

NIELS BOHR

Et Mindeskraft

FYSISK TIDSSKRIFT

KØBENHAVN 1963

Lidt af historien om cyklotronen på Niels Bohr Institut

Af N. O. Lassen.

1. Indledning.

Hvis nogen sinde nogen skriver historien om Niels Bohr Institutet på Blegdamsvej i København, må det blive en fortælling om gentagne ombygninger og udvidelser. Jeg har oplevet flere, og hver gang sagde man, at nu var det langt den største udvidelse. Den første af disse fandt sted i min studietid i de år, da jeg under Dr. J. C. Jacobsens vejledning blev indviet i kunsten at lave tællere, ioniseringskamre og tågekamre, hvilket foregik i kælderen under Matematisk Institut (Blegdamsvej 15), medens udvidelsen skete i den anden ende af Institutets område. Udvidelsen bestod i opførelse af en hal til et millionvoltsanlæg og lokaler til cyklotronen, ved hvilken jeg har arbejdet siden min embedseksamen i 1938.

Ved senere ombygninger har jeg været impliceret i planlægningen af mindre dele af byggeriet og har herunder haft den oplevelse at se, med hvor stor iver og utrættelig grundighed *Niels Bohr* selv tog del i overvejelserne og diskuterede alt indtil de mindste detaljer, for at de kommende bygninger på bedst mulig måde skulle tjene deres formål. Ofte prøvede han med en blyant at flytte en mur på de fine arkitekttegninger lidt til den ene eller anden side, eller han flyttede rundt med vaske og andre installationer. Ofte flyttede han dagen efter muren tilbage eller andre steder hen, og dette kunne vare ved, indtil håndværkerne var i færd med at opføre muren, ja lejlighedsvis kunne det også hænde, at håndværkerne hovedrystende måtte flytte en allerede påbegyndt mur, fordi den helt rigtige idé i sidste øjeblik var dukket op.

Historien om cyklotronen er også en fortælling om gentagne ombygninger og forbedringer. Den nuværende maskine indeholder ikke mange af de oprindelige dele. Den store magnet, som *Thomas B. Thrige* forærede, og hvis fremstilling direktør

men også den er ændret tre-fire gange, bl.a. er polafstanden bleven forøget fra 9 til 11 cm, og der er boret huller midt igennem polbenene til ionkilder. Noget tilsvarende gælder om den store omformer, som leverer strømmen til magneten. Bortset fra nogle transformere er ellers alle dele udskiftede. Vakuumbeholder, duantsystem, sendersystem, afbøjningselektrode . . . , alt er ændret, noget endda mange gange.

Men vi skulle vel begynde med begyndelsen. Det var *Niels Bohrs 50 års fødselsdag* i 1935. Ved denne lejlighed blev der fra forskellig side stillet midler til rådighed for ham, således at den eksperimentelle afdeling af Institutet kunne forsynes med et højspændingsanlæg og en cyklotron. Dette var instrumenter, som på det tidspunkt var ret nye. Der var kun gået tre-fire år siden Cockcroft og Waltons berømte forsøg i Cambridge, ved hvilket det første gang lykkedes at frembringe atomkerneprocesser med partikler, som man selv havde accelereret i et højspændingsanlæg. Cyklotronen var lige så ung; den første lille cyklotron var konstrueret af Lawrence i Kalifornien i 1932.

Når vi her i Danmark har kunnet være med, oven i købet på et ret tidligt tidspunkt, til at drive forskning med sådanne efter tidens forhold ret kostbare instrumenter, skyldes det *Niels Bohrs* initiativ, og hans berømmelse gjorde det muligt for ham at skaffe midler. Men hans indsats for eksperimentalfysikken var ikke dermed forbi. Som allerede nævnt var han meget ivrig for at skaffe de bedst mulige lokaler til os, og selv om han aldrig i min tid har taget del i noget eksperimentelt forsøg, fulgte han stort arbejde ret nøje, til tider dagligt, men i hvert fald altid i større træk. Dette gjaldt både under opbygningsfasen og under de senere ombygninger, men i endnu højere grad i de perioder, da maskinen anvendtes til forskning. Ofte kom han ned i kælderen og talte med os, men ofte skete det også, at man lod fru Schultz vide, at man havde noget at tale med professoren om, og så blev man senere kaldt over til ham i hans arbejdsværelse i »villaaen«.

Jeg kan tydeligt se for mig professor Bohr sidde i den store lænestol i dette værelse. På hjørnet af bordet foran ham står et askebæger med en pipe, og ved siden af ligger en husholdnings-sække tændstikker. I hånden har han et stykke papir med

en kurve på, og jeg har lige fortalt ham, at de viste resultater skulle være ret sikre, skønt de jo er i nogen modsætning til teorien. Han lægger papiret og siger, at *det er meget interessant, nu må han rigtig høre om det*. Så begynder vi en samtale, som jo mest er en enetale, ret hyppigt afbrudt, medens han tænder piben; hver gang kaster han tændstikken over skulderen hen imod kaminen bagved. Jeg er efterhånden falden til ro i denne hyggelige atmosfære og synes, jeg kan følge med i hans tankegang, men så siger han: »*Det er meget interessant. Det er netop hvad man ville vente.*« Professor Bohr rejser sig, går en tur rundt om stolen, hen i den anden ende af værelset, tilbage, rundt om stolen, osv., medens han forklarer mig sagen.

2. Cyklotronens start. Fission med deuteroner.

Da jeg i februar 38 blev knyttet til cyklotronen, var lokalerne færdige, magneten var stillet op, og arbejdet med konstruktionen af de mange apparatdele var i fuld gang. Lederen af arbejdet var dr. J. C. Jacobsen (senere professor J.). Medarbejderne var cand. mag. Svend Høffer Jensen, en fysikstuderende, stud. mag. H. P. Barfoed og, først og fremmest, den unge amerikanske fysiker, dr. L. Jackson Laslett, som var uddannet hos Lawrence, og hvis erfaring i cyklotronkonstruktion var til uvurderlig hjælp. Foruden os »heltidsbeskæftigede« var også lejlighedsvis den østrigske fysiker, dr. O. R. Frisch, som senere rejste til England, med i arbejdet. Meget af det håndværksmæssige arbejde udførte vi selv efter bedste evne, men desuden fik vi naturligvis god hjælp af Institutets værksted, som lededes af laboratoriemester H. W. Olsen; til stadighed var mindst een svend beskæftiget med arbejde for cyklotronen.

Barfoed forlod os i sommeren 1938, idet han på een og samme dag fik sin eksamen, blev gift og rejste til Grønland. Heller ikke Laslett fik set cyklotronen i egentlig drift, idet han rejste hjem til U.S.A. 15. november, lige inden det lykkedes os at få en deuteronstråle bøjret ud i bestrålingspotten. Allerede den 1. november 1938 havde vi dog kunnet konstatere en virkning af cyklotronen. Vi var den dag til middagselskab hos dr. Jacobsens i Gentofte; men vi havde ikke rigtig ro i sindet, og efter middagen kørte dr. Jacobsen os i sin bil ind til Institutet, og i

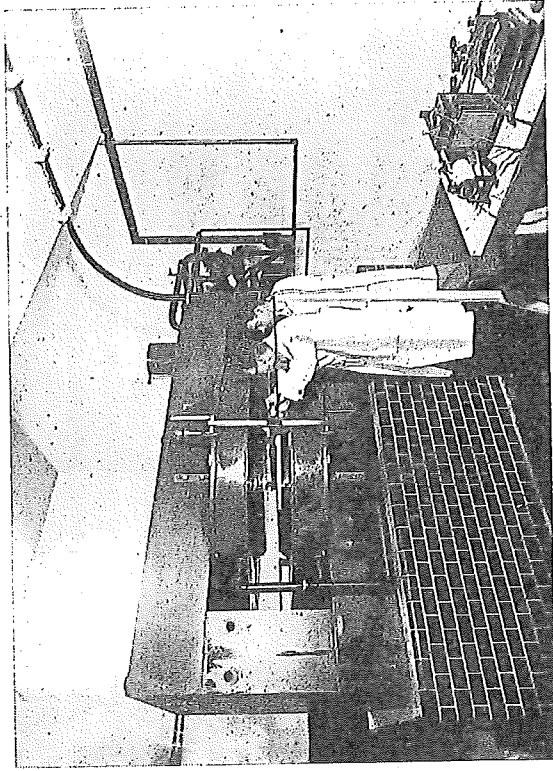


Fig. 1. H. P. Barfoed og forfatteren i færd med at måle magnetfelt. Egentlig skulle den ene af os sidde noget borte og iagttage et galvanometerudslag, men fotografen ville gerne have os begge på billedet. Dette er et af de tidlige billeder, hvor magneten endnu står nogenlunde frit og ikke er overhængt med apparater. Man ser den murede sokkel, det ca. 35 tons tunge jernåg, de oliegennemstrømmede spolekasser og de koniske polben. På det øverste polben er skruet en 4 cm tyk polplade på en sådan måde, at der over den er en 6 mm høj »shimming-spalte«. Det nedreste polben har ingen sådan spalte, en mangel, som ret tidligt blev rettet.

nattens løb indtraf den historiske begivenhed. Ved den lejlighed var der anbragt et lille berylliumoxydrør på højkant inde i en af duanterne, og en tæller, som Frisch havde stillet op i nærheden, talte kraftigt ved en magnetstrøm på 140,3 ampères. En sølvplade, som var anbragt inde i en paraffinklods, blev radioaktiv ved neutronbestrålingen. Der konstateredes en skævhed af duanterne; da denne var rettet, gentoges d. 11. november eksperimentet med større resultat. Denne gang kunne man se berylliumoxydrøret gløde, og neutronintensiteten måltes; den svarede til ca. 400 g Ra + Be. Endelig den 19. november bragtes en fluorescenskærm, anbragt i bestrålingspotten, til at lyse; med 80 μ aluminium foran kunne den stadig lyse, men ikke med 100 μ foran; heraf vurderedes deuteroneenergien til ca. 4 MeV. Samme dag bestråledes fosfor med deuteroner, og en kraftig aktivitet iagttoges.

