

Sanlevis

Radio-
activitate

1110

UNIVERSITATEA "C.I. PARHON" BUCUREȘTI

FACULTATEA DE MATEMATICI SI FIZICA

C U R S

de

R A D I O A C T I V I T A T E

predat de

Profesor Alexandru Sanielevici

INV. 1975

Inv. 6271/1958
c. 18463/1947.

1950/1951

Capitolul I

Istoricul descoperirii radioactivității.-Radioelemente principale.-

Proprietățile radiațiilor corpurilor radioactive.

1.-Introducere.-Descoperirea radioactivității constituie o etapă de cea mai mare importanță în dezvoltarea istorică a științelor Naturii, prin noțiunile noi pe care le-a introdus, prin amploarea domeniului de cunoaștere pe care l-a deschis, prin impulsul pe care l-a dat Fizicii, Chimiei și altor discipline științifice, prin consecințele filozofice și aplicațiile tehnice pe care le-a determinat. Astăzi, când privirea poate cuprinde ansamblul impresionant al rezultatelor dobândite de Fizica atomului și nucleului, în cei 50 de ani care s'au scurs de la descoperirea radioactivității, importanța acestei descoperiri apare evidentă.

Descoperirea radioactivității nu a fost întâmplătoare, în ciuda aparențelor: ea s'a produs ca o urmare necesară a progreselor generale realizate în fizică, în deosebi în a doua jumătate a secolului al XIX-lea. Chiar dacă n'ar fi avut loc, la începutul anului 1896, acel concurs de împrejurări datorită cărui H.Becquerel a putut pune în evidență existența fenomenului de "radioactivitate" ⁽¹⁾, acest fenomen n'ar mai fi putut rămâne multă vreme necunoscut. Aceasta nu micșorează cu nimic, de altfel, meritul lui Becquerel.

2.-Progresul științific în secolul XIX a pregătit descoperirea radioactivității.-Odată cu avântul industrial determinat de consolidarea orânduirii economico-sociale eșită din Revoluția democratică burgheză începută la 1789, tehnica a pus științelor Naturii în genere, Chimiei și Fizicii în particular, probleme din ce în ce mai numeroase și complexe, care-și cereau imperios rezolvarea. Această "comandă socială" a determinat accelerarea ritmului de dezvoltare a științelor exacte, începând cu disciplinele matematice și fizice.

Secolul XIX-lea lăsase moștenire o Mecanică (Mecanica "clasică" a lui Galilei și Newton), definitiv constituită în trăsăturile ei esențiale. În celelalte compartimente ale cunoașterii fizice, lăsase punte de reper importante, însă puțin numeroase și insuficient elaborate.

Sarcina esențială a fizicii secolului XIX a fost de aceea să

(1) Această denumire a fost propusă de Marie Curie.

împingă mai departe, în toate direcțiile, cercetarea fenomenelor "macroscopice", adică a acelor fenomene care pun în joc mase materiale direct accesibile simțurilor noastre și energii considerabile, direct utilizabile în practică. S'au constituit astfel ramurile fizicii denumită Optică, Acustică, Termodinamică, Electricitate, Magnetism.

La începutul veacului trecut, singurele dispozitive generatoare de energie electrică cunoscute - dacă facem abstracție de mașinile electrostatice greoaie și incomode - erau diferite "elemente" sau "pile", elaborate de Volta și de succesorii săi. Se cunoștea efectul de descompunere chimică pe care-l produce trecerea curentului într-o serie de soluții, însă legile empirice ale electrolizei au fost stabilite deabia în al treilea deceniu al secolului (Faraday). Cât despre interpretarea teoretică a fenomenelor, ea a întârziat până prin anii 30 (Grothius, Svante Arrhenius).

Dela 1820 înainte, au fost puse bazele electrodinamicii (Oerstedt, Ampère); cam în aceeași perioadă a fost recunoscută posibilitatea de a transforma în căldură energia curentului electric (Joule).

Prin 1832 e descoperit fenomenul inducției electrice. Faraday arată (1838) că distribuția liniilor de forță ale unui câmp electric depinde de constanta dielectrică a mediului material în care creem câmpul. Aceste fapte nu pot fi înțelese decât dacă admitem existența în materie, a unor grupări de sarcini electrice (dipoli, cuadrupoli...) distribuite în perfectă desordine conform legii numerelor mari, pe care câmpul le ordonează (le "polarizează"), deformându-se totodată el însuși, sub acțiunea reciprocă a polarizării dielectricului. Ulterior, fenomenele de piezo și piroelectricitate vor veni să arate că în unele corpuri (cristale) grupările de sarcini electrice sunt preorientate (dinainte polarizate), în lipsa oricărui câmp exterior. În fine, noțiunea însăși de "câmp de forțe electromagnetice", creată de Faraday, e reluată și dezvoltată de Maxwell.

Nu e lipsit de interes să subliniem paralelismul dintre dezvoltarea economiei industriale engleze, care ajunge la apogeu către mijlocul secolului al XIX, și avântul fizicii engleze, în aceeași perioadă istorică. Avem aci un exemplu concret la legea marxistă a determinării suprastructurii culturale-ideologice, de către infrastructura economică. Atari exemple pot fi înmulțite, dar e suficient să ne oprim asupra aceluia pe care ni-l oferă, sub ochii noștri, Uniunea Republicilor Sovietice Socialiste. Descătușarea forțelor creatoare ale popoarelor din Rusia, de către Revoluția Socialistă din Octombrie, a prilejuit dezvoltarea industriei sovietice, pe un ritm și cu o amploare nemai -

cunoscute în Istorie. Comanda socială pe care o constituie această creștere năvalnică a industriei și tehnicii în genere, a determinat și determină înflorirea științei, a fizicii în particular, în Țara Socialismului victorios. La rândul ei, bineînțeles, puternica dezvoltare a științei condiționează o și mai rapidă creștere a tehnicii, astfel încât o scurtă perioadă de numai 30 de ani a fost suficientă pentru construirea societății socialiste, în ciuda încercuirii capitaliste, a războaielor de cotrăpire deslănțuite de imperialismul mondial și a slăbei dezvoltări economice inițiale, moștenite dela regimul țarist.

Concluziile și previziunile teoriei elaborate de Maxwell au fost confirmate de celebrele experiențe ale lui H.Hertz (1890). A fost stabilită pe această cale identitatea de natură a radiațiilor electro-magnetice, termice și luminoase; Optica devine un capitol al Electro-magnetismului general. De altă parte, aplicațiunile tehnice ale fenomenelor de inducție pun la dispoziția oamenilor de laborator generatori electrici din ce în ce mai puternici, diferențe de potențial din ce în ce mai mari, care trec dela ordinul zecilor și sutelor, la ordinul miilor și zecilor de mii de volți. Reciproc, în legătură cu aplicațiunile tehnice ale electricității, iau o dezvoltare deosebită cercetările cu privire la proprietățile electrice ale materiei.

Fenomenele electrolizei duseseră la descoperirea existenței "ionilor", care transportă fiecare un multiplu întreg, n al unei sarcini electrice (pozitivă sau negativă) mijlocii. n este numeric egal cu valența chimică a atomului sau radicalului care constituie ionul considerat. Aceste fapte tindeau să atribue electricității o structură discontinuă și obligau de altă parte pe fizician să admită o legătură strânsă între proprietățile materiei, deci structura ei intimă, și electricitate. Căci se constata în adevăr că proprietățile (chimice de pildă) ale unui ion diferă net de acelea ale atomului sau radicalului neutru corespunzător, după cum proprietățile (chimice) ale ionilor formați dintr'un acelaș atom sau radical diferă, dacă sarcinile electrice ale ionilor diferă. Astfel ionul feros Fe^{++} are altă comportare chimică decât ionul feric Fe^{+++} .

Studiul sistematic al trecerii electricității prin gaze, studiu înlesnit de progresele tehnicii vidului, pune în evidență existența ionilor și în gazele conductoare.⁽¹⁾ S'a constatat că sarcina electrică a ionilor gazoși este și ea un multiplu întreg n

(1) Vezi Capitolul II, "Ionizarea gazelor".

al aceleiaș sarcini mijlocii, cunoscută din legile electrolizei. Descoperirea razelor catodice și anodice (canal), vine să lămurească mecanismul ionizării gazelor. Se ajunge la concluzia că sarcina electrică elementară, a cărei valoare concordantă rezultă din studiul electrolizei și al descărcării în gaze, nu este o simplă valoare statistică medie, ci reprezintă quantumul elementar de electricitate; razele catodice sunt constituite din asemenea "granule" de electricitate negativă ("electroni", Stoney, 1881), în mișcare de translație mai mult sau mai puțin rapidă. Electronii pot fi extrași din orice substanță, constituie deci o parte integrantă a materiei în general.

Se ajunsese astfel la acel stadiu al dezvoltării fizicei în care - pe baza imensului material de fapte experimentale - începe să se întrezărească răspunsul la o întrebare fundamentală, care frământase gândirea omenească din vremurile antichității și care poate fi formulată: "Care este structura intimă a materiei?". La această întrebare, cei vechi încercaseră să răspundă prin teorii ca aceea a celor "patru elemente": aerul, apa, pământul, focul. De altă parte, ei întrezăriseră necesitatea de a atribui materiei o structură discontinuă: reprezentanții cei mai de seamă ai atomismului greco-latin sunt Democrit și Leucip la Elini, Lucrețiu la Romani. Dar speculațiunile lor metafizice, lipsite de orice susținere experimentală cantitativă, nu puteau duce la o certitudine științifică.

Conceptiile atomistice renasc, impuse de experiența exactă, către sfârșitul secolului al 17-a, când Chimia se degajă definitiv din chrizalida Alchimiei medievale. Dalton folosește aceste concepții pentru a interpreta legile empirice ale reacțiilor chimice. În acelaș spirit lucrează Proust, Lavoisier, Lomonossov.

Multă vreme, atomismul modern a avut de întâmpinat rezistența "empiriștilor", "nominaliștilor" și a celorlalte specii de "idealiști", deopotrivă dușmani ai materialismului consecvent. Empiriștii sefuzau să meargă "mai departe decât datele imediate ale experienței"; nominaliștii considerau atomii și moleculele ca niște "reprezentări comode", lipsite însă de orice existență obiectivă; idealiștii mărturisiți contestă existența obiectivă a materiei în general, deci și a particulelor elementare care o constituie.

În ciuda acestor împotriviri ~~care~~ prin Mach, vezi V.I. Lenin "Materialism și Empiriocriticism" - se prelungesc până în zilele noastre în scrierile ideologilor reacționari, atomismul s'a afirmat mereu mai răspicat ca singura concepție capabilă de a da o interpre-

tare corectă ansamblului din ce în ce mai vast al fenomenelor naturii; iar dezvoltarea contemporană a fizicii, dela descoperirea radioactivității mai ales, a făcut din atomul material o realitate tangibilă, de care nu se mai poate îndoi nici o minte omenească normală.

Firește, noțiunea de "atom" a suferit - în cursul ultimilor 150 de ani - prefaceri radicale. Între imaginea rudimentară, mecanică, pe care și-o putea face despre atom știința anilor 1800-1850, și "modelul atomic" actual, distanța este atât de mare că însuși conținutul noțiunii s'a schimbat în contrariul celui primitiv. Particula omogenă, compactă, insecabilă, stabilă în orice împrejurări - care din punct de vedere etimologic merita efectiv numele de "atom" - nu mai are decât puține trăsături comune cu ceea ce înțelegem astăzi prin atom, adică un complex material eterogen, lacunar, divizibil, mai mult sau mai puțin stabil, dar care totuși se comportă - în majoritatea fenomenelor fizice și chimice - ca un întreg bine individualizat. Această metamorfoză, pe care noțiunea de atom a suferit-o în ultima sută de ani, nu este însă altceva decât expresia izbânzilor succesive ale atomismului, expresia pătrunderii din ce în ce mai adânci în cunoașterea naturii dialectice a materiei.

Odată cu renașterea modernă a atomismului, se reînnoește o altă concepție a materialismului grec-latin și anume ideea existenței unui constituent universal al materiei. Filosofia scolastică, moștenitoare prin intermediul Arabilor a filosofiei aristotelice, a elaborat în jurul acestei idei - care luase naștere din constatarea că sub diversitatea aspectelor lor, corpurile au însușiri comune - teoria așa numitei "quinte-esențe", substrat unic inaccesibil simțurilor, al materiei tangibile.

Reluând această idee la începutul secolului al XIX-lea, William Prout a renunțat - firește - la forma ei medievală: chimia timpului său îi permitea să propună o soluție concretă a problemei. Pentru Prout, constituentul universal al materiei era elementul Hidrogen. Fără a insista asupra argumentelor binecunoscute pe care se întemeia această ipoteză, trebuie să recunoaștem că în lumina cunoștințelor noastre actuale, ea apare genială deși prematură. Căci nucleul atomului de Hidrogen, protonul, este în adevăr unul din constituenții primordiali ai materiei universale.

Razele catodice au constituit primul instrument la îndemâna fizicianului, pentru sondarea interiorului atomilor. Acestui instrument s'a adăugat curând radiațiunea X, descoperită de K.W.Röntgen în

1895, și care ia naștere prin frânarea razelor catodice. Studiul interacțiunii acestor radiațiuni cu materia, precum și studiul acțiunii câmpului electromagnetic asupra fenomenelor optice - e vorba în special de efectele Zeemann și Stark - au dat primele informațiuni de amănunt cu privire la structura atomului. Aceste informațiuni au fost folosite de teoreticieni pentru elaborarea unor "modele" atomice, construite în așa fel încât să permită înțelegerea cantitativă a faptelor experimentale.

Menționând pre-memoria modelul "dinamidelor" al lui Lenard, ne oprim asupra modelului care l-a succedat, propus în 1902 de William Thomson (Lord Kelvin). Acesta descria atomul ca o sferă de rază circa 10^{-8} cm., adică de ordinul de mărime impus de considerațiunile clasice ale teoriei cinetice a gazelor. Electricitatea pozitivă era uniform repartizată în volumul sferei, iar electronii, a căror sarcină negativă totală era egală cu cantitatea de electricitate pozitivă, erau distribuiți în interiorul sferei, în poziții fixe, simetrice față de centrul geometric al modelului.

Puțin mai târziu, J.J.Thomson perfecționează modelul, introducând corectivul că electronii nu se află în repaos, ci gravitează pe traectorii circulare concentrice cu centrele în centrul atomului.

Timp de mai mulți ani, modelul atomic Kelvin-Thomson a permis interpretarea teoretică a unui număr mare de fapte, ca de pildă emisiunea, absorpția și dispersia luminii, constanta dielectrică, etc. Atunci însă când descoperirea radioactivității a dat fizicienilor posibilitatea de a studia interacțiunea radiațiilor radioactive cu materia, modelul Kelvin-Thomson s'a dovedit insuficient pentru a da seama de nouile fapte descoperite. J.Perrin, E.Rutherford, N.Bohr, au contribuit la elaborarea mai departe a modelului atomic. Se știe - și nu vom insista asupra acestui lucru - că în stadiul actual al cunoștințelor noastre, atomul se prezintă ca un sistem solar ultra-microscopic, în care nucleul central joacă rolul soarelui iar electronii joacă rolul planetelor.

