

TLU 25/74

EXPERIMENTELL UNDERSÖKNING AV ENERGIUPPLÖSNINGEN I EN HALV-
LEDARDETEKTOR (YTBARRIÄR OCH SI(LI)-DETEKTOR) VID DETEKTION AV
PROTONER.

Redogörelse för examensarbete vid civilingenjörsutbildningen
i Uppsala utfört av CLAES NORDBORG.

Uppsala maj 1974

Handledare: Bo Sundqvist

INNEHÅLL

| | | |
|-----|------------------------------------|----|
| 1. | INLEDNING | 3 |
| 2. | FÖRBEREDANDE UNDERSÖKNINGAR | 4 |
| 2.1 | Acceleratorstrålen | 4 |
| 2.2 | Energispridning i strålområdet | 4 |
| 2.3 | Kinematisk breddning | 5 |
| 2.4 | Halvledardetektorns principer | 6 |
| 2.5 | Test av laboratoriets detektorer | 8 |
| 2.6 | Mätning av elektroniska brusbidrag | 9 |
| 3. | FÖRSÖKSUPPSTÄLLNING OCH UTRUSTNING | 10 |
| 3.1 | Elektronik | 10 |
| 3.2 | Datasystem | 11 |
| 3.3 | Spridningskammare och detektor | 12 |
| 3.4 | System för detektorkylning | 13 |
| 4. | KYLNING AV DETEKTOR | 14 |
| 5. | FÖRSÖK MED ACCELERATORSTRÅLE | 15 |
| 5.1 | Detektor 842 | 15 |
| 5.2 | Detektor 10-30 | 16 |
| 6. | DISKUSSION OCH SLUTSATSER | 17 |
| | REFERENSER | 19 |
| | TABELL- OCH FIGURTEXTER | 20 |

1. INLEDNING

Energiupplösningen vid ett kärnreaktionsexperiment med halvledardetektorer är beroende av flera faktorer. Detektorns egenskaper spelar naturligtvis en väsentlig roll vid sådana undersökningar. Acceleratorstrålens energibredd, strålmålets tjocklek och kinematiska breddningen är exempel på andra sådana faktorer. Till detta kommer faktorer som kan sammanfattas med termen "elektroniska effekter". I dessa ingår detektorbruset, det kapacitiva brusbidraget från kabeln mellan detektor och förförstärkare, produktionen av sekundära elektroner i strålmålet samt räknehastighetsproblem i förförstärkar-delen.

Föreliggande arbete behandlar mer eller mindre ingående flertalet av ovan nämnda faktorer och deras bidrag till energiupplösningen i en halvledardetektor (ytbarriär och Si(Li)-detektor) vid detektion av protoner. Undersökningen har utförts med protoner, men många av principerna är tillämpliga även för tyngre laddade partiklar.

En liknande undersökning har tidigare utförts av G. Andersson-Lindstroem, Nuclear Physics Laboratory, University of Pittsburgh, USA¹⁾ och hennes uppsats "High resolution proton spectroscopy with semiconductor detectors" har legat till grund för detta arbete. Undersökningens mål har varit att nå upp till eller om möjligt förbättra de mätresultat som erhållits i ovannämnda arbete. Arbetet och mätningarna har utförts vid Tandemacceleratorlaboratoriet i Uppsala. Metodiken har varit att först undersöka några av de faktorer som bidrar till energiupplösningen för att sedan tillämpa de vunna erfarenheterna i några slutgiltiga försök. De förberedande mätningarna redovisas i det kommande kapitlet. De omfattade bl.a. test av detektorer, bland vilka sedan utvaldes några för användning vid de slutgiltiga försöken. Ett omfattande arbete lades också ned på att eliminera alla de brusällor, som kunde hänföras till kategorin jordningsproblem. Eftersom laboratoriet var nytt, hade undersökningar av dessa problem ej tidigare utförts, och det visade sig att man genom ett riktigt val av metod kunde minska dessa brusbidrag avsevärt.

2. FÖRBEREDANDE UNDERSÖKNINGAR

2.1 Acceleratorstrålen

Acceleratorn som användes vid försöken var en 6 MV tandem van de Graaff accelerator. (fig. 1)

I en jonkälla produceras först positiva joner till vilka man adderar elektroner så att jonerna blir negativt laddade. Dessa negativa joner accelereras sedan mot en terminal, vars spänning kan varieras mellan +1 och +6 millioner volt, där jonerna vid passage av en kanal med syrgas av lågt tryck (stripperkanal) förlorar två eller flera elektroner och blir positivt laddade. Eftersom terminalen är positivt laddad kommer de positiva jonerna nu att repelleras från terminalen och man får alltså en acceleration i två steg.

Jonstrålen analyseras sedan i en 90° -magnet, där man ställer in ett magnetfält som motsvarar en viss partikelenergi för att erhålla en monoenergetisk stråle vid experimentstationen.

Vid försöken användes en terminalspänning på 5 millioner volt dvs. en protonstråle på 10 MeV och en ström mellan 50 och 200 nA. Under dessa förhållanden har man en bredd (FWHM) på strålen på ungefär 1 keV ²⁾, vilket som framgår i ett senare avsnitt var försumbart.

2.2 Energispridning i strålmålet

Strålmålets tjocklek kan däremot ha större betydelse för energiupplösningen, eftersom den inkommande partikeln kolliderar med strålmålets elektroner och därvid förlorar lite av sin ursprungliga energi innan den sprids elelastiskt eller inelelastiskt mot kärnan. Energiförlusten i strålmålet byggs väsentligen upp av proton-elektron (elektroner i strålmålet) kollisioner. Är totala energiförlusten stor, dvs. byggs upp av ett stort antal kollisioner är formen gaussisk och om totala förlusten byggs upp av ett litet antal är formen given av en så kallad Landaufördelning ³⁾.

I referens 3 finns en approximativ formel för variansen av energispridningen av gaussisk typ härledd:

$$\sigma^2 = \langle E^2 \rangle - E_0^2 = 4\pi z^2 e^4 N Z$$

där z = inkommande partikelns protontal
 e = elementarladdning i Coulomb
 N = antal atomer per volymenhet i strålmålet
 Z = strålmålets protontal

Vid försöken med acceleratorstrålen användes ett strålmål av ^{27}Al som var $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ tjockt och som gav en energispridning på 6,5 keV FWHM (Full Width at Half Maximum). Detta värde erhålls ur formeln ovan omskriven i enklare numerisk form:

$$\Delta \text{ keV(FWHM)} = 931 \cdot z^2 \cdot \sqrt{\frac{Z}{A}} \cdot t$$

z = inkommande partikelns protontal
 Z = strålmålets protontal
 A = strålmålets massa
 t = strålmålets tjocklek i g/cm^2

En mera detaljerad analys visar att uträkningarna ger en överskattning i detta fall:

2.3 Kinematisk breddning

I den slutgiltiga försöksupställningen sattes en kollimator in omedelbart framför detektorn. Denna kollimator definierade den rymdvinkel som detektorn upptog sett från strålmålet. För att kunna beräkna den kinematiska breddningens beroende av rymdvinkeln utgår man från den orelativistiska formeln ⁴⁾:

$$T = T_0 \frac{2\cos^2\psi + R^2 - 1 + 2\cos\psi \sqrt{\cos^2\psi + R^2 - 1}}{(1 + R^2)}$$

som fås ur konserveringslagarna för energi och rörelsemängd,

där T = den spridda partikelns kinetiska energi
 T_0 = den inkommande partikelns kinetiska energi
 R = förhållandet mellan strålmålets och den infallande partikelns massor
 ψ = detektionsvinkeln

Derivering med avseende på vinkeln ger:

$$\frac{dT}{d\psi} = \frac{T_0}{(1+R)^2} \cdot \frac{2\sin\psi(\cos\psi + \sqrt{\cos^2\psi + R^2 - 1})^2}{\cos^2\psi + R^2 - 1}$$

vilket multiplicerat med kollimatorns öppningsvinkel, $\Delta\theta$, ger den kinematiska energispridningen:

$$\Delta T = \left| \frac{dT}{d\psi} \cdot \Delta\theta \right|$$

Med detektorns öppningsvinkel menas här halvvärdesbredden i en fördelning beräknad med utgångspunkt från cirkulär strålbild och cirkulär detektoröppning. I försöket användes en strålbild med diametern 2 mm, en detektorkollimator med 4 mm diameter och ett avstånd av 25 cm mellan strålmål och detektor, vilket gav $\Delta\theta = 0.6^\circ$. För $T_0 = 10.0$ MeV, $\psi = 54.8^\circ$ och $R = 27$ fås energibreddningen $\Delta T = 0.006$ MeV (FWHM).

2.4 Halvledardetektorns principer

Figur 2 visar en schematisk bild av en ytbarriärdetektor i genomskärning. Detektorn består av en tunn skiva enkristall av kisel av n-typ med mycket hög resistivitet. Enkristallen rengörs noggrant genom att bl.a. etsas i en lösning av HFNO_3 ⁵⁾. På framsidan förångar man sedan på ett Au-skikt, ungefär 200 Å tjockt, och på baksidan ett Al-skikt ungefär 1500 Å tjockt. Övergången Au-Si har en potentialbarriär på 0,8 eV, medan Al-Si övergången har betydligt lägre potentialbarriär och är alltså en nästan ren ohmsk övergång. När sedan en backspänning läggs över detektorn fås ett visst utarmningsdjup eller så kallat aktivt djup. Detta djup, x , i en

detektor kan visas väsentligen bero på två faktorer nämligen:
 ρ_n , som är kislrets resistivitet i $\Omega\text{-cm}$ vid rumstemperatur och
 V_b som är backspänningen i volt ⁶⁾. Poisson's ekvation ger:

$$\frac{d^2 V_b}{dx^2} = \frac{q N}{\epsilon \epsilon_0}$$

där N är antalet fria laddningar med laddningarna q . Integrering
två gånger med randvillkoren att elektriska fältet $=0$ vid $x=0$
och att potentialen $V_b=0$ vid $x=0$ ger:

$$V_b = \frac{q N x^2}{2 \epsilon \epsilon_0}$$

dvs.

$$x = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0 V_b}{q N}}$$

Men $\rho_n = \frac{1}{\mu q N}$

Vilket medför $x = \sqrt{2 \epsilon \epsilon_0 \mu \rho_n V_b}$

eller numeriskt $x \approx 0,5 \sqrt{\rho_n V_b}$

När en laddad partikel kommer in i den backspända detektorn,
förlorar partikeln energin 3,6 eV för varje elektron-hål par den
bildar i kiset ⁷⁾. Om det elektriska fältet i detektorn är
stort nog att förhindra rekombination av elektronhål paren kommer
det att gå en laddningspuls genom detektorn som motsvarar energin
hos den inkommande laddade partikeln, förutsatt att partikeln
avger hela sin energi i aktiva delen av detektorn. Figur 3 visar
olika laddade partiklars inträngningsförmåga i kisel ⁸⁾.

2.5 Test av laboratoriets detektorer

Innan de slutgiltiga mätningarna utfördes, gjordes även en test av de på laboratoriet befintliga detektorerna. Vid försöket användes en specialbyggd vakuumkammare med plats för endast en detektor och ett preparat, som i detta fall var ett ^{241}Am -preparat. ^{241}Am utsänder bl.a. α -partiklar med energierna: 5,482, 5,439 och 5,386 MeV med respektive intensitetsfördelning 85%, 13% och 1,6%⁹⁾. Figur 4 visar ett ^{241}Am -spectrum med god energiupplösning. I detta fall användes ett ^{241}Am preparat som var tunt och gav en räknehastighet på cirka 1 partikel/s i detektorn. Den elektronik som användes kopplades upp enligt figur 5. Därefter pumpades vakuum i kammaren till ett tryck av ungefär 10^{-4} mmHg, varvid backspänning lades på detektorn med utgångspunkt från de testprotokoll som medföljer varje detektor. Därvid kontrollerades läckströmmen genom detektorn så att den ej överskred värdet i testprotokollet.

För att samtidigt kunna mäta systemets brus kopplades en puls-generator till förförstärkaren. Pulsen kom då att passera all elektronik innan den analyserades och man erhöll breddning av toppen proportionell mot bruset i elektroniken.