Formentlig var det den første fungerende cyklotron på det europæiske fastland. Endnu manglede dog mange måneders arbejde, inden maskinen kunne tages i brug. De første anvendelser af den var til fremstilling af *radioaktive isotoper af natrium, kalium, hafnium* og andre stoffer, som blev anvendt af professor *Hevesy* og medarbejdere som »tracere« ved biologiske forsøg.

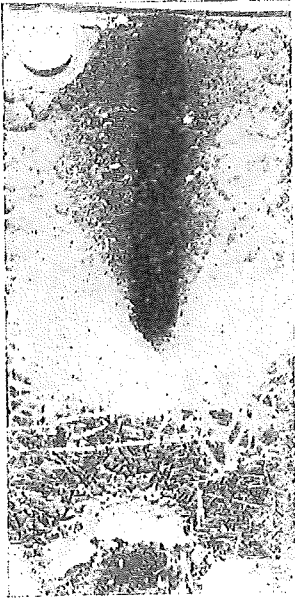


Fig. 2. Target af KCl, smeltet på en 15 × 30 mm² platinplade og bestrålet med deuteroner. Efter bestrålingen er targetet sort, hvor strålen har ramt, og blå udenom. Det ses, at deutronstrålen på grund af den kraftige fokusering i cyklotronen kun er et par mm høj. Den vandrette udstreknig er bestemt af afbøjningsspalten.

Kort tid efter opdagelsen af fissionen ved årsskiftet 1938—39 fremstillede *Jacobsen* en pille af uranylinitrat, og den bestråledes med deuteroner første gang den 11. februar 1939. Nogen aktivitet konstateredes, men formentlig skyldtes den mest kvælstof- og iltindholdet. Vi prøvede også snart efter den af *Frisch* og *Meitner* foreslåede recoil opsamlingsmetode, foreløbig dog med ringe held. Senere på året, efter professor *Bohrs* hjemkomst fra Amerika, hvor han sammen med *Wheeler* havde skrevet deres nu klassiske arbejde »*The Mechanism in Nuclear Fission*«¹, gik vi på hans forslag i gang med en mere systematisk undersøgelse af *fission fremkaldt med deuteroner*. Hidtil kendte man neutroninduceret fission, men *Bohr* og *Wheeler* havde forudsagt, at fission også måtte resultere ved bestråling med andre partikler, f. eks. deuteroner. Naturligvis måtte deuteronerne så have tilstrækkelig energi til at trænge gennem potentialbarrieren omkring de tunge targetkerner, og vor første opgave var derfor at forøge cyklotronenergien så

meget som muligt fra de 7-8 MeV, vi dengang havde. Dette var vanskeligt og tog megen tid, og først hen på foråret 1940 havde vi en brugbar stråle med energien 9,5 MeV.

Bohr var nu særlig interesseret i en måling af *forholdet mellem fissionsudbyttet fra thorium og fra uran*, idet han havde indset, at dette forhold kunne give oplysning om fissionsmekanismen. Ved deutronbestrålingen dannes — efter *Bohrs* teori — først en compoundkerne, som er i en højt anslået tilstand (~ 15 MeV), og som kan henfalde (hovedsagelig) på to konkurrerende måder, enten ved fission eller ved neutronudsendelse. *Bohr* kunne vurdere sandsynlighederne for de to processer; disse er bestemte af neutronbindingsenergien og den kritiske tærskelværdi for fission, og disse størrelser er igen afhængige af massetal og ladningstal. (Ved deutronfission spiller den sjældne uranisotop U^{235} en underordnet rolle, i modsætning til, hvad tilfældet er ved neutroninduceret fission; dette kommer af den høje anslagsenergi). For Th vil ca. en fjerdedel af henfaldene ske ved fission. Kaldes tværsnittet for compoundkernedannelse σ_0 , fandt *Bohr*² for fissionstværsnittene for Th og U

$$\sigma_f'(\text{Th}) = \frac{1}{4}\sigma_0 \quad \sigma_f''(\text{U}) = \frac{2}{3}\sigma_0. \quad (1)$$

Dette ville føre til et næsten tre gange så stort fissionsudbytte fra U som fra Th. Men *Bohr* mente, at selv i de tilfælde, hvor compoundkernen henfaldt ved neutronudsendelse, altså ikke fissionerede, kunne man dog få fission, idet efter neutronudsendelsen måtte restkernen stadig være tilstrækkelig højt anslået til at kunne fissionere, i hvert fald i nogle tilfælde. For tværsnittene for sådan »andet trins fission« fandt han

$$\sigma_f''(\text{Th}) = \frac{3}{5}\alpha\sigma_0 \quad \sigma_f'''(\text{U}) = \frac{8}{25}\alpha\sigma_0, \quad (2)$$

hvor α angiver den brøkdelen af restkernerne, som har den fornødne excitationenergi. Sætter man her $\alpha = 1$, findes en ganske anden værdi for forholdet $F = \sigma_f'(\text{Th})/\sigma_f''(\text{U})$ mellem de totale fissionsudbytter fra Th og U.

Eksperimentelt³ fandtes $F = 0,7$, et resultat, som *Bohr*

mente bekræftede hans tanker, og som vel var medvirkende til, at han skrev sit arbejde: *Successive Transformations in Nuclear Fission*.²

Det bør måske her indskydes, at i vore dage forekommer det os indlysende, at ikke alene kan compoundkernen henfalde på forskellige måder, men det kan også dens efterkommere, hvis anlagsenergien er tilstrækkelig høj. Men vi må jo huske på, at i 1940 var *compoundkernebegrebet* forholdsvis nyt, idet det

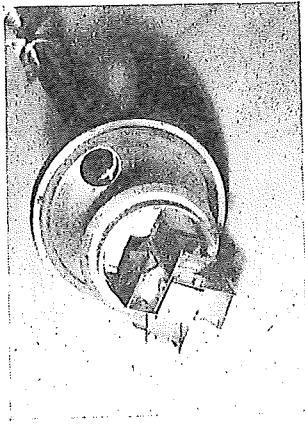


Fig. 3. Targetholder anvendt ved forsøgene over deuteroinduceret fission. Fire targets bestråledes samtidigt og med samme deuterondosis, idet holderen under bestrålingen til stadighed roteredes. Et ydre hylster, som kunne holde forskellige absorberfolier, således at de fire targets kunne bestråles med hver sin energi, er fjernet. Th- og U-targets sad på de forreste skrå plader; ved fission slynges fissionspartiklerne fra hinanden, og nogle af dem opfangedes på folier af papir eller aluminium, som sad på de bageste skrå plader.

var opstået i tiden omkring og efter 1936 som resultat af teoretiske betragtninger af Bohr og andre. Det var netop bl.a. gennem eksperimentelle undersøgelser af fissionen, som nøje bekræftede Bohr og Wheelers forudsigelser, at tiltroen til compoundkernedannelsen og til den *Bohrske vædskedråbemodel* vandt fremgang. Desuden må vi erindre, at man dengang ikke var vant til store anlagsenergi, og vore forsøg og de samtidige undersøgelser (som Bohr havde fået brev om og var meget optaget af) af Amaldi og medarbejdere⁴ over fission med hurtige neutroner var netop de første iagttagne eksempler på successive transformationer.

En nøjere undersøgelse viser, at σ_0 er betydelig større for Th end for U. Tages dette i betragtning, giver teorien et forhold $F \sim 1$, medens vi kun fandt $F = 0,7$, altså en ret dårlig overens-

stemmelse. Ja, egentlig er dette eksperimentelle resultat i næsten lige så god overensstemmelse med forholdet $\sigma_f(\text{Th})/\sigma_f(\text{U})$, og man kunne altså mene, at det kunne ikke tages til indtægt for flertrinsprocesser. Men her gjorde professor Bohr os opmærksom på, at *man ville netop vente* at finde et forhold mindre end det, compoundkerneteorien gav, idet den proces, som foregår gennem en compoundkerne, dannet ved sammen-smeltningen af targetkernen og deutronen, ikke er den eneste mulighed. Man kan også tænke sig, at deutronen ikke som helhed trænger ind i kernen, men at den i Coulombfeltet spaltes i en proton, som bøjes væk, og en neutron, som alene trænger ind (Phillips-Oppenheimer processen). Ved denne neutron-indfangning får kernen en langt mindre anlagsenergi, end når deutronen indfanges; de fissionerende kerner er i dette tilfælde Th^{233} og U^{239} , og af disse har Th langt den højeste tærskelværdi for fission. Af disse grunde vil Phillips-Oppenheimer processen for Th's vedkommende sjældent føre til fission, medens det for U's vedkommende hyppigere vil ske. Bidrag fra Phillips-Oppenheimer processen vil derfor bevirke et formindsket forhold F . I virkeligheden giver vore forsøgsresultater en tydelig indikation for tilstedeværelsen af denne effekt. Medens fissionsudbyttet fra Th vokser med energien på en måde, som afspejler deutronens chance for at gennemtrænge potentialbarrieren, altså proportionalt med σ_0 , er dette ikke tilfældet for U's vedkommende, hvor udbyttet ved lave energier er relativt stort, i overensstemmelse med at her kan Phillips-Oppenheimer processen gøre sig gældende.

3. Cyklotronen bygges om. — Bohrs tanker om fissionspartiklers nedbremsning. Eksperimentelle målinger med tilknytning her-til. — Undersøgelser over β -recoil.