Δ * 3.-Istoricul descoperirii radioactivității.- Să examinăm acum împrejurările în care s'a produs descoperirea fenomenului radioactivității, constituirea acestei descoperiri într-o ramură nouă a Fizicii, din care avea să se desvolte - în primele decenii ale secolului nostru - edificiul fizicii atomice și nucleare.

Se știe că la un tub catodic în funcțiune, regiunea peretelui de sticlă, din spatele anodei, pe care cade fascicolul de electroni catodici, devine fluorescentă și emite raze X: aceste raze, invizibile

pentru ochi, excită fluorescența unui ecran cu platinocianură de bariu sau cu sulfură de zinc cuprifere, înnegrese placa fotografică, ionizează gazele.

Faptul că fluorescența sticlei tubului Crookes însoțește emisiunea de raze X a fost interpretat în primele momente ca o relație de cauză la efect. Dar fenomenul fluorescenței era cunoscut de mult, la o serie de corpuri la care fluorescența este excitată prin iradiere nu cu raze catodice ci pur și simplu cu lumină solară. Era firesc să se ridice întrebarea dacă substanțele care devin fluorescente în aceste condiții nu emit cumva și ele raze asemănătoare razelor X.

Problema a fost pusă de Henri Becquerel (1852-1908) profesor de fizică la Școala Politehnică din Paris. El posedă în laboratorul său o bogată colecție de substanțe fluorescente, rămase de pe vremea când Alexandre-Edmond, părintele și predecesorul său la catedră, studiasse fenomenele de fluorescență.

Aci a intervenit concursul fericit de împrejurări care - precum spuneam la începutul capitolului - a înlesnit descoperirea fenomenului radioactivității: printre diversele substanțe fluorescente de care dispunea, Becquerel și-a fixat atenția asupra unor cristale de alaun de Uraniu (sulfat dublu de Uraniu și Potasiu). El expuse un asemenea cristal la lumină solară și-l așează apoi pe o placă fotografică învelită ermetic în hârtie neagră. După câțva timp, dezvoltă placa și găsește pe ea imaginea conturului cristalului. Rezultatul era deci pozitiv: alaunul de Uraniu, a cărui fluorescență fusese în prealabil excitată de lumina solară, emite - conform așteptării - o radiațiune invizibilă, dar capabilă de a impresiona placa fotografică, întocmai ca și razele X. Această descoperire a fost comunicată Academiei de Științe din Paris, în ședința din 24.II.1890. Deși părea că se confirmă o ipoteză care foarte curând avea să se dovedească inexactă, putem considera data de mai sus ca zi de naștere a științei Radioactivității.

Continuându-și cercetările, Becquerel descoperă un fapt nou, care infirmă relația de cauză la efect între fluorescență și emisia de raze penetrante a alaunului de Uraniu. În adevăr, se constată că un cristal de această substanță, ținut la întuneric până la completa stingere a fluorescenței, înnegrese totuși placa fotografică. Fluorescența nu este deci cauza determinantă a radiației penetrante.

De altă parte, substanțe ce posedă proprietatea de a deveni fluorescente, ca de pildă sulfurile de zinc sau calciu, dar care nu conțin Uraniu în compoziția lor, nu impresionează placa fotografică, chiar când au fost aduse la starea fluorescentă. În fine, se constată că toți compușii uraniului, fie că sunt sau nu fluorescenți, posedă proprietatea de a fi "radioactivi". Din toate aceste fapte se impune concluzia că radioactivitatea este o proprietate spontană a atomului de uraniu.

Intocmai ca și razele Röntgen, razele lui Becquerel ionizează gazele, de pildă aerul. Deacum, un electroscope încărcat se va descărca repede, atunci când în apropierea lui se va afla o substanță radioactivă. Electroscoful poate deci servi ca detector al radioactivității și deoarece viteza de descărcare este cu atât mai mare cu cât radioactivitatea e mai intensă, electroscoful poate fi folosit ca instrument de măsură cantitativă, sensibil la prezența unor cantități chiar foarte mici de substanță radioactivă.

În fapt, electrometrul cu foițe a fost folosit spre a se stabili că toți compușii uraniului sunt radioactivi; că intensitatea activității unui compus depinde numai de procentul de U element pe care-l conține; că această activitate nu poate fi mărită sau micșorată, accelerată sau încetinită, de nici un agent fizic sau chimic cunoscut. (1)

Era firesc să pună întrebarea dacă numai elementul U este radioactiv. Răspunsul a fost dat în 1898 de C.G. Schmidt și de Maria Sklodowska-Curie, independent unul de altul: elementul Th este și el radioactiv. Cercetând apoi colecția foarte bogată a Muzeului de Mineralogie din Paris, D-na Curie confirmă că numai minereurile de U sau Th sunt radioactive. (2)

(1) "Deși structura nucleară a atomului a fost descoperită cu 15 ani mai târziu, independența totală a proceselor radioactive, de condițiile fizice și chimice exterioare, era dela început o indicație că aceste procese se petrec în regiunile cele mai profunde ale atomului" (E.V. Spolschi, Atomnaya fizika, vol. II, parag. 251, ed. II, 1950).

(2) D-na Curie a crezut la început că observă o activitate și la elemente ca Cs, Nb, Ta, P (galben). Eroarea - curând recunoscută de dânsa - se datora descărcării electrometrului, pricinuită nu de presupusa radiație inexistentă, ci de umiditatea preparațiilor folosite, care mărea conductibilitatea aerului din camera de ionizare.

Cu prilejul acestei descoperiri amănunțite, Maria Curie face însă o descoperire care contrazice, în aparență, cele ce se știau până atunci. Am spus mai sus că activitatea compusilor de Uraniu este proporțională cu procentul de element U pe care îl conțin. D-na Curie constată acum că ~~mineralul~~ pechblendă naturală este mai activă decât sulfatul dublu de Cu și U preparat în laborator; la fel, pechblendă de Ioachimov (Cehoslovacia) prezintă o radioactivitate de câteva ori mai intensă decât aceea care corespunde procentului de U existent în minereu. De altă parte, dacă se extrage, prin procedeele analizei chimice, uraniul din pechblendă, se constată că activitatea rezidului, raportată la unitatea de masă, este de câteva ori mai mare decât a minereului inițial.

Pentru a explica aceste fapte surprinzătoare, soții Curie enunță următoarea ipoteză: pechblendă conține - în proporții atât de reduse încât s-a scăpat până atunci atenției chimiștilor - cel puțin un element necunoscut, foarte puternic radioactiv. Elementul sau elementele necunoscute se concentrează în reziduii de pechblendă, pentru că reacțiile lor analitice diferă de cele ale uraniului.

Pornind dela această ipoteză, soții Curie întreprind o muncă dificilă, de fracționare analitică a mai multor tone de rezidii de pechblendă de Ioachimov. Iată compoziția mijlocie a acestui minereu:

U (UO_4) ₂	75%	Si O ₂	3%
CaO	5	MgO	2
SPb	5	Diverse	7
FeO	3		

Printre "diverse" figurează aproape toate elementele sistemului periodic, dar în special Bi, Ba și La.

Soții Curie observă în primul rând o acumulare de activitate radiantă în fracțiunea analitică a Bismutului. Prin precipitarea acestui element cu SH₂, filtratul rămâne inactiv, iar precipitatul (sulfură de Bi), prezintă o activitate de circa 400 de ori mai mare decât aceea a unei mase egale de oxid de U; de altă parte, S₃Bi₂ preparată în laborator, din substanțe chimice pure, este complet inactivă. D-na Curie conchide că precipitatul conține un radioelement necunoscut, înrudit din punct de vedere analitic cu Bi; ea propune pentru el numele de Poloniu (Po), în cinstea patriei sale de origine. Dacă ținem seama de cerințele tradiționale ale chimiștilor, când e vorba de identificarea unui element nou, concluzia putea să pară îndrăznească. Ea a fost însă confirmată pe deplin, chiar și din punctul de ve-

iere al chimiștilor, prin izolarea noului element în stare de puritate.

Descoperirea Poloniului e datată din iunie 1898. Cinci luni mai târziu, la 26 Decembrie, soții Curie, în colaborare cu Georges émont, anunță că au identificat - de astă dată - fracțiunea de bariu ⁽¹⁾ a reziduiilor de pechblendă - un al doilea radioelement nou, cărui activitate e de 3 milioane de ori mai intensă decât aceea unei mase egale de oxid de uraniu. Ei propuneau numele Radium ⁽²⁾ pentru acest nou radioelement. ⁽³⁾

Mai departe, D-na Curie observă că, prin cristalizare fracționată a clorurii de bariu radifere, activitatea se concentrează în fracțiunea de "cap" a cristalizării, adică în primele cristale de bariu. Cu alte cuvinte, clorura de Radium este mai greu solubilă în apă decât cea de bariu, cum e și firesc dat fiind că Ra este mai greu ca Ba. Astfel, printr-o lungă serie de cristalizări fracționate conduse cu deosebită meticulozitate, D-na Curie izbuteste să obțină o clorură de Ba foarte concentrată în Ra, din care, cu colaborarea lui André Debierne, obține (1902) primele miligrame de clorură de Radium chimic

Determinarea ponderii atomice a noului element, efectuată cu eșantion, dă rezultatul $Ra = 226$. Individualitatea noului element e confirmată pe cale spectroscopică, încă din 1898, de către

Gay.

Aci se încheie perioada pe care am putea-o numi "eroică" a Istoriei Radioactivității. În necrologul închinat în 1933 D-nei Curie, unul dintre conducătorii Institutului de Radium din Paris scria: "În această remplară colaborare a doi savanți pentru o cercetare complexă și dificilă, Pierre Curie a jucat mai cu deosebire rolul fizicianului..., iar Maria Curie a îndeplinit mai ales funcțiunile chimistului. Dar e cu neputință și ar fi zadarnic să se încerce o disociere a operii lor comune, în speranța unei iluzorii delimitări a contribuției individuale a fiecăruia".

Era firesc ca descoperirea Poloniului și Radiumului să trezească interesul unui mare număr de cercetători pentru fenomenele radioacti-

(1) Greutatea atomică a Ba, determinată la această fracțiune, era mai mare decât a Bariului chimic pur, dovadă a prezenței unui element omolog cu Bariul, însă de greutate atomică superioară.

(2) Precipitatul de Bariu radioactiv (radifer) înnegrea placa fotografică în 30 sec., în loc de cele câteva ore necesare cu o masă egală de oxid de uraniu.

(3) V. C.R. Academie des Sciences, Paris, 127, 1215, 1898.-

vității. Așa se explică faptul că în cursul a numai câțiva ani, numeroase alte elemente radioactive au fost identificate. Vom cita aici numai pe cele principale: Actiniul (Ac), (A. Debierne; F. Giesel. 1899-1900), în fracțiunea lantaniferă a reziduiilor de pechblendă. - Uraniul X (UX), în sărurile de U. (H. Becquerel, 1900). - Thoriul X (ThX), în sărurile de Th (E. Rutherford și F. Soddy. 1900). - Radonul (Rn) sau "emanația de Ra" (Rutherford și Soddy, E. Dorn. 1900). - Thoronul (Tn) sau "emanația de Th" (Rutherford și Soddy). - Radiothoriul (RdTh) și Mesothoriul (MsTh), (Otto Hahn, 1905). - Ioniu (Io), (B. B. Boltwood, O. Hahn și W. Marckwald. 1906). - Protactiniul (Pa), (O. Hahn, Lise Meitner, Soddy, Cranston. 1918). - etc.

Precum vom vedea în timp, toate aceste radioelemente, și altele cu care vom mai face cunoștință, pot fi grupate în trei "serii" sau "familii" radioactive naturale, în conformitate cu relațiile genetice care există între ele. Adăugăm numai deocâd că în lumina cunoștințelor actuale asupra activității provocate (zisă și artificială), seriile radioactive naturale apar ca niște fragmente ale unor serii mai vaste și mai complexe, din care fac parte și radioelementele "artificiale". Aceste radioelemente au existat desigur în natură, la epoci foarte îndepărtate de noi. Ele s'au stins, din cauza rapidității relativ mari a "desintegrării" lor radioactive. ⁽¹⁾ Dar în afară de elementele ce fac parte din seriile radioactive, există corpuri simple "clasice", de mult cunoscute, la care a fost detectată proprietatea radioactivă. Astfel sunt potasiul, rubidiul, lutetiul și samariul. Pentru a preciza, vom spune că în fiecare din pleiadele de isotopi care constituie elementele citate, unul din isotopi este radioactiv și anume:

40 87 176 148
19K ; 37Rb ; 71Lu ; 62Sm.

4.- Natura și proprietățile radiațiilor radioactive. - Pentru a încheia acest capitol, vom da câteva indicații generale asupra naturii și proprietăților principale ale radiațiilor emise de corpurile radioactive.

Chiar dela începuturi, studiul radiației elementelor U, Th, Ra, Po, arătase eterogeneitatea radiațiilor radioactive. ⁽²⁾ Radiația

(1) Vezi capitolul III "Teoria și legile desintegrării radioactive".

(2) Nu e lipsit de interes să amintim erorile inițiale comise cu privire la proprietățile radiațiilor radioactive. Becquerel, de pildă, a crezut că observă reflecția acestor raze în oglinzi, refracția lor în prisme de sticlă, stingerea lor între nicoli încrucișați, într'un cuvânt o comportare identică cu a luminii vizibile. La fel, C. G. Schmidt a afirmat că razele Thoriului se refractă în prisme de sticlă. Inutil să mai stăruim asupra inexactității acestor observații inițiale.

mălului, de pildă, e complet absorbită de straturi extrem de subțiri, de materie ușoară (hârtie, mica, aluminiu). În fel, radiația emisă de o sare de Radium, imediat după prepararea ei. Pe măsură însă ce sarea se învechește, apar radiații noi, mai penetrante.

Dimpotrivă, radiația UX nu e absorbită de straturi subțiri de hârtie sau mica, decât într-o proporție infimă. Grosimea de aluminiu necesară pentru a absorbi această radiație este de 10 ori mai mare ca pentru radiația poloniului.

Dacă, în fine, experimentăm cu o sare de Radium de câteva luni, observăm existența unei radiații foarte penetrante, capabilă de a străbate prin straturi relativ groase (câțiva cm de metale grele de pildă plumb).

În 1899, F.Giesel, St.Meyer și E.v.Schweidler au observat că în un câmp magnetic slab (câteva zeci de oerstedt), perpendicular pe direcția de propagare a radiației, o desface în două componente: una care e deviată în sensul deviației razelor catodice și care a fost denumită radiație "beta"; alta, care nu suferă nici o deviație măsurabilă și a fost denumită radiație "alfa". Ceva mai târziu, (1900), P.Villard arăta că o parte a "radiației alfa" e capabilă să străbată mari grosimi de plumb.

În 1903, folosind câmpuri magnetice intense - de ordinul sutelor de oerstedt - E.Rutherford a arătat că așa zisa "radiație alfa" poate desființată la rândul ei în două componente: una din ele e deviată în sensul razelor anodice (canal); cealaltă rămâne nedeviată. Denumirea de raze "alfa" a fost rezervată celei dintâi și s'a dat celei de două numele de radiație "gamma". Ulterior s'a recunoscut natura electromagnetică a acestei radiații.

