vremena (slika 10 b). Ubrzanje  $\frac{d^2x}{dt^2}$  je u svakom položaju tokom kretanja u jednom smeru konstantna (slika 10 c) po čemu je ovaj metod dobio naziv "sa konstantnim ubrzanjem".



sl. 10

Za pokretanje radioaktivnih izvora koriste se elektroakustični vibratori, čiji rad je sinhronizovan sa radom višekanalnog analizatora. Višekanalni analizator služi za registrovanje intenziteta elektromagnetskog zračenja, koje je prošlo kroz apsorber. Svakoj brzini izvora odgovara jedan kanal višekanalnog analizatora. Spajanje višekanalnog analizatora sa vibrаторom-da bi radili sinhrono vrši se na razne načine. Kod nekih spektrometara radom višekanalnog analizatora i vibradora upravlja zajednički impulsni generator. Kod drugih tipova Mössbauerskih spektrometara višekanalni analizator generiše signale za pokretanje vibradora. U ovu drugu grupu spada i spektrometar, koji je detaljno opisan u sledećem poglavlju.

## II 2. Spektrometar brzine sa konstantnim ubrzanjem

D. Rubin (13) i E. Kankeleit (14; 15) nezavisno jedan od drugog konstruisali su spektrometre brzine u svrhu ispitivanja hiperfijne strukture prelaza pomoću efekta Mössbauera.

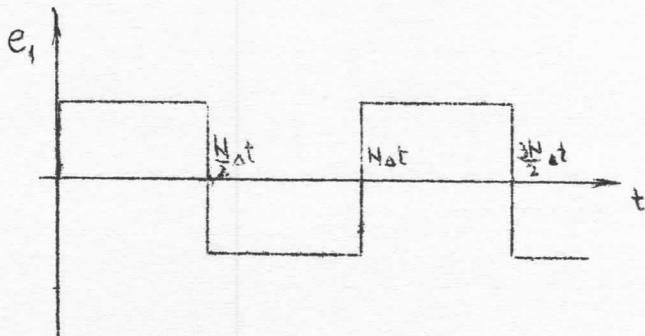
Osnovni deo ovog uređaja je elektroakustični vibrator, koji se sastoji od dva kalemata spojenih zajedničkom osoviniom. Prvi kalem služi za pokretanje osovine, a drugi kalem je tzv. kontrolni kalem. Oba kalemata su u permanentnom magnetnom polju.

Ako poteče struja kroz prvi kalem, pošto je kalem u magnetnom polju, pojavit će se sila, koja će pokrenuti kalem. U kontrolnom kalematu, koji se kreće zajedno sa pokretačkim kalemom, indukuje se napon proporcionalan brzini kretanja.

Kako je povezan rad vibratora sa višekanalnim analizatorom?

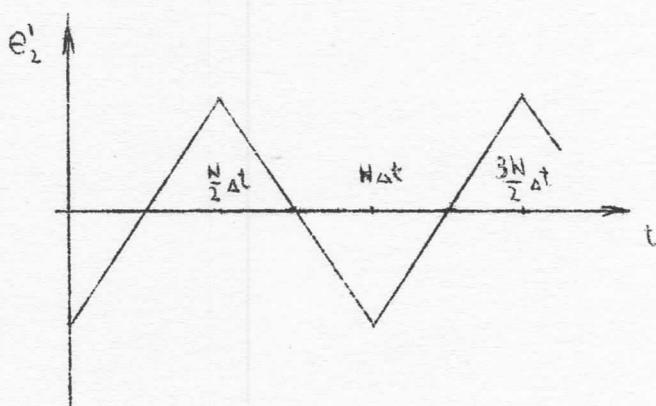
Analizator ima svoj program rada, po kome se vrši otvaranje i zatvaranje pojedinih kanala memorije. Dok je jedan kanal otvoren (na pr.  $k$ -ti) u njemu se beleži broj prispevkih impulsa sa detektora. Posle vremena  $\Delta t$  zatvori se prethodni ( $k$ -ti) i otvori se sledeći ( $k+1$ ) kanal, koji otvoren isti vremenski interval  $\Delta t$ . Ako analizator ima ukupno  $N$  kanala, tada posle  $N \cdot \Delta t$  vremena se otvori isti ( $k$ -ti) kanal. Prebrojavanje kanala se vrši nizom flip-flop kola. Flip-flop kola su bistabilni multivibratori i služe za binarno delenje električnih impulsa. Napon na zadnjem flip-flop kolu se menja posle  $N/2$  predjenih kanala. Ovaj napon sa zadnjeg flip-flopa ima oblik kao što je prikazano na slici 11.

Dvostrukom integracijom ovog signala ( $e_1$ ) dobijemo napon, koji je parabolična funkcija vremena (vidi sliku 10 a) i sa njime pokrećemo



sl. 11

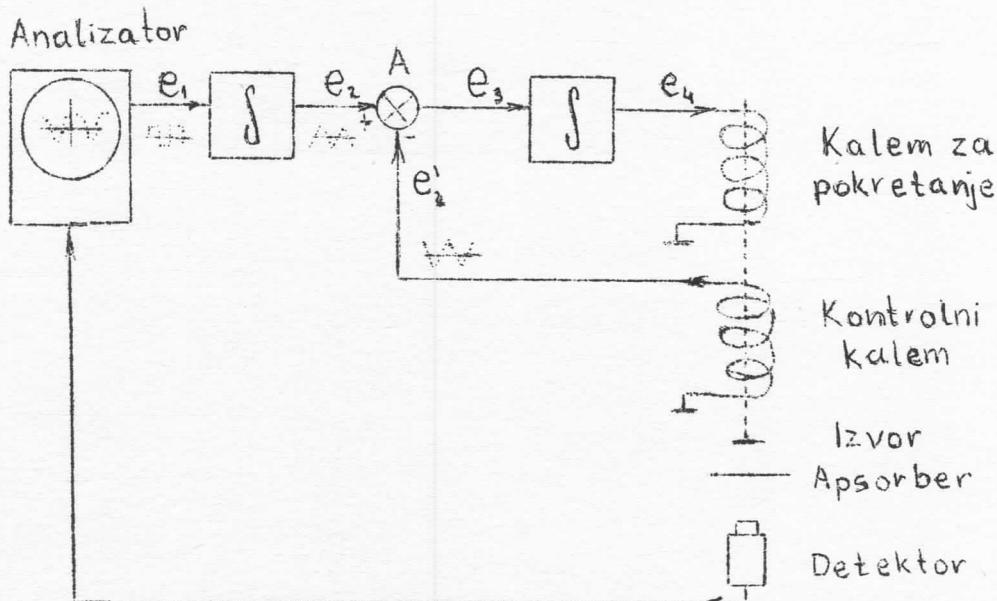
pokretački kalem (sl. 13). Ako kretanje osovine verno prati oblik ovog napona, tada će brzina izvora biti linearna funkcija vremena. Napon kontrolnog kalema ( $e_2'$ ) zavisan je od brzine i on treba da ima oblik prikazan na slici 12.



sl. 12

Signal sa kontrolnog kalema ( $e_2'$ ) uporedjuje se sa komandnim naponom posle prve integracije (sl. 13). Ako je kontrolni napon ( $e_2'$ ) različit od referentnog napona ( $e_2$ ), tada će njihova razlika ( $e_3 = e_2 - e_2'$ ) biti integrirana na drugom integratoru i doveden na pokretački kalem ( $e_4$ ), da bi se korigovalo kretanje osovine vibratora.

Blok šema aparature je data na slici 13.



sl. 13

Što je rad vibrаторa bolji, a povratna sprega efikasnija, stim je razlika izmedju napona kontrolnog kalema ( $e_2'$ ) i pokretačkog napona posle prve integracije ( $e_2$ ) manja. Na osnovu ovih napona možemo definisati dobrotu celog sistema kao odnos referentnog napona ( $e_2$ ) i razlike  $e_2 - e_2'$ :

$$D = \frac{e_2}{e_2 - e_2'}$$

Takodje se može dati i relativna greška kretanja sistema, koja će biti recipročna vrednost dobrote D:

$$G = \frac{1}{D} = \frac{e_2 - e_2'}{e_2}$$

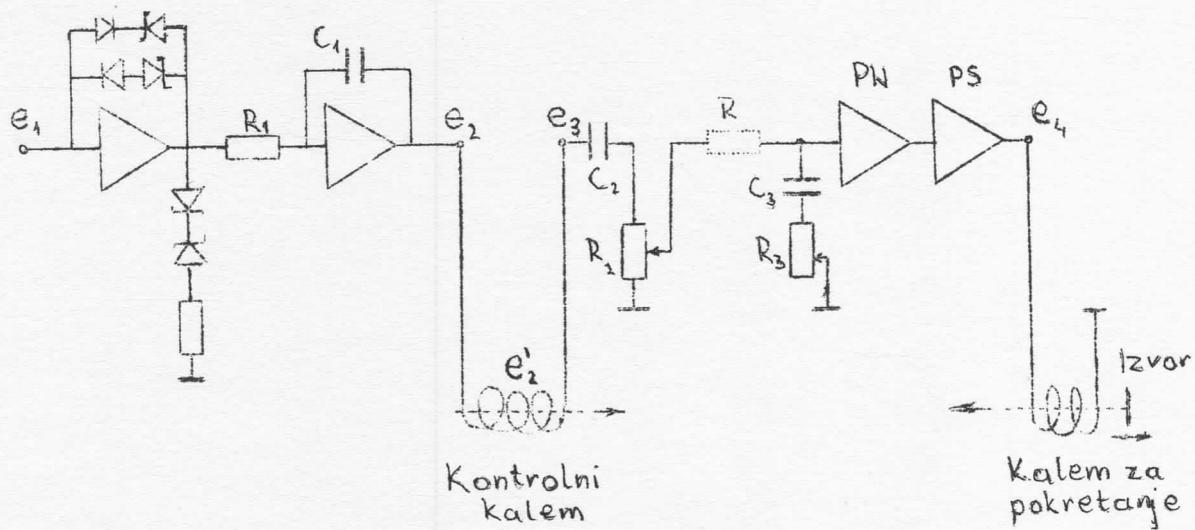
Relativna greška u odstupanju od željenog načina kretanja kod Kankeleit-ove aparature iznosila je oko 0,5%, a aparatura je mogla raditi sa brzinama od  $2 \cdot 10^{-5}$  do 60 cm/s.

III SPEKTROMETAR BRZINE, KONSTRUISAN U INSTITUTU  
"BORIS KIDRIČ" U VINČI

III 1. Kratak opis i šema uredjaja

Spektrometar, koji je napravljen u Institutu "Boris Kidrič"  
po principu je isti kao E. Kankeleita.