Den første konstruktion af cyklotronen led af visse mangler. Navnlige var der meget hyppigt vakuumbesvær, idet de kvartisolatorer, som bar duanterne, ikke kunne holde til den store højfrekvensspænding. De dielektriske tab, måske især på grund af overfladebelægninger, som ved driften dannedes på indersiden af isolatorerne, bragte dem ofte til at gløde. Det var uheldigt af to grunde; dels var kvartsen porøs, hvorfor isolatorerne

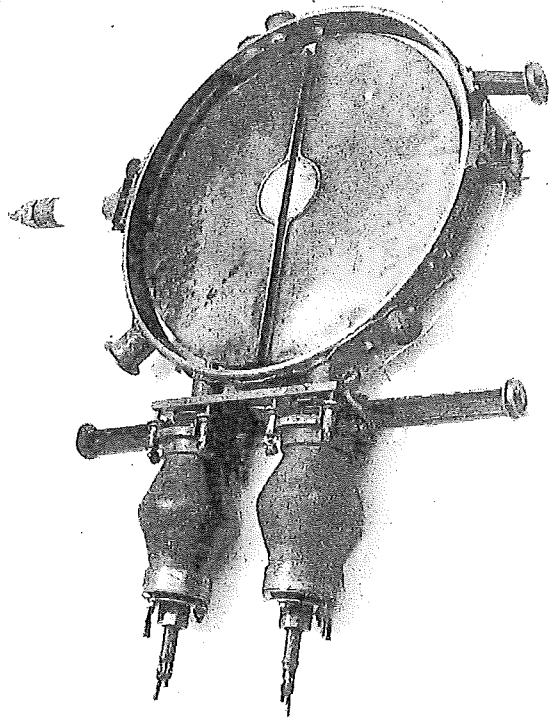


Fig. 4. Dele af den første cyklotron på Niels Bohr Institutet. Man ser messingringen, som dannede sidevæggen i accelerationskammeret. Den kørtes ind mellem magnetens polplader, og vakuumtætning tilvejebragtes ved hjælp af gummi- og glyptallak. Duanterne holdtes ved hjælp af to store kvartsisolatorer, som ses til venstre; de er malet med glyptal, fordi de var porøse. Foroven i billedet ses afbøjningselektroden, som holdtes af en porcellænsisolator. Til højre for den ses bestrålingspotten, hvor target anbragtes. Fotografiet er taget af nuværende afdelingsleder B. S. Madsen, som en tid arbejdede ved cyklotronen. En beskrivelse af den første cyklotron er givet af J. C. Jacobsen⁵.

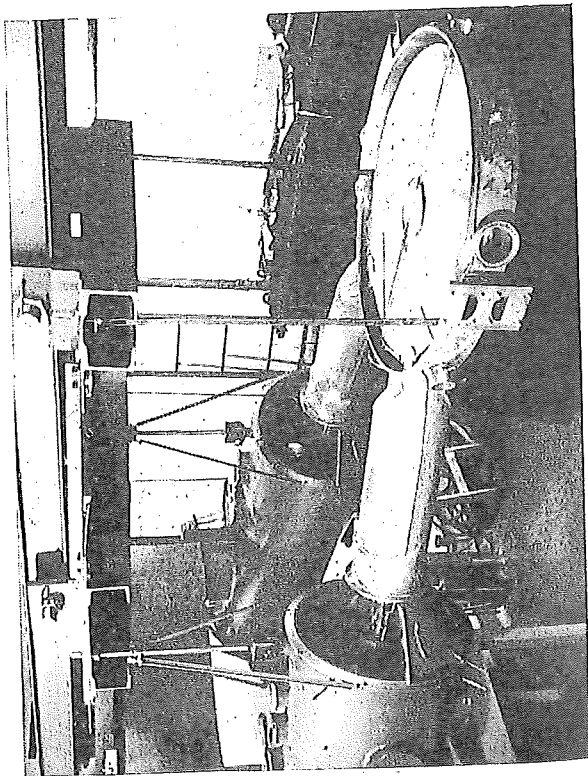


Fig. 5. Cyklotronen efter den første ombygning.

var malet med glyptallak, som så brændte væk; dels var isolatorerne støbt ind i endeflangerne med sølvglød, men vakuumtætningen var lavet med rødt seglak, som ikke tåler varme. Andre steder i verden havde man haft lignende problemer, men der var nu fremkommet en ny konstruktionsmetode, hvorved brugen af isolatorer, som skulle holde til den høje duantspænding, helt kunne undgås. I 1941—42 ombyggedes vor cyklotron derfor; fig. 4 og fig. 5 giver et indtryk af, hvor gennemgribende ombygningen var.

Uden yderligere omtale af de mange konstruktionsmæssige ændringer skal her nævnes, at man ved ombygningen også ændrede det system, som bøjede strålen ud fra duanterne. Det var tanken, at man ville have et »udvendigt« beam, d.v.s. en stråle, som kunne tages helt væk fra cyklotronen, medens strålen i den første udgave af cyklotronen kun kunne bøjes ud i bestrålingspotten. Det lykkedes også (se fig. 6).

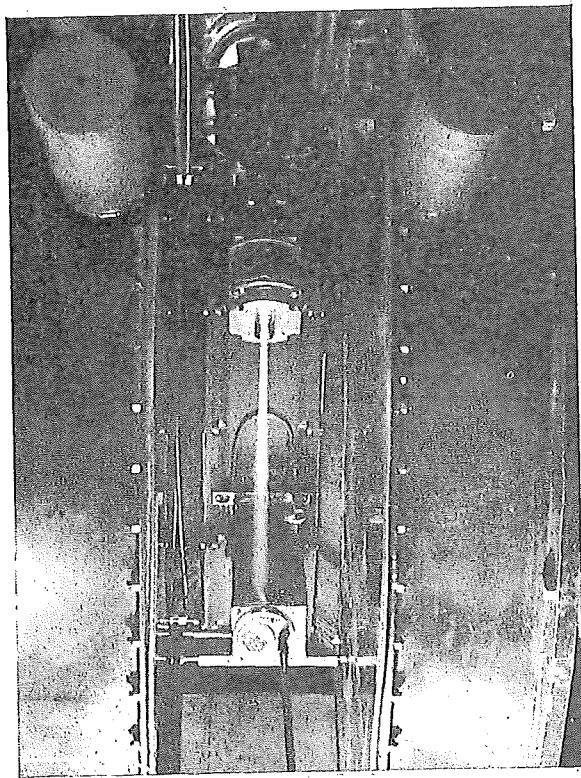


Fig. 6. En deuteriumstråle med en energi på 8 MeV bringer på sin vej luftens atomer til at lyse. Bag strålen ses væggen i accelerationskammeret; endvidere ses de koniske polben med de påskruede polplader, shimingspalterne (hver med et shimjern), samt spolekasserne. Strålen når omtrent hen til vakuumslusen, gennem hvilken man uden at lukke luft ind kan føre en targetholder ind mellem duanterne.

Professor Bohr fulgte undertiden gæster rundt på Institutet, og så var vi naturligvis stolte over at kunne vise en deutronstråle. En særlig fornøjelse havde Bohr af en lille kalkspatkrystal, fastgjort i enden af en kobbertråd. Når vi fik besøg, måtte vi skynde os at finde den, og Bohr demonstrerede så, at den lyste kraftigt op, når han holdt den ind i strålen. Derefter hastede han hen i en mørk krog, skærmede for lyset med jakken og viste, at krystallen længe kunne blive ved med at lyse; og gæsten blev opfordret til at føle på krystallen for at overbevise sig om, at den slet ikke var varm.

Der skulle dog gå 15 år, før et udvendigt beam blev anvendt til videnskabelige formål. Ret snart blev der vrøvl med forsøgningselektrødens isolation, og da man var i gang med forsøg, ved hvilke den indvendige, meget kraftigere deutronstråle anvendtes, blev foreløbig planen om den udvendige stråle skrinlagt.

Institutets højspændingsanlæg havde været anvendt til en række meget betydningsfulde undersøgelser af forskellige sider af fissionsprocessen. Af interesse for nærværende fortælling er især de af *Bøggild, Brostrøm og Lauritsen* allerede i 1940 foretagne tågekammerstudier af fissionsfragmenternes baner⁶, som havde vist, at disse partikler ved deres nedbremsning opførte sig på ganske anden måde end f. eks. α -partikler. Bohr havde fra de tidligste tider interesseret sig stærkt for nedbremsningsprocesser, og han fandt i fissionspartiklerne et nyt studieobjekt, som han med stor iver kastede sig over. Tågekammermålinger, gerne, såvel som også de første ioniseringskammermålinger, havde vist, at fissionspartiklerne måtte have høje ladninger. En ladet partikkel, som passerer gennem et atom, kan støde en elektron ud af dette. Hvis partiklen selv er et atom, kan det ved sammenstødet lige så godt gå ud over den, altså den kan miste en elektron. Medens stoffets atomer hver for sig kun rammes een gang og derfor i almindelighed kun bliver een gang ioniserede, deltager partiklen i en lang kæde af sammenstød og kan derfor miste mange elektroner. Den kan således blive en højt ladet ion; men nu kan det også tænkes, at den ved et sammenstød indfanger en elektron igen. Sandsynligheden for, at den mister en elektron, vil afhænge af dens ladning; når lad-

ningen er lille, følger jo næsten alle atomets elektroner med, også de løsere bundne, som let kan rives fra; men når ladningen er høj, er kun de fastere bundne elektroner tilbage. Sandsynligheden for, at partiklen indfanger en elektron, vil også afhænge af dens ladning, men på den modsatte måde: Jo flere elektroner partiklen »mangler«, desto større er indfangnings-sandsynligheden. Det første væsentlige resultat af Bohrs betragtninger er: *Partiklens ladning fluktuerer omkring en middelværdi, som er bestemt ved ligevægten mellem tab og indfangning af elektroner*. Som en første tilnærmelse fandt Bohr, at denne ligevægt måtte være sådan, at elektroner med banehastigheder mindre end partiklens translatoriske hastighed v tabtes, medens de øvrige hang fast. Dette førte til følgende formel⁸:

$$Z^* = Z^{1/2} \cdot \frac{v}{v_0}, \quad (3)$$

hvor Z^* er den totale ladning i enheder af elementarladningen, Z er partiklens kerneladningstal, og $v_0 = 2,2 \cdot 10^8$ cm/sec er brintelektronens banehastighed.