När man på ett oscilloscop studerade pulserna från förförstärkaren såg man att baslinjen fluktuerade ganska kraftigt, vilket gjorde att resultatet blev något sämre än under normala förhållanden. Fluktuationen berodde troligtvis på dålig elektrisk genomföring i kammaren.

Sedan huvudförstärkaren injusterats med avseende på dc nivå och "pole zero" togs spektra upp med olika inställning på "shaping time" på huvudförstärkaren. Vid jämförelse erhöles att 2 μs "shaping time" gav bästa upplösning. Efter dessa injusteringar togs α -spektra upp för de ytbarriär-detektorer som vid tillfället fanns på laboratoriet, varefter de bästa valdes ut för fortsatta mätningar. Vidare studerades vakuums inverkan på energiupplösningen hos detektorerna. Först mättes upplösningen efter cirka 1 timme i vakuum och sedan upprepades

mätningarna ungefär var 6:e timma. Man fann då att ju längre en detektor stått i vakuum desto bättre blev upplösningen. Om man däremot lät detektorn stå mer än 24 timmar i vakuum märktes ingen ytterligare förbättring.

2.6 Mätning av elektroniska brusbidrag

En faktor som i hög grad påverkade upplösningen var elektronikbrusets beroende av på vilka ställen man kopplade in jordade nätspänningar. Vid dessa mätningar användes uppkopplingsschema som i figur 5, med den skillnaden att detektorns spänningsaggregat och själva detektorn inte togs med, eftersom man bara studerade elektroniken. Som mångkanalsanalysator användes datamaskinen (PDP-15), för att få så stor överensstämmelse som möjligt med de slutgiltiga mätningarna. Även elektroniken kopplades upp på plats i acceleratorhallens målrum. Eftersom spridningskammaren, som detektorerna skulle sitta i, var jordad via sin vakuumpump, testades också två olika elektriska genomföringar i kammaren: en isolerad och en icke isolerad.

Figur 6 a-e visar schematiskt de olika uppkopplingar som gjordes. Mest brus erhöles i uppkoppling a, där man hade två skilda jordningar: en i målhallen och en i manöverrummet, plus en icke isolerad genomföring i kammaren. Upplösningen för en test pulslinje var här ungefär 20 keV (FWHM). I figur 6 b hade man samma jordning, men ingen kabel på detektorringången på förförstärkaren, varvid man slapp kammarens jordpunkt och det kapacitiva brus som kabeln orsakar. Upplösningen var nu 8,0 keV (FWHM).

I figur 6 c är all elektronik jordad på ett ställe, nämligen i datamaskinen, men man använde den icke isolerade genomföringen i kammaren. Man fick upplösningen 7,8 keV (FWHM).

Bästa resultatet 5,8 keV (FWHM) erhöjls då man enligt figur 6 d jordade allt i datamaskinen och hade öppen detektoringång på förförstärkaren.

Energiupplösningen blev obetydligt sämre eller 6.1 keV (FWHM) då man enligt figur 6 e kopplade in den isolerade genomföringen. En annan faktor som kan bidra till försämrad energiupplösning är uppvärmningseffekter i elektroniken. Detta studerades genom att koppla in en pulsgenerator till förförstärkaren i en "kall" elektronikuppställning och sedan följa pulsens stabilitet under uppvärmningen. Samtidigt som spänningen till elektroniken kopplades på startade mätningen och man fann att under de första 20 minuterna av uppvärmningen drev pulstoppen märkbart uppåt på mångkanalsanalysatorn. Först efter cirka 45 minuter var systemet helt stabilt. Denna test visar att man bör koppla in sin elektronik ungefär 1 timme innan mätningens början för att undvika uppvärmningseffekter som ovan. Siffran 1 timme kan givetvis variera beroende på ingående komponenter.

3 FÖRSÖKSUPPSTÄLLNING OCH UTRUSTNING

3.1 Elektronik

Eftersom detektorn ger mycket små pulser, måste dessa förstärkas innan de kan transporteras via kabel till analysdelen av försöksuppställningen. Detta sker i förförstärkaren som omvandlar detektorns laddningspulser till spänningspulser med kort stigtid, ungefär 15 ns, och en falltid på cirka 50µs. Spänningspulsens storlek är direkt korrelerad till den energi en viss partikel avger i detektorn, dvs. ju högre energi på partikeln desto större puls. En principskiss på hur en förförstärkare med detektor fungerar finns i figur 7⁷⁾.

Förförstärkarens pulser sänds sedan till huvudförstärkaren, som förutom att ytterligare förstärka pulserna även omformar dem. Genom en serie integrerings- och differentieringskretsar i huvudförstärkaren erhålles pulser som är nästan gaussiska till formen. Den variabla integreringstiden (shaping time) inställes därvid med avseende på laddningsuppsamlingstiden i detektorn.

Förstärkningen kan justeras inom ett stort område, men de största pulserna brukar förstärkas till mellan 8 och 10 volt, eftersom mångkanalsanalysatorn endast accepterar pulser mellan 0 och 10 volt. Som mångkanalsanalysator användes i detta fall datorn PDP-15.

3.2 Datasystem

Pulserna från huvudförstärkaren sändes in på datorns ADC (Analog-till-digital omvandlare), som tillsammans med ett pulshöjdsanalysprogram analyserade och lagrade informationen. ADC:n ställdes in på 4096 kanaler, vilket innebär, att en puls som är 10,0 volt hamnar i kanal 4096 och en puls på 5,0 volt hamnar i kanal 2048. Detta förutsätter att ADC:n är helt linjär (integral linjäritet), vilket den inte riktigt är i praktiken. Avvikelserna är dock mycket små, av storleken 1 %.

Till datorn finns även ett display som på x-axeln är indelad i 4096 kanaler och på y-axeln har antalet pulser, så att man fortlöpande kan kontrollera vad som lagrats in. Datorns magnetbandstation används bl.a. för inspelning av upptagna spektra för att vid ett senare tillfälle kunna analysera dessa spektra med hjälp av speciella analysprogram. Det program som användes i vårt fall innehöll t.ex. en funktion som beräknade centroiderna för topparna i spektrum, detta för att få kanallägen och därmed energier för topparna.

3.3 Spridningskammare och detektor

Figur 8 A visar schematiskt spridningskammaren uppifrån med strålrör, strålmål, strålstopp och den aktuella detektorarmen.

Kammaren är tillverkad av aluminium och har diametern 76 cm.

I urfrästa spår i detektorramen fästes den specialgjorda detektorhållaren (figur 9), så att största möjliga termiska kontakt erhöles. Hållaren hade förutom plats för detektorn även plats för en kollimator som lätt kunde bytas ut om man av någon anledning ville ändra på geometrin i uppställningen. Framför kollimatoren satt två stycken permanentmagneter för att böja av de sekundärelektroner som utsänds när strålen träffar strålmålet. Dessa elektroner produceras i stor mängd och ger hög räknehastighet i detektorn vilket ger en breddning av linjerna i spektrum.

Enligt ref. 10 fås att maximala energiöverföringen som kan ske i en kollision mellan en partikel med massan M och en fri elektron är:

$$\epsilon_{\max} = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2} \left[1 + \frac{2m}{M} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} + \left(\frac{m}{M} \right)^2 \right]^{-1}$$

där mc^2 = elektronens viloenengi

βc = hastigheten hos partikeln

För 10,0 MeV protoner fås att maximala sekundärelektronenergin blir ungefär 20 keV.

Fältet mellan permanentmagneterna i detektorhållaren var ungefär 300 gauss och påverkade ej nämnvärt protonerna som skulle detekteras, men böjde effektivt av de utsända sekundärelektronerna.

Eftersom systemets energiupplösning även beror på ingångskapacitansen på förförstärkaren (hög ingångskapacitans ger dålig energiupplösning), inköptes en förförstärkare ORTEC 124, som kunde placeras inne i spridningskammaren nära detektor. Därmed kunde man ha en mycket kort, lågkapacitiv kabel mellan detektor och förförstärkare, dvs. låg ingångskapacitans på förförstärkaren.

Vidare inköptes en detektor, med beteckning 10-30, vars aktiva djup var lika med detektorns totala djup. Detta medför att det elektriska fältet i detektorn blir homogenerare och kan ökas genom att öka backspänningen över det värde som fordras för att uppnå ett aktivt djup = totalt djup (Jfr. formel sid. 7). Detta medför också betydligt bättre laddningsuppsamling i bakre delen av detektorn. Detektorn 10-30 var 1500 μm tjock, vilket enligt figur 3 medför att den stoppade upp till 15 MeV protoner.

3.4 System för detektorkylning

Eftersom detektorn skulle arbeta i en spridningskammare, specialgjordes en detektorarm (figur 8 B) som kunde kylas och som hade en vakuumsät genomföring till spridningskammaren. Kylningen utfördes med ett freonkompressorsystem.

Figur 8 B visar också schematiskt hur detektorarm och kompressor kopplades ihop. Kompressorsystemet, av märket BITZER typ BVH80 R var mycket litet och bestod förutom av själva kompressorn även av värmväxlare och freontank, som rymde maximalt 1 kg freon R 12. Den komprimerade freonen fick via en ventil expandera ut i en uppborrad kanal i detektorarmen och återfördes sedan till kompressorn så att ett slutet system bildades.

Systemet var mycket känsligt för mängden freon. Fylldes för mycket freon blev trycket på expansionsventilen för stort och överströmskyddet på kompressorn löste ut. Fylldes däremot för lite freon fick man dålig effekt på kylningen och kom knappt ner under 0°C .

Expansionsventilen hade en ställbar termisk återkoppling för att kunna hålla en konstant temperatur på detektorarmen. Återkopplingen bestod i princip av en termometer som kände av temperaturen på den återströmmande freongasen och därefter reglerade öppningen på expansionsventilen. När man trimmat in både mängden freon och expansionsventilen erhöles en temperatur på -22°C .

4 KYLNING AV DETEKTOR

Innan acceleratoren användes för mätningar gjordes en undersökning av kylningens inverkan på en detektor. Härvid valdes detektor nr. 279 B och förförstärkare ORTEC 109A. Detektorn fick först stå i vakuum i 8 timmar, varefter man undersökte hur läckströmmen genom detektorn varierade med backspänningen (figur 10). Backspänningen lades på detektorn i en serie med ett motstånd på 100 M Ω , dvs. om man hade en backspänning på 100 V och 0,5 μA läckström, så låg enligt Ohms lag 50 V över motståndet och därmed bara 50 V över själva detektorn. Om man därför kunde minska läckströmmen uppnådde man två saker samtidigt; man minskade bruset i detektorn och ökade spänningen över själva detektorn. Med det värde på backspänningen som i fortsättningen kommer att anges, menas hela spänningen dvs. även den del som ligger över motståndet.

Vid spänningen 175 V och läckströmmen 0,6 μA togs två α -spektra upp, ett med tjockt preparat och ett med tunt preparat. Med det tjocka preparatet erhöles en energiupplösning på ungefär 45 keV (FWHM) och med det tunna preparatet ungefär 35 keV, vilket visar att preparattjockleken kan ha viss inverkan.

Efter ytterligare 24 timmar i vakuum hade läckströmmen sjunkit något och med spänningen 200 V och läckströmmen 0,6 μA erhöles 28 keVs upplösning med det tunna preparatet. Detta visar att en detektor bör stå ungefär 24 timmar i vakuum innan man påbörjar mätningar, detta för att erhålla bästa upplösning.

Med konstant spänning på 200 V på detektorn startades kylningen. Figur 11 visar hur läckströmmen sjunker samtidigt som temperaturen sjunker. I figuren är även en icke linjär tidsskala inlagd, som visar att det tog ungefär 2 timmar att komma ner till minimitemperaturen -22° C. Som termometer användes ett litet termomotstånd, som fästes i ett litet urfräst spår i detektorhållaren. Termomotståndet kalibrerades först mot en noggran sprittermometer och kalibreringskurvan är uppritad i figur 12.

Med en spänning på 200 V och läckströmmen $0,03 \mu\text{A}$ studerades α -upplösningen, varvid man erhöll en energiupplösning på 19 keV (FWHM), vilket skall jämföras med 28 keV (FWHM) utan kylning.