Električna šema spektrometra brzine (slika 14) je ista kao  
kod spomenutog spektrometra E. Kankeleita (15). U prvom delu uredjaja  
se vrši korekcija napona  $e_1$ -koji dolazi sa zadnjeg flip-flop kola  
višekanalnog analizatora, i vrši se prva integracija istog napona.  
Posle ovog dela je spojen kontrolni kalem, tako, da se inducirani na-  
pon ( $e'_2$ ) oduzima od referentnog napona ( $e_2$ ) unutar kalema i na drugi  
integrator stiže samo njihova razlika ( $e_3$ ). Naponska razlika ( $e_3$ ) se  
integririra i pojačava na pojačalima PN i PS. Dobijeni napon ( $e_4$ ) pokre-  
će vibrator.



Slika 14

Elektroakustični vibrator, koji je sastavni deo spektrometra,  
projektovan je na velike brzine (do 100 cm/s) i razlikuje se od elektroakustičnog vibratora E. Kankeleita. (20)

### III 2. Elektroakustični vibrator

Elektroakustični vibrator je predstavljen na slici 15. Telo vibratora je izradjeno od aluminijuma, prečnika 178 mm, dužine 434 mm.

Kretni kalem je u kružnom magnetnom procepu sa magnetnom indukcijom oko 0,6 T. Ovo magnetno polje je homogeno samo na vrlo malom delu (dužine oko 6 mm). Pokretački kalem vibratora je namotan od žice Cul.  $\varnothing$  0,06 mm, na telo kalema koje je napravljeno od pleksiglasa (metil metakrilat). Kretni kalem ima 234 navoja sa ukupnim otporom od 69  $\Omega$ .

Kontrolni kalem je nepokretan. Dimenzije kalema su: dužina 223 mm, spoljašnji prečnik 16 mm, unutrašnji prečnik 5,5 mm. Kalem je oklopljen mekim gvoždjem. Ukupan električni otpor kalema iznosi 23,7 k $\Omega$ . Ovaj kalem je tipa 6LV3, i proizvela ga je kompanija Hewlett-Packard.

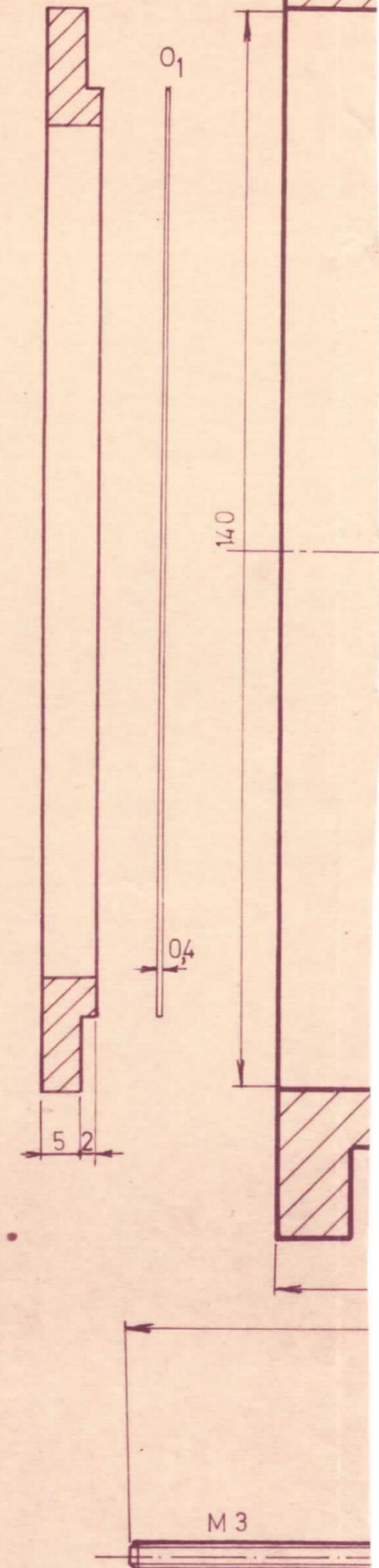
Osovina vibratora se sastoji od aluminijuma i permanentnog magneta. Permanentni magnet je cilindričnog oblika, dužine 134 mm, a prečnika 5 mm. Permanentni magnet je ugradjen na osovinu tako, da se celom svojom dužinom nalazi u središnjem delu nepokretnog kalema. Ukupna dužina cele osovine je 444 mm.

Osovina, koja nosi kretni kalem i permanentni magnet, pričvršćena je na elastične membrane. Sa ovako pričvršćenom osovinom omogućeno je nesmetano kretanje kalema  $L_1$  kroz procep permanentnog magneta i permanentne magnetne šipke kroz nepokretni kontrolni kalem.

Elastične membrane  $O_1$  i  $O_2$  napravljene su od perotvrde opružne bronce WBz 6, čija je debljina 0,4 mm, kružnog su oblika, prečnika 120 mm. Da bi bile elastične specijalno su rezane (vidi sliku 16). Koeficijent elastičnosti ovih membrana iznosi oko 200 p/mm.