Det lykkedes at foretage en direkte måling af fissionspartiklernes ladning ved hjælp af cyklotronen¹⁰. En berylliumtarget bestråledes med det indvendige deutronbeam, hvilket resulterede i en meget kraftig neutronkilde, formentlig ækvivalent med omkring 100 kg Ra + Be. Tæt bag targetet var anbragt et tyndt uranlag, hvorfra fissionspartikler udslyngedes. Deres baner krummedes af cyklotronens magnetfelt, og ved måling af krumningen fik man bestemt størrelsen Z^*/mv . Idet impulsen mv for alle fissionspartikler er den samme inden for $\pm 10\%$, fik man også en ganske god værdi for Z^* . Den hyppigste værdi fandtes til 20 for den lette gruppe af fissionspartikler og 22 for den tunge gruppe¹⁰. Disse værdier er i ret god overensstemmelse med foranstående formel; kun er det påfaldende, at formelen i modsætning til eksperimenterne giver en større værdi for den lette end for den tunge gruppe. Dette omvendte forhold undrede os meget; professor Bohr var på det tidspunkt (1944) igen i Amerika, og på grund af krigen havde vi ingen kontakt med ham. Men der skulle i tidens løb komme flere mærkvær-

dighed til, som gjorde dette omvendte forhold endnu mere interessant.

Allerede i 1940 var Bohr klar over hovedtrækkene i *mekanismen ved fissionspartiklernes nedbremsning*⁷. Den endelige udformning fik hans tanker dog langt senere, og i 1948 udkom hans store værk »*The Penetration of Atomic Particles Through Matter*«⁸, i hvilket også fissionspartikler er behandlede. Bohrs tanker kan resumeres således: Ladningen Z^* er størst i begyndelsen af banen og aftager hen langs denne (smlg. formel (3)). Denne variation af ladningen er af afgørende betydning for partiklernes nedbremsning, og den bevirker, at rækkeviddeenergikurven bliver ganske anderledes for fissionsfragmenter end f. eks. for α -partikler. Nedbremsningen sker ved to processer, dels ved sammenstød med elektronerne i stoppestoffet, dels ved sammenstød med atomkernerne. Energitalbet ved elektronstød er bestemt af den totale ladning, og ladningsvariationen forårsager, at energitalbet pr. cm (ioniseringen) aftager hen langs banen, i stærk kontrast til hvad tilfældet er for α -partikler. Der er endnu en modsætning mellem fissionspartikler og α -partikler, og den skyldes kernestødene. Kernestød er sådanne sammenstød, hvor partiklerne kommer så nær atomkerner, at de elektriske felter omkring partiklernes og atomernes kerner ikke er afskærmede af elektronerne. Energitalbet forårsaget af sådanne kernestød vokser, når partikkelenergien aftager, og det er kun af betydning ved meget små hastigheder. Men ved små hastigheder har α -partiklerne kun lille energi tilovers, og for α -partikler gør kernestødene sig kun bemærkede i den aller-yderste ende af banen. Fissionspartiklerne har derimod på grund af deres store masse stadig en betragtelig kinetisk energi, og da den totale ladning Z^* og derfor ioniseringen ved elektronstød her er meget lille, kan de stadig gå et stykke vej, og på denne del af banen bremses de ved kernestød. Deres store kerneladning spiller også en rolle, idet energitalbet ved kernestød vokser med kvadratet på kerneladningen. I første del af banen, hvor ladningen er høj, sker energitalbet næsten udelukkende ved elektronstød, og det aftager hen langs banen. Men i sidste del af banen, hvor ladningen nærmer sig nul, er det omvendt kerne-

stødene, som er afgørende, og her vokser energitalbet pr. cm igen.

Disse tanker var på den smukkeste måde illustrerede ved tågekammerstudiernes resultater. *Målinger af den specifikke ionisering* foretaget ved cyklotronen¹¹ kunne også bringes i nøje overensstemmelse med teorien, idet de dels viste, at ioniseringen i begyndelsen af banen aftager, og dels, at den ved denne aftagen bestemte »ekstrapolerede rækkevidde«¹² var meget kortere end den virkelige, fra tågekammerforsøgene kendte, rækkevidde. Ligeledes syntes de, i samklang med formel (3), at antyde, at begyndelsesladningen var højere for den lette gruppe af fissionsfragmenter end for den tunge. Det tidligere fundne omvendte forhold mellem de direkte målte ladninger fik derved fornyet interesse; det syntes, som om der måtte være en indre uoverensstemmelse mellem målingerne indbyrdes såvel som mellem nogle målinger og teorien. Jeg har glemt, hvilke tanker professor Bohr havde i denne specielle anledning. Mange vil imidlertid huske, at Bohr altid glædede sig overmåde meget, når eksperimentelle resultater stemte med forventningerne og derved bekræftede teorierne; men vi husker også, at han stærkt fremhævede, at hvis eksperimenterne ikke passede med forventningerne, så var der grund til at glæde sig endnu mere, for sådanne resultater lærte man mest af, og de indeholdt i sig selv spiren til nye overvejelser og undersøgelser — man måtte jo finde ud af, hvorfor der var uoverensstemmelse.

Ioniseringsmålingerne anviste, i hvilken retning fornyede undersøgelser burde foretages. De antydede nemlig, at ladningen af den lette gruppe fragmenter måske var en smule højere i brint end i argon. Nu kunne man meget vel tænke sig, at brint kunne indtage en særstilling; men der var jo også den, måske noget fjernliggende, mulighed, at ladningen også for andre stoppestoffer kunne variere fra stof til stof, f. eks. afhænge af stoffets atomnummer. Ladningsmålingerne refererede til ladningen i uran, som jo har stort atomnummer, medens ioniseringsmålingerne gav oplysning om den effektive ladning i forskellige luftarter, alle med meget lavere atomnummer. Der

konstrueredes et nyt afbøjningsapparat, hvori partiklerne under afbøjningen kunne løbe enten i vakuum eller i en luftart ved lavt tryk. Målinger med dette apparat viste nu det overraskende, at *ladningerne var meget mindre i luftarter end i faste stoffer*¹². Endvidere, at det omhandlede forhold mellem ladningen af den

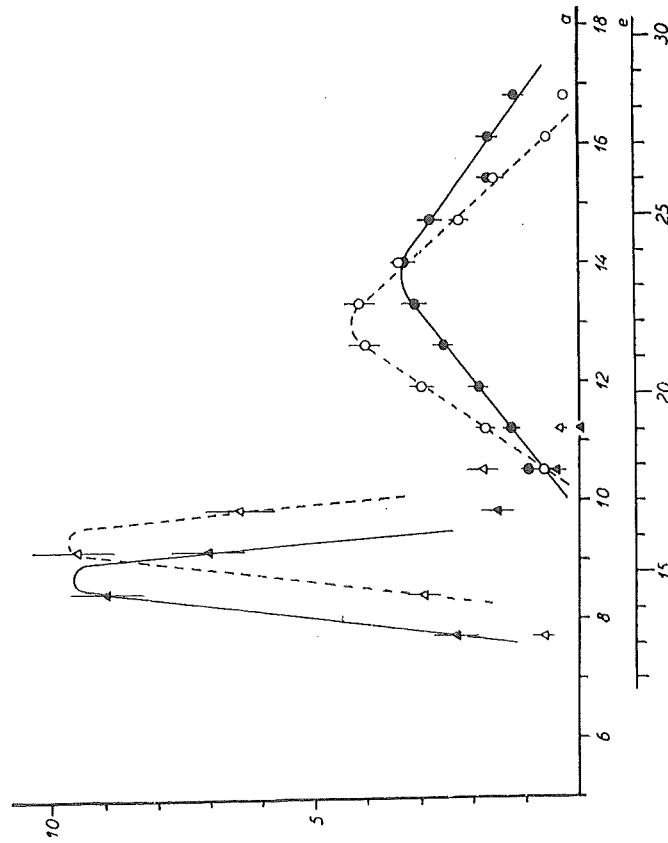


Fig. 7. Ladningsfordeling af fissionsfragmenter. Ordinaten er relativt antal. Abscissen er proportional med Z^2/mp ; en skala angiver omtrentlig værdi af Z^2 ($= e$). Åbne punkter refererer til den lette gruppe fissionsfragmenter, lukkede til den tunge.

Cirklerne refererer til partikler, som har passeret et tyndt lag beryllium, men derefter bevæger sig i vakuum og altså under målingen har konstant ladning. Kurverne giver således ladningsspektret for partikler på et bestemt sted af banen (nemlig lægels overflade). Spektret er bestemt af, at en partikkels ladning inde i lægt hele tiden veksler, idet partiklen snart indfanger, snart mister en elektron. Kurverne giver oplysninger om de mest sandsynlige ladninger (ligevegtsladningerne) og om størrelsen af fluktuationerne omkring disse.

Trekanterne refererer til partikler, som løber i argon og derfor under målingen hele tiden skifter ladning ved tab og indfangning af elektroner; argontrykket er så lavt, at man kan se bort fra ladningsvariation på grund af medbremsning. Afbøjningen er bestemt udelukkende af middelladningen, og man skulle vente en smal fordeling; den bredde man ser, skyldes fissionspartiklernes inhomogenitet med hensyn til energi, masse og kerneladning.

lette og den tunge gruppe var større end een i luftarter, men mindre end een i faste stoffer. Der var dermed ikke længere nogen indre uoverensstemmelse mellem forskellige eksperimentelle målinger. De nye målinger gav samtidig en meget smuk illustration til Bohrs tanker. Med vakuum i kammeret måles ladningsspektret for fissionspartikler i det faste stof, som dækker uranlaget, medens med en luftart i kammeret måles kun middelladningen i denne. Forskellen mellem spektrenes bredder (*fig. 7*) skyldes altså ladningens fluktuation omkring middelladningen.

Ved målingerne i luftarter viste det sig yderligere, at *fissionspartiklernes ligevegtsladninger vokser med trykket*, så længe dette er lavt. Hvis partiklen ved et sammenstød indfanger en elektron, ikke i den lavest mulige, men i en anslået tilstand, så vil denne elektron let mistes i næste sammenstød, hvis den ikke forinden har fået tid til at falde til en fastere bunden tilstand; sandsynligheden for at den tabes, kan altså afhænge af sammenstødets hyppighed, d. v. s. af trykket. Forskellen mellem ladningen i faste stoffer og i luftarter må også forklares som en virkning af den forskellige tæthed. Målingerne interesserede professor Bohr overordentlig meget og gav anledning til, at han sammen med *Jens Lindhard* skrev en fortsættelse af sit arbejde om atomare partiklers gennemgang gennem stof¹³.