În rezumat, rămâne stabilit că există trei specii de radiații radioactive:

1) Raze alfa, foarte ușor absorbabile (în 0,1 mm Al sau chiar în grosimea unei foi de hârtie, ele sunt total absorbite). Câmpul magnetic transversal le deviază relativ slab, în sensul razelor "canal", din tuburile catodice. Ele transportă deci sarcini electrice pozitive.

2) Raze beta, capabile de a străbate până la câțiva mm de aluminiu. Câmpul magnetic transversal le deviază mai mult sau mai puțin puternic, în același sens ca și razele catodice. Ele transportă deci sarcini electrice negative.

3) Raze gamma, foarte penetrante, capabile de a străbate până la câțiva cm de plumb. Câmpul magnetic nu le deviază, ele nu transportă deci sarcini electrice.

Substanțele care emit una sau mai multe din aceste feluri de raze se numesc "radioactive". Știința care cercetează diferitele aspecte și legi ale acestui fenomen se numește Radioactivitate.

Pentru a concretiza cele ce preced vom descrie următoarea experiență. Într-o cutiută de plumb cu pereți groși, astfel ca toate radiațiile să fie practic absorbite, închidem o mică cantitate (de ordinul miligramului) de sare (clorură, bromură, ...) de Ra, preparată de cel puțin câteva luni ("stătută"). Capacul cutiei e prevăzut cu o deschidere în formă de fantă subțire, prin care va eși în afară un fascicol subțire de raze.

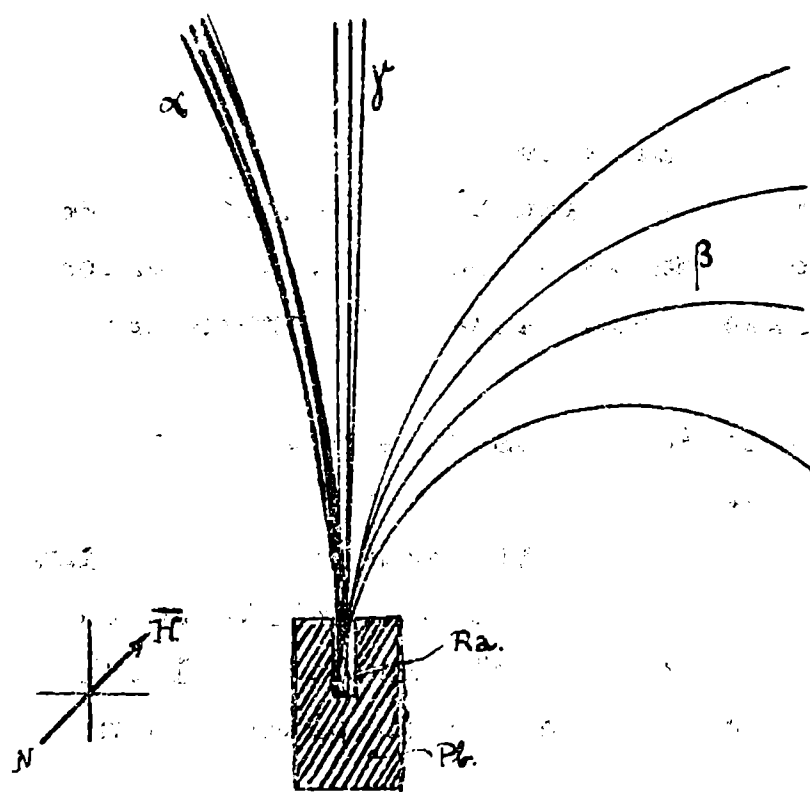


Fig. 1.

Așezăm această "sursă de radiație" între polii unui electromagnet puternic, polul N fiind în fața plăcului figurei. Înainte de a da drumul curentului de excitare a electromagnetului, așezăm în calea fascicolului de raze un ecran fluorescent. Operând la întuneric, observăm pe ecran imaginea luminoasă a fantei. Verificăm astfel că fascicolul de raze radioactive se propagă în linie dreaptă.

Stabilind curentul de excitare a electromagnetului, la naștere un câmp magnetic (omogen între piesele polare ale electromagne-

tului), ale cărui linii de forță sunt perpendiculare pe direcția de propagare a radiației (pe scurt: câmp magnetic transversal). Cu ajutorul unor ecrane fluorescente convenabil așezate, verificăm că fascicolul (inițial unitar și rectiliniu) s'a desfiat în cele trei componente alfa, beta, gamma.

În condițiile experienței noastre, radiația alfa e deviată spre stânga, pe orbite circulare de raze de curbura mari, cuprinse între limite foarte apropiate. Radiația beta e deviată spre dreapta, pe orbite circulare de raze de curbura ce variază în mod continuu dela o valoare foarte mică la o valoare maximă, bine definită. Radiația gamma rămâne nedeviată, propagându-se rectiliniu, ca și în absența câmpului magnetic.-

Dacă se ia ca măsură a energiei transportate de fiecare specie de raze, ionizarea produsă de ele, se constată că energia radiației alfa (a unei preparații de Ra stătute) reprezintă aproximativ 90% din total, restul împărțindu-se între razele beta (ca.6%) și gamma (ca.4%). Și pentru că ne-am referit la o sare de Ra învechită (stătută), să enumerăm diferitele fenomene fizice și chimice pe care le provoacă radiația complexă a unei asemenea preparații (surse):

- a) ionizează gazele
- b) provoacă fluorescența anumitor substanțe (sulfura de zinc, cuprifera, platinocianura de bariu, tungstatul de calciu, etc.
- c) înnegrește placa fotografică.
- d) străbate prin materia opacă pentru lumină.
- e) provoacă o degajare continuă de căldură în corpurile care absorb radiația (sărurile de Ra au o temperatură superioară temperaturii mediului ambiant, din cauza autoabsorbției razelor emise).
- f) produce o degajare de gaz Helium, în cantitate proporțională cu cantitatea de Ra și cu timpul.
- g) produce un gaz greu, radioactiv, numit "emanație de radium" sau "radon", în cantitate proporțională cu cantitatea de Ra și cu timpul. Radonul dispare cu timpul, lăsând în locul lui un depozit solid, radioactiv, identic cu plumbul din punct de vedere chimic.
- h) e capabilă de a distruge (ucide) orice organism viu expus radiației, dacă intensitatea acesteia e destul de mare și dacă timpul de iradiere este destul de lung.

Capitolul II

Ionizarea gazelor.-Metode de detecție și de măsură a radiațiilor radioactive, bazate pe ionizarea gazelor.

5.-Generalități cu privire la ionizare.- Majoritatea metodelor de detecție și de măsură folosite în Radioactivitate se bazează pe proprietatea radiațiilor radioactive de a ioniza materia, în particular gazele. Vom studia de aceea în cele ce urmează aspectele și legile principale ale acestui fenomen.

Materia conduce electricitatea în măsura în care ea conține "pur-tători mobili de sarcini electrice libere". Dacă aplicăm unui corp care îndeplinește această condiție o diferență de potențial, purtătorii de sarcini se pun în mișcare spre electroda de semn contrar semnului lor propriu: apare un curent electric. Curentul electric este esențialmente un curent de convecție, fie că e unipolar (ca în cazul metalelor, unde transportul de sarcini e asigurat de electronii liberi ai metalului), fie că e bipolar (ca în cazul electrolitelor, unde transportul de electricitate e asigurat de ioni pozitivi și negativi).

Dielectricele sunt corpuri constituite în mod normal din particule (molecule sau atomi) neutre. De aceea, dacă aplicăm unui dielectric o diferență de potențial, nu vom observa apariția niciunui curent⁽¹⁾.

În condiții "normale" (vezi Nota 1), gazele au bune proprietăți dielectrice. Ele nu se comportă totuși ca izolante deoată în primă aproximație. În adevăr, dacă aplicăm unui volum de gaz o diferență de potențial chiar mult inferioară potențialului disruptiv, constatăm trecerea unui curent, foarte slab desigur, dar niciodată nul, oricare ar fi precauțiunile experimentale luate. Tocmai din cauza acestei conductibilități "reziduale" a gazelor, în specie a aerului atmosferic, un electroscope încărcat se descarcă cu înecetul, oricât de bine ar fi izolată electroda interioară.

(1) cu condiția ca diferența de potențial să nu depășească o anumită valoare critică, zisă "potențial disruptiv". Dacă această limită e depășită, se produce o descărcare disruptivă, sub forma unei scântei. În aceasta constă "clacarea" condensatorilor. Pentru 1 cm. aer normal (adică uscat, curat, la presiune și la temperatură obișnuită), potențialul disruptiv este 32.000 volți. El măsoară așa numita "rigiditate dielectrică" a aerului (normal).

Dealtă parte, descărcarea electroscopului se produce foarte repede dacă aducem în vecinătatea lui o flacăra sau un corp incandescent, sau dacă iradiem aerul din preajmă cu raze X sau cu radiația unui corp radioactiv. Există prin urmare "agenți" exteriori, fizici (și chimici, de pildă oxidarea lentă a fosforului galben), capabili de a conferi gazelor o conductibilitate electrică considerabilă. Suntem de aceea îndreptățiți, extrapolând rezultatul experienței, să conchidem că, dacă am putea sustrage totalmente un gaz acțiunii agenților exteriori, el s'ar comporta ca un izolant perfect, constituit numai din particule neutre.

Acțiunea agenților de care vorbim poate consta în aceea de a introduce din afară sau de a crea în gaz, purtători mobili de sarcini libere (ioni). De vom da în consecință numirea de agenți ionizanti: un gaz care conține ioni se zice ionizat. Este acum pe deplin dovedit că efectul Townsend (conductibilitatea reziduală a gazelor) se datorează ionizării foarte slabe, întreținută de radiația pulberilor și gazelor radioactive prezente pretutindeni la suprafața pământului, precum și de radiația cosmică.

Am văzut că temperaturile înalte, razele X, radiațiile radioactive, radiația cosmică, oxidările lente sunt agenți ionizanti, pentru gazele în condiții normale. La presiune redusă, gazele pot fi ionizate prin însăși acțiunea diferenței de potențial care le este aplicată. Vom folosi acest fenomen pentru a defini și măsura "potențialul de ionizare" caracteristic gazului considerat.

6.-Potențial de ionizare.-Travaliu de ionizare.-În lumina cunoștințelor noastre despre structura atomului, mecanismul ionizării e lesne de conceput: sub acțiunea agentului ionizant, oricare ar fi el, atomii (sau moleculele) gazului, neutri în mod normal, pierd unul sau mai mulți electroni planetari. În acest fel, produsele primare ale ionizării vor fi electroni și ioni atomici (sau moleculari) pozitivi. Însă aceste produse primare nu sunt stabile; vom vedea ceva mai jos procesele de transformare pe care le suferă.

Pentru a extrage un electron dintr'un atom e necesar un anumit travaliu, al cărui quantum depinde de natura elementului. Această mărime caracteristică poartă numele de travaliu de ionizare. Ne propunem să măsurăm acest travaliu.

Vom folosi următorul dispozitiv experimental: (fig.2). Q este o triodă care poate fi umplută cu gazul cercetat, sub o presiune de 0,1 - 1 mm.Hg. Grila triodei este pozitivă în raport cu catoda, diferența de potențial putând fi reglată cu ajutorul potenționetrului P.

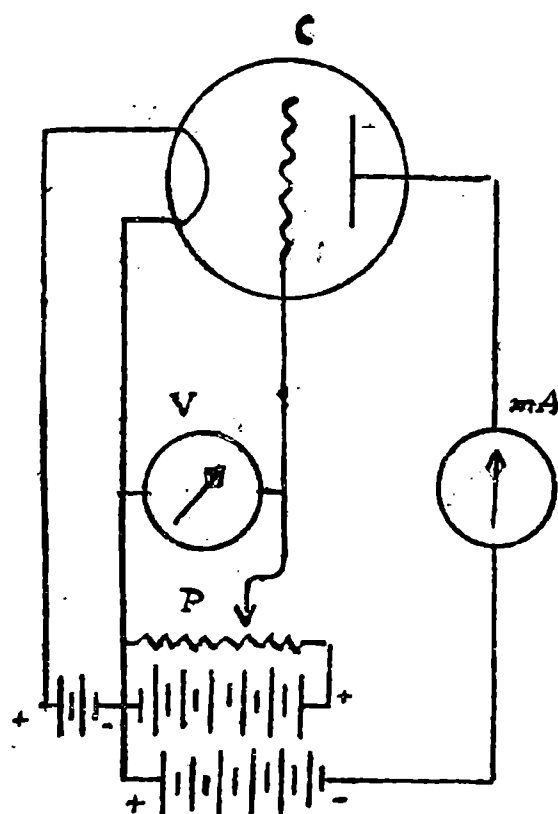


Fig. 2

și măsurată cu voltmetrul V . Anoda este negativă față de grilă; miliampermetrul mA permite măsurarea curentului anodic.

Catoda încălzită emite electroni, care sunt accelerați în câmpul dintre catodă și grilă și trec apoi în spațiul dintre grilă și anodă. Aici câmpul fiind inversat, electronii vor fi frânați și apoi accelerați în sens invers.

Ei nu pot fi în

nici un caz culeși pe anodă. În adevăr, atâta timp cât câmpul dintre catodă și grilă nu atinge o anumită valoare (în general mică și care depinde de gazul din triodă), curentul anodic rămâne nul. Dar dacă acea valoare este atinsă, apare brusc un curent anodic, de sens invers celui care circulă într-o triodă montată normal (adică cu anoda pozitivă). Înseamnă că pe anodă sunt culese nu sarcini negative ca într-o triodă normală, ci pozitive.

Interpretarea fenomenelor e evidentă: electronii accelerați ciocnesc atomii gazului, dar atâta timp cât câmpul catodă-grilă nu atinge "potențialul de ionizare" al gazului, energia cinetică a electronilor e mai mică decât "travaliul de ionizare", deci ionizarea nu se poate produce, în gaz nu există ioni pozitivi și deci curentul anodic este nul. Acest curent apare numai în momentul când potențialul de ionizare fiind atins, energia cinetică a electronilor devine egală cu travaliul de ionizare.

Fie V_1 (volți/cm) potențialul de ionizare al gazului studiat. Sarcina electronului fiind e , travaliul de ionizare va fi $W = V_1 e$. Notând de altă parte cu m masa electronului și cu v viteza lui la ieșirea din câmpul accelerator, vom avea:

$$W = eV_1 = \frac{mv^2}{2}$$

Tabelul care urmează dă potențialul de ionizare la o serie de gaze și vapori de utilizare curentă.

POTENȚIALE DE IONIZARE LA DIFERITE GAZE ȘI VAPORI.