a

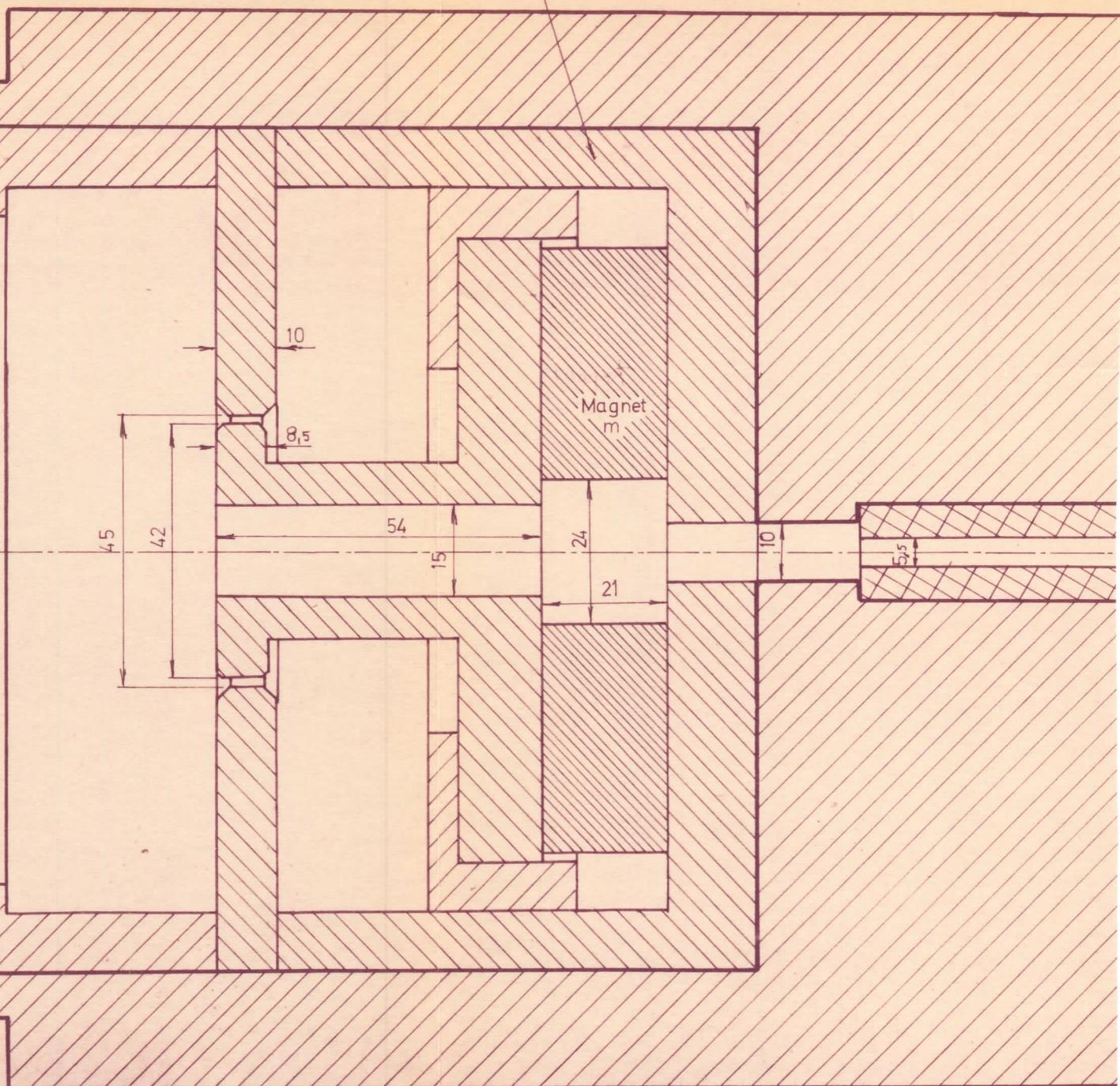
Stezac membrane



b

Meko gvožđe

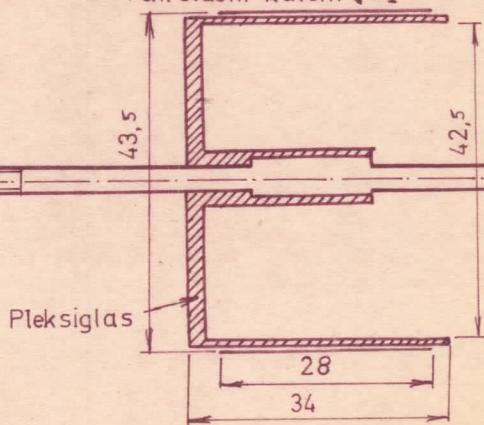
Alu



434

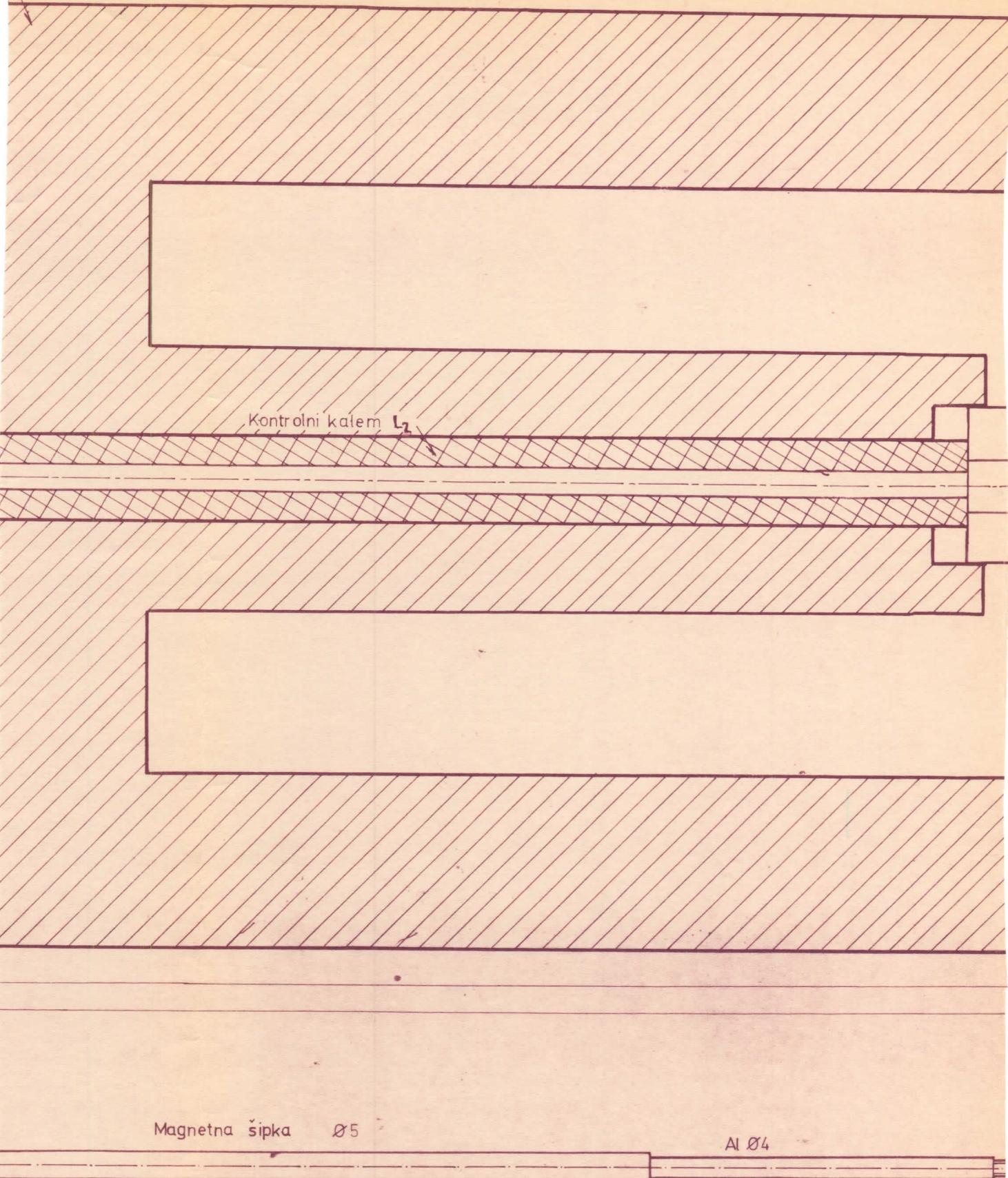
444

Pokrećacki kalem L1



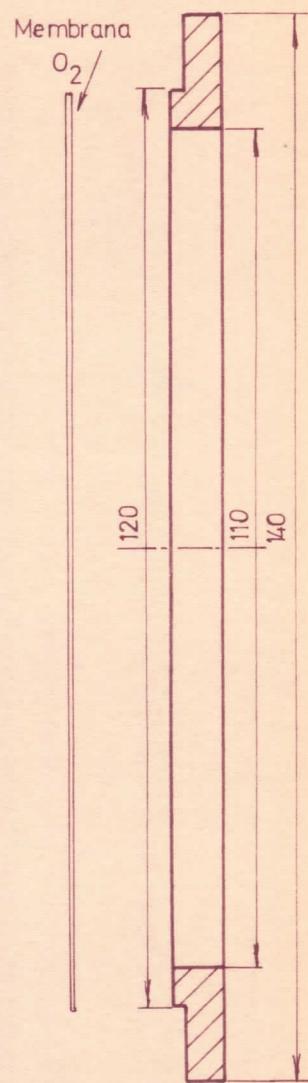
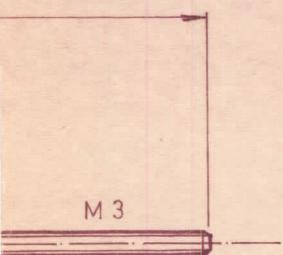
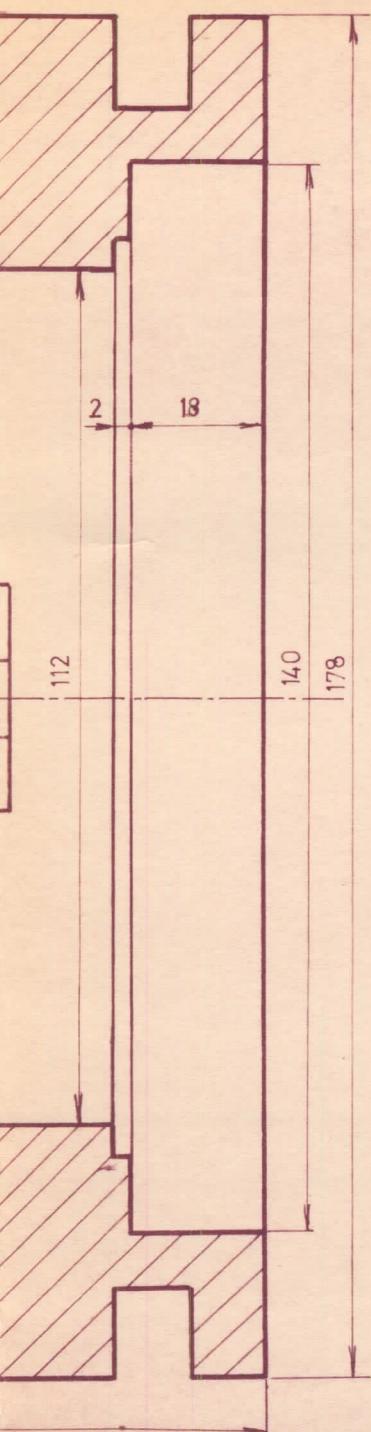
C

minij

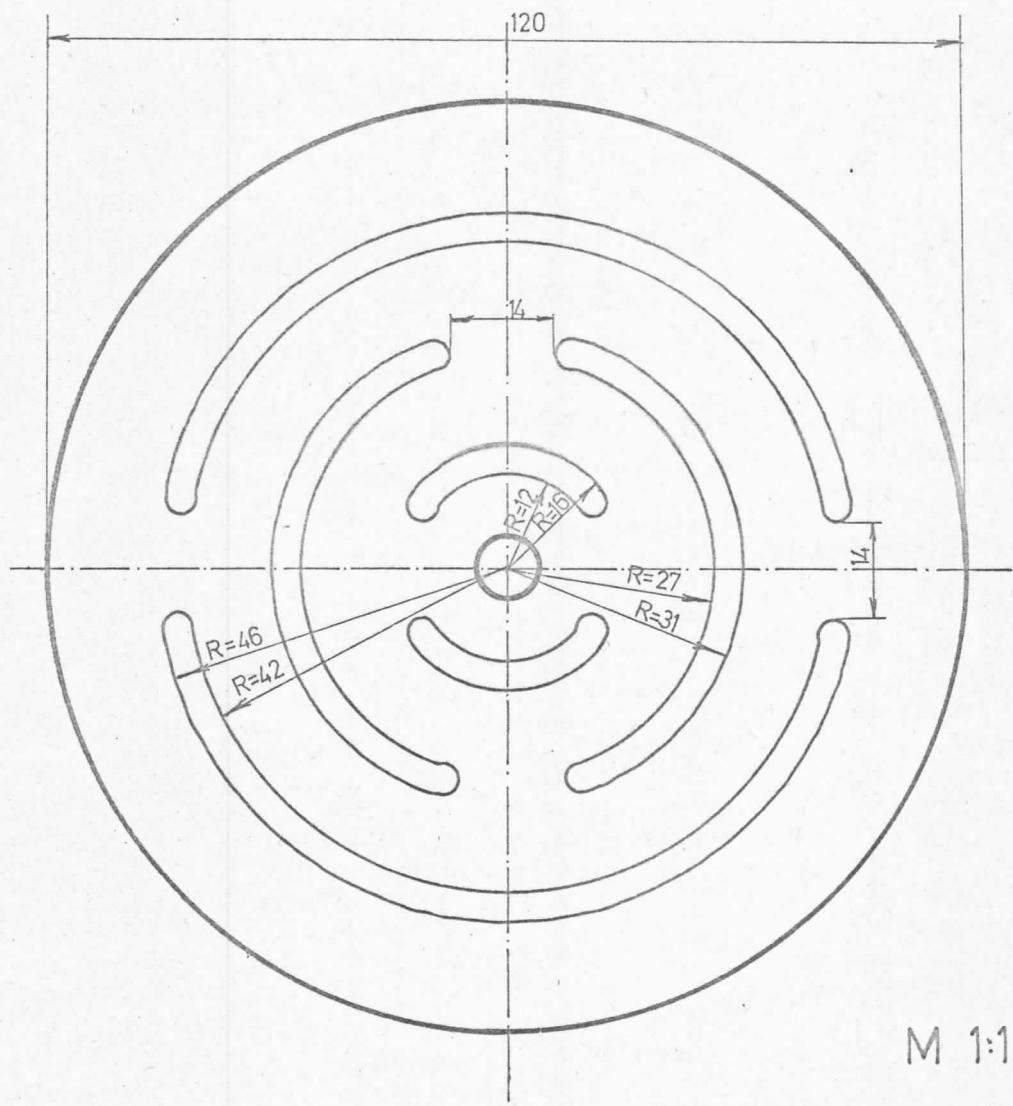


ELEKTROAKUSTIČNI VIBRATOR  
sl.15

d

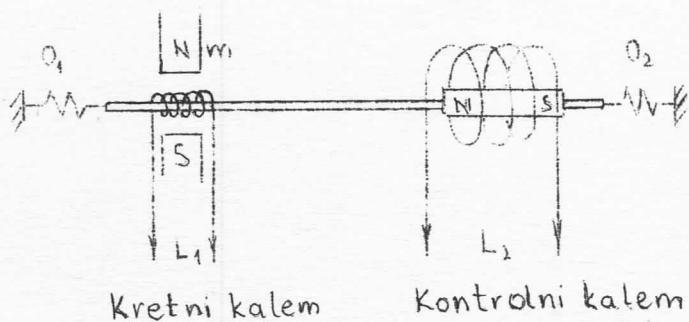


M 1:1



sl.16  
Membrana vibradora

Ceo mehanički uredjaj se može predstaviti šematski, kao na slici 17:



slika 17

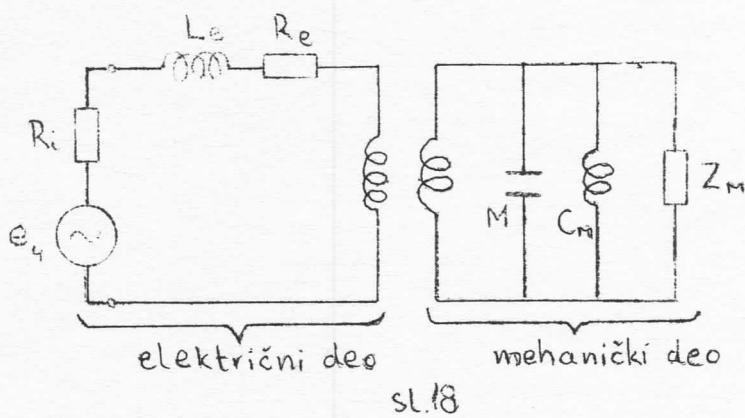
Kalem  $L_1$ , koji daje kretnu silu, priključen je na pojačalo snage PS, koji ima izlazni otpor  $R_i$ . Električna energija iz pojačala PS, preko medjusobnog dejstva magnetnog polja kalema  $L_1$  (koje se stvara pri proticanju struje kroz taj kalem) i permanentnog magneta  $m$ , se transformiše u mehaničku energiju. Mehanička energija se manifestuje kao: kinetička energija sistema, energija deformacije opruge  $O_1$  i  $O_2$ , energija za savladjivanje otpora koju pruža inercijalni sistem pri promeni brzine. Prema tome, elektroakustični vibrator se može zamisliti kao jedan transformator, gde je primar pokretački kalem sa otporom  $R_e$  i induktivitetom  $L_e$ . Sekundar ovog zamišljenog transformatora će sadržati mehaničke veličine: masu  $M$  koja je predstavljena kapacitetom, koeficijent elastičnosti opruge  $O_1$  i  $O_2$  predstavljene induktivnim otporom  $C_m$ , inercijalni otpor na promenu brzine predstavljen admittancijom  $Z_m$  (slika 18).