Min første publikation om fissionspartiklers ladning kom blandt en samling artikler fra mange forfattere, som Videnskabernes Selskab udsendte på professor Bohrs 60 års fødselsdag kort tid efter hans hjemkomst fra Amerika (bind 23 af *Mat.Fys.Medd.*). Det skulle være en overraskelse for ham; det siges at være den første gang, der er udsendt af handlinger fra Institutet, som han ikke selv havde været med til at affatte eller i det mindste give en sidste afpudsning. I denne samling af handlinger var et andet arbejde, som også var udført ved cyklotronen¹⁴.

Jacobsen havde indset, at fissionsprocessen gav ham mulighed for at få opfyldt et gammelt ønske, nemlig at få en β -radioaktiv luftart med en radioaktiv efterkommer. Der findes blandt fissionsprodukterne både krypton- og xenonisotoper, som opfylder disse fordringer. Han ville forsøge at måle *atomets recoil-*

energi efter β -udsendelse for derved eventuelt at få oplysninger om *neutrinoen*. Ret tidligt kom O. Kofoed-Hansen med i dette arbejde. De bestrålede en beholder indeholdende nogle kg uran med *neutroner* fra cyklotronen. Uranet var i en sådan form, at det kunne emanere, d.v.s. de dannede gasser kunne undslippe. Disse bestod af vanddamp og ammoniak foruden krypton- og xenonisotoperne. Ved hjælp af et apparatur med flere frysefælder og mange haner og ved at vente en passende tid kunne de opnå at få fyldt deres målekammer til et tryk på ca. 10⁻⁴ mm Hg med en luftart, som af radioaktive komponenter i det væsentlige kun indeholdt Kr⁸⁸. Ved β -udsendelse fra et kryptonatom dannedes en rubidiumion, som rekylerede med en vis energi. Nogle af de dannede ioner passerede et gitter og kom ind i et elektrisk felt, som bremsede dem. Der udførtes en række forsøg med varierende størrelse af bremsefeltet. Man målte, hvor mange af ionerne, der i hvert tilfælde slap over feltet; dette kunne gøres, fordi efterkommeren Rb⁸⁸ selv er radioaktiv, og dens mængde kan bestemmes ved hjælp af radioaktiviteten.

Jacobsen og Kofoed-Hansen kunne ved deres første forsøg måle *maksimalenergien* af recoil-ionerne og vise, at den stemte med den værdi, man skulle vente ud fra den kendte maksimale energi af β -partiklerne. Dette var selvfølgelig ikke overraskende; men det var i virkeligheden første gang, man overhovedet havde en egentlig måling af recoil-energien. Ud fra deres målinger kunne de endvidere slutte, at dersom β -partiklen havde energi mindre end maksimalenergien, måtte dens udsendelse nødvendigvis være ledsaget af en *neutrino*udsendelse, hvis impulsætningen skulle være opfyldt. Som bekendt indførtes hypotesen om *neutrinoen* i sin tid, for at sætningen om energiens bevarelse kunne opretholdes; men *neutrinoen* er altså også nødvendig for *impulsbevarelse*.

I de følgende år fortsattes undersøgelserne af β -recoil 14, 15, 16. Det lykkedes at finde en metode, således at man foruden maksimalenergien også kunne bestemme *middelenergien* af de rekylende atomer. Da man imidlertid kun havde utilstrækkelige oplysninger om henfaldstider, henfaldsskemaer og henfaldsenergi for de isotoper af krypton, rubidium og

mulige efterkommere, som kunne optræde, foretoges særlige undersøgelser af disse ting. Ved nogle eksperimenter sendtes de radioaktive stoffer gennem Institutets *isotopseparator* før målingerne¹⁷. Det viste sig bekvemt, at cyklotronen og separatoren var nære naboer, idet det for de kortlevende isotopers vedkommende var nødvendigt med en hurtig transport; man forbandt da uranbeholderen, som lå inde mellem cyklotronmagnetens spoler, med separatorens ionkilde ved hjælp af et 10 m langt metalrør.

Naturligvis blev cyklotronen også i denne periode benyttet til fremstilling af radioaktive isotoper til brug ved biologiske og kemiske tracerforsøg, til medicinske forsøg og enkelte andre formål. De stærkeste kilder, der fremstilledes, var formentlig ~ 800 mC Na²⁴, som anvendtes til forsøg over *fotosønderdeling af deuteroner*¹⁸.

4. Cyklotronen flyttes og ombygges. Apparaturet for det udbvendige beam. Resumé af de videnskabelige arbejder ved cyklotronen siden flytningen.

I slutningen af året 1951 begyndte man at demontere cyklotronen. I tidens løb havde man måttet bygge tykkere og tykkere mure for at skærme af mod strålingen, som tiltog i takt med cyklotronens voksende effektivitet. Ind mod kontrolrummet havde man efterhånden en 6-stens mur. Værre var det at få tilstrækkelig afskærmning i andre retninger. I den nyopførte høje bygning (K) var der nok under toleransdosis, men der var alligevel en stråling, som var yderst generende for de fintmærkede måleopstillinger. Professor Bohr fik derfor den tanke, at det var bedst at *flytte cyklotronen til nye lokaler med virkeligt rationelle afskærmmingsmuligheder*.

Flytningen gennemførtes i årene efter 1951. En kort reddegørelse for denne udvidelse af Institutet og for beliggenheden af de nye lokaler, afskærmmingsforholdene samt nykonstruktionen af maskinen er givet andetsteds¹⁹. Her skal nævnes, at man benyttede flytningen til en gennemgribende ombygning og modernisering af cyklotronen. Tidligere var duantskafterne anbragt i hver sin tønde, således at man havde to kvartbølge-systemer, som imidlertid havde vist en tendens til ikke at ville

svinge i nøjagtig modfåse. I den sidste udførelse er de to duantskaffer i samme fælles tønde (fig. 8); dette system har arbejdet tilfredsstillende. Senderen blev samtidig ændret, idet vi gik over til brugen af afsmeltede, kommercielle senderør i stedet for som hidtil hjemmelavede, sammenlakkede rør. Afbøjningssystemet ændredes også. Desuden foretoges en ændring af magneten; spolekasserne, som gennemstrømmes af olie, havde aldrig været

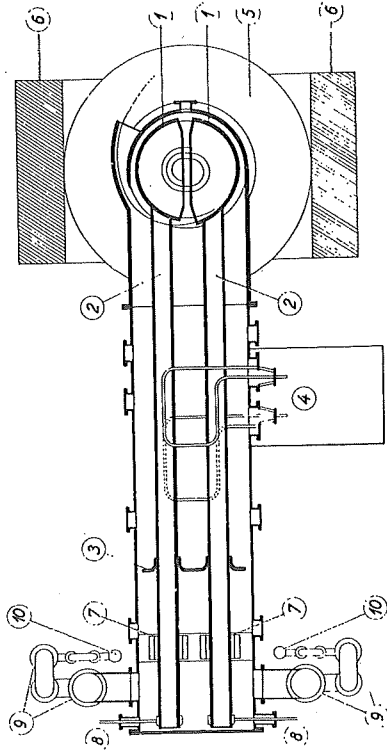


Fig. 8. Vandret snit gennem cyklotronen efter sidste ombygning. 1. Duanterne. 2. Duantskafferne (6 tommer kobber). 3. Kortslutningsplade mellem duantskafferne. 4. Kasse til senderen. 5. Magnetspolerne. 6. Magnetøget. 7. Sfæriske rullelejer, som bærer duantskafferne. 8. Stænger til sideindsugning af duanterne. 9. Diffusionspumper. 10. Rør fra forpumpen.

rigtig tætte, og den udsivende olie havde ofte givet anledning til besvær. Særlig galt var det blevet efter et mindre uheld nogen tid før flytningen, da spolerne var blevet varmet for stærkt op på grund af svigtende oliecirculation. Spolekasserne blev nu forsynet med sværere aluminiumsdæksler; det blev nødvendigt at dreje af svøbet og svejse nye flanger på, og dette arbejde udførtes af Thrige i Odense. Løvrigt har Thrige både ved denne og andre lejligheder vist stor imødekommethed og været os behjælpelig ved fremstillingen af store vakuumbeholdere, polplader til magneten, m.m.

Da maskinen atter virkede, blev der foretaget et forsøg på at accelerere fissionspartikler. Blandt den tunge gruppe fragmenter vil mange ved deres udtræden af uranlaget have massetal 138

og ladningstal 23, altså et forhold på 6. Accelererer man deuteroner, som skydes mod en berylliumtarget, bag hvilken uranlaget sidder, skulle disse fissionspartikler kunne accelereres. Der er jo resonans for ét masse-ladningsforhold på 2; men så er der også en slags resonans for partikler med forholdet 6, de skal blot

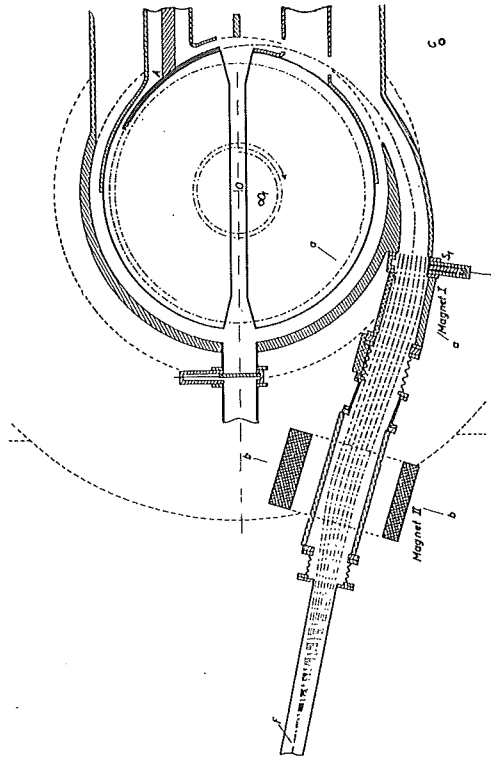


Fig. 9. Afbøjningssystemet i den nuværende cyklotron. Enkeltskravering angiver messing eller kobber, krydskravering jern.