5 FÖRSÖK MED ACCELERATORSTRÅLE

5.1 Detektor 842

Vid första försöket med acceleratorstråle användes detektor 842 och förstärkare ORTEC 124, placerad i spridningskammaren med mycket kort sladd till detektorn. α -upplösningen med icke kyld detektor (250 V och $0,65 \mu\text{A}$) var 28 keV (FWHM) och bruset var 24 keV (FWHM). Kyld detektor gav respektive 16 keV och 9,0 keV (FWHM).

Med en 10 MeVs protonstråle och ett strålmål av ^{27}Al togs tre spektra upp för att studera inverkan av tidskonstantinställningen (shaping time) på huvudförstärkaren. 1 μs shaping time gav upplösningen 24,5 keV (FWHM) och 2 μs gav 19,0 keV (FWHM), medan 4 μs inte gav någon ytterligare förbättring. Detta resultat tyder på dålig laddningsuppsamling i detektorn.

Vidare testades räknehastighetseffekter på så vis att man först hade 100 nAs protonstråle på strålmålet, sedan 50 nA och till sist 25 nA. 100 nAs stråle, vilket i det här fallet motsvarade ungefär 3000 pulser/s i detektorn, gav upplösningen 22 keV (FWHM). 50 nA motsvarade cirka 2000 pulser/s och gav 20 keV (FWHM) och 25 nA eller 1000 pulser/s gav 19 keV (FWHM). Dessutom gav 100 nAs stråle mycket högre bakgrund i spektrum jämfört med både 50 nA och 25 nA. Vid senare experiment sattes ännu en kollimator in närmare strålmålet för att ytterligare skärma av strålen. Därvid minskade bakgrunden även vid strömmar på 100 nA.

5.2 Detektor 10-30

Vid den andra och sista mätningen användes detektor 10-30 och förstärkare ORTEC 124 placerad inne i spridningskammaren. Dessutom användes i stället för normalt 50 Ω :s koaxialkabel en 93 Ω :s koaxialkabel mellan för- och huvudförstärkare, eftersom förförstärkaren var anpassad till 93 Ω och huvudförstärkaren hade en 93 Ω :s ingång. α -upplösningen för icke kyld detektor var 25,1 keV (FWHM) och för kyld detektor 15,0 keV (FWHM) med ett brus i sista fallet på 6,3 keV (FWHM). Därefter upptogs systemets brus som funktion av backspänningen. Resultatet i figur 13 visar att bruset steg kraftigt mellan 250 V och 350 V, vilket tyder på att kabeln mellan detektor och förförstärkare inne i kammaren inte var felfri. Eftersom det vid tillfället skulle varit för tidsödande att byta kabel togs några ^{27}Al -spektra upp, varvid man som bäst erhöll en energiupplösning på 14,5 keV (FWHM) med ett brus på 8,0 keV (FWHM) vid detektorspänning 200 V.

På grund av kabelfelet kunde spänningen ej höjas ytterligare och det finns skäl att anta att en sådan höjning borde gett bättre laddningsuppsamling och därmed en förbättring av energiupplösningen med ett par keV.

Under experimentets gång drev acceleratorens analysmagnet 2,5 keV, vilket ger ett linjärt bidrag till energibreddningen i motsats till t.ex. elektroniska brus som adderas kvadratisk enligt ⁸⁾:

$$(N_{\text{det}})^2 + (N_{\text{för}})^2 = (N_{\text{tot}})^2$$

där N_{det} = bruset i detektorn
 $N_{\text{för}}$ = bruset i förstärkardelen
 N_{tot} = totala bruset

Om analysmagnetens drift dras bort linjärt och den kinematiska breddningen dras bort kvadratisk, erhålles en energiupplösning på c:a 10 keV (FWHM) för detektorsystemet. Detta bör jämföras med 17,0 keV (FWHM) som är det hittills bästa resultatet i Uppsala utan kylning och den i litteraturen bästa rapporterade med kylning 11 keV (FWHM) ¹⁾.

Al-spektrum som togs upp vid denna körning är mycket rent och innehåller förutom laddade partiklar från andra reaktioner och föroreningar i strålmålet, 52 identifierade toppar, motsvarande exciterade nivåer i ²⁷Al (figur 14). I tabell 1 finns sammanställt de energinivåer som här mätts jämfört med vad andra erhållit. Det bör då noteras att Doekes et al:s ¹¹⁾ mätningar är gjorda med en magnetisk spektrometer, medan Endt et al:s ¹²⁾ data är en sammanställning av flera tidigare mätningar. Crawley et al. ¹³⁾ använde en kyld halvledardetektor och hade upplösningen 16 keV (FWHM) som bäst.

6 DISKUSSION OCH SLUTSATSER

Resultatet 10 keV (FWHM) bör med ökad spänning över detektorn förbättras något vilket skulle ge ett resultat c:a 1,5 keV bättre än det hittills bäst rapporterade 11 keV (FWHM) ¹⁾. Någon absolut undre gräns för upplösningen är svår att

ange men bör troligtvis ligga omkring 6-7 keV vid 10 MeV protoner, beroende bl.a. på brusbidrag från detektor och elektronik. Om man av någon anledning önskar bättre upplösning är man hänvisad till magnetiska spektrometrar vilka kan ge en upplösning på 2-3 keV vid 10 MeV protoner.

Vid en jämförelse mellan halvledardetektorer och magnetiska spektrometrar finner man att magnetiska spektrometrar har en fördel i att upplösningen är bättre men att det även finns nackdelar. En av dessa är vikten (c:a 4 ton) och en annan nackdel är inköpspriset som ligger en faktor 200 över halvledarens (c:a 1 milj. kronor mot c:a 5000 kr). Dessutom måste man ha en positionskänslig detektor i spektrometern, antingen halvledare eller fotografisk plåt. En av fördelarna med en halvledardetektor är också att man registrerar hela energispektrum på en gång, medan man måste stega fram magnetfältet i en spektrometer för att erhålla samma sak.

Vid laboratoriet har man senare även studerat energiupplösningen hos halvledardetektorer kyllda med Peltier element. Med dessa kommer man ner i temperaturer på -25°C och lägre och kan dessutom enklare välja den temperatur man vill kyla detektorn till. Andra fördelar med denna form av kylning jämfört med frengaskylning är dels att man slipper rörliga delar som kompresser o.dyl. och dels att man i en spridningskammare kyler detektorer som sitter på rörliga armar, vilket innebär stora problem med freontransporten. Vidare kan man med Peltier element snabbare värma upp detektorn genom att ändra strömriktningen genom elementet. Detta är av betydelse om man snabbt skulle vilja öppna kammaren och därvid undvika att få kondens på detektorn.

Sammanfattningsvis kan sägas att man med kyllda halvledardetektorer ej kan nå ner till en magnetisk spektrometers upplösning men att halvledaren har sådana fördelar att den användes i de flesta fall vid detektion av protoner och tyngre laddade partiklar i detta energiområde.

REFERENSER

1. G. Andersson-Lindstroem, Nuclear Inst. and Methods, 56 (1967)
309 - 318
2. D. Hallberg, Tandem Accelerator Report 1, Uppsala 1971
3. E. Segré, Experimental Nuclear Physics, vol. 1 (1953)
sid. 42 ff.
4. Marion-Young, Nuclear Reaction Analysis, (1968) sid. 118
5. Turner-Rhoderick, Solid State Electronics, vol. 11 (1968)
sid. 291 - 300
6. Lindmayer-Wrigley, Fundamentals of semiconductor devices.
7. ORTEC, Instruments for Research, Catalog 1002 (1970)
8. ORTEC, Instruction Manual for Surface Barrier Detectors.
9. Handbook of Chemistry and Physics, 49th edition (1968)
10. Seltzer-Berger, Computer Code for the Calculation of the
Vavilov Distribution, National Bureau of Standard Reports 9498.
11. Doekes et al., Canadian Journal of Physics, 49 (1971)
sid. 483 ff.
12. Endt-Van der Leun, Nuclear Physics A 105 (1967) sid. 1 ff.
13. Crawley et al. Australian Jour. of Physics, 21 (1968) 803 ff.

TABELL- OCH FIGURTEXTER

- Tabell 1 Energivåer i ^{27}Al
- Figur 1 EN van de Graaff accelerator
- Figur 2 Ytbarriärdetektor i genomskärning
- Figur 3 Några laddade partiklars inträngningsförmåga i kisel
- Figur 4 Spektrum från α -sönderfall i ^{241}Am
- Figur 5 Elektronikuppkoppling för test av detektorer
- Figur 6 Elektronikuppkopplingar för test av elektroniska brus-
bidrag
- Figur 7 Principskiss av detektor med förförstärkare
- Figur 8 Spridningskammare och detektorarm
- Figur 9 Detektorhållare
- Figur 10 Läckströmmen som funktion av detektorns backspänning
(detektor 279 B)
- Figur 11 Läckströmmens beroende av detektorns temperatur
(detektor 279 B)
- Figur 12 Kalibreringskurva med termomotstånd
- Figur 13 Detektorns brus som funktion av backspänningen
(detektor 10-30)
- Figur 14 Spektrum från reaktionen $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$

ENERGINIVÅER I ^{27}Al (MeV \pm keV)

Nivå nr Detta arbete Doekes et al. Crawley et al. van der Leun et al.

| | | | | |
|----|---------------|---------------|---------------|-----------------|
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 1 | 0.842 \pm 1 | - | - | 0.842 \pm 1 |
| 2 | 1.012 \pm 1 | - | - | 1.013 \pm 2 |
| 3 | 2.209 \pm 1 | - | - | 2.212 \pm 3 |
| 4 | 2.733 \pm 1 | - | - | 2.731 \pm 3 |
| 5 | 2.979 \pm 2 | - | - | 2.976 \pm 3 |
| 6 | 3.001 \pm 2 | - | - | 3.000 \pm 3 |
| 7 | 3.676 \pm 3 | - | - | 3.674 \pm 5 |
| 8 | 3.952 \pm 2 | - | - | 3.951 \pm 5 |
| 9 | 4.052 \pm 3 | - | - | 4.052 \pm 5 |
| 10 | 4.409 \pm 2 | 4.409 | 4.410 \pm 2 | 4.409 \pm 2 |
| 11 | 4.509 \pm 2 | 4.509 \pm 3 | 4.511 \pm 2 | 4.508 \pm 5 |
| 12 | 4.579 \pm 3 | 4.580 \pm 3 | 4.582 \pm 2 | 4.580 \pm 2 |
| 13 | 4.809 \pm 2 | 4.810 \pm 5 | 4.811 | 4.811 \pm 2 |
| 14 | 5.152 \pm 3 | 5.154 \pm 4 | 5.154 \pm 1 | 5.154 \pm 3 |
| 15 | 5.246 \pm 4 | 5.246 | 5.247 \pm 2 | 5.246 \pm 2 |
| 16 | 5.417 \pm 4 | 5.418 \pm 4 | | 5.410 \pm 6 |
| 17 | 5.431 \pm 5 | 5.433 \pm 4 | 5.432 \pm 3 | 5.434 \pm 2 |
| 18 | | 5.438 \pm 4 | | |
| 19 | 5.498 \pm 4 | 5.499 \pm 4 | 5.499 \pm 3 | 5.491 \pm 6 |
| 20 | 5.550 \pm 4 | 5.550 | 5.550 | 5.550 \pm 2 |
| 21 | 5.666 \pm 4 | 5.667 \pm 4 | 5.666 \pm 2 | 5.659 \pm 6 |
| 22 | 5.749 \pm 5 | 5.750 \pm 4 | 5.752 \pm 2 | 5.752 \pm 4 |
| 23 | 5.826 \pm 4 | 5.827 \pm 4 | 5.827 \pm 2 | 5.825 \pm 6 |
| 24 | 5.959 \pm 4 | 5.962 \pm 4 | 5.962 \pm 1 | 5.955 \pm 6 |
| 25 | 6.082 \pm 4 | 6.082 | 6.084 \pm 1 | 6.082 \pm 2 |
| 26 | 6.116 \pm 5 | 6.117 \pm 4 | 6.118 \pm 1 | (6.114 \pm 4) |
| 27 | 6.160 \pm 4 | 6.160 | 6.160 | 6.160 \pm 2 |