Prenosni odnos: našeg fiktivnog transformatora je:

$$e_4 : v = B \cdot l$$

3.2.1

pošto se u ovom slučaju naponski signal transformiše u brzinu mehaničkog sistema. Veličine u jednačini 3.2.1 predstavljaju:  $e_4$ -napon priključnog generatora-napon primara,  $v$ -brzina kalema-fiktivno je to napon sekundara,  $B$ -jačina magnetnog polja i  $l$ -dužina provodnika u magnetnom polju.



Odnos otpora primarne i sekundarne strane je kao i prenosni odnos, pa se na osnovu toga može napisati formula za brzinu mehaničkog sistema (16):

$$v = \frac{e_4 B l}{[(R_i + R_e) + j\omega L_e] [Z_m + j(\omega M - \frac{1}{\omega C_m}) + B^2 l^2]} \quad 3.2.2$$

Prva zagrada u imeniciu jednačine (3.2.2) je električni otpor primarnog kruga, dok je druga zagrada ukupna admitanca sekundarnog kruga. Iz jednačine se vidi da ako je veća masa  $M$  kretnog mehanizma, stima je brzina manja. Isto se vidi, da ako je opruga kruta (veća vrednost  $C_m$ ) brzina kretanja je manja.

Za datu maksimalnu brzinu teško je odrediti radnu frekvenciju f

vibratora, pošto je izraz (3.2.2) složena funkcija učestanosti  $\omega = 2\pi f$ .

Radna učestanost našeg vibratora je odredjena na osnovu krive, koja je dobijena prilikom snimanja odnosa referentnog napona i napona iz kontrolnog kalema:  $e_2/e_3$ . Taj odnos daje faktor dobrote D, koji je definisan u glavi II.2.

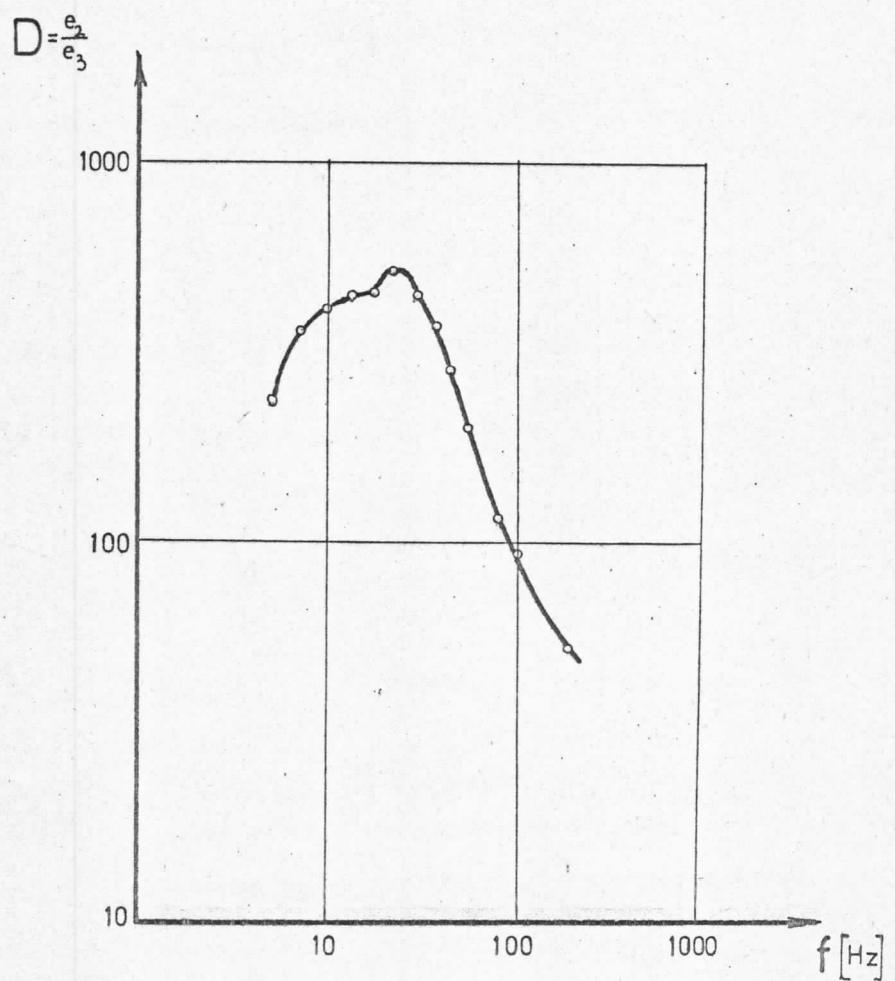
Da bi izračunali faktor D potrebno je meriti napon na ulazu u kontrolni kalem ( $e_2$ ) i napon pri izlazu iz kontrolnog kalema ( $e_3$ ). Napone smo merili "Tektronix"-ovim osciloskopom, tipa 551. Da bi mogli menjati učestanost rada vibratora koristili smo kao generator signala (umesto višekanalnog analizatora) jedan tongenerator, proizvod "Philips"-a. Učestanost smo menjali od 5 do 200 Hz-a, i dobili smo krivu (slika 19) koja ima maksimum kod 20 Hz-a. Znači, naš uredjaj najbolje funkcioniše pri radu sa 20 Hz, pa prema tome treba izabrati takav način rada višekanalnog analizatora da bi frekvencija napona na zadnjem flip-flop kolu bila oko 20 Hz.

Analizator ima ukupno 512 kanala. Ako usvojimo da svaki kanal bude otvoren  $t=100 \mu s=10^{-4}$  s, tada će frekvencija napona na zadnjem flip-flop kolu biti:

$$f = \frac{1}{512 \cdot 10^{-4}} s^{-1} = 19,53 \text{ Hz}, \text{ što je ujedno radna frekvencija spektrometra brzine.}$$

### III 3. Korišćena elektronika

Pored elektrostatičkog vibratora drugi važan element spektrometra je višekanalni analizator. Analizator koji je korišćen pri eksperimentima madjarske je proizvodnje, tipa NTA-512. Aparat u sebi sadrži:

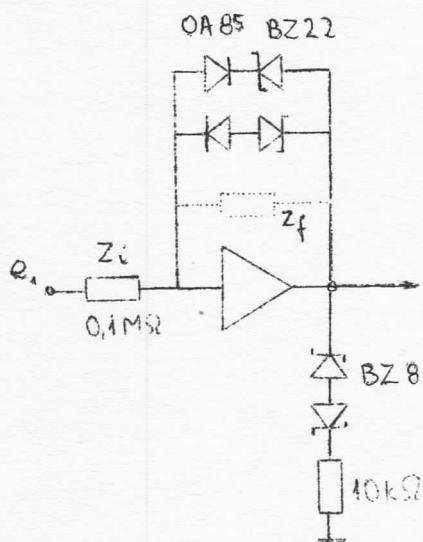


sl.19

naponsko-digitalni konvektor, programer i memoriju koja može da registruje 512 petocifrena broja.

Analizator je fabrički osposobljen za potrebe Mössbauer-skih merenja.

Impulsi sa zadnjeg flip-flop kola su izvedeni i pravougaonog su oblika ( $e_1$ ). Ovaj signal je pojačan sa operacionim pojačivačom (slika 20). Male nepravilnosti pojačanog signala se otklanjaju pomoću spoja Zenerovih dioda, što je prikazano na slici 20:



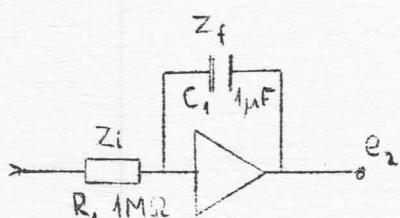
slika 20

Ovaj operacioni pojačavač sa još jednim operacionim pojačivačem (koji je korišćen kao integrator- sl. 21) u zajedničkom je bloku i proizvod je "Tektronix"-a (tip 0).

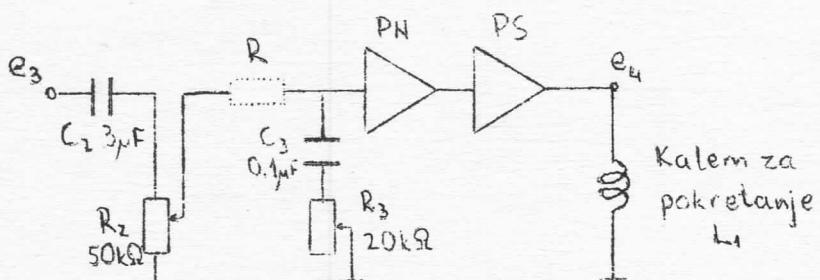
Signal iz višekanalnog analizatora posle pojačanja je uveden u integrator (slika 21) i dobijen je referntni napon ( $e_2=0,6$  V) oblika duple testere.

Napon iz kontrolnog kalema se pojačava sa jednim naponskim pojačivačem PN i sa jednim pojačalom snage PS. Pojačivač napona PN je jedno integrisano kolo (tip /uA-741-proizvod "Fairchild") sa naponskim

pojačanjem oko 100. Na ulaz ovog stepena (vidi sliku 22) je spojen jedan kondenzator  $C_2$  velikog kapaciteta, koji štiti integrисано kolo od jednosmernog napona. Otpornik  $R_2$  je u potenciometarskoj vezi, dok elementi  $R_3$  i  $C_3$  su zapravo paralelno spojeni pojačalima i tako služe kao integracioni elementi. U Kankeleit-ovoј šemi postoji i jedan otpornik  $R$  od  $100\text{ k}\Omega$ . Pošto smo mi došli do zaključka da ovaj otpornik štetno smanjuje pojačanje našeg naponskog pojačala taj otpornik smo izostavili iz šeme.



sl.21



sl.22

Pojačalo snage daje maksimalnu snagu od  $10\text{ W}$ . Pojačanje se može regulisati skokovito (1,2,5 i 10 puta) ili kontinuirano. Ovo pojačalo je proizvod firme "Hewlett-Packard" (tip 467). Oba pojačala PN i PS rade u frekventnom opsegu od 0 do  $1\text{ MHz}$ .