Gazul	Pot. de ionizare V/cm.	Gazul	Pot. de ionizare V/cm.
Argon	15,4	vap. de Hg	10,4
Azot	33	Neon	21,5
vap. de H_2O	13,2	Oxigen	13,56
Heliu	24,6	CO	14,2
Hidrogen	15,9	vap. de Na	10,4

7.-Deionizarea gazelor prin recombinație.-Precum am spus, produsele primare ale ionizării (electroni și ioni atomici sau moleculari pozitivi) sunt nestabile, ele tinzând foarte repede să dispară, fie direct prin "recombinație", fie prin transformare în "ioni gazei normale" supuși și ei procesului de recombinație. Cauza determinantă a proceselor de deionizare este agitația termică, prin ciocnirile repetate pe care le provoacă între particulele componente ale gazului (1).

Prin ciocnirea unui electron cu un ion atomic sau molecular se poate produce recombinația directă, adică reformarea atomului sau moleculei neutre inițiale. În cazul gazelor cu "afinitate electronică" mare (Oxigen, clor, etc.), electronii liberi se pot fixa pe molecule neutre, formându-se ioni moleculari negativi. Electronii pot rămâne liberi timp mai îndelungat numai în gaze cu afinitate electronică mică (gaze mobile, Azot, ... perfect curate) sau dacă gazul se află la presiune foarte redusă sau la temperatură foarte mare. În toate aceste cazuri, electronii pot participa ca atare la trecerea curentului prin gaz.

Ioni moleculari (atomici) negativi și pozitivi pot servi ca

(1) la presiune și temperatură ordinară, numărul ciocnirilor este de cel puțin 100 pe sec., pentru fiecare particulă.

centre de aglomerare pentru molecule (atomi) neutre. Se formează în acest fel "ioni gazoși normali", numiți astfel pentru că sunt relativ stabili și de aceea joacă rolul principal în procesul de transport al electricității prin gaz. Ioni gazoși normali se pot și ei recombina. Dealtă parte, dacă gazul este "murdar", adică conține particule solide în suspensie, ioni gazoși normali se pot aglomera (de la 10 până la 30 în medie) în jurul unei particule solide, formându-se astfel "ioni grei" (P. Langevin).

O altă cauză de deionizare este difuziunea ionilor către pereții vasului ce conține gazul, și neutralizarea lor prin depunere pe pereți. Acest efect, neglijabil în primă aproximație în condiții obișnuite, poate deveni precumpănitor dacă suprafața totală a solidului care conține gazul este foarte mare. Dacă de pildă, facem să treacă un gaz ionizat printr'un tampon de vată constatăm că gazul filtrat și-a pierdut conductibilitatea.

8.-Studiul fizic al curentului de ionizare.- Experiența arată că intensitatea curenților de ionizare depinde de trei parametri: concentrația ionilor; mobilitatea lor; câmpul electric aplicat gazului.

a) Concentrația ionilor e determinată pe de o parte de puterea ionizantă a agentului ionizant, de altă parte de coeficientul de recombinație. Considerăm neglijabil efectul de difuziune.

Ne vom mărgini la cazul cel mai simplu: ionizarea este omogenă în volum, cu alte cuvinte dacă notăm n_1 și n_2 concentrațiile ionilor pozitivi, respectiv negativi, la un moment dat t , aceste concentrații sunt aceleași în tot volumul de gaz considerat. Întrucât numărul de recombinații pe secundă, pentru fiecare fel de ioni, este evident proporțional cu numărul de ciocniri între toți ioni de semn contrar, putem scrie:

$$-\frac{dn_1}{dt} = -\frac{dn_2}{dt} = -\alpha n_1 n_2 \quad (\text{II},2)$$

unde α este un factor de proporționalitate pozitiv, independent de n_1 și n_2 , numit "coeficient de recombinație".

În general, $n_1 = n_2 = n$ și relația (II,2) devine:

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 \quad (\text{II},3)$$

Punând această expresie sub forma $\frac{dn}{n^2} = -\alpha dt$ și integrând, căpătăm:

$$-\frac{1}{n} = -\alpha t + C$$

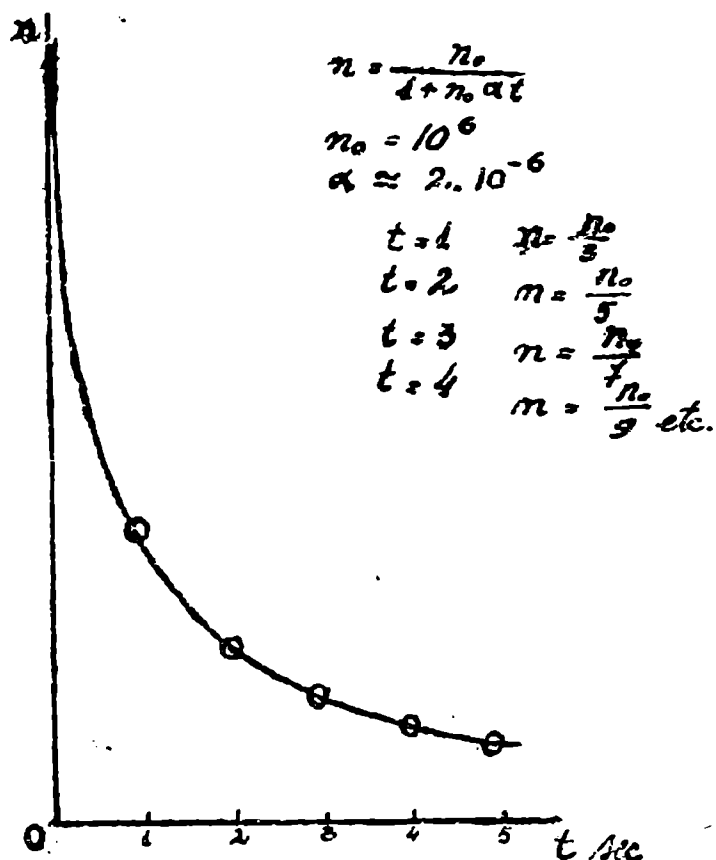
Valoarea constantei de integrare C se determină prin condiția

că la $t=0, n=n_0$, de unde $C = -\frac{1}{n_0}$. Avem așadar:

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t$$

adică în definitiv:

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t} \quad (II,4)$$



Curba $n=f(t)$ este o ramură de iperbolă. Dacă - și acesta este cazul obișnuit în practica experimentală - gazul este supus acțiunii permanente a agentului ionizant, avem concomitent ionizare și deionizare.

Admițând că acțiunea ionizantă e constantă în timp și uniformă în volum, fie N "puterea ionizantă" a agentului ionizant, adică numărul de ioni creați pe secundă într'un cm^3 de gaz. Variația concentrației va fi deci:

$$\frac{dn}{dt} = N - \alpha n^2 \quad (II,5)$$

Concentrația ionilor va crește sau va scădea (depinde de valoarea lui N) până la instaurarea unui regim de echilibru dinamic, caracterizat prin $dn/dt=0$, adică prin concentrația limită:

$$n = \sqrt{\frac{N}{\alpha}}$$

Teoretic, această concentrație limită este atinsă la $t = \infty$; practic, ea este atinsă pentru o valoare finită a lui t , invers proporțională cu $\sqrt{N\alpha}$, adică cu atât mai repede cu cât N este mai mare.

Coefficientul de recombinare poate fi determinat experimental⁽¹⁾.

Pentru aer uscat și curat, la temperatură și presiune normală, s'a găsit valoarea $\alpha = 1,62 \cdot 10^{-6}$. Coeficientul de recombinare crește la început cu presiunea, trece printr'un maximum și apoi scade regulat. Dealtă parte, el este o funcție crescătoare de temperatură.

b) Mobilitatea ionilor. - Se numește mobilitate, viteza de translație a ionului, în cm/sec , într'un câmp de 1 volt/cm, pe direcția

(1) Vezi în această privință Anexa n°1.

liniilor de forță ale câmpului. (2).

Referindu-ne la ionii gazeși normali, produși - în gaze curate și uscate - de razele λ sau de radiațiile radioactive, vom nota u_+ și u_- mobilitățile ionilor de semn corespunzător. Tabela alăturată arată

Mobilități de ioni gazeși normali în câteva gaze, sub presiune și la temp. normală

Gazul	u_+	u_-
Aer	1,36	1,87
Oxygen	1,36	1,80
CO ₂	0,76	0,81
Hidrogen	6,70	7,95

că mobilitatea ionilor negativi, în gazele citate, este mai mare decât mobilitatea ionilor pozitivi.

Dacă de altă parte se compară mobilitățile ionilor gazeși cu acelea ale ionilor electrolitici, se constată că cele dintâia sunt cu mult mai mari.

În gazele umede, mobilitatea ionilor negativi este micșorată, aceea a ionilor pozitivi rămâne practic neschimbată. De pildă, în aer umed, se găsește

$u_+ = 1,37$ cm/sec; $u_- = 1,51$ cm/sec.

În conformitate cu previziunile teoretice, mobilitățile se verifică a fi invers proporționale cu presiunea gazului: produsele $p \cdot u_+$ și $p \cdot u_-$ sunt constante, pentru aer, între limite largi de presiune; ele încep să crească la presiuni inferioare unei anumite limite) câțiva mm Hg pentru ionii pozitivi; circa 200 mm Hg pentru ionii negativi), din cauză că la presiuni scăzute se modifică structura ionilor.

Pentru unul și același gaz, mobilitatea ionilor scade cu "vârsta" lor (adică cu timpul scurs dela producerea lor până la captarea lor pe electrodă). Aceasta se datorește creșterii masei și volumului ionic prin aglomerarea în jurul purtătorului de sarcină, a unui număr crescând de molecule neutre (procesul de formare a ionilor gazeși normali).

În gazele cu afinitate electronică redusă, măsurătorile au pus în evidență purtători de sarcini negative cu mobilități foarte deesebite: mobilitățile mari corespund electronilor liberi existenți în aceste gaze. Iată câteva cifre:

Mobilități în gaze cu afinitate electronică redusă

Gazul	u_+ (ioni)	u_- (ioni)	u_- (electroni)
Heliu	5,1	6,3	500
Azot	1,27	1,84	120

Mobilitățile ionilor grei (Langevin) sunt mult mai mici decât

(2) Vezi Anexa N^o 2.

ale ionilor gazoși normali. După natura și mărimea particulei solide în jurul căreia s'au format, ionii grei au mobilități cuprinse între 10^{-2} și $3 \cdot 10^{-4}$ cm.sec $^{-1}$.

c) Variația curentului de ionizare în funcție de diferența de potențial aplicată gazului ionizat. - Pentru a studia variația curentului de ionizare în

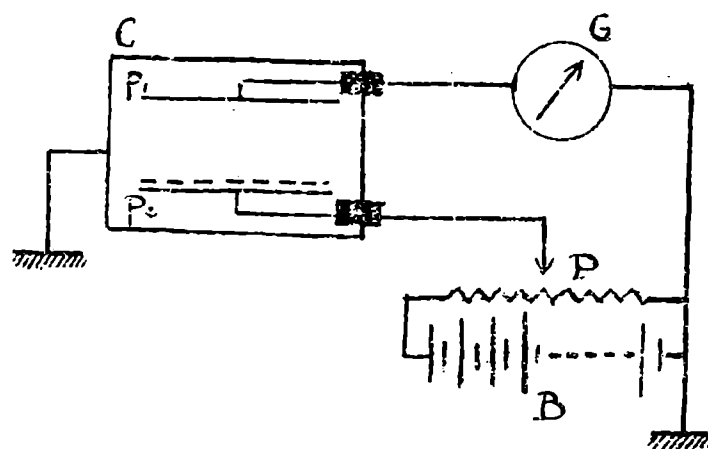


Fig. 3

funcție de diferența de potențial aplicată gazului, vom folosi dispozitivul experiment reprezentat în fig. 3. C este o "cameră de ionizare", constituită dintr-o cutie metalică cilindrică, în interiorul căreia pătrund - prin mijlocirea a două dopuri izolatoare -

electrodele p_1 și p_2 , în formă de platane circulare. Electroda p_1 este conectată la una din bernele unui galvanometru sensibil G (a doua bornă fiind la sol). Electroda p_2 este legată la cursorul montajului potențiometric (P, B), în așa fel ca să putem varia (de la zero la maximum)⁽¹⁾ diferența de potențial între electrode. Vom folosi ca agent ionizant radiațiunea alfa a unui strat subțire și omogen de $U(UC_4)_2$ (oxid negru de uraniu), întins pe un disc metalic, așezat pe electroda p_2 . Camera de ionizare, pusă la sol, formează ecran electrostatic pentru volumul de gaz ionizat (aer la presiune normală) delimitat de suprafețele celor două electrode în prezență.

Putem admite în aceste condițiuni că ionizarea este constantă în timp și omogenă în volum.

Să facem să varieze, pornind de la zero, diferența de potențial U dintre electrode. Curentul I citit la galvanometru variază conform curbei din fig. 4. Pentru valori mici ale lui U , I crește proporțional cu U (faza chimică a curentului); apoi I crește mai încet ca U , tinzând către o valoare limită I_s pentru o anumită diferență de potențial U_s . Între limite de tensiune destul de largi deasupra lui U_s , curentul rămâne constant și egal cu I_s , care poartă numele de "curent de saturație".