TABELL 1

| | | | | |
|----|---------|-----------|---------|-----------|
| 28 | 6.285±6 | 6.286±4 | 6.287±4 | 6.284±5 |
| 29 | 6.464±6 | 6.465±4 | | 6.466±2 |
| 30 | 6.479±5 | 6.479±4 | 6.480±2 | 6.477±3 |
| 31 | 6.517±5 | 6.515±4 | | |
| 32 | 6.537±6 | 6.537±4 | 6.534 | 6.547±12 |
| 33 | 6.610±5 | 6.609±4 | 6.612±3 | 6.606±3 |
| 34 | 6.652±5 | 6.653 | 6.658±2 | 6.653±3 |
| 35 | 6.717±5 | 6.716±4 | 6.719±3 | |
| 36 | | 6.770±4 | | |
| 37 | 6.777±5 | 6.779±4 | 6.778 | 6.778±3 |
| 38 | | 6.816±4 | | 6.815±2 |
| 39 | 6.824±5 | 6.224±4 | 6.825±2 | 6.821±2 |
| 40 | 6.954±6 | 6.952±4 | 6.955±2 | |
| 41 | 6.995±5 | 6.997±4 | 6.997 | 6.997±3 |
| 42 | 7.081±5 | 7.076±5 | 7.079±3 | |
| 43 | 7.175±5 | 7.169±5 | 7.179±1 | |
| 44 | 7.226±5 | 7.226 | 7.231±1 | (7.226±3) |
| 45 | | (7.277±5) | | |
| 46 | 7.287±5 | 7.285 | 7.291±1 | 7.285±3 |
| 47 | 7.400±6 | 7.399±5 | | |
| 48 | 7.412±6 | 7.412±5 | 7.411±2 | |
| 49 | 7.439±6 | 7.441±5 | | |
| 50 | 7.471±5 | 7.471 | 7.471 | 7.471±3 |
| 51 | 7.544±7 | 7.547±5 | 7.548±2 | |
| 52 | 7.578±6 | 7.577±5 | 7.577±1 | |
| 53 | 7.663±6 | 7.663±5 | | |
| 54 | 7.680±6 | 7.680±5 | 7.673 | |
| 55 | 7.724±6 | 7.723±5 | 7.724±2 | |
| 56 | | 7.802±6 | | |
| 57 | 7.809±5 | 7.811±6 | 7.807±2 | |

TABELL 1 forts.