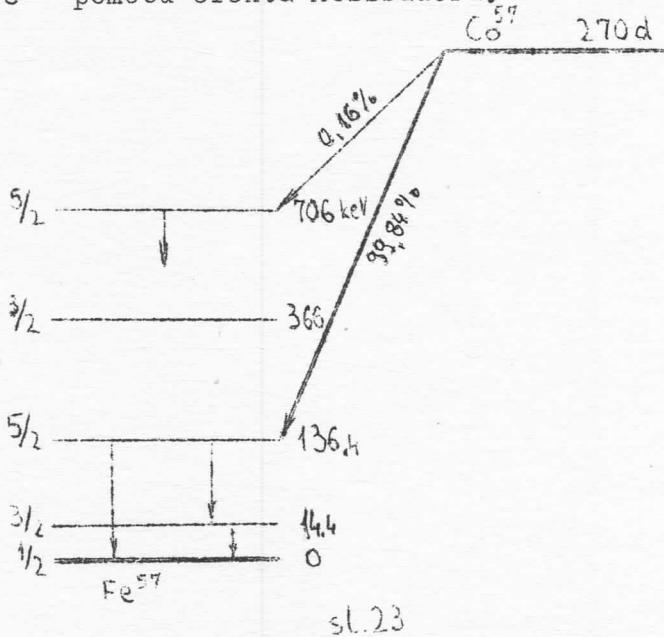
Uz dosad spomenute elemnte aparaturi pripada i jedan fotomultiplikator, sa tankim kristalom NaJ-a (dimenzije 26x1 mm), posebno pogodan za registrovanje  $\beta$  kvanata sa niskom energijom. Fotomultiplikator se napaja sa stabilizatora VN-2D, proizvod Instituta "Boris Kidrič".

#### IV KALIBRACIJA SPEKTROMETRA BRZINE

##### IV 1. Izvor zračenja

Kao izvor zračenja prilikom kalibracije korišćen je izotop  $\text{Fe}^{57}$ , difundovan u tanak sloj paladijuma. Izvor je prečnika 10 mm, debljine 6  $\mu\text{m}$ .

Ovaj izotop gvožđja se dobije K zahvatom iz radioaktivnog  $\text{Co}^{57}$ . Pri ovom prelazu dobijeno gvožđje je u eksitovanom stanju iz koga prelazi u osnovno stanje emisijom. U spektru  $\gamma$  zraka postoje dve linije, koje potiču od direktnog prelaza na osnovni nivo, i to jedna sa energijom 14,4 keV-a i jedna sa 136,4 keV-a.  $\gamma$  zraci sa nižom energijom su naročito pogodni za ispitivanje hiperfine strukture  $\gamma$  zraka gvožđja  $\text{Fe}^{57}$  pomoću efekta Mössbauera.



Izvor je postavljen na osovinu elektroakustičnog vibratora tako, da rastojanje izmedju izvora i detektora bude 80 mm. Jačina izvora je oko 1 mCurie.

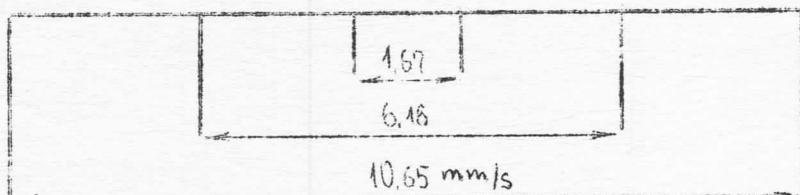
#### IV 2. Apsorberi za kalibraciju spektrometra brzine

Kao apsorberi su nam služili razna jedinjenja gvoždja. Koncentracija odgovarajućeg izotopa gvoždja  $\text{Fe}^{57}$  u prirodnom gvoždjtu je svega 2,2%. Ovi apsorberi su svi obogaćeni izotopom  $\text{Fe}^{57}$ .

Apsorberi koji su korišćeni za kalibraciju:

1. čisto gvoždje
2. ferioksid  $\text{Fe}_2\text{O}_3$
3. natrium nitroprusid  $\text{Na}_2[\text{Fe}(\text{CN})_5\text{NO}] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$
4. kalijum ferocijanid  $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6] \cdot 3\text{H}_2\text{O}$
5. ferosulfat  $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ .

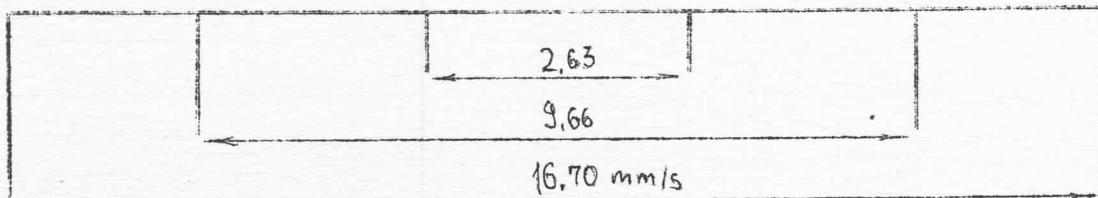
1. Apsorber od čistog gvoždja, debljine 25  $\mu\text{m}$ . U spektru Mössbauera, usled nuklearnog Zeemann-ovog efekta, pojavljuju se šest linijskih struktura. Na slici broj 24 šematski su prikazani svih šest linijskih struktura i rastojanja između njih.



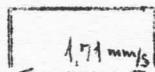
sl.24

2. Apsorber ferioksid ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) ima sličnu elektronsku konfiguraciju kao i čisto gvoždje. Elektronske konfiguracije gvoždja u  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  formiraju unutrašnje magnetno polje, koje u interakciji sa magnetnim dipolnim momentom pobudjenog stanja prouzrokuje hiperfinu strukturu nuklearnih nivoa, što se u spektru Mössbauera manifestuje kao šest linijskih struktura. Na slici broj 25 dat je Mössbauerov spektar za  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Ako se uporede spektri čistog gvoždja i ferioksida odmah se može uočiti raz-

like u rastojanjima izmedju spektralnih linija. Ove razlike prouzrokovane su razlicitim vrednostima unutrašnjih magnetnih polja.



3. Apsorber  $\text{Na}_2[\text{Fe}(\text{CN})_5\text{NO}] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ . U ovom jedinjenju dolazi do interakcije gradijenata električnog polja kristala i kvadrupolnog momenta pobudjenog stanja gvoždja. Cepanje pobudjenog nivoa gvoždja na dva podnivoa posledica je ove interakcije, što se u spektru Mössbauer manifestuje kao dve odvojene linije. Rastojanje između ovih linija je mera za jačinu interakcije.



sl.26

4. Apsorber kalijumferocijanida. U ovom jedinjenju gvoždja energetski nivoi se ne cepaju, međutim, zapaža se izomerno pomeranje nivoa i to prema pozitivnim brzinama za 0,08 mm/s.

Izvor zračenja je difundovan u paladijum, pa su i njegovi energetski nivoi izomerno pomereni za; -0,185 mm/s. Kao rezultat oba pomeranja nivoa rezonantno rasejanje će nastupiti onda, kada se izvor udaljuje od apsorbera brzinom 0,105 mm/s.

5. U jedinjenju ferosulfata dolazi do interakcije električnog polja kristala i kvadrupolnog momenta pobudjenog stanja gvoždja.

U spektru Mössbauera imat ćeemo dve linije izmedju kojih je razlika brzine  $3,2 \text{ mm/s}$ . Zbog postojećeg izomernog pomeranja nivoa obe ove linije će biti pomerene za  $1,49 \text{ mm/s}$  prema pozitivnim brzinama.

3,2 mm/s

sl 27

Zadnja četiri apsorbera su sa površinskom gustinom  $5 \text{ mgFe/cm}^2$ .

#### IV 3. Kalibracija spektrometra brzine

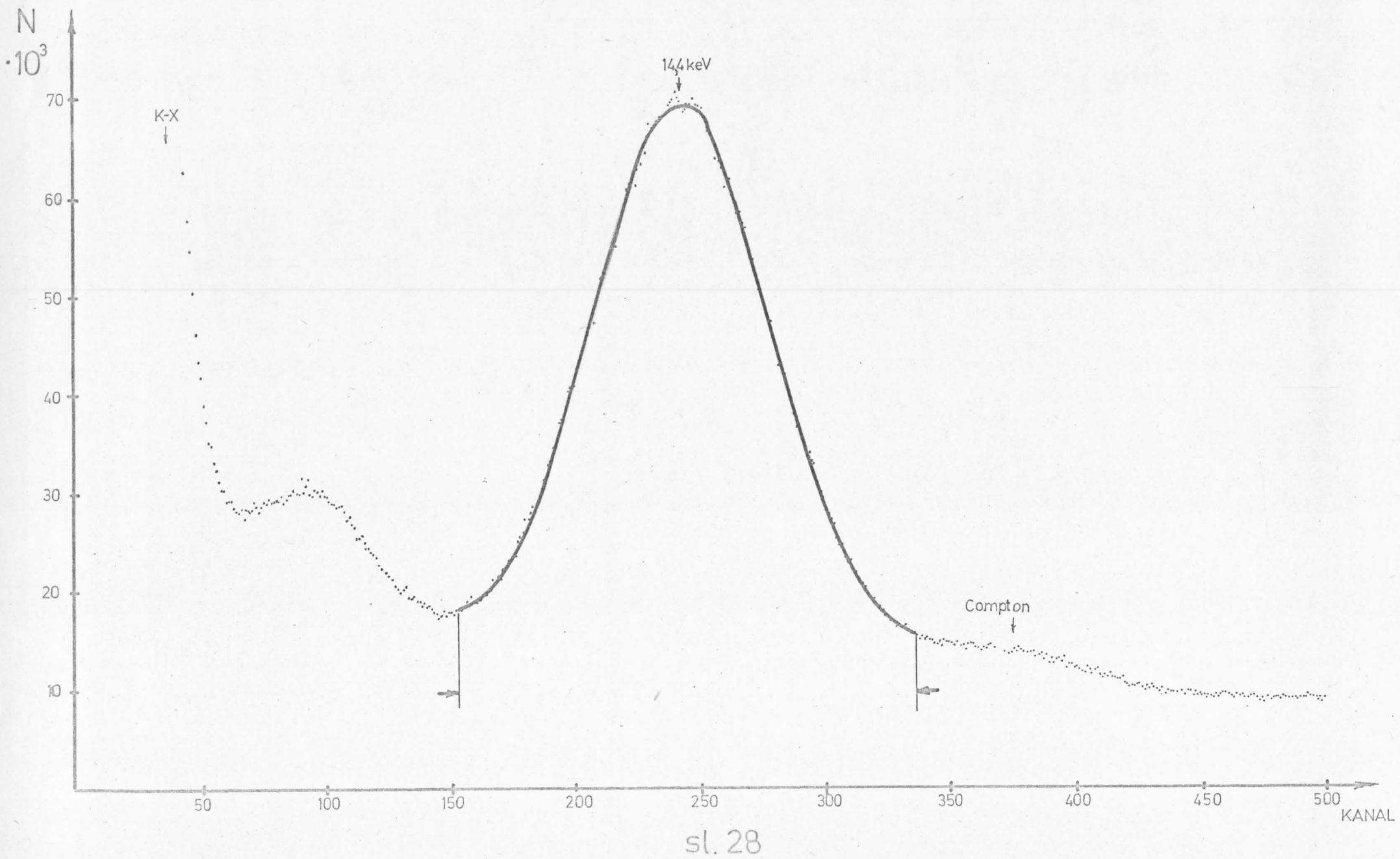
Kalibracija Mössbauerovog spektrometra se vrši na sledeći način:

1. Scintilacioni detektor, sa kristalom NaJ-a dimenzije  $26 \times 1 \text{ mm}^2$ , se priključi na napon od 1200 V. Naponski impulsi sa detektora (čija veličina zavisi od energije detektovanog kvanta) se pojačavaju na pojačalu koji je ugradjen u naponsko-digitalni konvektor višekanalnog analizatora. Iz spektra zraka izvora  $\text{Fe}^{57}$  moramo izdvojiti liniiju sa energijom od  $14,4 \text{ keV-a}$ . Izdvajanje ove linije se vrši podešavanjem donjeg i gornjeg nivoa diskriminatora. Kod naših merenja signali sa detektora su pojačani 76 puta, a donji prag diskriminatora je bio 6 V, dok gornji prag je 9,2 V.