O er cyklotronens centrum. O₁ centrum for afbøjningsspalten. Afbøjningselektroden A holdes af et 1 1/2 tommer kobber, som er anbragt inde i duantskaffet. Den afbøjede stråle passerer gennem huller i det andet duantskaffet og gennem et sidekammer på selve accelerationskammeret. De partikler, som løber yderst i randfeltet, har de mindst krummede baner og kommer altså yderligere længere ud. Efter at have passeret slusen S₁ er beam derfor vifteformet, omtrent som om partiklerne kom fra et billedpunkt ved C. Efter slusen sidder magnet nr. I; efter denne er strålerne omtrent parallelle, som antydtes på figuren. I magnet nr. II drejes de en smule den modsatte vej (~ 10°-12°) og fokuseres ved F. To bølge giver en bøjelig forbindelse mellem forskellige dele af vakuumsystemet. Fig. 9 er et snit i cyklotronens symmetriplan; de følgende figurer viser lodrette snit a-a og b-b.

løbe 3 gange langsommere, således at der går 3 halvperioder af den elektriske svingning, medens de gennemløber een halvcelke (3. harmonisk acceleration). Anbringer man sit uranlag i den rigtige afstand fra cyklotronens centrum, skulle partiklerne på grund af deres store ladning blive kraftigt accelererede. Man håbede, at de tidligere målte kurver over specifik ionisering kunne forlænges mod større energier. Det lykkedes godt nok at

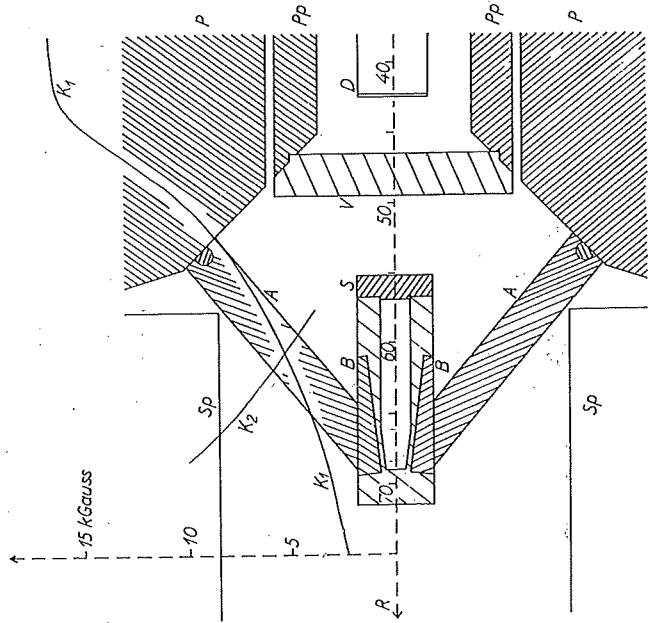


Fig. 10. Lodret snit gennem Magnet I og omgivelser. Tæt skravering: jern. Åben skravering: messing.

P er cyklotronmagnetens polben, Pp polpladerne, D duanten og V væggen i accelerationskammeret. Sp er spolekasserne. På den vandrette stiplede symmetrilinie er angivet afstanden R fra cyklotronens centrum i cm. Kurven K_1-K_1 angiver forløbet af magnetfeltet for magnet I anbragtes, K_2 feltforløbet som det nu er. S er et »sugejern«; da S »indsuger« induktionslinierne, vil dets tilstedeværelse hjælpe til at forminske feltet umiddelbart uden for S. B er to polplader, som hælder mod hinanden. A er en række jernstænger bag hverandre, som fører induktionslinier fra cyklotronens polben til pladerne B. Mellem disse vil der være et felt, som er kraftigst foruden (se K_2), således at de yderste partikkelbaner bøjes mest.

få partikler til at løbe et par omgange i cyklotronen, men ioniseringsmålingerne måtte foretages inde i duanterne, og dette viste sig at være for vanskeligt.

Man forsøgte også at accelerere flerdobbelte ladede kulstof- og kvælstofioner, og begge dele lykkedes, men da man kun kunne arbejde med 3. harmonisk acceleration, opnåedes kun relativt lave energier. Man havde derimod held med sig i konstruktionen af en ionkilde, som gav gode resultater ved acceleration af dobbeltladede heliumioner (α -partikler). Allerede efter første

ombygning af cyklotronen var der blevet boret et hul gennem det ene polben, og siden den tid er ionkilden ført denne vej ind (en tegning af dette er vist i Fysisk Tidsskrift 53, 185, 1955). Dette er i modsætning til de fleste andre cyklotroner i verden, hvor ionkilden sættes ind fra siden. Efter flytningen af cyklotronen havde professor Bohr foranlediget, at man for at skaffe symmetri også borede et hul gennem det andet polben. Nu fik vi

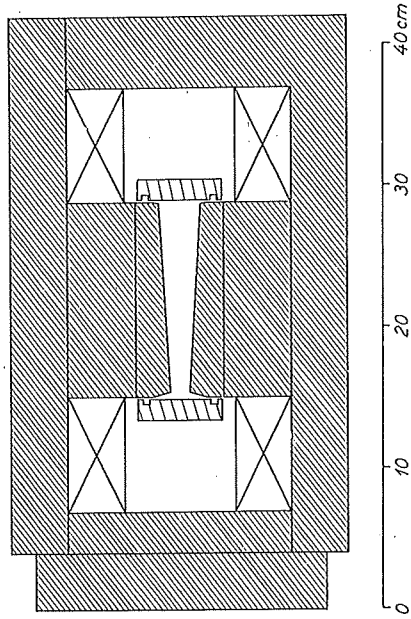


Fig. 11. Lodret snit gennem Magnet II. Spolerne består hver af 18 vindinger af 3×30 mm² kobberbånd. Strømmen til selve cyklotronmagneten sendes herigennem; en lille del ledes dog udenom gennem en variabel shunt. Magneten og spoleformene er vandkølede, og desuden blæses en kraftig luftstrøm forbi.

brug for dette hul, idet vi herigennem bekvemt kunne indføre en hjælpespænding til α -ionkilden.

I 1956 besluttedes det, at nu skulle det være alvor med det udvendige beam. Man ville endda føre beamet helt ud af cyklotronrummet igennem afskærmingsmuren, således at man i sin måleopstilling kunne undgå generende virkninger af den stråling, som ikke direkte er fremkaldt af beamet, men som kommer fra selve cyklotronen. Endvidere ville man lade beamet passere en analysemagnet, således at man kunne få en veldefineret energi. Ved konstruktionen af de forskellige hertil krævede magneter og andre apparatdele såvel som ved så mange andre lejligheder gjorde Institutets værksted under ledelse af værkfører K. Gudbjerg-Hansen et påkønnelsesværdigt arbejde. De største dele, f. eks. af analysemagneten, blev

værdi af partikkelenergien danner den et »billede« af indgangsspalten 5 m på den anden side af magneten; her sidder udgangsspalten. Hvis ind- og udgangsspalterne er henholdsvis 2 og 5 mm brede, skulle man kunne få en energiopløsningssevne på ca. $3^{\circ}/_{00}$ ($\Delta E/E = 2 \Delta p/p = 2 \Delta \rho/\rho = 2 \Delta \phi/\phi = 2 \cdot \frac{5 \text{ mm}}{5 \text{ m}}$) $\frac{2}{3} = 3^{\circ}/_{00}$, hvor E , p , ρ , og ϕ er henholdsvis partikkelenergi,

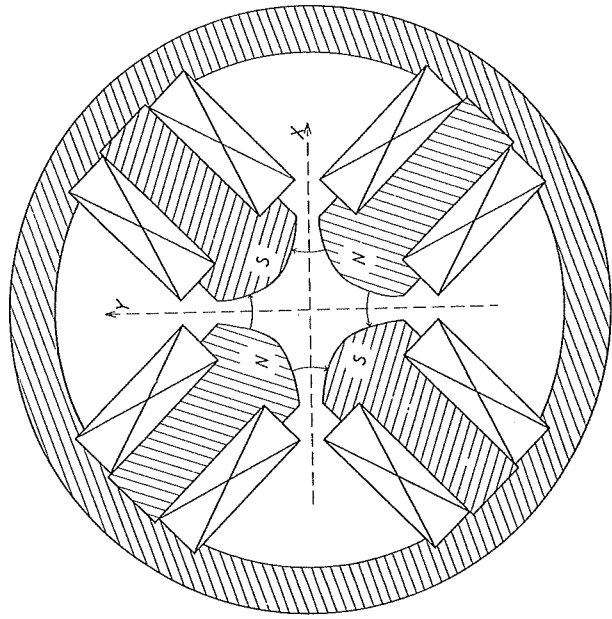


Fig. 13. Snit gennem quadrupolmagneten.

Polfladerne er rette, ligesidet hyperbolske cylindrerflader; udstrækningen vinkelret på snittet, længden, er 20 cm. Længs akse (Z-aksen) er fælt nul (symmetri). På X-aksen gælder: $H_x = 0$, $H_y = k \cdot x$. På Y-aksen gælder: $H_x = k \cdot y$, $H_y = 0$. En partikkel langs Z-aksen afbøjes ikke; ionstrålen passerer altså lige igennem quadrupolmagneten, midterstrålen afbøjes ikke. En partikkel, som kommer parallelt med Z-aksen i retning mod læseren, vil: 1) Hvis den rammer X-aksen (ved x_1) bøjes ind mod Z-aksen. 2) Hvis den rammer Y-aksen (ved y_1), bøjes bort fra Z-aksen. Sætter man efter en quadrupolmagnet en anden magne til, men med polerne forskudt 90° så vil: 1) Stråle nr. 1 ramme den anden magnet ved $x_2 < x_1$; den vil bøjes bort fra Z-aksen, men da $x_2 < x_1$ er denne bøjning bort fra Z-aksen mindre end bøjningen i første magnet ind mod Z-aksen. Bruttovirkningen er en fokusering i XZ-planen. 2) Stråle nr. 2 rammer anden magnet ved $y_2 > y_1$, afbøjes derfor i anden magnet mere (ind mod Z-aksen) end i første magnet (bort fra Z-aksen), og altså er bruttovirkningen fokusering i YZ-planen.