E ușor de arătat că I_s este o măsură a puterii ionizante a sursei folosite, adică a numărului de ioni creați de sursă, pe

(1) 1000-2000 volți, după dimensiunile camerei de ionizare și distanța dintre electrode.

secundă, într'un cm³ de gaz. În adevăr, dacă $I_s = \text{const}$ pentru $U=U_s$,

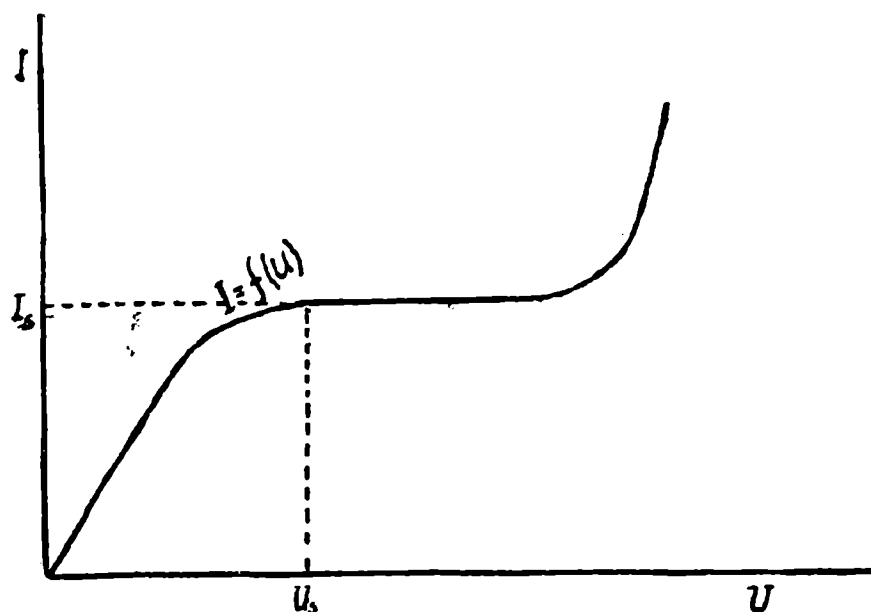


Fig. 4

înseamnă că pentru U_s se depun pe electrod numărul maxim posibil de ioni pe sec. Ori, este limpede că acest număr maximum nu poate fi decât numărul de ioni creați pe sec în volumul de gaz supus ionizării. Dacă notăm $V=S \cdot \ell$ acest volum (S = suprafața electrodului; ℓ = distanța dintre ele), și dacă N este puterea ionizantă a sursei, vom avea evident:

$$I_s = V \cdot N \cdot e = K \cdot N \quad (II,6)$$

unde e e sarcina electrică a unui ion. Deci curentul de ionizare e proporțional cu puterea ionizantă N ; q.e.d. (1)

Observații.-1) Dacă ionizarea nu este omogenă în volum, curba $I=f(U)$ se deformează în partea ei inițială, deformarea fiind cu atât mai pronunțată cu cât e mai neuniformă repartiția ionilor. În particular, dacă ionii iau naștere într'o pătură de gaz foarte subțire, la contactul uneia din electrode, aceasta captează numai de câțiva ioni de semn contrar și respinge ionii de același semn, astfel că trecerea curentului e asigurată de ioni de un singur semn (curent unipolar). În acest caz, curba $I=f(U)$ începe printr'o ramură de parabolă tangentă la axa U , trece printr'un punct de inflexiune, după care tinde către o valoare limită I_s , ca mai sus

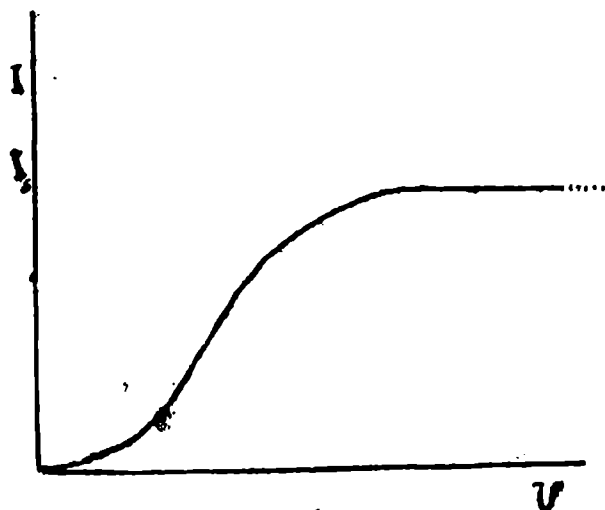


Fig. 5

(fig.5), corespunzătoare extragerii din gaz a tuturor ionilor, pe măsura formării lor.

2).-Pentru valori mari ale lui U , dincolo de U_s , curba $I=f(U)$ iese din palierul I_s și începe să crească din nou (vezi fig.4), mult mai repede ca U . Această creștere rapidă se datorește fenomenului de "ionizare prin

(1) pentru un studiu mai amănunțit al teoriei camerelor de ionizare, vezi: V.Veosler, L.Grosey, B.Isaev, Ionizationne metodî issledovaniia izlucenii; Cap.I.Moscova, Leningrad, 1949.

șoc" (J. Townsend): sub acțiunea câmpului foarte intens, ionii capătă o energie cinetică atât de mare încât devin capabili să ionizeze, la rândul lor, moleculele neutre pe care le ciocnesc. Acest proces repetându-se de un foarte mare număr de ori în unitatea de timp, concentrația ionilor, deci curentul, cresc foarte repede.

Efectul de ionizare prin șoc se produce la tensiuni cu atât mai joase cu cât presiunea gazului e mai redusă. Pe măsură ce presiunea scade, palierul de saturație se micșorează, așa cum arată fig. 6, curba

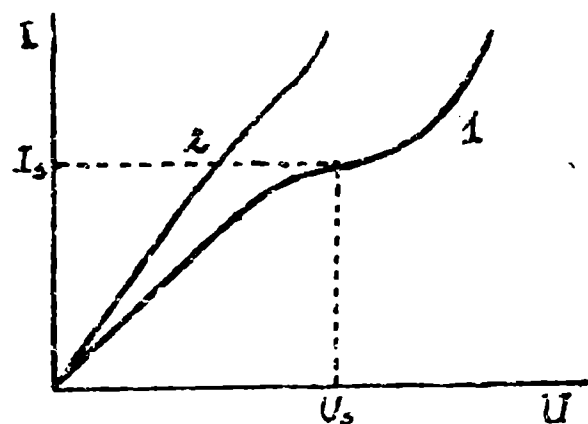


Fig. 6

1 (corespunzătoare unei presiuni de câțiva mm Hg în aer); dacă presiunea scade și mai mult, palierul de saturație dispăre, așa cum arată curba 2, fig. 6. Vom vedea mai târziu cum e folosit fenomenul de ionizare prin șoc în tuburile numărătoare (contori) de tip Geiger și Geiger-Müller.

9.-Dispozitive experimentale pentru măsurarea curenților de ionizare produși de radiațiile radioactive.- Curenții de io-

nizare întreținuți de radiațiile radioactive sunt în general de intensitate foarte mică. Așa de pildă, 1 mg de element Ra pur (ceiace constituie o "sursă" foarte puternică) produce în condiții optime un curent de cel mult $0,8 \cdot 10^{-6}$ amp. Dar în mod obișnuit, intensitățile ce avem de măsurat sunt cuprinse între 10^{-10} și 10^{-15} amp. Aceasta presupune folosirea unor instrumente de măsură de sensibilitate adecvată.

Dispozitivele experimentale pentru măsurarea curenților de ionizare întreținuți de radiațiile radioactive sunt constituite din două părți principale: o cameră de ionizare și un instrument de măsură. În unele dispozitive, cele două părți sunt constructiv solidare, așa cum vom vedea mai jos.

Am definit (paragr. 8, c) noțiunea de cameră de ionizare. Camera descrisă acolo e de tipul "pentru raze alfa" și se caracterizează prin faptul că sursa de radiație (alfa) se află în interiorul camerei. De altă parte, distanța dintre electrode (platane circulare) poate fi făcută să varieze, dela 3 la 6 cm, în funcție de "parcursul" razelor alfa utilizate.⁽¹⁾

Dacă agentul ionizant este o radiațiune beta, se folosesc camere cilindrice a căror înălțime e de aproximativ 1,5 ori mai mare

(1) Noțiunea de "parcurs" e precizată la Cap. 4 "Proprietățile razelor alfa".

oa diametrul bazei. De obicei, cutia însăși constituie una din cele două electrode ale camerei. Cealaltă (electroda interioară) este izolată de cutie printr'un dop izolator prevăzut, la instrumentele construite îngrijit, cu un "tub de gardă" conectat la sol, ceea ce îmbunătățește izolarea electrodei interioare. Aceasta poate avea forma unui platan circular sau - mai des - aceea a unei simple vergele (fig.7).

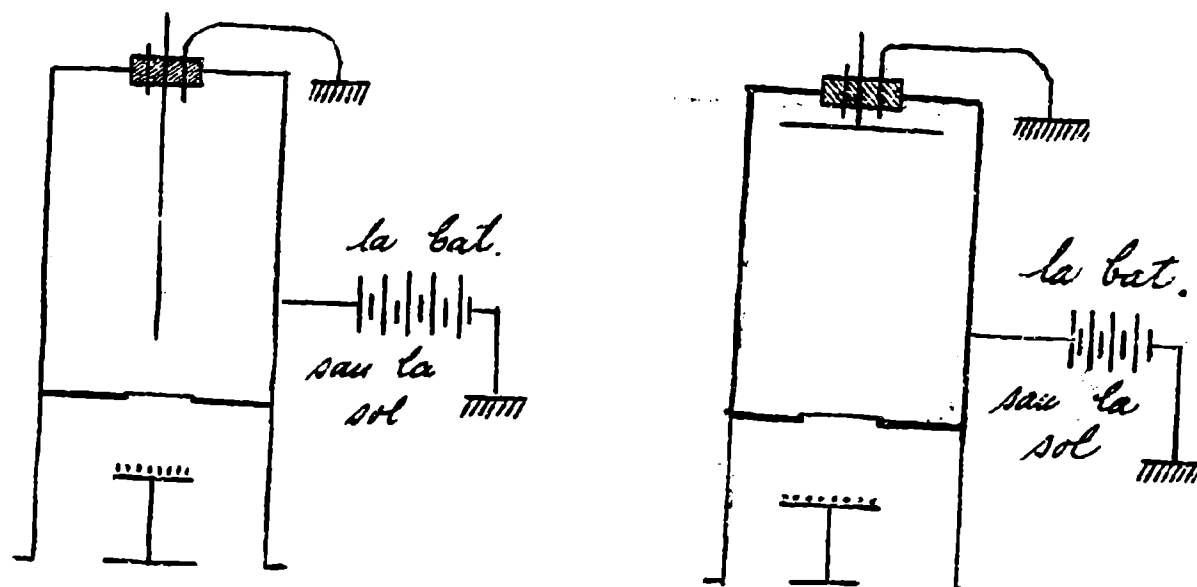
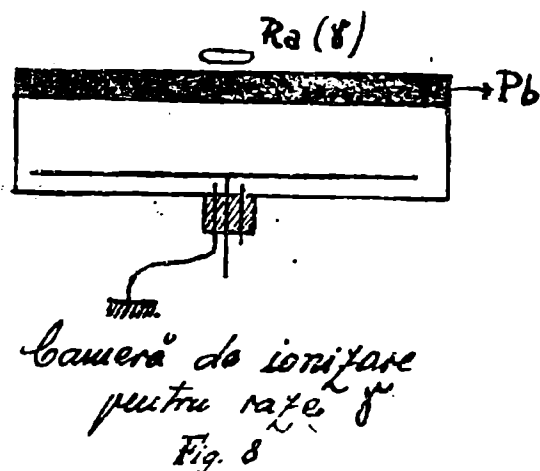


Fig. 7

Baza inferioară a camerei de ionizare este constituită dintr'o foaie de aluminiu de 1/10 mm grosime. Sursa de radiație beta se așează dedesubtul camerei, la o distanță ce depinde de intensitatea sursei. Grosimea fundului de aluminiu e aleasă așa ca radiația beta să pătrundă fără piedică în interiorul camerei, în vreme ce razele alfa, -pe care eventual le-ar emite sursa împreună cu razele beta, să fie complet absorbite.

În fine, dacă ne propunem să măsurăm efectul ionizant al unei



radiațiuni gamma, ne vom servi de o cameră de ionizare cu platane de diametru mare (20-30 cm), fig.8. Baza superioară a camerei este acoperită cu o placă de plumb (2-3 cm grosime) care pe deoparte absoarbe complet radiația alfa și beta, iar pe de

altă parte moderează efectul ionizant al radiației gamma. Sursa de radiație se așează în centrul ecranului de plumb, fie direct pe ecran.

fie la oarecare distanță deasupra în cazul că sursa este prea intensă.

Instrumentele folosite pentru măsurarea curenților de ionizare sunt galvanometrele și electrometrele. Cele dintâiu pot servi până la intensități de curent de ordinul 10^{-10} Amp; pentru intensitățile de ordinul 10^{-11} - 10^{-15} Amp, obișnuite în practica laboratoarelor de radioactivitate, se utilizează diverse tipuri de electrometre. Ne vom opri asupra celor principale, cu prilejul descrierii metodelor de măsură cele mai des folosite; aceste metode pot fi grupate în două categorii: în cea dintâiu, curentul de ionizare descarcă treptat electroda izolată a instrumentului, care a fost adusă în prealabil la un potențial suficient de înalt pentru a asigura saturația curentului; în cea de a doua curentul provoacă încărcarea treptată a electrodei izolate a dispozitivului.

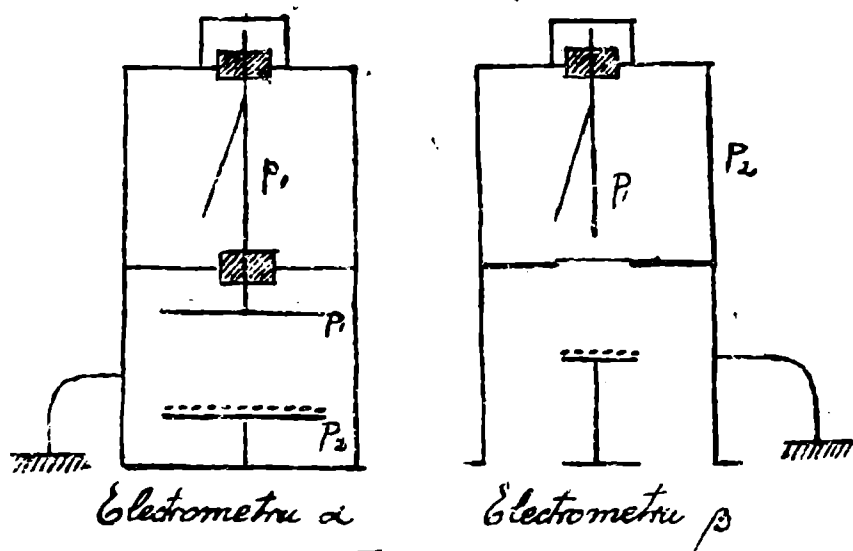


Fig. 9

Din prima categorie fac parte, de pildă, electrometrele alfa și beta reprezentate schematic în fig. 9. Electroda izolată P_1 este adusă la un potențial de 300-400 volți față de electroda P_2 , conectată la sol. Foița subțire, de aur sau aluminiu, diverge - prin respingere electrostatică - de un unghi care în

primă aproximație variază proporțional cu potențialul. Curentul de ionizare, care circulează între electroda izolată și pământ, descarcă treptat electrometrul. Fie deci C cm capacitatea electrică a dispozitivului, pe care o vom considera constantă și independentă de poziția foiței (în primă aproximație); fie U_1 volți potențialul inițial, U_2 volți potențialul final al electrodei P_1 ; fie t durata descărcării de la U_1 la U_2 .

Vom avea evident:

$$(II,7) \quad i = C \frac{U_1 - U_2}{300t} \text{ u.e.s.} = 1,11 \cdot 10^{-12} \cdot C \frac{U_1 - U_2}{t} \text{ amp.}$$

Ecuatia (II,7) arată că pentru a face măsurători absolute cu un dispozitiv de acest tip, el trebuie să fie etalonat. Aceasta înseamnă că trebuie determinate potențialele U corespunzătoare pozițiilor succesive ale foiței electrometrului, dealungul scării gradate prin fața căreia defilează. În practică e suficient a se cunoaște valorile U_1

și U_2 corespunzătoare la două diviziuni d_1 și d_2 , între care se efectuează toate măsurătorile. Cele două diviziuni trebuie să fie destul de apropiate între ele pentru ca ipoteza $C = \text{const.}$ să fie admisibilă. În fine, trebuie determinată valoarea medie a lui C , între pozițiile d_1 și d_2 .

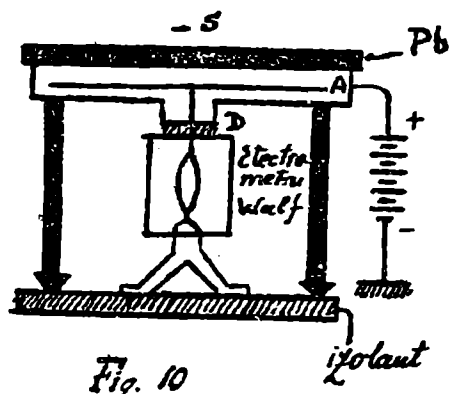
În lipsa etalonării, rezultatele obținute trebuie comparate cu cel dat de o sursă-etalon, care emite o radiație de aceeași natură cu cea măsurată. Se obțin astfel măsurători relative.