Na slici 28 dat je snimljeni spektar izvora  $\text{Fe}^{57}$  (debelo izvučeni deo spektra je diskriminatorom izdvojen).

2. Višekanalni analizator je postavljen da radi u režimu "multiskeling" i podešen da svaki kanal bude otvoren  $\Delta t = 100 \mu\text{s}$ .

3. Pomoću otpornika  $R_1$  i kapaciteta  $C_1$  podešeno je da referentni napon sa prvog integratora bude 0,6 V. Uključenjem pojačala vibrator je stavljen u pogon.



Prethodno u pogodan držać stavimo jedan od apsorbera na oko 20 mm od izvora. Snimanje spektra Mössbauera za jedan apsorber je trajalo oko 3 časa, tj. toliko vremena koliko je potrebno da se napuni memorija analizatora.

4. Na kraju merenja sadržaj memorije je pomoću printer-a štampan na traku. Na osnovu sadržaja crtali smo spektre Mössbauera.

Na apscisu ovih spektara je nanesen broj kanala, a na ordinatu je nanesen odnos broja impulsa  $n_k$  u k-tom kanalu prema srednjem broju impulsa  $\bar{n}$  u procentima:

$$I_k = \frac{n_k}{\bar{n}} \cdot 100$$

Srednji broj impulsa je dobijen na taj način što smo sabrali sve impulse iz svih kanala i podelili sa brojem kanala:

$$\bar{n} = \frac{\sum_{k=1}^{512} n_k}{512}$$

5. Svaki spektar je dva puta snimljen: jedan je snimljen u prvih 256 kanala za vreme prve poluperiode kretanja vibrаторa, a drugi je snimljen za vreme druge poluperiode kretanja u drugih 256 kanala. Pozitivnim maksimalnim brzinama odgovaraju 256-i i 512-i kanal, negativnim maksimalnim brzinama odgovaraju 1 i 257-i kanal, dok nulte brzine ( $v=0$ ) treba da budu u 128-om i u 384-om kanalu. Prema tome treba da crtamo dve kalibracione krive, jednu za prvi poluperiod kretanja, drugu za drugi poluperiod kretanja. Ako je kretanje vibrаторa u prvom i drugom poluperiodu istovetno, kalibracione linije moraju biti podudarne.

Kalibracione linije se crtaju na sledeći način: svaki pad intenziteta propuštenog zračenja zbog rezonantnog rasejanja kroz apsorber nastupa pri poznatoj brzini. Pošto sa snimljenog Mössbauerskog

spektra vidimo da odgovarajući pad intenziteta nastupa na pr. u k-tom kanalu, tada u koordinatnom sistemu (kanali-brzina) u kom crtamo kalibracionu liniju konstruišemo tačku čija apscisa je k-ti kanal, a ordinata brzina pri kojoj nastupa odgovarajući pad intenziteta. Spajanjem dobivenih tačaka dobijamo kalibracionu liniju (zadnji dijagram u dodatku), koja nam daje podatke o tome kom kanalu koja brzina pripada.

Iz kalibracionih dijagrama smo dobili konstantne kalibracije: prvih 256 kanala svakom kanalu pripada brzina 0,0909 mm/s, a drugih 256 kanala svakom kanalu pripada 0,0893 mm/s.

Znači, vibrator se kreće asimetrično. Iz rasporeda tačaka oko kalibracionih linija se vidi da su asimetrije izražene naročito pri malim brzinama, što se potvrdjuje i time sa <sup>u</sup>nulte brzine u 127-om i u 388-om kanalu (umesto 128-og i 384-og kanala).

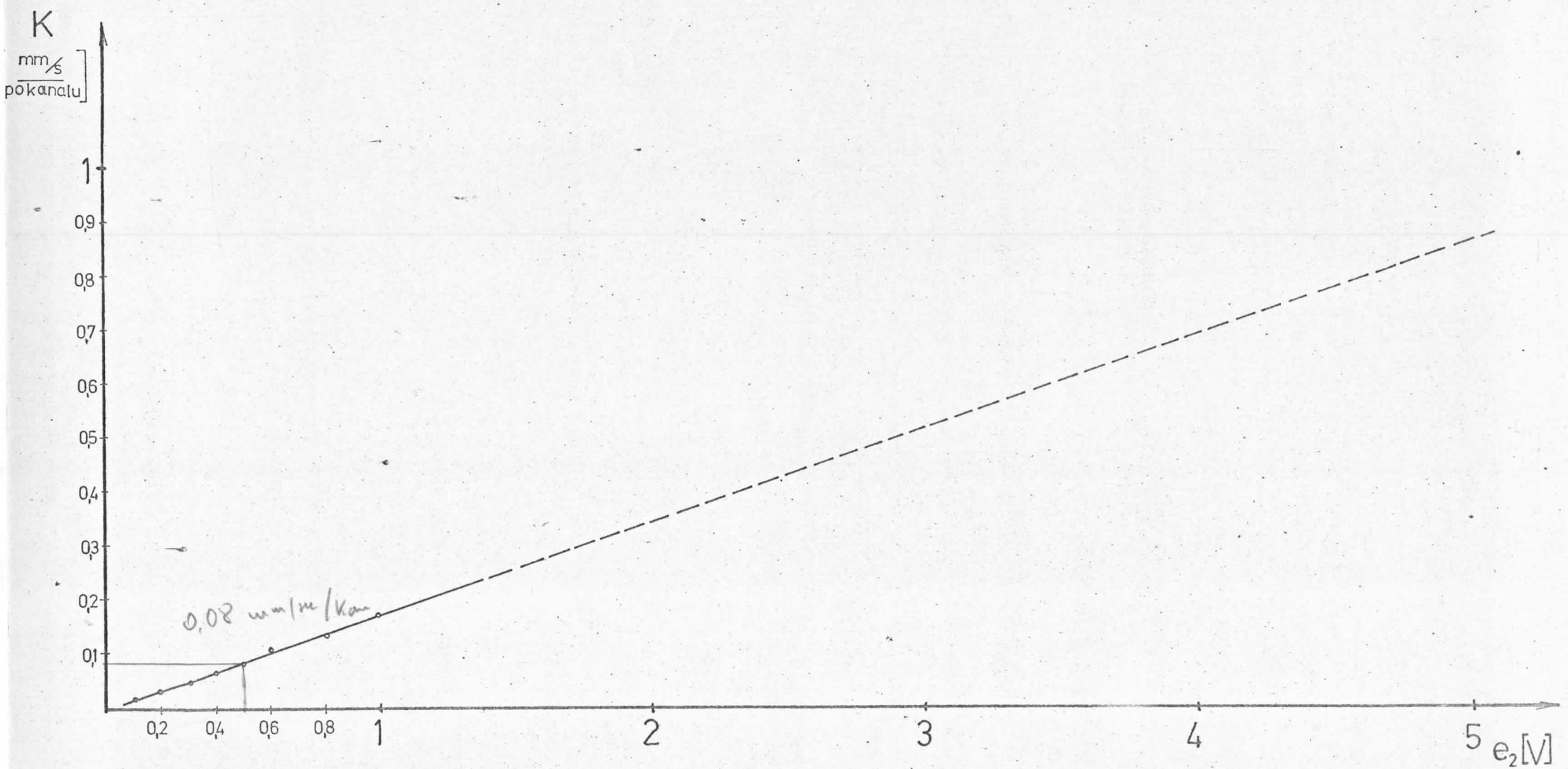
Da bi poboljšali rad spektrometra brzine pozabavili smo se pojačanjem signala greške, odnosno pokušali smo da poboljšamo rad povratne sprege. Prepravljen je pojačavač napona PN (slika 22) tako da mu je pojačanje povećano 1,8 puta, što je dovelo do efikasnijeg delovanja povratne sprege, u toj meri da su otklonjene asimetrije u kretanju vibratora.

Posle ovog smo pristupili daljnjoj kalibraciji spektrometra.

Referentni napon ( $e_2$ ) je odgovoran za brzinu kretanja vibratora: ako je referentni napon veći, veća je brzina i konstanta kalibracije raste. Snimanjem Mössbauerskog spektra apsorbera  $Fe_2O_3$  pri raznim referentnim naponima dobili smo konstante kalibracije u funkciji od referentnog napona.

Iz priloženog grafika (slika 29) se vidi da konstanta kalibra-

cije linèarno zavisi od referentnog napona. Merenja su vršena samo do  $e_2 = 1$  V, ali ekstrapolacijom dobijene prave vidimo da ako bi upotrebili referentni napon veličine na pr. 5 V, tada bi konstanta kalibracije iznosila 0,85 mm/s po kanalu, a maksimalna brzina bi bila 698 mm/s tj. oko 70 cm/s.



### V UPOREDJENJE SPEKTROMETRA BRZINE SA SLIČNIM SPEKTROMETRIMA

Spektrometar brzine, čiju sam kalibraciju vršio, ima grešku do 0,5%. Ova greška potiče uglavnom od elektromehaničkog vibratora. Sa poboljšanjem opruge vibratora verovatno bi mogli postići veću tačnost. Konstanta kalibracije spektrometra iznosi 0,0909 mm/s po kanalu (u prvoj poluperiodi kretanja) i 0,0893 mm/s po kanalu (u drugoj poluperiodi kretanja vibratora).

Kankeleitov spektrometar brzine (14), čiji je opis dat u glavici II 2., ima grešku 0,5% na 98% poluperiode kretanja vibratora. Slični spektrometri su napravljeni u raznim Institutima širom sveta.

U Poljskom Institutu za nuklearna istraživanja je isto napravljen spektrometar za ispitivanje hiperfine strukture prelaza pomoću efekta Mössbauera (17). Relativna greška te aparature iznosi oko 0,6% na 95% poluperiode kretanja.