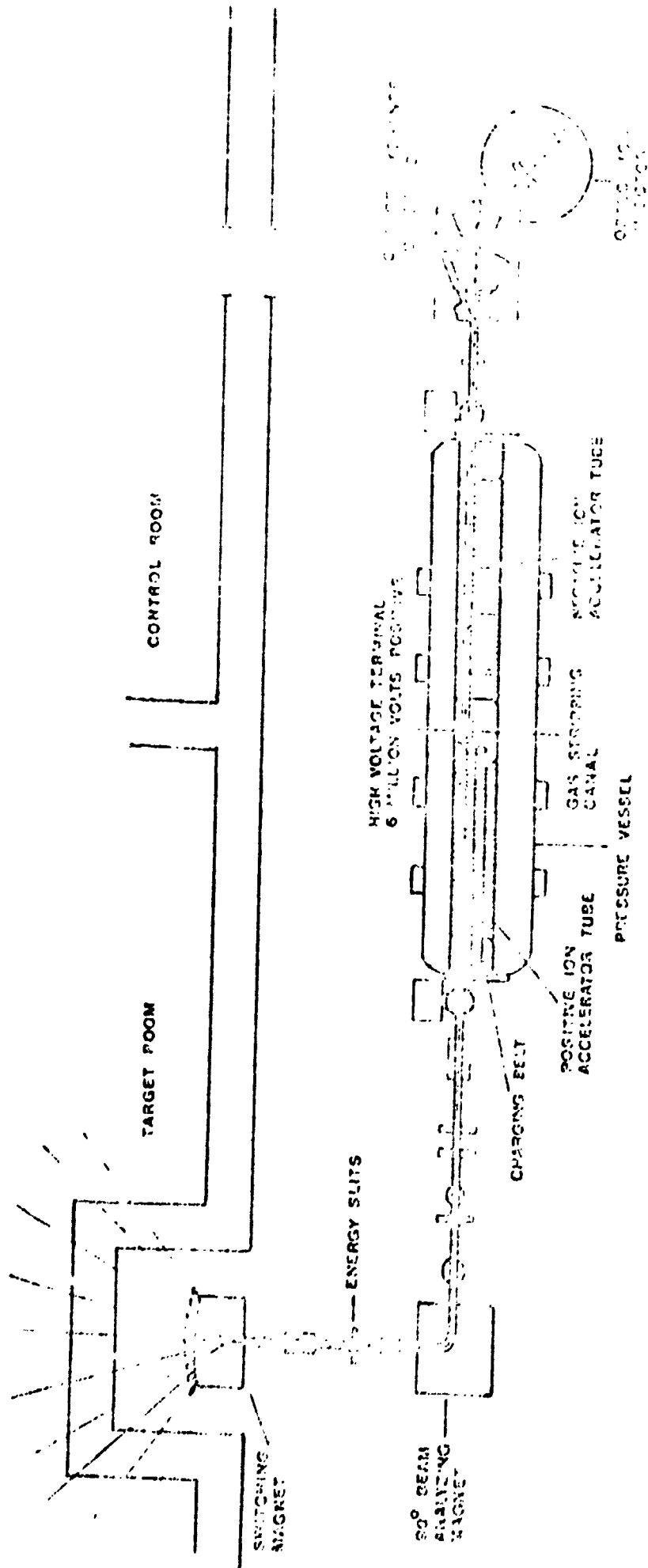


FIG. 1

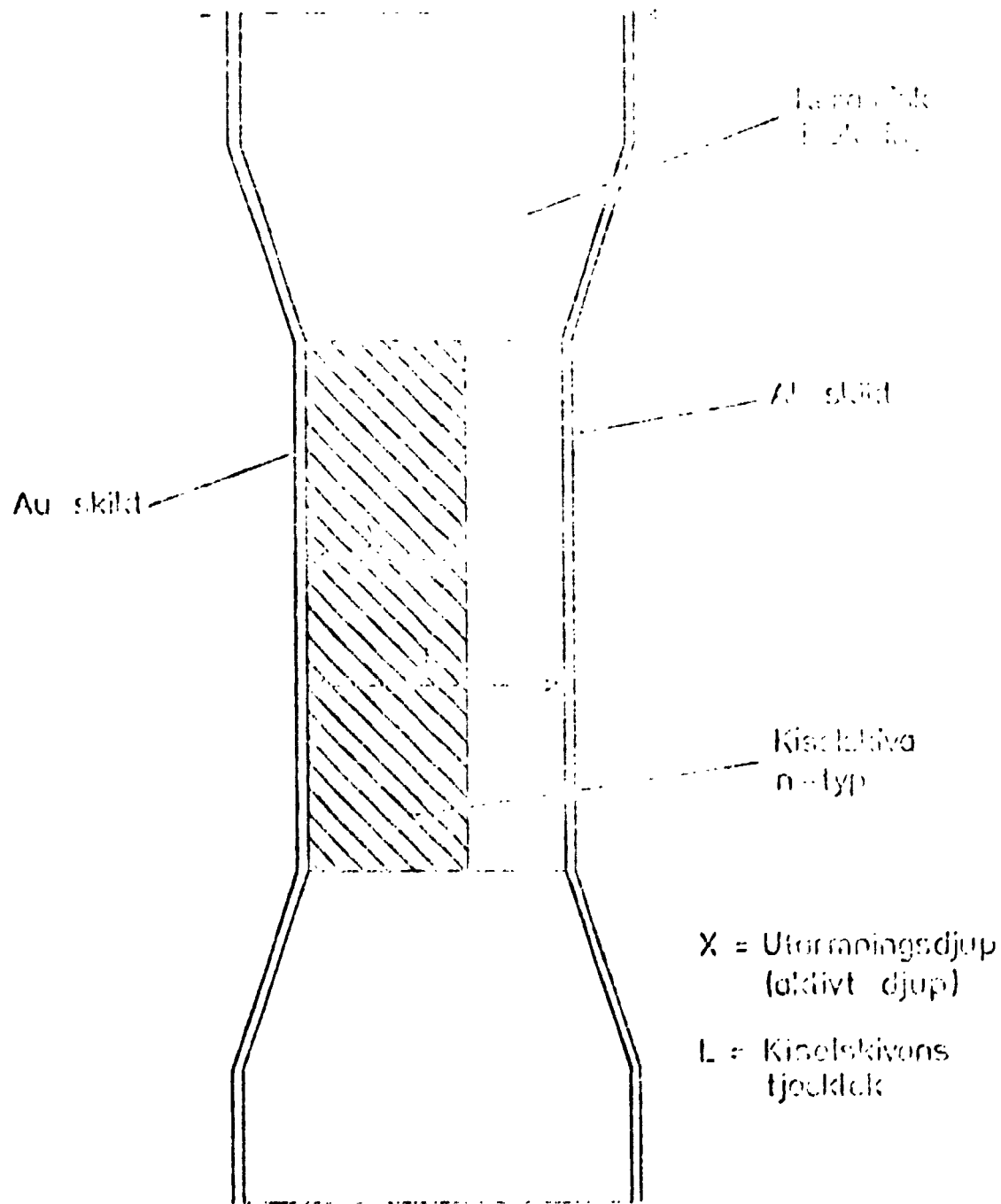


Fig. 2

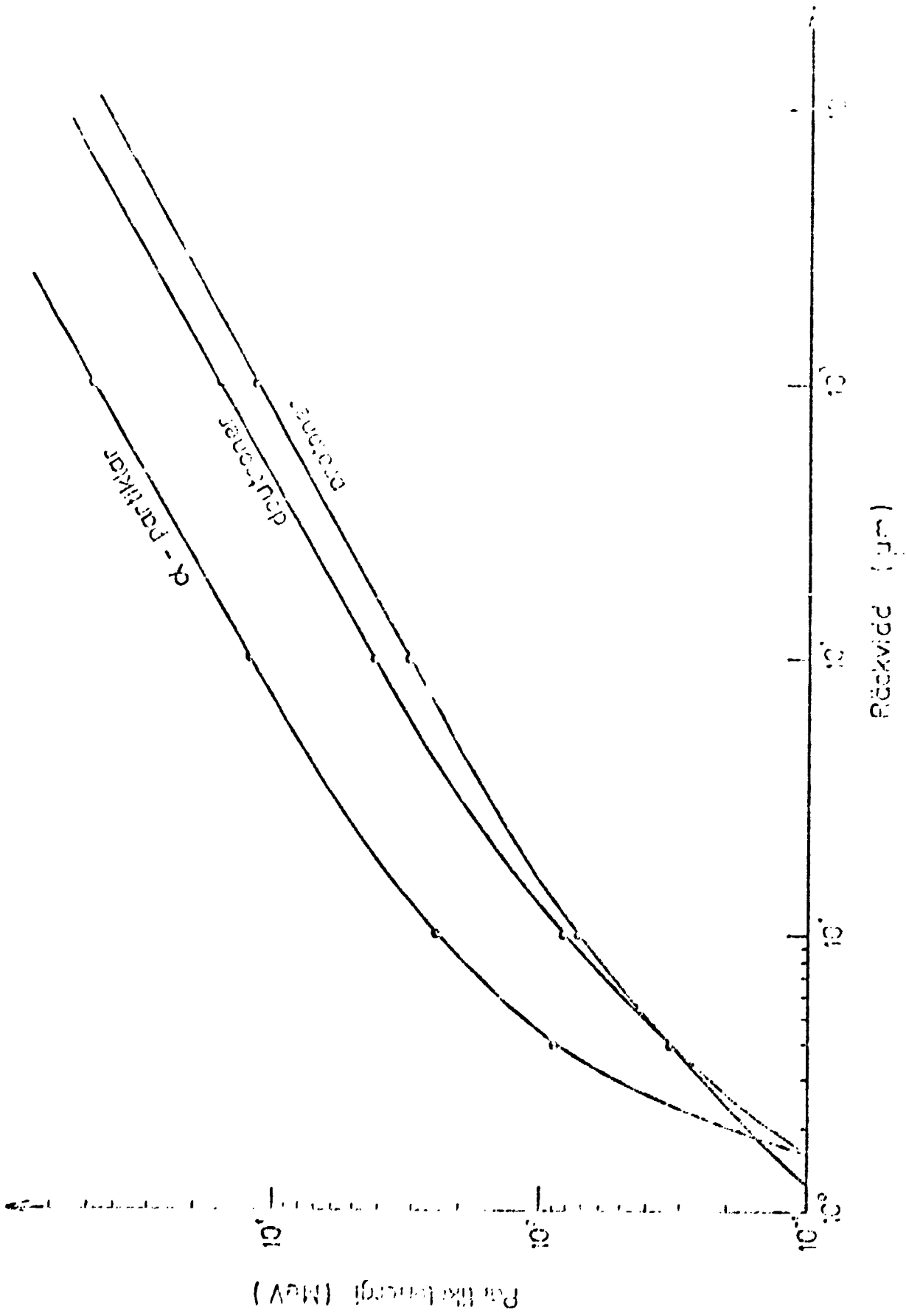


Fig. 3

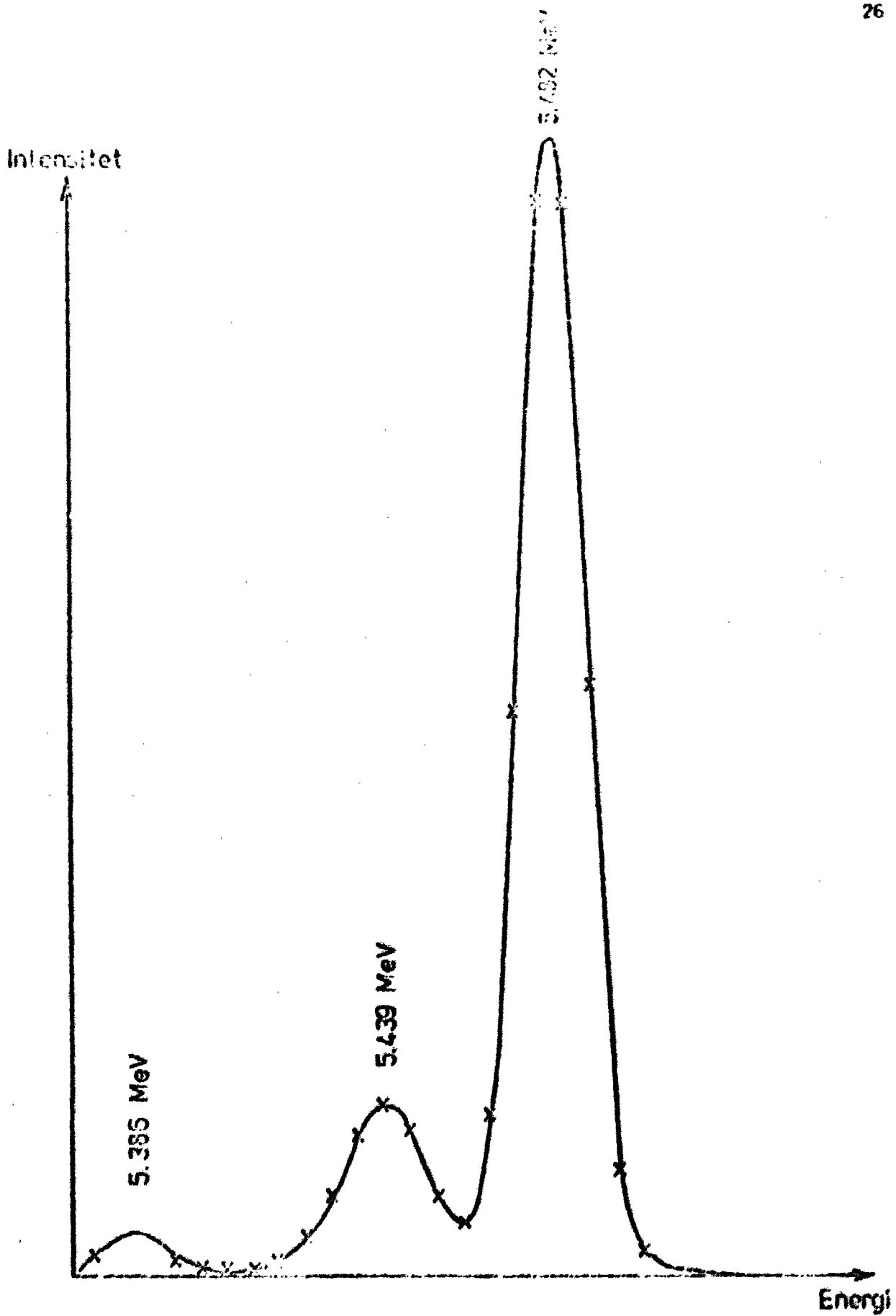


Fig. 4

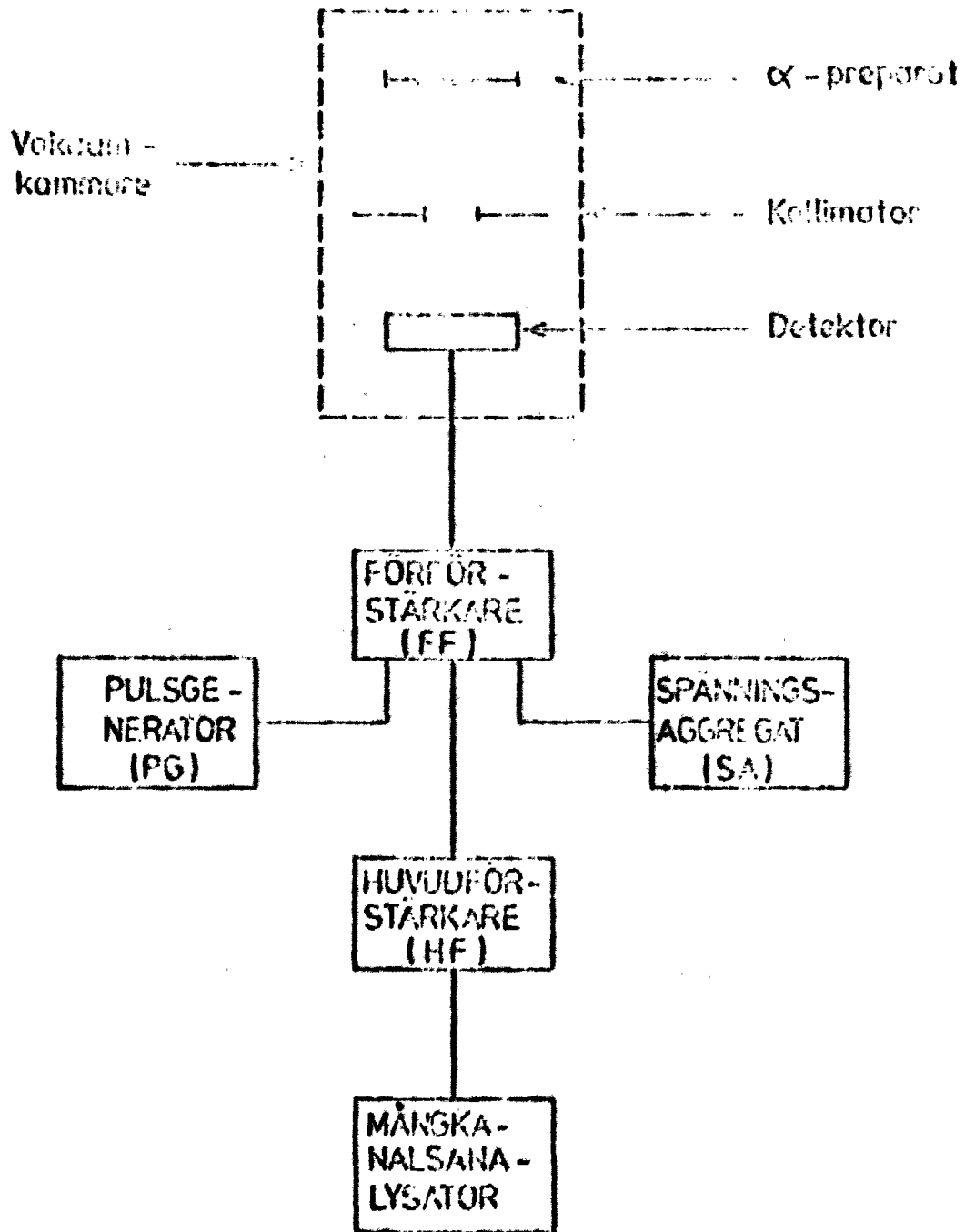


Fig. 5