Pentru raze alfa, de pildă, etalonul se constituie de obicei din oxid de uraniu ($1 \text{ g } U_3O_8$, împrăștiat în strat uniform pe suprafața unui disc metalic de $6 \text{ cm } \varnothing$).

Observație importantă. - Din curentul i măsurat, trebuie scăzută "mișcarea proprie" a dispozitivului, adică curentul i' de descărcare spontană - a cărui valoare nu depășește în mod normal ordinul de mărime 10^{-15} amp - și a cărui cauză ne este cunoscută (pulberi și gaze radioactive în atmosferă, radiația cosmică). Dacă mișcarea proprie a aparatului depășește valoarea normală, cauza trebuie căutată într-o "contaminare" a camerei de ionizare cu urme de substanțe radioactive din măsurători anterioare. În acest caz, aparatul trebuie demontat și toate piesele componente trebuie spălate cu o soluție diluată de acid clorhidric, până la dispariția mișcării proprii anormale.

Mișcarea proprie se măsoară atât la începutul cât și la sfârșitul experiențelor. Ea trebuie să aibă aceeași valoare.

Din a doua categorie de metode de măsură fac parte electrometrele



le cu fir, (de tipul T.Wulf - cu unul sau două fire -, de tipul Elster și Geitel, etc). Fig. 10 reprezintă schematic un dispozitiv de măsură pentru raze gamma, montată pe un electrometru Wulf cu două fire. Aceste fire, confecționate din quartz metalizat, sunt întinse de un resort fixat la

partea de jos. Astfel, când electrometrul e descărcat, firele sunt verticale. La partea de sus, firele sunt fixate la o vergea metalică ce străbate dopul izolator D și se termină printr'un disc metalic A , care constituie electroda interioară a camerei de ionizare. Cutia camerei e conectată la unul din poli (de ex. $+$) al unei surse de tensiune (suficientă pentru a asigura saturația curentului de ionizare întreținut de radiația gamma ce urmează a fi măsurată). Celălalt pol al

bateriei e conectat la sol. In acest fel, electroda izolată A se află la un potențial negativ față de cutia exterioară a aparatului. Ionii pozitivi își vor depune sarcinile pe A și, prin repulsie electrostatică, firele electrometrului vor diverge, depărtându-se progresiv unul de altul, pe măsură ce sarcina totală Q a sistemului izolat crește. Fiind d numărul de diviziuni care măsoară pe scara milimetrică a instrumentului divergența produsă în timpul t , sec, vom avea:

$$i = Q/t = K.d/t = C.U/t \quad (II,8)$$

unde K este constanta instrumentului, egală cu $C \frac{U}{d}$, C fiind capacitatea constantă în primă aproximație independent de poziția firelor) și U/d creșterea de potențial pentru o diviziune a scării milimetrice (constantă în primă aproximație, în limite apropiate ale potențialului)

Ca și în cazul ecuației (II,7), dacă C e exprimat în cm și $\frac{U}{d}$ în volți/mm, vom avea:

$$i = \frac{K.d}{300.t} \frac{U \cdot e \cdot s}{1} = 1,11 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{K.d}{t} \text{ amp.}$$

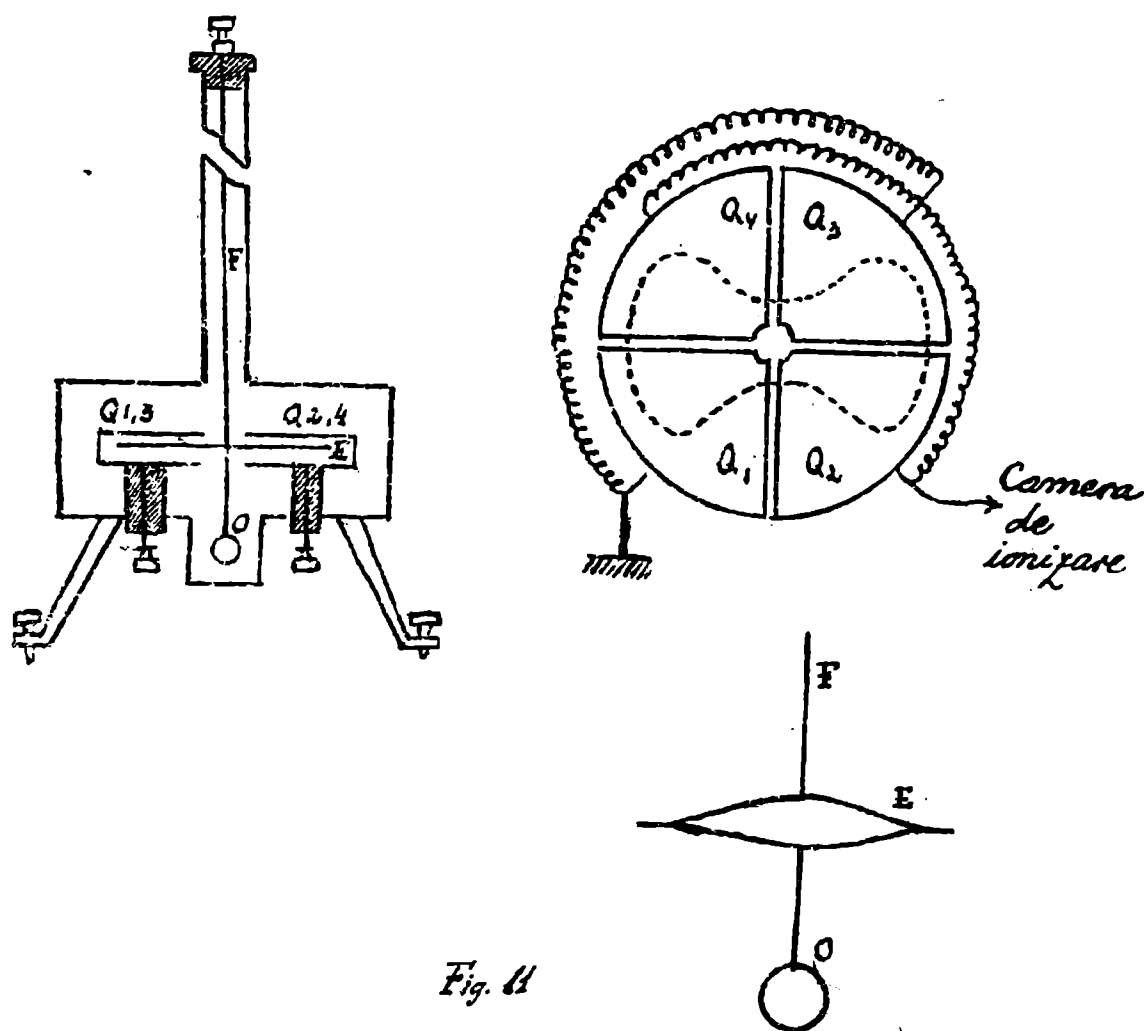


Fig. 41

Etalonarea aparatului (determinarea prealabilă a lui C și U/d) este evident necesară pentru a obține valori absolute.

10.-Electrometrul cu cadrante și metoda de compensație cu cuar-

tul piezoelectric. - Un instrument de măsură precis și sensibil, foarte mult întrebuințat în laboratoarele de măsuri radioactive, este electrometrul cu cadrante (lord Kelvin), adaptat de P. Curie și laborde la măsurarea curenților foarte slabi. Partea principală a instrumentului este echipajul mobil E, suspendat orizontal de un fir subțire F (din metal sau cuarț metalizat) și care se poate mișca liber în interiorul unei cutii metalice, în formă de cilindru plat. Această cutie e alcătuită din 4 sectoare rectangulare (cadrante) Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 , așezate pe câte un suport izolant, D. Cadrantele opuse la vârf sunt conectate două câte două (Q_1 și Q_3), Q_2 și Q_4). Echipajul mobil e confecționat din hârtie metalizată, ca să fie cât mai ușor și are forma arătată de fig. 11 (pag. 30) (lemniscată). Când echipajul mobil, cutia de cadrante și cutia exterioară a instrumentului sunt la potențialul zero (pământ), axul de simetrie al echipajului mobil se confundă cu diametrul transversal al cutiei de cadrante. Mișcarea echipajului se urmărește cu ajutorul spotului luminos format prin reflecția unui fascicol subțire de lumină, pe oglinjoara o fixată pe F și cules apoi pe o scară gradată translucidă, așezată la 1 m în fața oglinzii.

Instrumentul se folosește de obicei în montaj heterostatic, conform schemei din fig. 12. Prin mijlocirea unei rezistențe R (în ge-

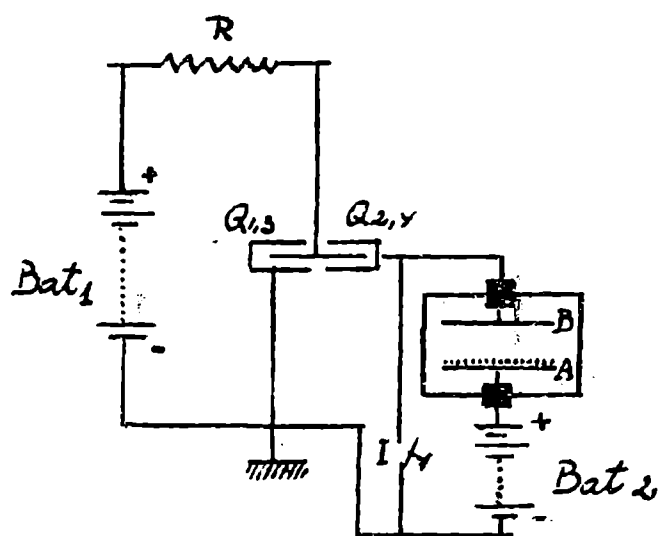


Fig. 12

neral constituită dintr'un tub în U umplut cu apă) destinată a evita scurt-circuite între echipajul mobil și cadrante, echipajul este conectat la unul din polii (de pildă +) ai unei baterii de acumulatori, Bat. 1. Celălalt pol al bateriei e legat la pământ, ca și una din perechile de cadrante, de pildă

Q_1, Q_3 .

Perechea Q_2, Q_4 e conectată la una din electrodele, de pildă B,

ale unei camere de ionizare. Cealaltă electrodă, A, este conectată la unul din polii (de pildă +) ai unei baterii de acumulatori, Bat. 2, celălalt pol fiind la pământ. Un întrerupător I, montat în paralel pe camera de ionizare și Bat. 2, permite fie să punem la sol, fie să izolăm sistemul constituit din electroda B și perechea de cadrante Q_2, Q_4 .

Datorită diferenței de potențial dintre A și B, curentul de ionizare întreținut în cameră de sursa S se va închide prin pământ, atâta timp cât I este închis. Dacă însă deschidem I, sarcinile pozitive care se depun pe B încarcă treptat sistemul B-Q₂, Q₄. Echipajul mobil - al cărui potențial este pozitiv - va fi respins în afara perechei Q₂, Q₄ și atras spre interiorul perechei Q₁, Q₃. Cu alte cuvinte, echipajul mobil se va roti dela stânga spre dreapta, deviația lui crescând cu timpul și cu atât mai repede cu cât intensitatea curentului de ionizare este mai mare. În condițiuni de construcție corecte, mișcarea echipajului mobil este uniformă și proporțională cu intensitatea :

$$\omega = s \cdot i \quad (\text{II}, 9)$$

unde ω este viteza unghiulară a rotației echipajului, iar s un coeficient de proporționalitate numit sensibilitate la sarcină a electrometrului; prin definiție:

$$s = \Theta / q \quad (\text{II}, 10)$$

unde Θ este unghiul de care se rotește echipajul pentru sarcina q dată sistemului izolat B-Q₂, Q₃.

Teoria simplificată a electrometrului cu cadrante arată că deviația Θ e proporțională cu potențialul echipajului mobil, U , și cu diferența de potențial, u , dintre cele două perechi de cadrante:

$$\Theta = k \cdot U \cdot u \quad (\text{II}, 11)$$

cu condiția ca u să fie mic față de U , iar U să fie cuprins între limite anumite. Dacă dăm lui U o valoare determinată, avem $\Theta = p \cdot u$ unde $p = kU$ este sensibilitatea la potențial a instrumentului.

Determinarea constantei k se face în modul următor. Intrucât

$$k = \frac{\Theta}{U} \cdot \frac{1}{u} \quad (\text{II}, 12)$$

dăm lui u o valoare determinată, mică (fracțiune de volt), și făcând să varieze U dela valori negative la valori pozitive, citim deviația Θ pentru fiecare valoare a lui U . Se obține pentru k o curbă de forma

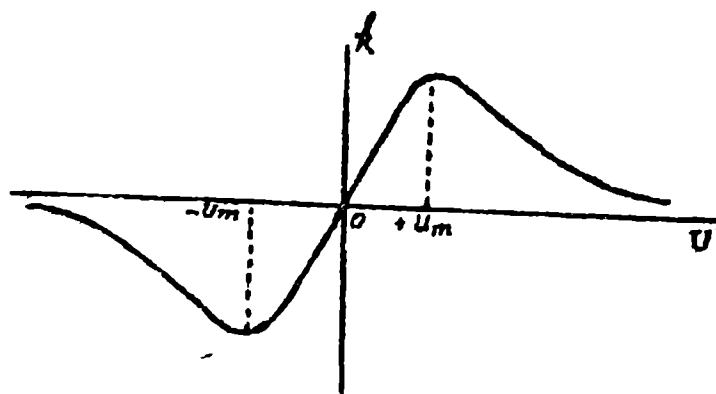


Fig. 13

cele din fig. 13, care reprezintă un minimum și un maximum, egale în valoare absolută și simetrice față de originea axelor de coordonate; fie $-U_m$ și $+U_m$ abscisele corespunzătoare. În general $+U_m$ este egal cu +100 volți, la electrometrele curenți. Sensibilitatea la potențial corespunde, în

aceste condiții, unei deviațiuni de 1 mm pentru $u = 10^{-3}$ volți, pe o scară așezată la 1 m de instrument.

În porțiunea rectilinie a curbei $k=f(U)$, sensibilitatea la potențial crește proporțional cu potențialul echipajului mobil. Este deci avantajos să aplicăm echipajului un potențial cât mai apropiat de $+U_m$.

Dispozitivul de măsură, constituit, așa cum am arătat mai sus, dintr'un electrometru cu cadrante conectat cu o cameră de ionizare poate fi folosit după trei metode principale și anume:

- a) Metoda vitezei de deviație
- b) " deviației constante
- c) " de compensație cu ajutorul cuarțului piezoelectric.

a) Metoda vitezei de deviație. - Dacă d este numărul de diviziuni parcurs de spot pe scara gradată în timpul t , vom avea:

$$d/t = \omega = s.i$$

Fie de altă parte t' timpul în care spotul parcurge același număr d de diviziuni, pentru o sursă-etalon (constituită, de ex., din U_3O_8).