Na Hebrejskom Univerzitetu u Jerusalimu postoji aparatura (18) o čijoj tačnosti nemamo podatke. Ova aparatura ima konstantu kalibracije 0,1111 mm/s po kanalu. što znači da je manje osjetljiv od aparature čiju kalibraciju sam vršio.

Y. Regger i ostali (19) iz Centra za nuklearna istraživanja u Izraelu daju opis svog spektrometra brzine. Mesto nulte brzine je određeno sa tačnošću od 0,5 kanala, međutim objavljeni merni podaci su sa greškom od 3,3%.

Nacionalni biro za standarde u SAD ima spektrometar brzine čija greška ne prelazi 0,1%.

Prema tome spektrometar brzine, koji je izradjen u Institutu "Boris Kidrič", možemo uvrstiti u kvalitetnije instrumente, ali sam ubedjen da malim poboljšanjem može se greška u kretanju sniziti ispod 0,5%.

LITERATURA

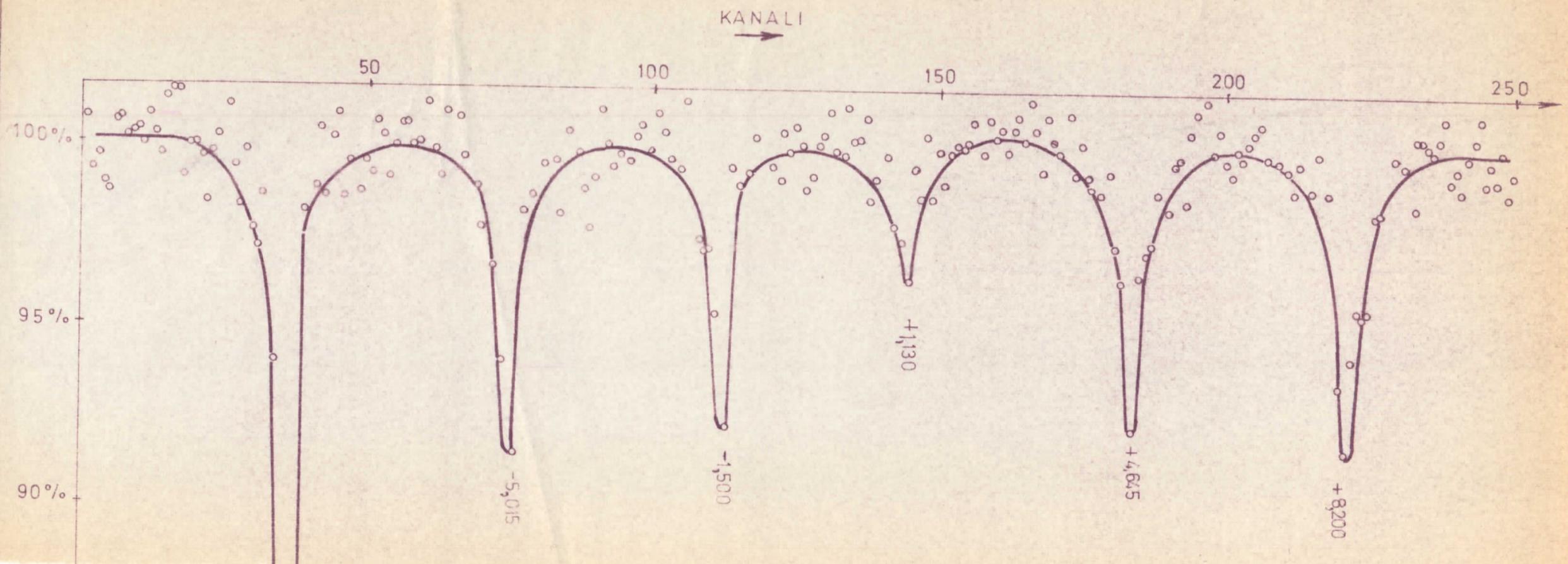
1. P.B. Moon: Proc. Phys. Soc. 64 (1951) 76.
2. K.G. Malmforst: Ark. f. Fysik 6 (1952) 49 ili " $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ -Ray Spectroscopy" Ed. Siegbahn, strana 1281-1312 (Amsterdam 1965)
3. R.L. Mössbauer: Zeitschrift f. Phys. 151(1958) 124 i Zeitschrift f. Naturforsch 14 (1959) 211.
4. W. Heitler: The Quantum Theory of Radiation (New York 1944)
5. K.S. Singwi i A. Sjölander: Phys. Rev. 120 (1960) 1093.
6. W.M. Visser: Ann. of Phys. 9 (1960) 194.
7. Kittel Ch. : Introduction to Solid State Physics (New York 1961)
8. R.W. Grant: Biophys. Jr. 5 (1965) 823.
9. J.J. Spijkerman, F.C. Ruegg i L. May: u knjizi "Mössbauer effect methodology" Ed. Gruverman (New York 1965).
10. R.S. Preston, S.S. Hanna i J. Heberle: Phys. Rev. 128 (1962) 2207.
11. U. Gouser i R.W. Grant: isto kao pod 9.
12. E.L. Sprenkel-Segel i S.S. Hanna: Geochim. Cosmochim. Acta 28, (1964) 1913.
13. D. Rubin: The Rev. of Scien. Instr. 33 (1962) 1358
14. E. Kankeleit: The Rev. of Scienc. Instr. 35 (1964) 194
15. E. Kankeleit: isto kao pod brojem 9.
16. L.L. Beranek: Acoustics (New York 1954) strana 185-188.
17. M. Michalski, J. Piekoszewski i A. Sawicki: "ucl Instr. Meth." 48 (1967) 349.
18. E. Nadav i M. Palmai: Nucl. Inst. Meth. 56 (1967) 165.
19. Y. Reggev, S. Bukshpan, M. Pasternak i D. Segel: Nucl. Instr. Method. 52 (1967) 193.

20. Ing. M. Karapanžić: IBK, biće publikovan

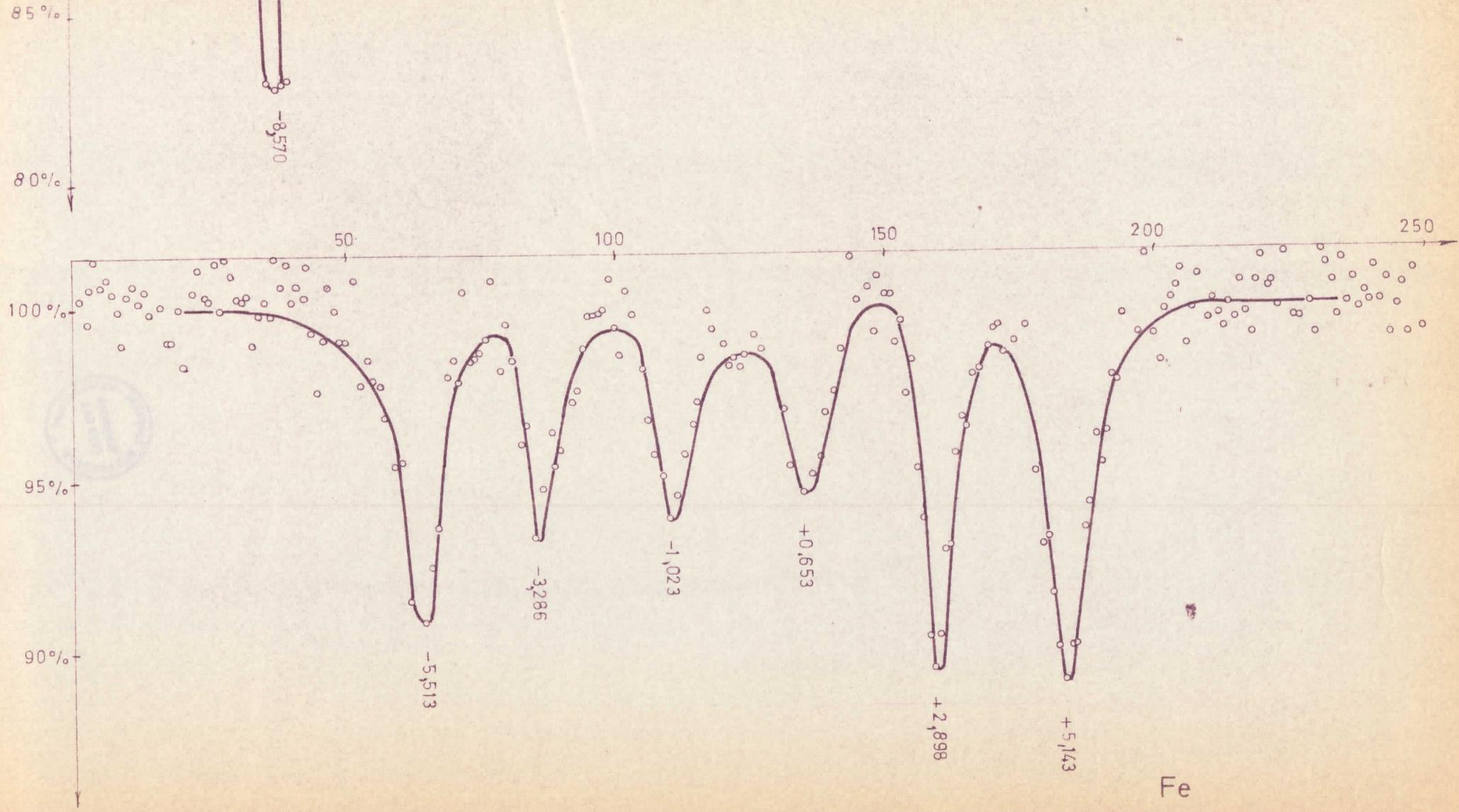
Sem ovih članaka korišćene su knjige:

1. Gruverman: Mössbauer effect methodology I, II, Vol (New York 1961)
2. Fraunfelder: The Mössbauer Effect (New York 1962)
3. Applications of the Mössbauer Effect in Chemistry and Solid-State Physics, izdanje Medjunarodne agencije za atomsku energiju Beč, 1966.
4. Špinjelj: Rezonans gamma-lučej v kristalah (Moskva 1969) na ruskom.
5. Wertheim: Efekt Mössbauer (Moskva 1964) na ruskom
6. Muir; Ando; Coogan: Mössbauer Effect Data Index 1958-65 (New York 1966)
7. Ed. Wohlfarth: Experimental Methods in Magnetism, u IX- om tomu strana: 240-263 (Amsterdam 1967)
8. Kagan: Effekt Mössbauera (Moskva 1962) na ruskom.