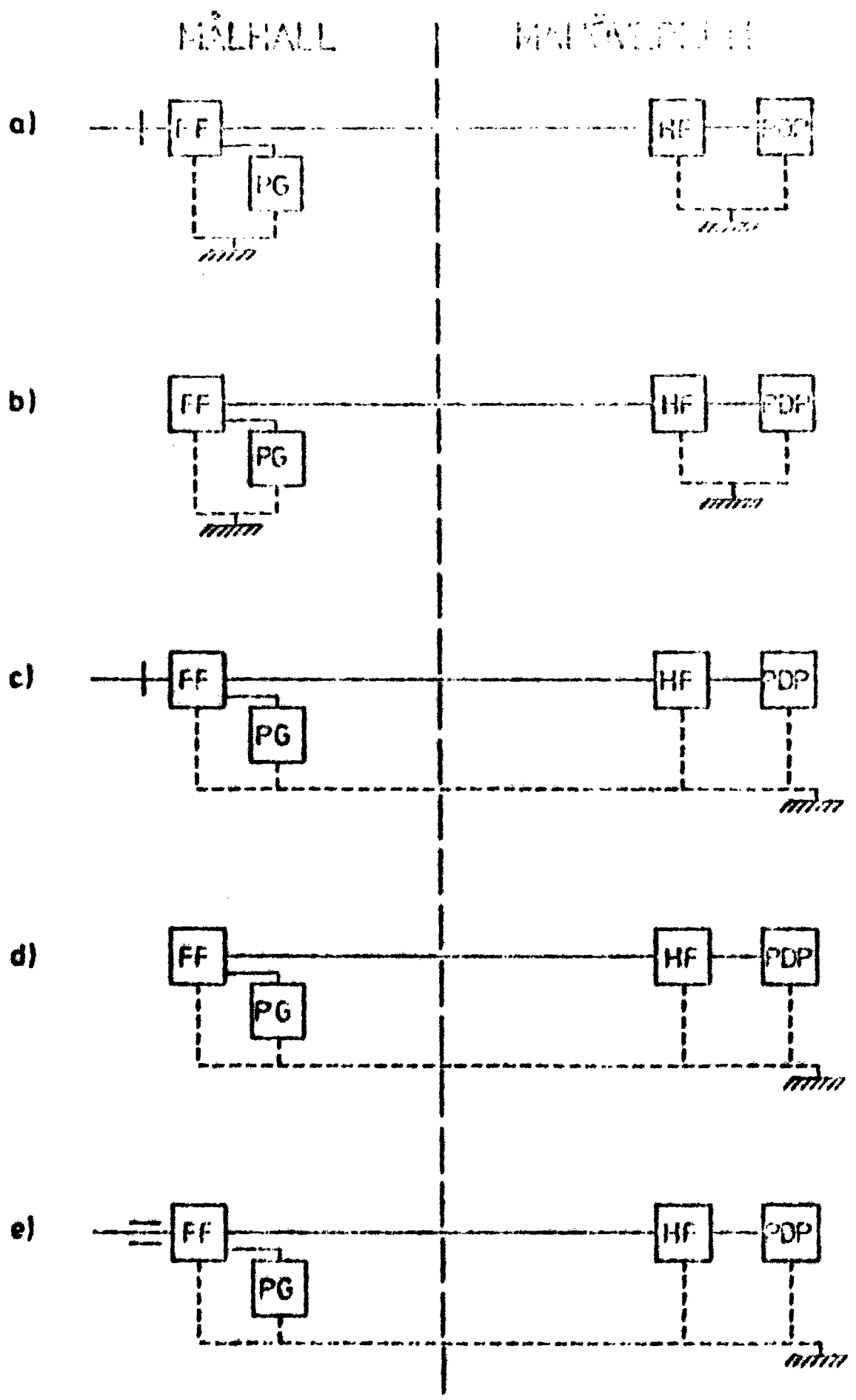
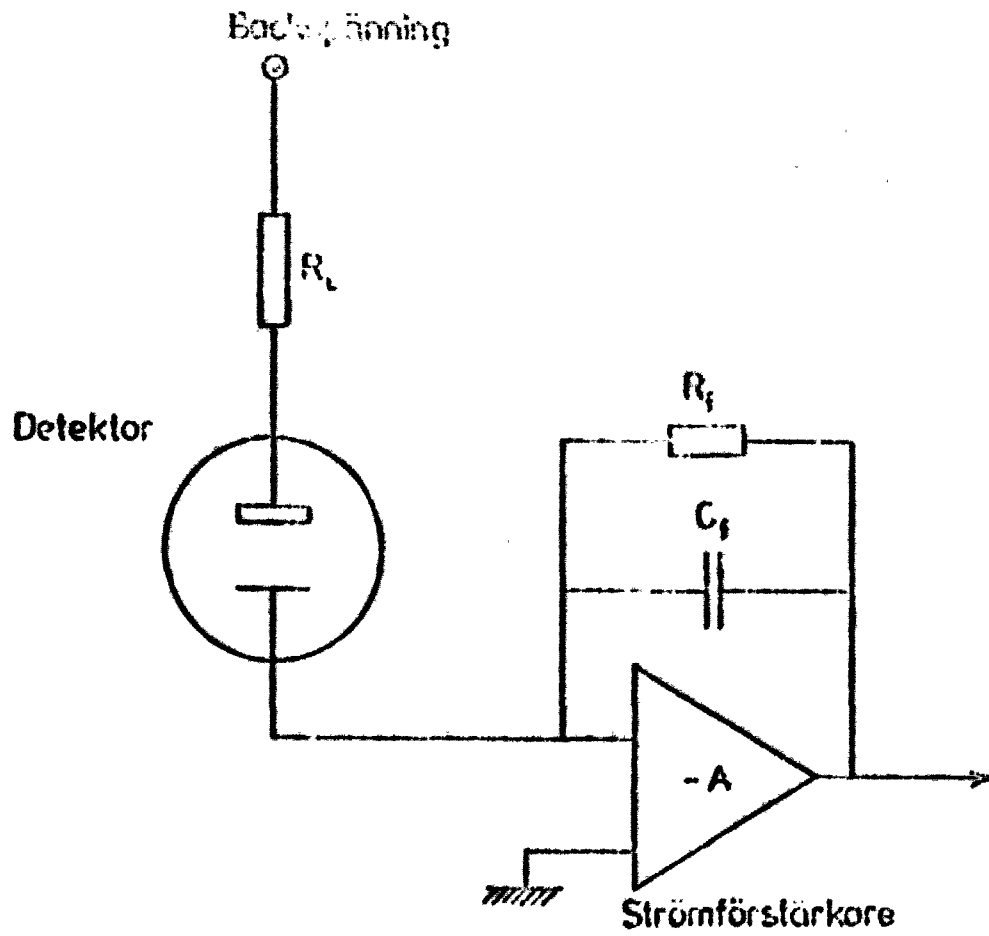
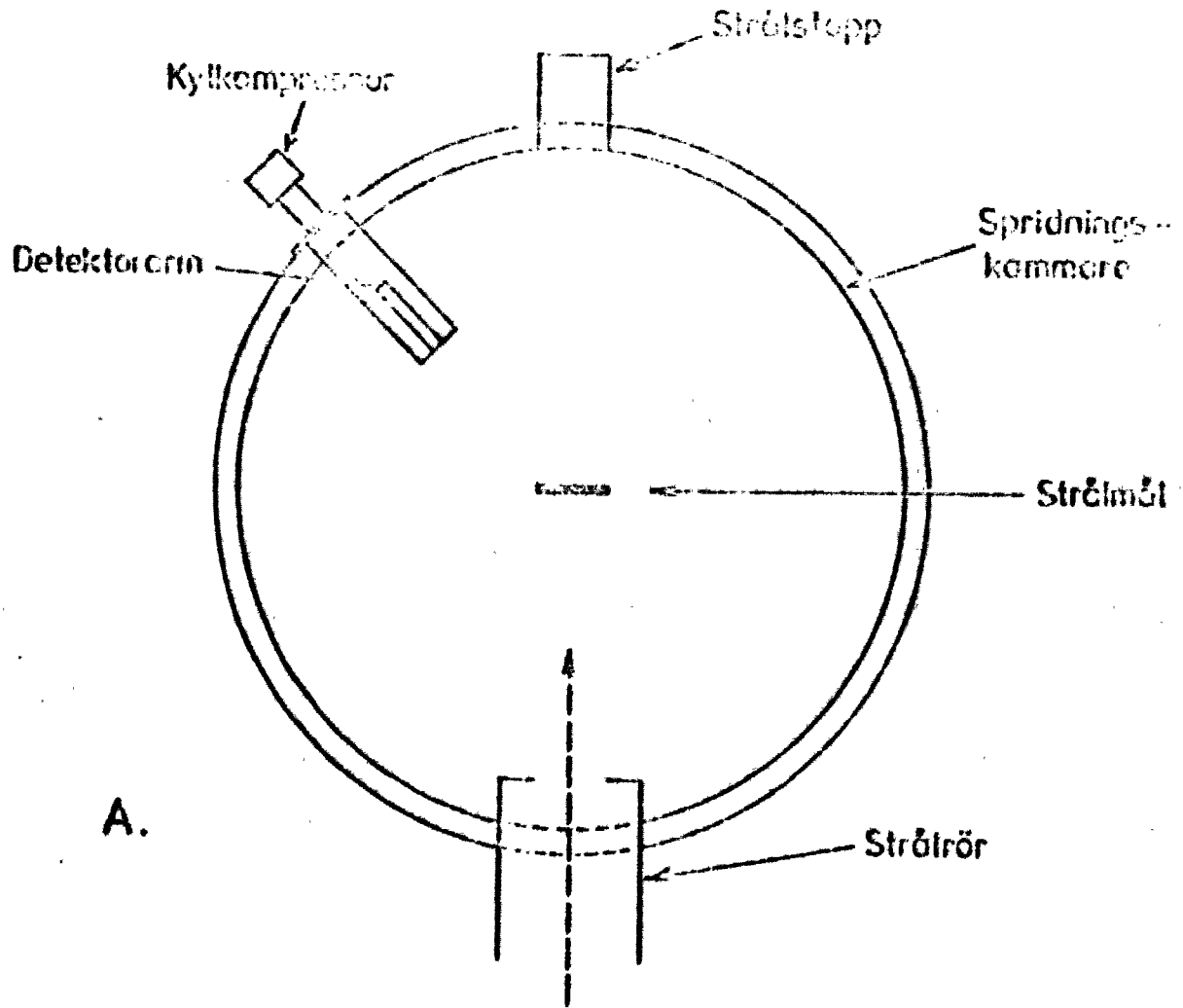


Fig. 6

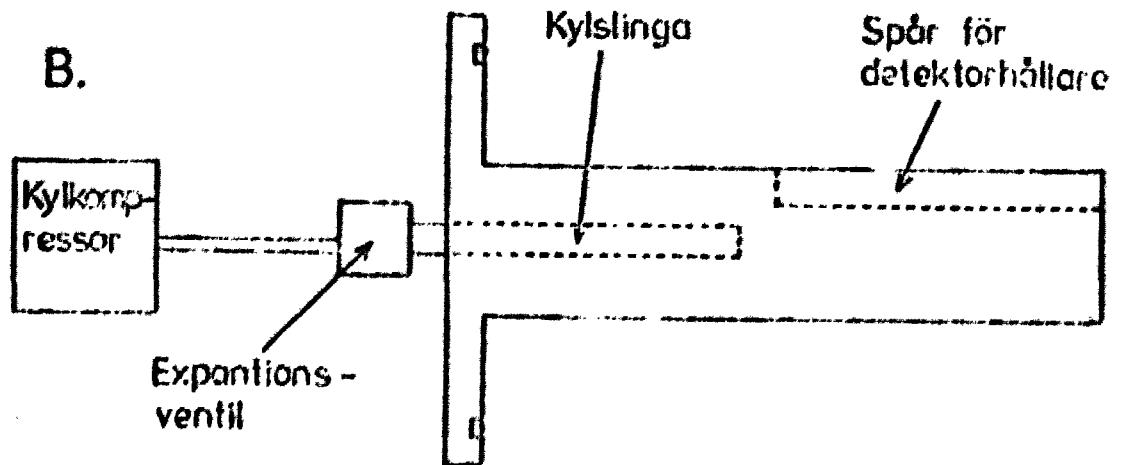


- R_L : Läckströmsmotstånd
 R_f : Återkopplingsmotstånd
 C_f : Återkopplingskondensator

Fig. 7



A.



B.