Vom avea

$$d/t' = \omega' = s'.i'$$

și prin urmare:

$$i = i' \cdot \frac{t}{t'} \text{ unități relative.}$$

Putem afla valoarea absolută a curentului i în modul următor. După ce s'a măsurat $\omega = s.i$ ca mai sus, se adaugă sistemului izolat ($B-Q_2, Q_4$) o oarecare capacitate adițională cunoscută C , și se măsoară noua viteză de deviație $\omega' = s'.i$ produsă de preparația radioactivă cercetată.

Se demonstrează⁽¹⁾ că între sensibilitatea la sarcină s și sensibilitatea la potențial p există relația:

$$s = \frac{p}{c+k.U.p}$$

unde k este un factor de proporționalitate iar c este capacitatea electrică a sistemului izolat.

În consecință vom avea:

$$s' = \frac{p}{c+C+k.U.p}$$

(1) Vezi de ex. Mme P. Curie, "Radioactivité" Paris, Hermann & C-ie 1935, p. 14.

și mai departe:

$$\frac{i}{\omega} = \frac{1}{s} = \frac{C+k.U.p}{p}$$

$$\frac{i}{\omega'} = \frac{1}{s'} = \frac{C+C+k.U.p}{p}$$

$$\frac{i}{\omega'} - \frac{i}{\omega} = \frac{C}{p}$$

$$i(\omega - \omega') = \frac{C\omega\omega'}{p}$$

$$i = \frac{C\omega\omega'}{p(\omega - \omega')} = \frac{C.d}{p(t'-t)} \text{ amp.}$$

Astfel, valoarea absolută a lui i rezultă din cunoașterea capacității adiționale, C și a sensibilității la potențial, p .

b) Metoda deviației constante. - Montajul este arătat în fig.14.

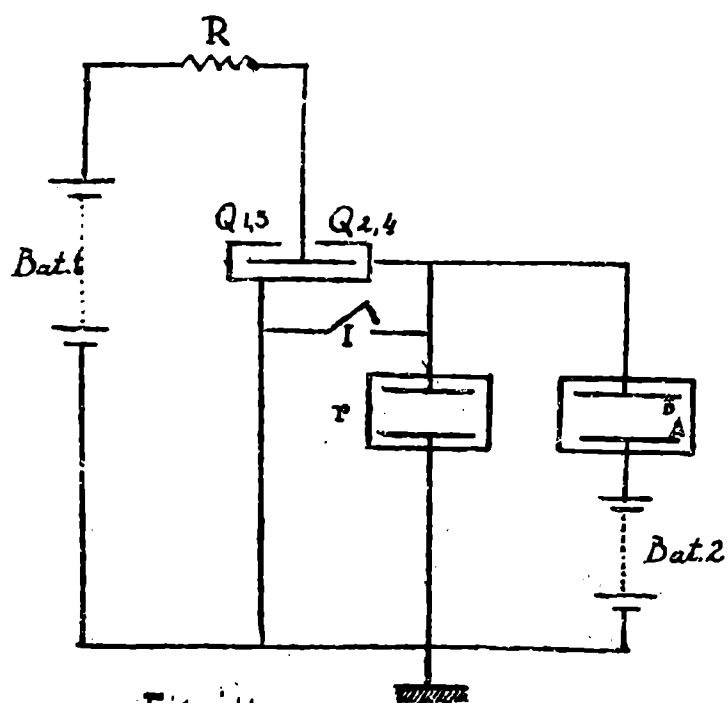


Fig. 14.-

Intre sistemul izolat ($B-Q_2, Q_4$) și sol se intercalează o rezistență ohmică de mare valoare. Deschizând întrerupătorul I , potențialul sistemului izolat va crește până când scurgerea prin rezistență va compensa exact aportul de sarcini. Deviația va rămâne const. din acel moment. Fie Θ această deviație, fie r rezistența ohmică, avem:

$$\Theta = p.u = p.r.i$$

de unde

$$i = \frac{\Theta}{p.r} \text{ amp.}$$

Rezistența r trebuie aleasă astfel

ca - ținând seama de mărimea curenților ce se măsoară -, potențialul u să fie destul de mare ca să poată produce o deviație măsurabilă cu precizie suficientă. Să presupunem de pildă că i este de ordinul 10^{-12} Amp. și că voim să obținem o deviație $\Theta = 100$ mm, sensibilitatea fiind 1000 mm la 1 m pentru $u = 1$ volt. Va trebui să avem:

$$r = \frac{\Theta}{p.i} = \frac{100}{1000 \cdot 10^{-12}} = 10^{11} \text{ ohmi}$$

Rezistențe de această valoare cu greu pot fi confecționate din materiale solide sau lichide. Se recurge de obicei la gaze slab ionizate, care - în condițiuni convenabile - se comportă ca rezistențe

ohmice. În fig.14, rezistența r e constituită dintr'o cameră de ionizare auxiliară, în care aerul e făcut conductor cu ajutorul unei preparațiuni radioactive slabe.

c) Metoda de compensație cu ajutorul quartzului piezoelectric.

Principiul comun tuturor metodelor de compensație este de a menține spotul instrumentului de măsură la zero în tot timpul experienței, prin compensarea exactă a curentului de măsurat printr'un alt curent, egal și de sens contrar, furnisat de un dispozitiv potrivit ales.

Unul dintre cele mai des folosite dispozitive de acest fel este quartzul piezoelectric (P. și J. Curie).

Dintr'un cristal de stâncă (SiO_2) se taie o lamă paralelipipedică, de câțiva cm lungime, 15 mm lățime și 0,5 mm grosime. Tăietura se face în așa fel ca axul ternar al cristalului (Ox) să fie paralel cu lățimea lamei, iar grosimea acesteia să fie paralelă cu unul din

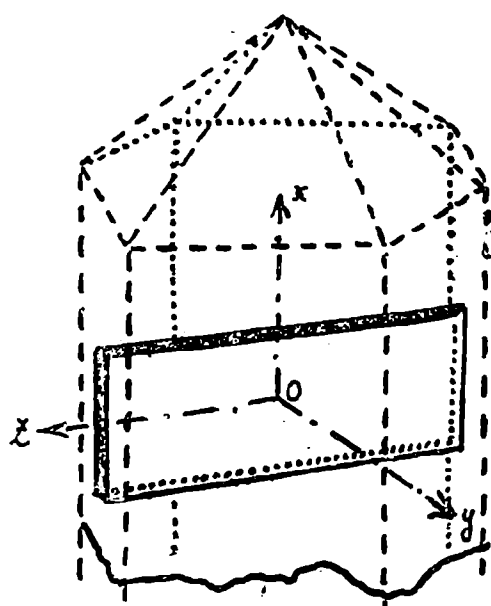


Fig. 15-a

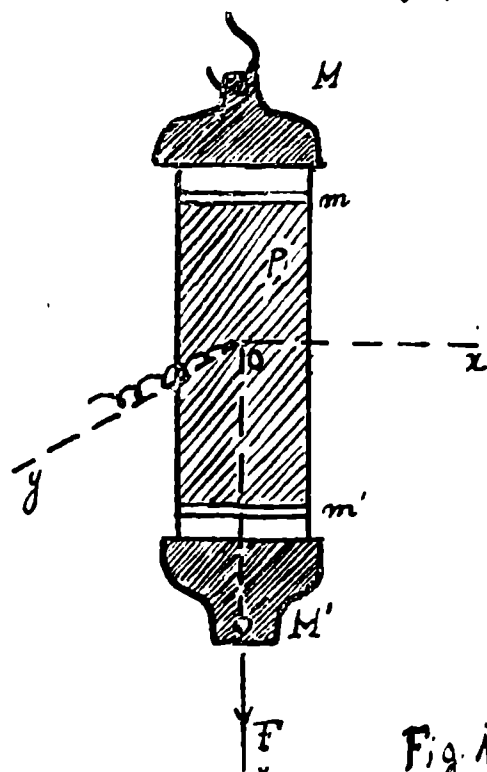


Fig. 15-b

axele binare, de ex. Oy (fig.15a).

Extremitățile lamei sunt prinse în monturi metalice, M, M' (fig.15 b). Montura superioară servește la atârnarea lamei de un suport fix; cea de jos poartă un platan pe care se așează greutatea F , ce exercită o tracțiune pe direcția verticală, Oz . În aceste condiții, pe fețele lamei apar sarcini electrice egale și de semn contrar, $+q$ și $-q$, ce sunt culese pe armăturile metalice p_1 și p_2 , delimitate prin șanțurile izolatoare m și n .

Se știe că sarcina q este proporțională cu lungimea lamei, l , cu forța de tracțiune, F , și invers proporțională cu grosimea lamei, g , factorul de proporționalitate fiind 0,068. Deci:

$$q = 0,068 \frac{l}{g} F = K.F \text{ u.e.s.}$$

unde l și g sunt exprimate în cm, F în Kg-forță. K este constanta lamei.

Ridicând greutatea F de pe platan, sarcinile electrice acumulate pe armăturile p_1 și p_2 devin libere și pot fi utilizate într'un circuit exterior, așa de pildă

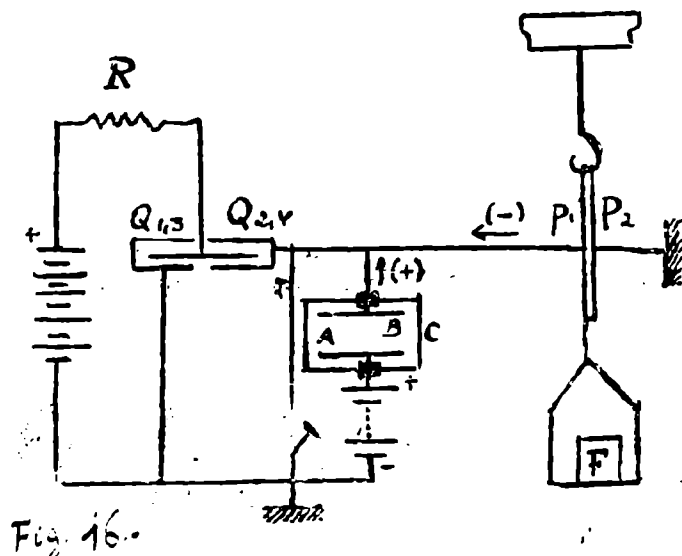


Fig. 16.

cum arată fig.16. Pentru a compensa sarcinile aduse pe sistemul izolat (B-Q_{2,4}) de curentul de ionizare din camera C, vom libera sarcinile de semn contrar de pe lama piezoelectrică, ridicând progresiv greutatea F de pe platan, în așa fel ca spotul electrometrului să rămână la zero în tot timpul

operațiunii de compensare.

Fie t sec. acest timp; intensitatea curentului de compensare, egală cu aceea a curentului de ionizare ce trebuie măsurat, va fi:

$$i = \frac{q}{t} = K \frac{F}{t} \text{ u.e.s.} = 3,25 \cdot 10^{-10} K \frac{F}{t} \text{ Amp.}$$

Lamele piezoelectrice uzuale au constante K cuprinse între 5 și 10 u.e.s. Fie de pildă $l=4,4$ cm; $g=0,05$ cm. Vom avea $K=0,068 \cdot 4,4/0,05 = 6$ u.e.s.

Să presupunem mai departe: $F = 0,3$ kg ; $t = 40$ sec.

Vom avea:

$$i = \frac{6 \cdot 0,3}{40} = 0,045 \text{ u.e.s.} = 1,46 \cdot 10^{-11} \text{ Amp.}$$

11.-Electrometrul electronic.-Tehnica electronică permite rea-

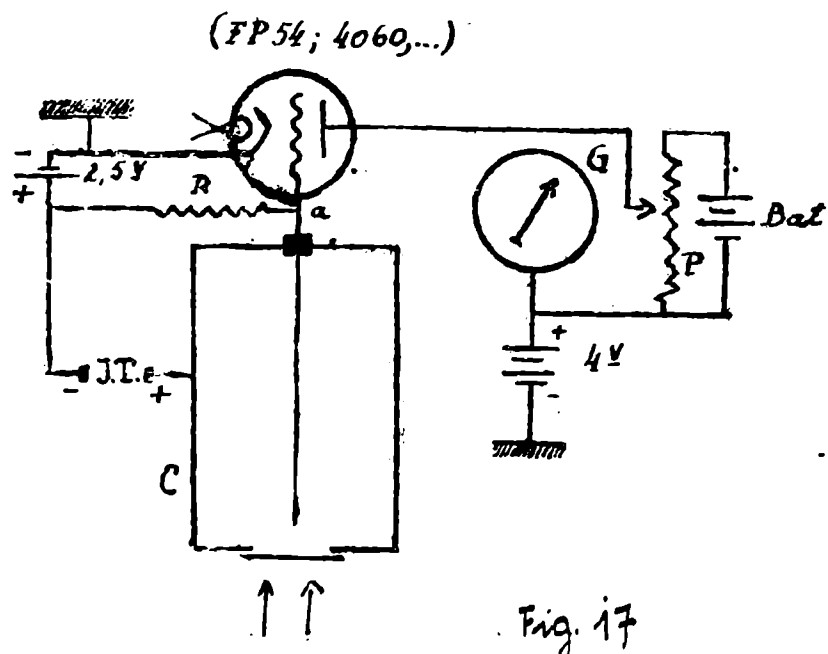


Fig. 17

lizarea unor electrometre precise și sensibile, capabile de a măsura valoarea absolută a unor curenți de ionizare foarte slabi. Schema unui asemenea dispozitiv este dată în fig.17. Curentul produs de radiația incidentă în camera de ionizare C se scurge prin rezistența megohmică R, dând naștere unei diferențe de potențial u între punctele a și b.

Această diferență de potențial este aplicată grilei unei triode - electrometru, cum ar fi de

ex.FP 54 sau Philips 4060. Curentul de placă este măsurat de un galvanometru sensibil, ale cărui indicații vor fi proporționale cu diferența de potențial u și deci cu intensitatea curentului de măsurat. Circuitul potențiometric format din potențiometrul P și bateria $Bat.$ servește pentru eliminarea curentului-placă inițial constant, care circula în lampă chiar în lipsa oricărei ionizații.

Pentru a ne da seama de sensibilitatea dispozitivului, să facem următoarea socoteală. O particulă alfa, străbătând 1 cm aer normal, generează circa 10^5 perechi de ioni, a căror sarcină totală este $q = 2.4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 10^5 = 9,6 \cdot 10^5 \text{ u.e.s.} = \text{cca. } 3 \cdot 10^{-14} \text{ coul.}$

Dacă rezistența $R = 3 \cdot 10^{10}$ ohmi și dacă sarcina de mai sus străbate rezistența R într-o secundă, căderea de potențial u între extremitățile a și b ale rezistenței va fi $u = i \cdot R = qR/t$ unde $t = 1$. Deci: $u = 3 \cdot 10^{-14} \cdot 3 \cdot 10^{10} = 9 \cdot 10^{-4}$ adică cca 10^{-3} volt. Ori lampa electrometru Philips 4060, de pildă, are o pantă $S = 28 \cdot 10^{-6} \text{ amp/v}$, ceea ce înseamnă că o creștere de tensiune grilă de 10^{-3} v produce o creștere a curentului egală cu $28 \cdot 10^{-9} \text{ amp}$. Cu un galvanometru de sensibilitate $4 \cdot 10^{-10} \text{ amp}$. (pentru o deviație de 1 mm la 1 m) vom avea o deviație de 70 mm dela poziția de nul a spotului.