Ved cyklotronen har vi kun en quadrupolmagnet, den sidste af parret. Fokuseringsmagneterne I og II erstatter den første.

Fysisk Tidsskrift

dog forarbejdede hos maskinfrmaer i byen. Andre ting, som f. eks. viklingen af magnetspolene, blev foretaget af cyklotronens medarbejdere.

Figurene 9, 10 og 11 viser afbøjningsarrangementet og de to fokuseringsmagneter, som giver en lodret fokuslinie ved F

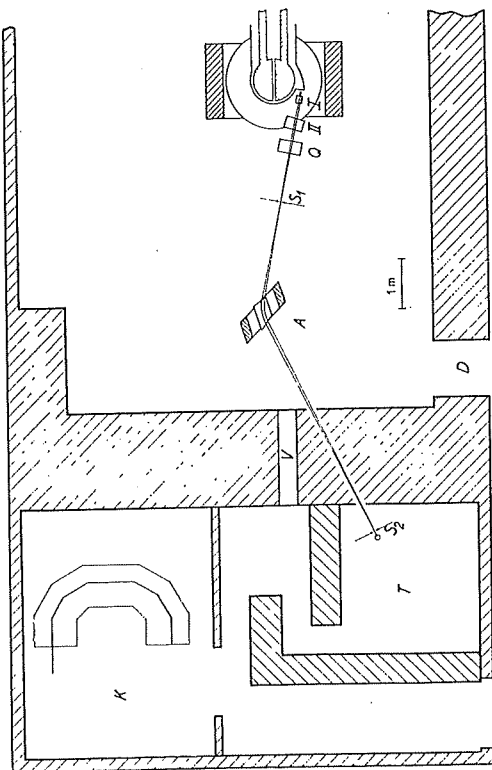


Fig. 12. Plan over den udvendige stråle fra cyklotronen.

Man ser cyklotronen, fokuseringsmagneterne I og II, quadrupolmagneten Q og analysemagneten A. Analysemagnetens indgangs- og udgangsspalter S_1 og S_2 er også viste. Endvidere ses de tykke beskyttelsesmure, som består af mursten og beton med borax. I den 2 m tykke mur er et vandfyldt hul V, hvorigennem man kan kigge ind i cyklotronrummet. I den 1 m tykke mur er et hul D, som lukkes med en motoriseret betondør. Den modstående væg er relativt tynd, idet der på den anden side af den kun er jord. K er kontrolrummet med styrepulsen. T er det rum, hvor man benytter den udvendige stråle til sprednings- eller andre forsøg; baggrundsstrålingen fra cyklotronen er her reduceret til et minimum.

(fig. 9). Det kan let vises, at de to magneter, som giver kraftig fokusering i vandret retning, samtidig virker stærkt defokuserende i lodret retning. Det er nødvendigt at modvirke denne defokusering; det kan gøres med quadrupolmagneten Q (fig. 12 og 13), som giver lodret fokusering, men til gengæld vandret defokusering, hvilket dog blot bevirker, at fokus rykkes et stykke længere ud. Her i det nye fokus passerer strålen en spalte, som sidder 2 m foran analysemagneten og er indgangsspalt for denne. Magneten bøjer strålen ca. 35° ; for hver

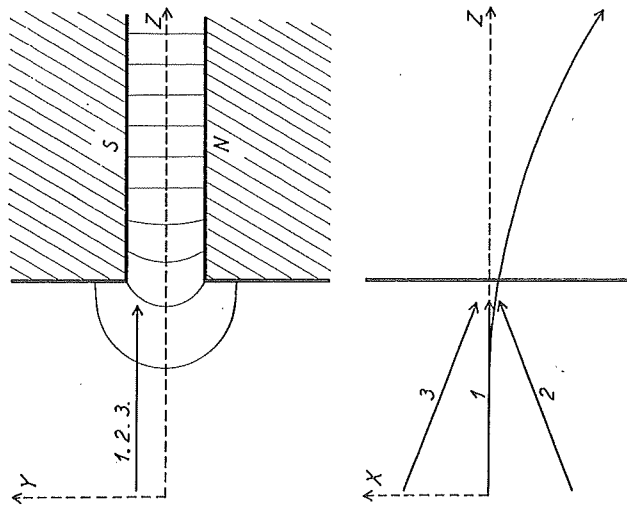


Fig. 14. Fokuserende virkning af randfeltet (skematisk). Nederste billede: Snit i magnetens midterplan (vandret). Ovenover: Lodret snit. En stråle, som ligger i midterplanen, får en afbøjning, som ligger i denne plan, idet kraftlinierne er vinkelret på planen. En stråle, 1, 2 eller 3, som ligger højere oppe, påvirkes af to magnetfeltkomponenter H_y og H_z . H_y bidrager kun til den almindelige vandrette afbøjning, men H_z kan give en kraft i XY-planen. Stråle nr. 1 har dog ingen hastighedskomponent vinkelret på Z-aksen og påvirkes derfor ikke af H_z . Men det ses, at stråle 2 bøjes ned mod midterplanen (fokuseres), mens stråle 3 bøjes bort fra midterplanen (defokuseres).

impuls, krumningsradius og afbøjningsvinkel). I praksis kommer man nær til denne værdi. Analyse magneten er en såkaldt sektormagnet, hvor den vandrette fokusering skyldes, at den yderste stråle løber den længste vejstrækning i magneten og derfor bøjes mest. Magnetten har planparallelle polplader, men har alligevel fokusering også i lodret retning. Denne fokusering kommer alene fra spredningsfeltet og skyldes, at man ikke sender strålerne vinkelret ind mod (eller ud fra) magneten. Fig. 14 forklarer, hvorledes dette kan give en fokusering; magnetpolerne er skåret af under sådanne vinkler, at billedafstandene også for lodret afbildning er 2 og 5 m.

Ved konstruktionen af quadropolmagneten (fig. 15) og analyse magneten (fig. 16) fik vi megen hjælp af dr. H. W. Fulbright fra Rochester i Amerika, som var gæst på Institutet 1956—57. Han havde i forvejen erfaring med fokusering af udvendige stråler, og dette kom os tilgode. Ligeledes havde han erfaring i konstruktion af ioniseringskamre; dette benyttede vi os af ved den første anvendelse af den udvendige stråle, som

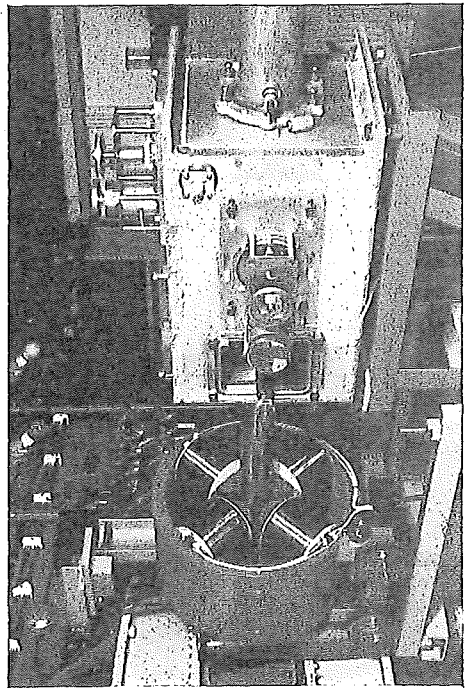


Fig. 15. Quadropolmagneten. I baggrunden tv. lidt af cyklotronmagneten. I forgrunden th. et kammer, hvori man kan foretage bestrålinger med det udvendige beam, og hvori indgangsspalten til analyse magneten er anbragt.

bestod i en undersøgelse af inelastisk spredning af α -partikler fra forskellige stoffer.²⁰ Ved en anden anvendelse, undersøgelser af (α, p) reaktioner på middeltunge kerner,²¹ deltog en russisk fysiker, V. A. Sidorov, som opholdt sig ved Institutet et års tid 1959—60. Iøvrigt har den udvendige stråle været anvendt til en række undersøgelser af såkaldt Coulomb excitation²²; ved nogle af disse har foruden danskerne O. Nathan og O. Hansen deltaget en russisk gæst V. I. Popov. Endelig er der i den senere tid studeret en proces, i hvilken der fremkommer to kulstofkerner ved α -bestråling af neon²³.

Jævnligt har cyklotronen været anvendt til fremstilling af radioaktive isotoper, hvis henfald bagefter studeredes ved hjælp af Institutets β -spektrograf. Det har drejet sig om frem-

stilling ved f. eks. (α , n) eller (α , $2n$) processer, ofte af isotoper i de sjældne jordarters område. Meget ofte har Institutets *kemi-afdeling* deltaget i arbejdet med dels at fremstille targetts til cyk-

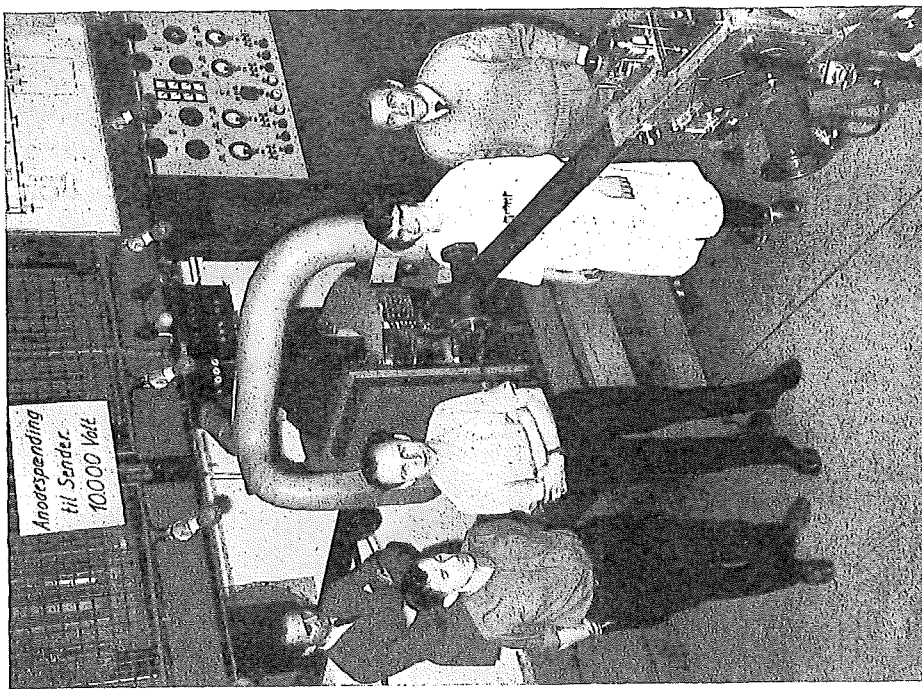


Fig. 16. Analyse magneten. Foran og bagved magneten ses beamrøret; i forgrunden lidt af quadropmagnet, i baggrunden den tykke mur med vandtanken V (se fig. 12). De lyse rør tjener til luftkøling af analyse magnetens spoler. Disse er viklet af 5×2 mm² dobbelt bomuldsoverspunden kobberbånd; hver spole har 12 »pandekager« med indbyrdes afstande på 5 mm; effekten er 3 kW. Magnetens kan drejes om en lodret akse, idet den bæres af en søjle, som understøttes af et kugleleje, fastgjort i det solide stativ. Omkring magneten står de nuværende medarbejdere ved cyklotronen, fra venstre: Amanuensis N. O. Roy Poulsen, ingeniørerne A. Hedegaard og Ph. Dam, magister Lise Vistisen og ingeniørassistent H. Christensen.