Fig. 8

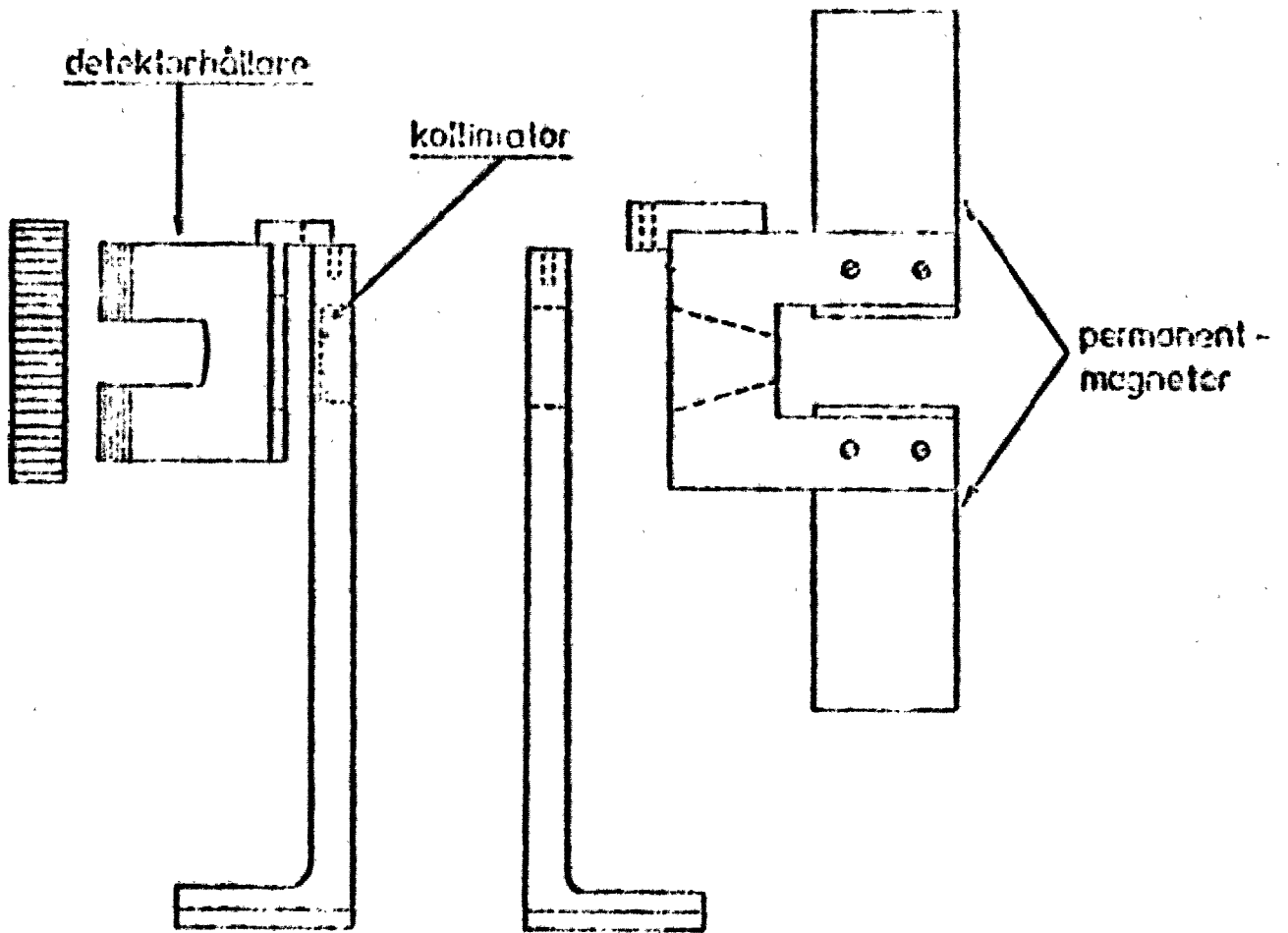


Fig. 9

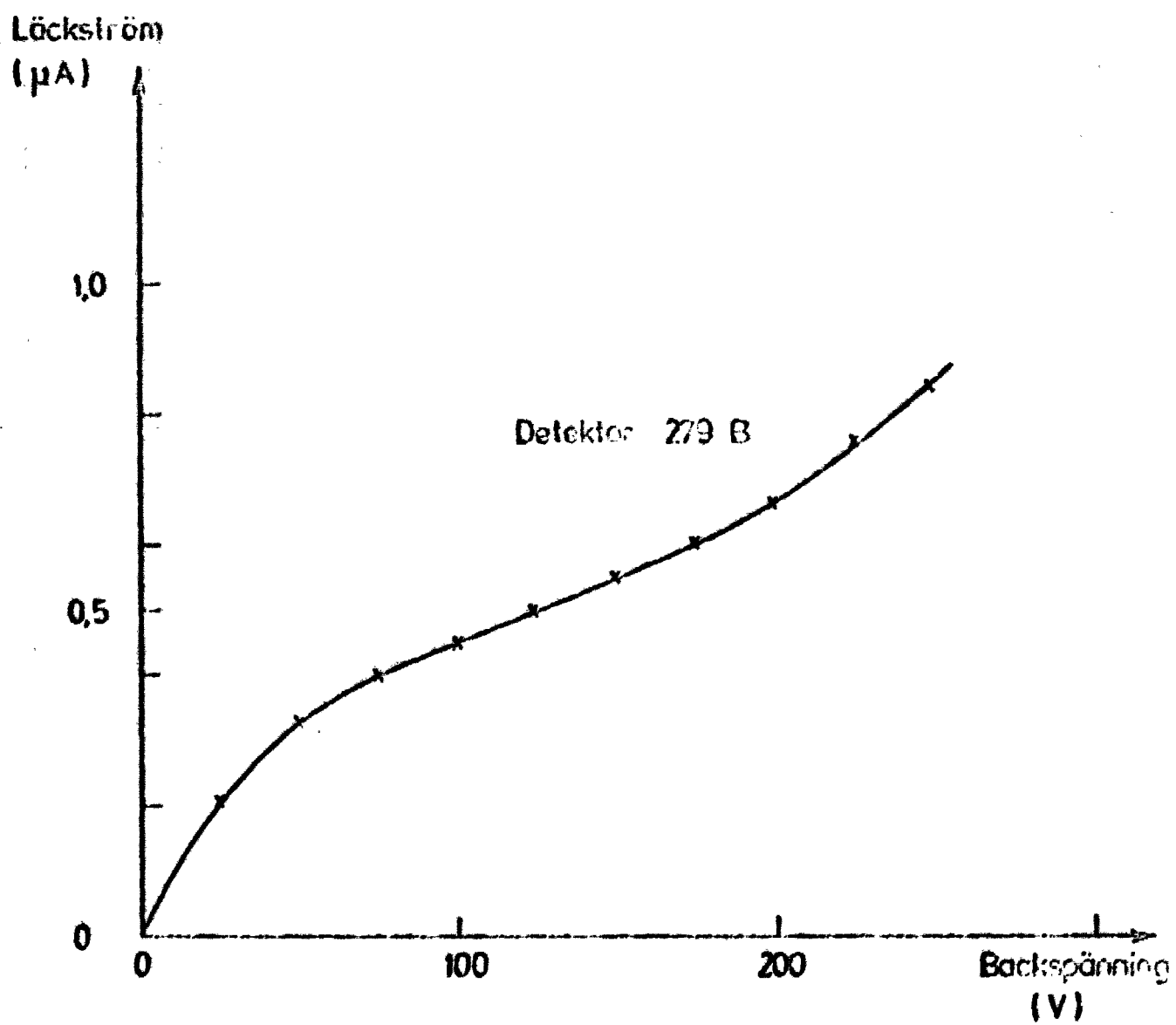


Fig. 10

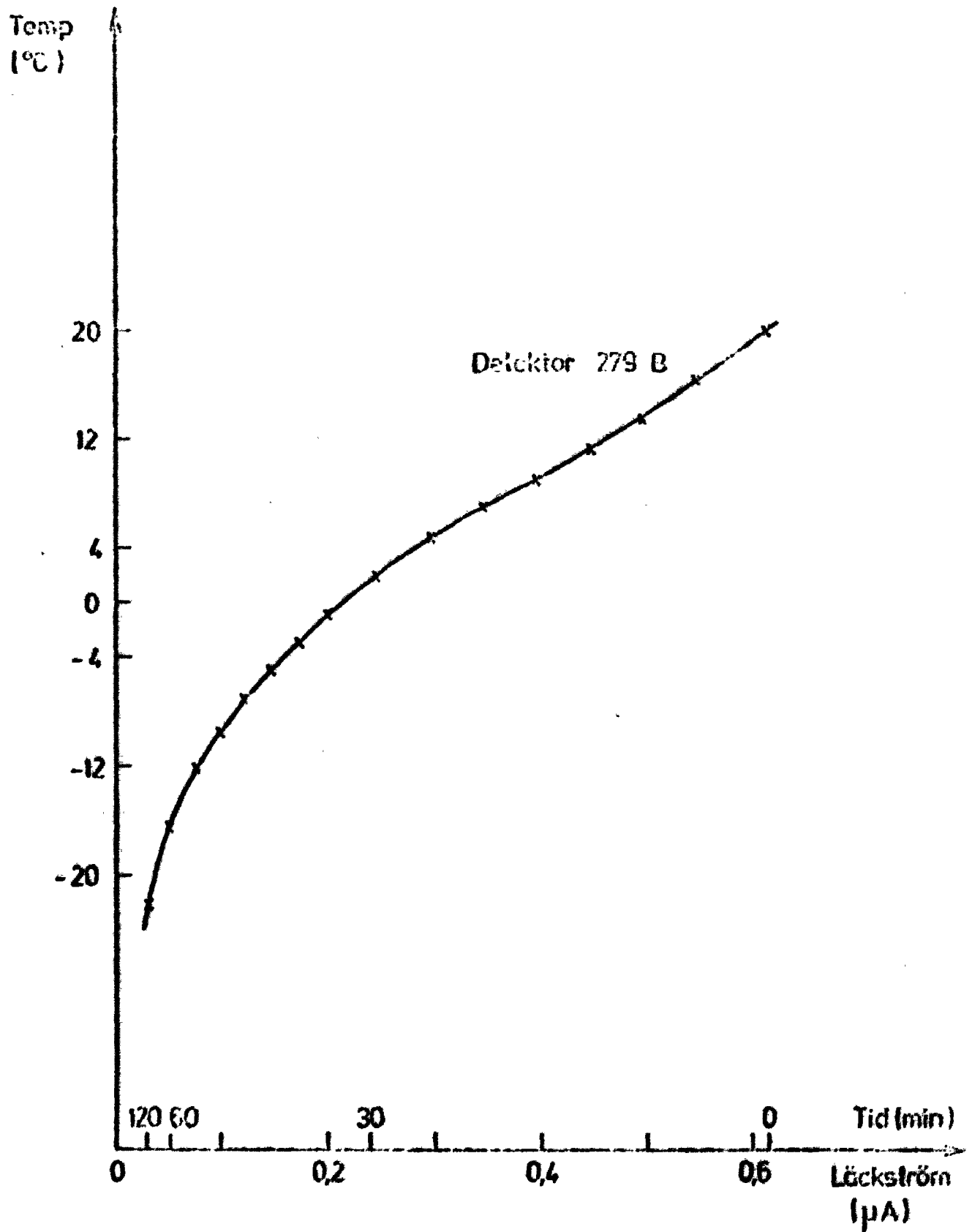


Fig. 11

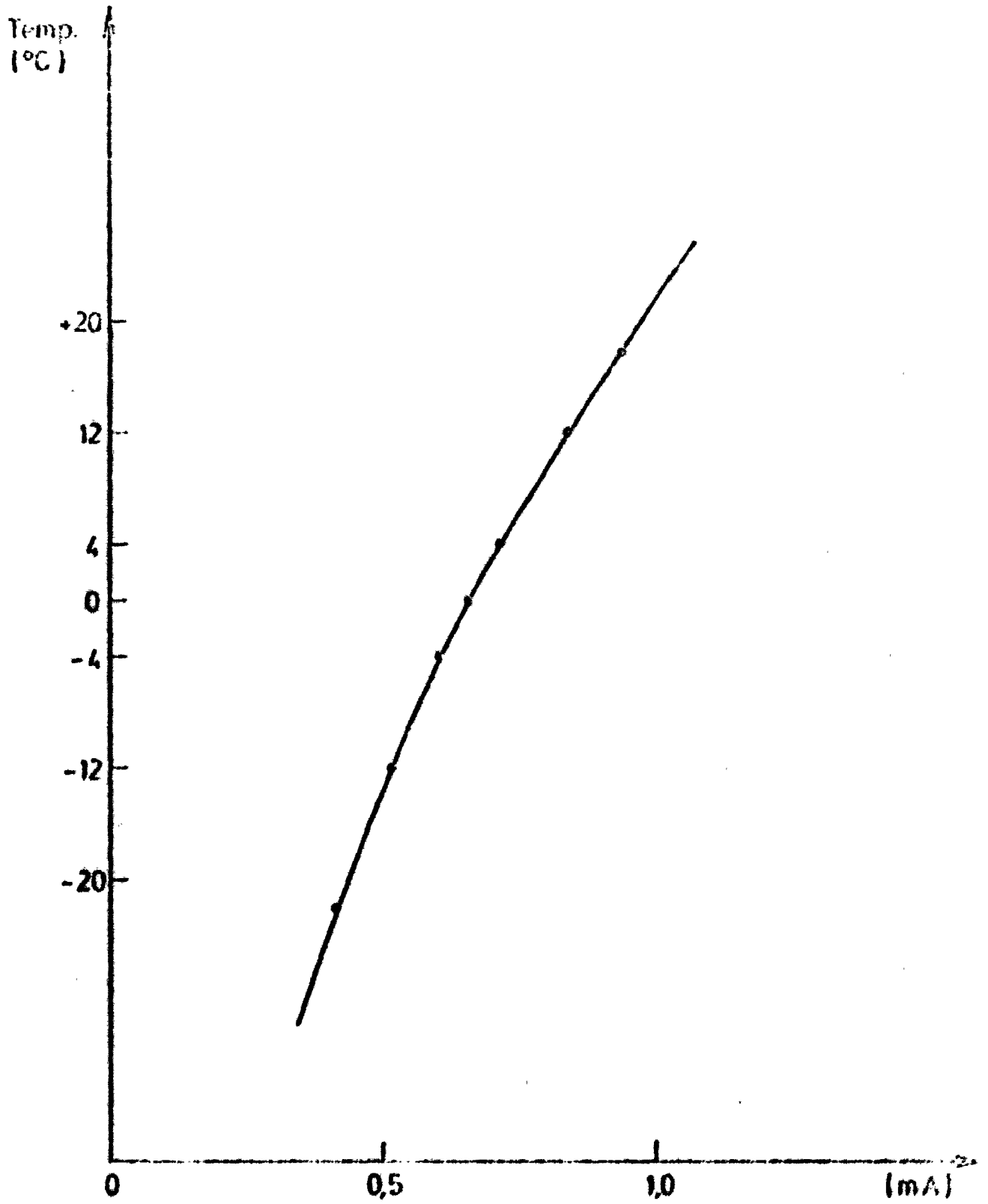


Fig. 12

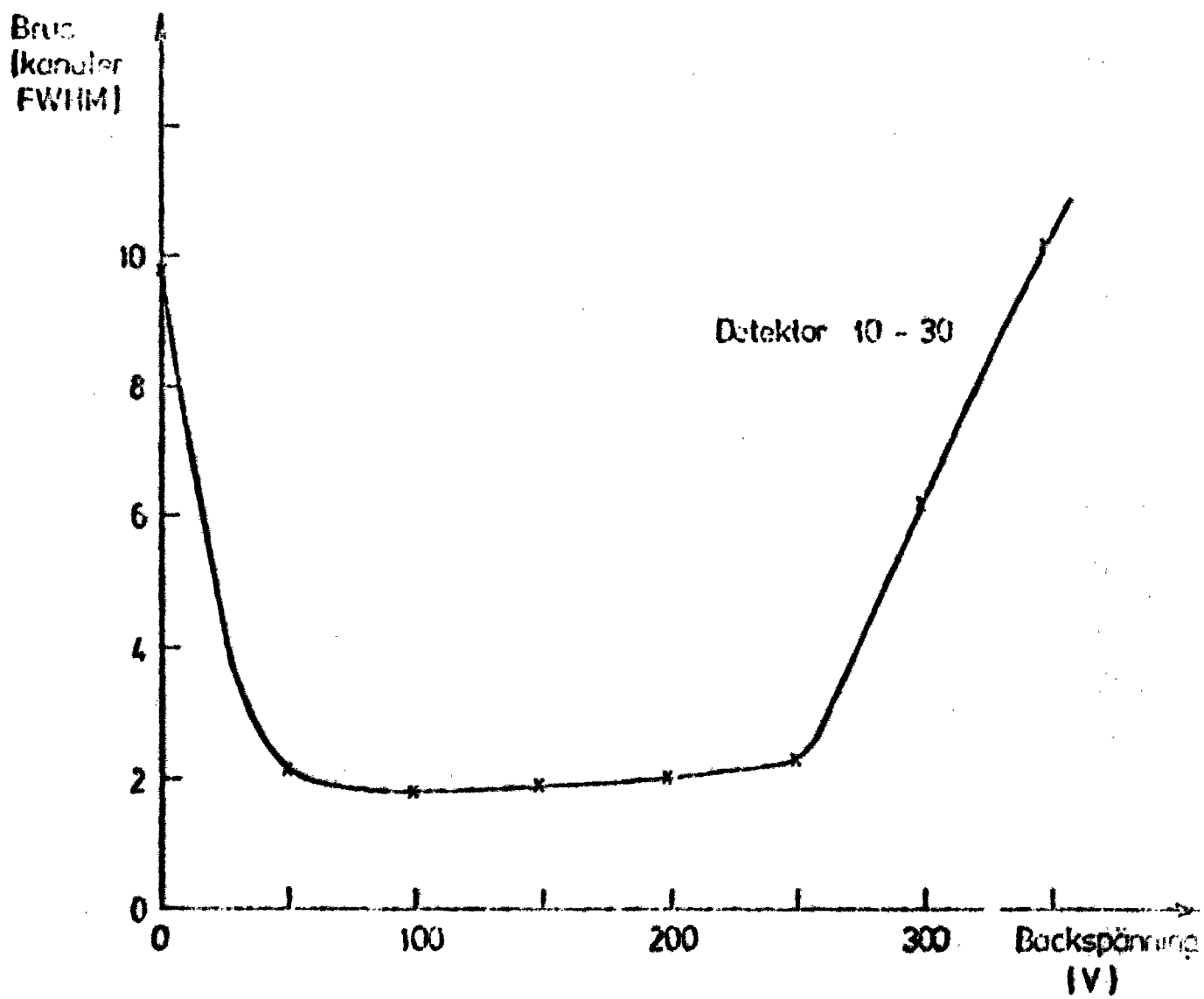