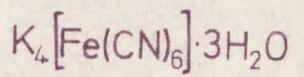
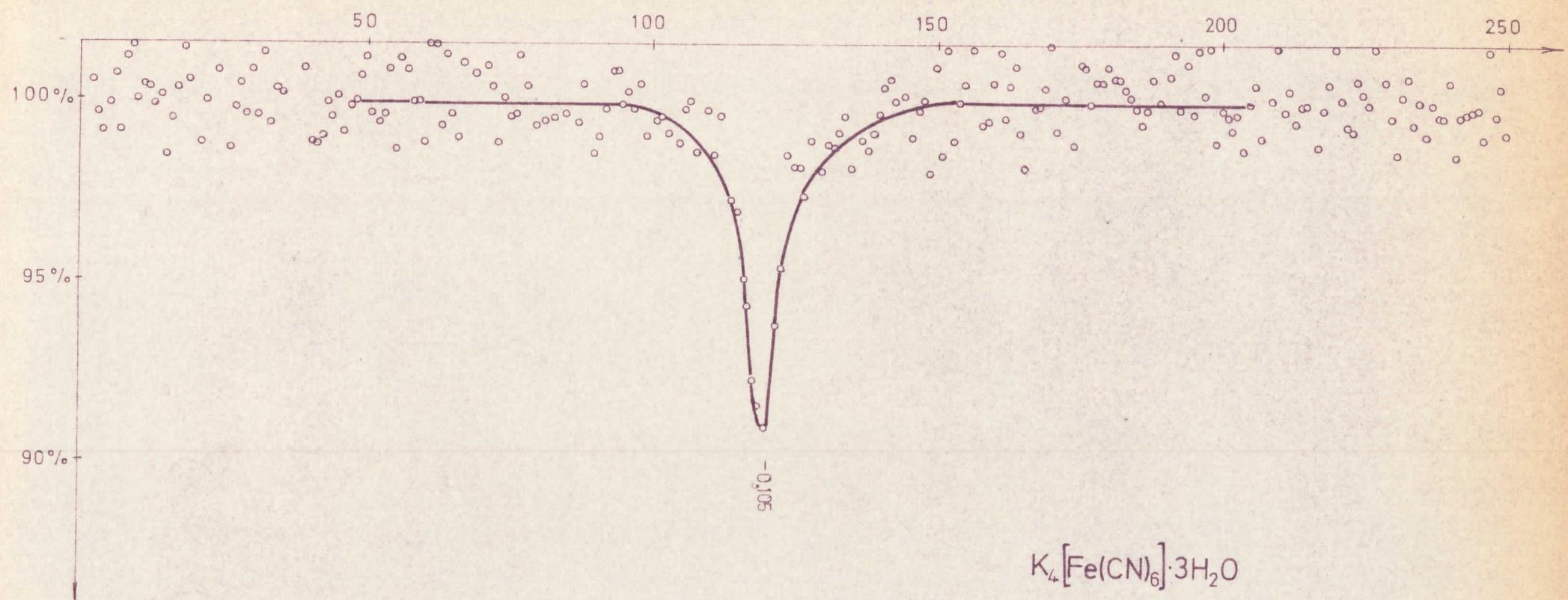


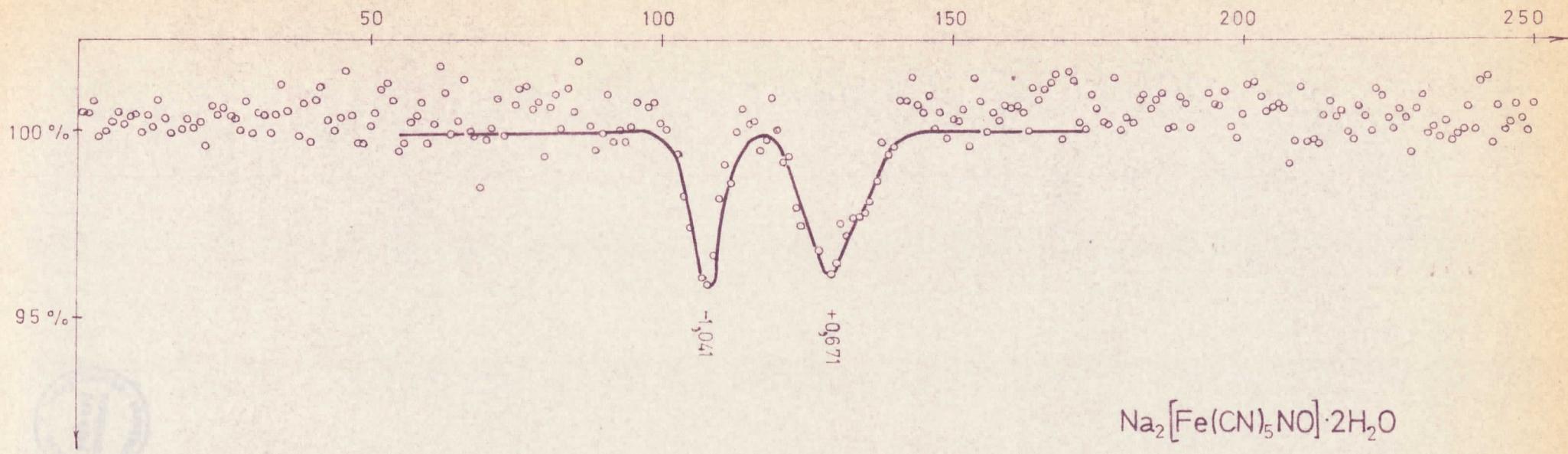


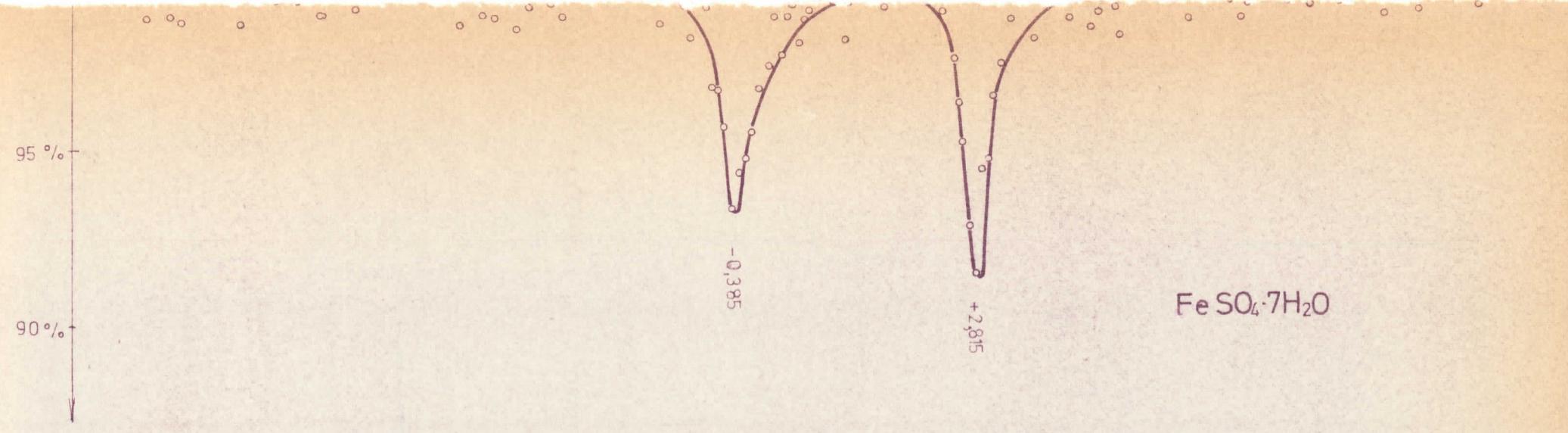
$\text{Fe}_2\text{O}_3$

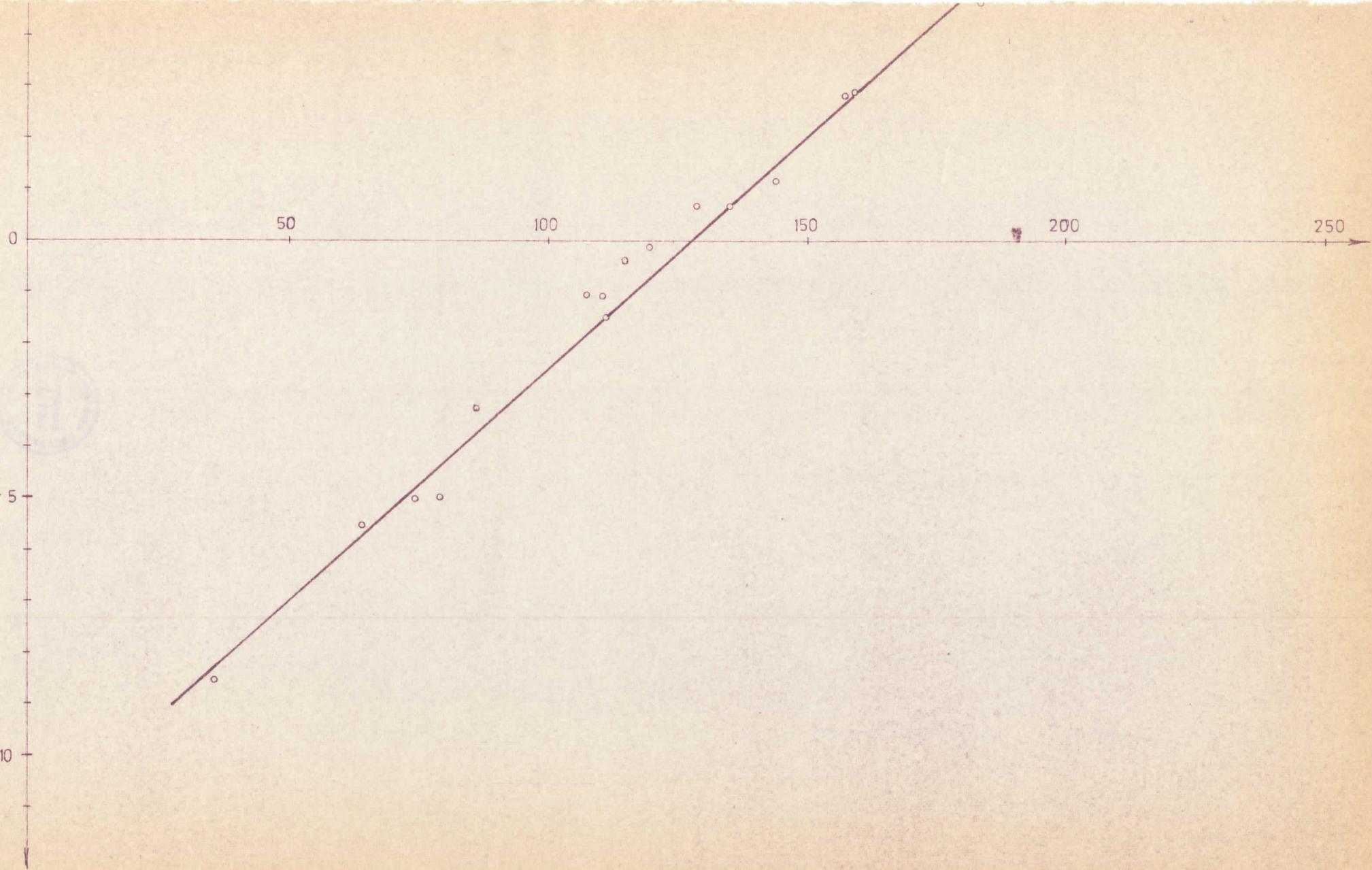


Fe









KANALI →