lotronbestrålingen²⁴, dels af det bestrålede materiale at fremstille β -kilder til spektrografen.

Særlig kraftige kilder har været fremstillet af Ga⁶⁶ ved processen Cu⁶³ (α , n) Ga⁶⁶, dels til visse *polarisationsundersøgelser*²⁵ udført ret snart efter opdagelsen af, at der i β -henfald ikke er paritetsbevarelse, dels til målinger af *rækkevidden af langsomme ioner* foretaget ved Institutets isotopseparator²⁶. Disse sidste var især i fortsættelse af *rækkeviddemålinger af recoil-ioner*, som produceredes ved anvendelse af den udvendige stråle²⁷.

5. Slutning.

Da cyklotronen for 25 år siden blev bygget, var den blandt de største apparater i verden indenfor den fysiske forskning. I dag arbejder vi med 20 MeV α -partikler, men der findes cyklotroner af samme type, som giver dobbelt så høj energi. Desuden er der jo maskiner af andre typer, som giver energier af helt andre størrelsesordener, og området indtil ca. 50 MeV betegnes i dag som lavenergiområdet. Området 10—40 MeV blev gjort tilgængeligt for forskningen ved hjælp af cyklotronerne; det har stadig meget stor interesse, men i vore dage er cyklotronerne ikke længere enerådende her, idet lineære acceleratorer og tandem Van de Graaff'er har påført dem en hård konkurrence; især de sidstnævnte har store fordele i deres ikke pulserede beam og veldefinerede energi. Som middel til fremstilling af radioaktive isotoper har cyklotroner fordelen af den store beamintensitet, og der findes en hel del isotoper, som ikke kan fremstilles i reaktorer, men næsten kun i cyklotroner.

I de forløbne år er vor cyklotron undergået en stadig udvikling, ikke blot i de egentlige ombygningsperioder, men imellem er snart én, snart en anden del bleven moderniseret. Men en endnu større udvikling er sket med det udstyr, som er nødvendig for udnyttelsen af maskinen. Nyopfundne detektorer som scintillationstælleren og sidst faststoffælleren er taget i brug; i vore dage er man ikke som tidligere henvist til selv at lave detektorerne, men de købes færdige. Elektronikkens store fremskridt har også sat sit præg på udstyret. En moderne måleopstilling indeholder ikke som tidligere nogle batterier og en simpel hjemmelavet forstærker, men i regelen en

mængde kasser med elektronik. Opsstillingerne er blevet mange, mange gange mere komplicerede på grund af elektronikken, men jo også meget mere effektive. Noget af elektronikken fremstilles i laboratoriet, men cyklotronafdelingen råder også over en del færdigkøbte standardforstærkere m. m.; af mere kostbart tilbehør må nævnes tre mangelkanalanalysatorer.

Til nogle forsøg er der meget dårlig plads i rum T (se fig. 12); desuden går megen »maskintid« tabt, når man skifter fra en opstilling til en anden. Bl. a. af hensyn til det stadigt voksende antal studerende, som får en del af deres uddannelse ved cyklotronen, må man ret jævnligt skifte. Af disse og flere grunde ville det være ønskeligt, om man kunne tage beam ud fra cyklotronrummet to steder, og der er for tiden planer om et sådant arrangement. Ændringen vil kræve nogle magneter, og desuden opførelse af nye beskyttelsesmure omkring det nye targetrum.

LITTERATURLISTE

De med * mærkede er eksperimentelle arbejder udført ved cyklotronen.

1. N. Bohr and J. A. Wheeler: The Mechanism in Nuclear Fission. Phys. Rev. 54, 426, 1939.
2. N. Bohr: Successive Transformations in Nuclear Fission. Phys. Rev. 58, 864, 1940.
3. J. C. Jacobsen og N. O. Lassen: Om fission ved deuteroner. Phys. Rev. 58, 867, 1940, og 59, 1043, 1941. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 19, no. 6, 1941.
4. M. Ageno, E. Amaldi, D. Bocciairelli, G. S. Trabacchi: Ric. sci. Progr. techn. Econ. naz. 11, 413, 1940.
5. J. C. Jacobsen: Construction of a Cyclotron. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 19, no. 2, 1941. Om cyklotronen: Fys. Tidsskr. 39, 33, 1941.
6. J. K. Bøggild, K. J. Brostrøm and T. Lauritsen: Cloud Chamber Studies on Fission Fragment Tracks. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 18, no. 4, 1940. Phys. Rev. 58, 651, 1940.
7. N. Bohr, J. K. Bøggild, K. J. Brostrøm and T. Lauritsen: Velocity-Range Relation for Fission Fragments. Phys. Rev. 58, 839, 1940.
8. N. Bohr: Velocity-Range Relation for Fission Fragments. Phys. Rev. 59, 270, 1941.
9. N. Bohr: The Penetration of Atomic Particles Through Matter. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 18, no. 8, 1948.
10. N. O. Lassen: Om fissionspartiklers ladninger. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 23, no. 2, 1945. Phys. Rev. 68, 142, 1945, og 69, 137, 1946.
11. N. O. Lassen: Om fissionspartiklers ionisering. Phys. Rev. 70, 577, 1946, 75, 1762, 1949, og 68, 280, 1945. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 25, no. 11, 1949.
12. N. O. Lassen: Om fissionspartiklers ladninger i forskellige stoffer. Phys. Rev. 79, 1016, 1950. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26, no. 5 og no. 12, 1951, og 30, no. 8, 1955.

13. N. Bohr and Jens Lindhard: Electron Capture and Loss by Heavy Ions Penetrating Through Matter. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 28, no. 7, 1954.
14. J. C. Jacobsen og O. Kofoed-Hansen: Om β -recoil. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 23, no. 12, 1945. Phys. Rev. 73, 675, 1948.
15. O. Kofoed-Hansen og P. Kristensen. Om β -recoil i henfaldet af Kr^{82} . Phys. Rev. 82, 96, 1951. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26, no. 6, 1951.
16. O. Kofoed-Hansen: Om β -recoil. Phys. Rev. 74, 1785, 1948. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26, no. 8, 1951. Physica 78, 1287, 1951.
17. *Radioaktivitetsmålinger på masseseparatorede kryptonisotoper. J. Koch, O. Kofoed-Hansen, P. Kristensen og W. Drost-Hansen: Phys. Rev. 76, 279, 1949. O. Kofoed-Hansen og K. O. Nielsen: Phys. Rev. 82, 96, 1951. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26, no. 7, 1951.
18. N. O. Lassen: Fotosenderdeling af deuteroner. Phys. Rev. 74, 1533, 1948 og 75, 1099, 1949. Fys. Tidsskr. 47, 65, 1949.
19. J. K. Bøggild: »fra Thrige« 6, no. 1, 1953, p. 5 og N. O. Lassen: samme hæfte p. 23.
20. *Om inelastisk α -spredning. H. W. Fulbright, N. O. Lassen og N. O. Roy Poulsen: Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 31, no. 10, 1959.
21. N. O. Lassen og N. O. Roy Poulsen: Comptes Rendue Congr. Int. Paris 1958, pp. 477 og 120.
21. *Om (α -p) reaktioner. N. O. Lassen og V. A. Sidorov: Nucl. Phys. 19, 579, 1960.
22. N. O. Lassen og Clive Larsen: Nucl. Phys. 42, 183, 1963.
22. *Om Coulomb-excitation. O. Nathan og V. I. Popov: Nucl. Phys. 21, 631, 1960.
23. N. O. Lassen og O. Hansen: Proc. Rutherford Jubilee Conf. Manchester, 1961. Nucl. Phys. 37, 177, 1962, og 42, 197, 1963.
24. O. Nathan: Nucl. Phys. 30, 332, 1962.
25. *Om fission ved α -bestraling af Ne^{20} og Sr^{88} . N. O. Lassen: Nucl. Phys. 38, 442, 1962. Phys. Lett. 1, 65 og 161, 1962.
26. N. O. Lassen og Gunnar Sørensen: Nucl. Phys. 38, 450, 1962.
27. N. O. Lassen og Janus Staun Olsen: Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33, no. 13, 1963.
28. S. Bjørnholm, Ph. Dam, H. Nordby and N. O. Roy Poulsen: Preparation of Cyclotron Targets. Nucl. Instr. 5, 196, 1959.
29. S. Frankel, P. G. Hansen, O. Nathan and G. M. Temmer: Proc. Rehovoth Conf. (Amsterdam 1958), p. 385.
30. N. O. Lassen, N. O. Roy Poulsen, G. Sidenius og L. Vistisen: (under forberedelse). Rækkevidde af 50 keV ioner.
31. *Lise Bryde, N. O. Lassen og N. O. Roy Poulsen: Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33, no. 8, 1962. Rækkevidde af recoil-ioner.