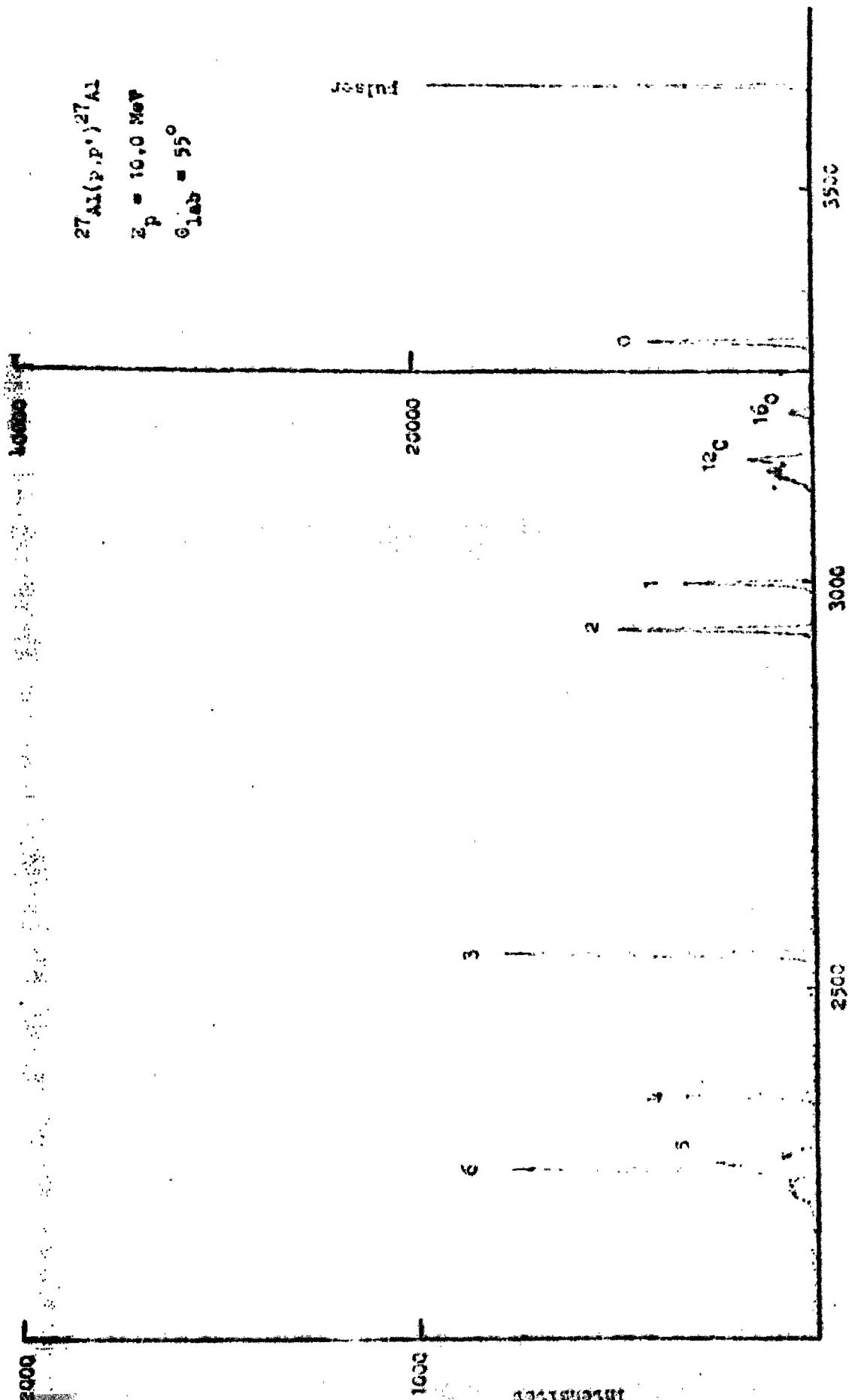


Fig. 13



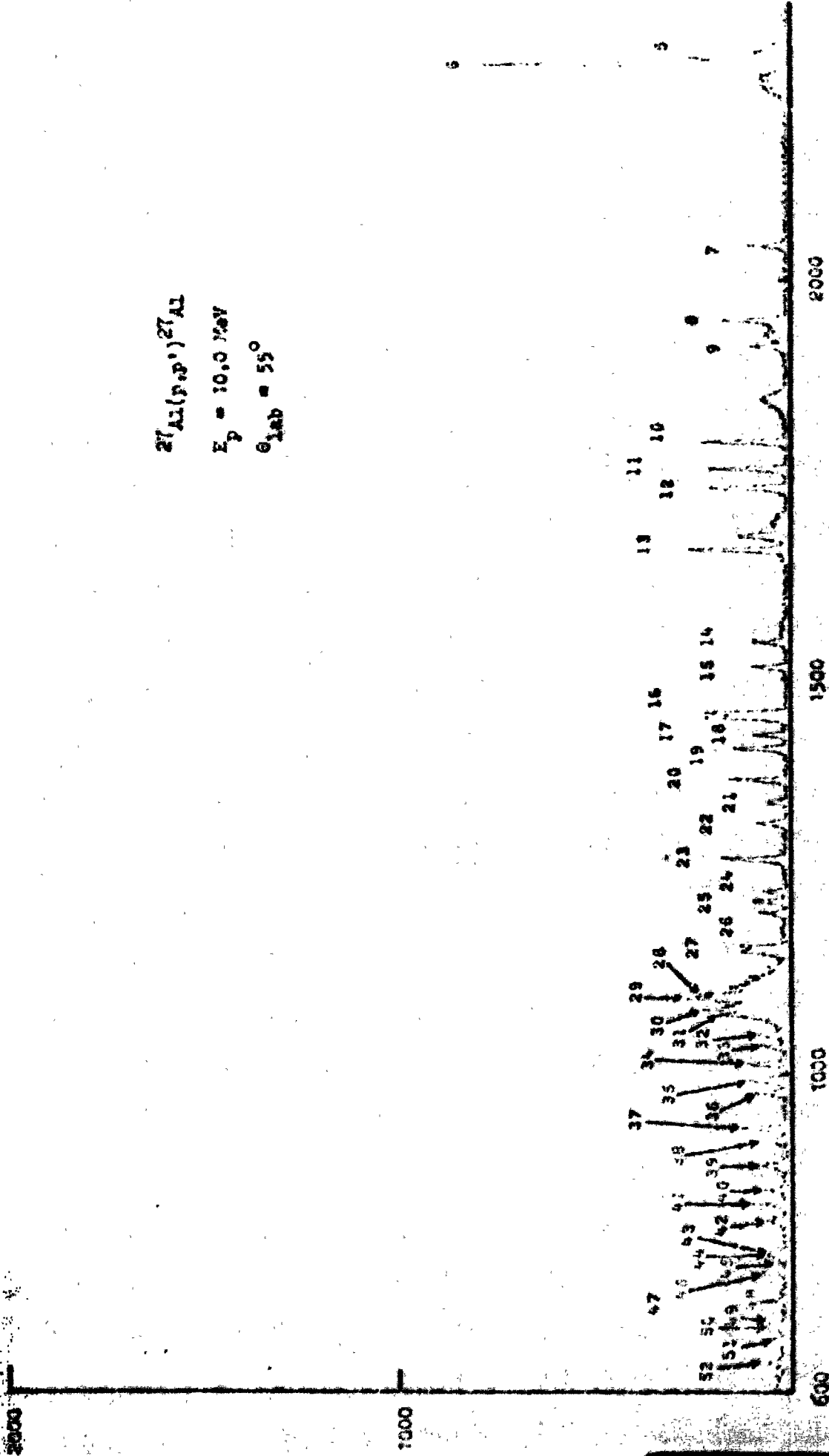
Kanalnummer

Figur 14 a

$^{27}\text{Al}(\text{P}_{25})^{27}\text{Al}$

$E_p = 10.0 \text{ MeV}$

$\theta_{\text{lab}} = 55^\circ$



Kardalimanes

Figure 14 b