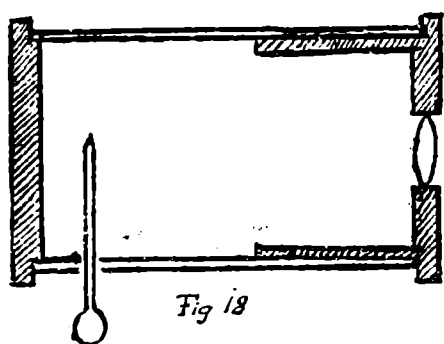
Intrucât e necesar ca circuitul să fie stabil, astfel ca precizia măsurilor să fie bună, și dat fiind că amplificarea tubului electronic este împinsă la maximum, trebuie luate măsuri pentru a proteja montajul împotriva perturbațiilor produse de variații de temperatură, de umiditate sau de tensiuni de alimentare. E bine ca întregul sistem să fie închis într-o cutie metalică formând ecran electrostatic iar tubul electronic împreună cu rezistențele megohmice (R) să fie așezat într-o incintă ermetică în care se face vidul. În aceste condiții, dispozitivul descris constituie un detector precis și cu acțiune rapidă, chiar pentru radiațiuni foarte slabe.

12.-Dispozitive experimentale pentru numărarea particulelor sau quantelor de energie, individuale.- Aparatura pe care am descris-o până aci permite detectarea și măsurarea efectului ionizant global al radiației radioactive. Au fost elaborate însă diferite dispozitive care permit detectarea și înregistrarea efectului ionizant individual al particulelor sau quantelor care constituie această radiație. Vom vorbi în cele ce urmează despre: spintariscopele lui Crookes; tubul numărător (contor) al lui Geiger-Müller; camera de detentă a lui C.T.R.Wilson.

a) Spintariscopele. - În 1903, mai mulți autori au observat că fluorescența ecranelor cu platinocianură de Bariu sau cu sulfură de

Zinc excitată de radiația α apare discontinuu sub microscop: pe fondul obscur al ecranului apar scânteeri (scintilații) instantanee, fiecare din ele corespunzând punctului de impact al unei particule alfa pe ecran. S'a dovedit că pentru observarea fenomenului de scintilație, substanța cea mai adecvată este sulfura de zinc cupriferă.

Pe baza acestor constatări, Crookes a construit un mic aparat denumit "Spintariscop" care permite prezentarea fenomenului de scintilație alfa. Aparatul e constituit dintr'un tub metalic înegrit în interior, prevăzut la un capăt cu un ecran fluorescent și la celălalt



capăt cu o lupă. Un ac metalic străbate lateral peretele tubului; vârful lui se află la câțiva mm în fața ecranului și poartă o urmă de substanță radioactivă heliogenă (emițătoare de raze alfa). Scintilația se observă cu ajutorul lunei (fig.18).

Sub această formă, aparatul este pur calitativ. El poate fi modificat însă în așa fel încât să poată permite numărarea particulelor alfa emise în unitatea de timp de o cantitate cunoscută de substanță heliogenă.

Nu este inutil să insistăm asupra importanței pe care a avut-o, din punct de vedere filosofic, descoperirea fenomenului scintilației, care aducea un argument nemijlocit în sprijinul concepțiilor atomistice materialiste. În adevăr, scintilația ne face să asistăm la efecte produse de particole materiale individuale, în vreme ce fenomenele fizico-chimice macroscopice sunt efecte globale, statistice la care participă un număr enorm de particole materiale, invizibile fiecare în parte. Până la descoperirea scintilației, concepțiile atomistice apăreau ca interpretări teoretice logic plausibile, ale fenomenelor macroscopice. După descoperirea scintilației, adversarii atomismului și-au pierdut argumentul cel mai bun: faptul că nimeni nu observase vreodată un efect produs de o singură particulă de ordinul de mărime al atomului.

b) Tubul numărător (contorul) Geiger-Müller. - Am vorbit (paragr. 8,c) de fenomenul de ionizare prin șoc și am anunțat că acest fenomen își găsește o aplicație importantă în tuburile numărătoare (contorii de particole sau quante) de tip Geiger și Geiger-Müller. Dată fiind utilizarea pe scară largă a acestor contori în tehnica de cercetare a radiațiilor, vom stărui asupra lor.

F.R.Gorton arătase în 1905 că tensiunea necesară pentru a provoca o descărcare disruptivă între un vârf metalic și peretele unei "celule de ionizare" (cameră de ionizare de dimensiuni reduse, vezi

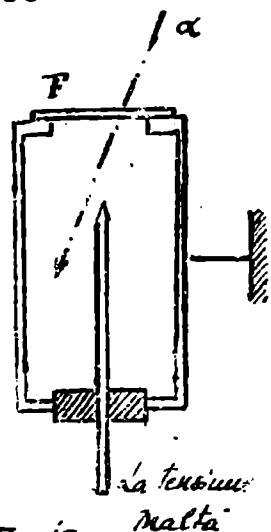


Fig. 19

fig.19), scade într-o măsură considerabilă, dacă gazul din celulă este iradiat (cu lumină ultravioletă, raze X sau radioactive), în vecinătatea vârfului. În 1908, Rutherford și Geiger - utilizând acest rezultat - descriu un "contor cu vârf" în care o electrodă izolată, în formă de vergea ascuțită la capăt, este adusă la un potențial ceva mai mic decât tensiunea de descărcare disruptivă (fig.19).

Să presupunem că o particulă alfa pătrunde în interiorul contorului prin fereastra F. Ea generează pe drumul ei în gaz un număr mare de perechi de ioni. (O particulă alfa de energie 7 MeV crează în aer normal nu mai puțin de 200.000 perechi de ioni). În câmpul electric intens care domnește între electrodele contorului, fiecare ion primar va fi accelerat și va genera alți ioni, prin ciocniri repetate cu molecule neutre. Datorită acestui fenomen de ionizare prin șoc, conductibilitatea gazului va crește brusc în așa măsură că se va produce descărcarea electrică între electrodele contorului. Dacă un condensator este montat în derivație, cu o rezistență megohmică în serie pe sursa de tensiune (fig.20), curen-

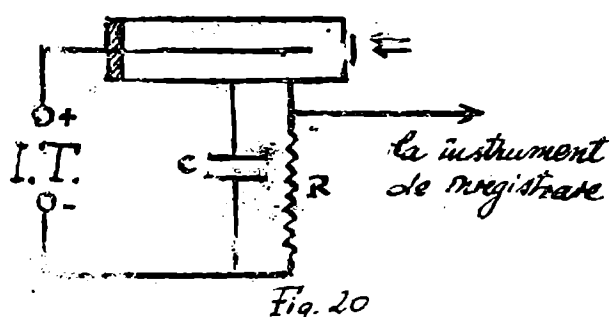


Fig. 20

tul de descărcare provoacă o scădere de tensiune, astfel că descărcarea se "stinge". De altă parte, întrucât ionii au fost extrași din gaz, tensiunea revine la valoarea inițială și instrumentul, readus fiind la condițiile inițiale, e gata pentru o nouă descărcare.

Cusurul contorului cu vârf pe care l-am descris este că are o "constantă de timp" destul de mare, deci viteza cu care poate număra e redusă.

Geiger și Müller au perfecționat dispozitivul micșorând presiunea gazului în tub, înlocuind vârful printr'un fir metalic subțire întins în axul contorului (fig.21) și folosind ca instrument de înregistrare a descărcărilor, un electrometru cu fir. Cu aceste modificări, autorii au putut număra până la 5 impulsuri (descărcări) pe minut. Ulterior au fost aduse perfecțiuni electrometrului, și dispozitivul

experimental a fost completat cu un înregistrator cinematografic, cu

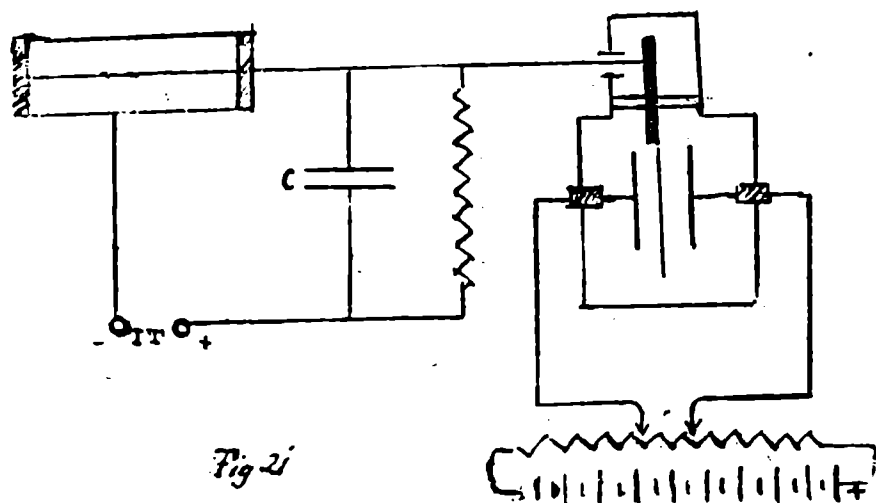


Fig. 21

care se putea înregistra pe film mișcarea continuă a firului electrometrului. S'a atins astfel o viteză de numărare de 1000 impulsuri pe minut.

Actualmente, forma curentă a contorilor Geiger-Müller este reprezentată schematic în fig. 22, dar pentru aplicațiuni speciale această formă poate varia

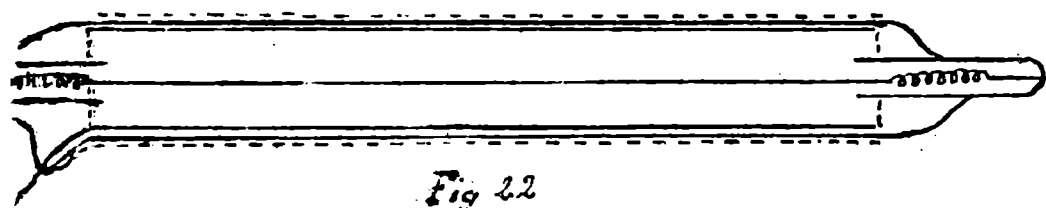


Fig. 22

după necesitate. Un fir foarte subțire, de obicei de tungsten, este întins - prin mijlocirea unor mici resorturi de spirală - în axul unui cilindru metalic, închis într'un înveliș cilindric de sticlă.

Pentru o mai bună funcționare a contorului, sticla e metalizată în exterior și metalizarea e conectată cu cilindrul metalic interior, astfel că peretele de sticlă nu e supus nici unui câmp electric. Dacă contorul e destinat studiului radiațiilor moi (ușor absorbite), învelișul de sticlă poate fi prevăzut cu o "fereastră" foarte subțire. Se obține acest rezultat suflând de pildă o bulă la una din extremitățile tubului de sticlă: acolo grosimea sticlei se reduce la câțiva microni.

Se face mai întâi vidul în tub și suprafețele lui interne se degazează prin încălzire sub înaltă tensiune. Apoi se introduce gazul (Hidrogen, dar preferabil Argon) sub o presiune de circa 10 cm.Hg. La contorii ziși "cu autoextincție" se adaugă până la 10% vapori sau gaze organice (alcool, metan,).

Pentru a studia fenomenele care se petrec într'un contor, în funcție de tensiune, vom realiza montajul reprezentat în fig. 23.

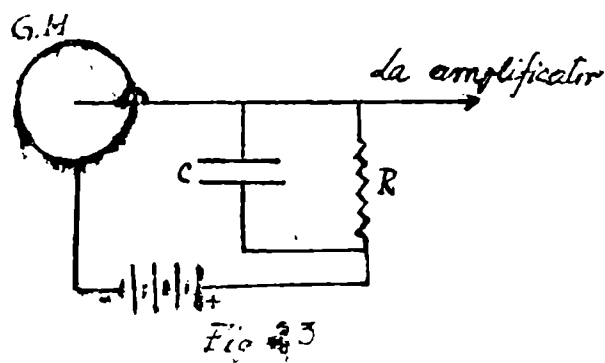


Fig. 23

Polul negativ al sursei de înaltă tensiune I.T. este conectat la cilindrul. Polul pozitiv e conectat la firul central prin mijlocirea unui circuit RC. Eșirea circuitului e legată la un amplificator liniar care acționează un oscilograf catodic. Vom presupune că amplificarea este suficient de mare pentru ca oscilograful să înregistreze

orice impuls de tensiune pe firul contorului, oricât de slab ar fi.

În aceste condiții, facem să crească treptat tensiunea aplicată contorului, plecând de la zero. Cât timp tensiunea e nulă, nu se produce fluctuații în potențialul firului, afară de cele cu totul întâmplătoare și neînsemnate, datorite incidenței unor ioni izolați. Dacă tensiunea e mică, contorul funcționează în chip de cameră de ionizare: câmpul electric pune în mișcare ionii creați de radiația incidentă; cei pozitivi migrează spre cilindru, cei negativi spre fir și sunt colectați pe electroda respectivă. Amplitudinea impulsului de tensiune la anodă (fir) este determinată de numărul de sarcini culese, precum și de capacitatea electrică a sistemului format din fir și din piesele conectate cu el, inclusiv grila primei lămpi a amplificatorului. Vom avea cu alte cuvinte:

$$dV = dq/C = 1,60 \cdot 10^{-7} n/C \quad (\text{II}, 25)$$

unde dV este exprimat în volți, C în $\mu\text{f.}$ - n este numărul de particule încărcate culese pe fir, fiecare purtând unitatea de sarcină, $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ coul.

Ecuatia de mai sus nu ține seama de sarcina spațială pozitivă, pe care o creează în jurul firului ionii pozitivi, care datorită mobilității lor mai mici dăinuiesc în gazul contorului, după ce electronii și ionii negativi au fost culeși pe fir. De aceea ecuația (II, 25) nu este riguros corectă deoât după ce sarcinile pozitive au fost culese și ele la catodă.

Numărul n din ecuație reprezintă diferența dintre numărul ionilor primari și acel al ionilor dispăruți prin recombinație. Dacă tensiunea e destul de mare pentru a anula practic recombinația în gazul sub presiune redusă al contorului, amplitudinea pulsului de tensiune va fi independentă de tensiunea de colectare, și va rămâne astfel atâta timp cât tensiunea de colectare nu va atinge acea valoare pentru care începe să se producă fenomenul de ionizare prin șoc.

Fie V_p acea tensiune minimă la care începe ionizarea prin șoc. De aci înainte, pulsul de tensiune pe firul central va fi proporțional cu tensiunea de colectare. Dacă fiecare electron primar produce A perechi de ioni de șoc, în cursul migrației lui spre anodă, atunci valoarea pulsului de tensiune pe fir va fi dat de:

$$dV = 1,60 \cdot 10^{-7} A n/C \quad (\text{II}, 26)$$

Câtimea A este "amplificarea gazului" și ea variază, proporțional cu tensiunea de colectare, între valoarea 1 (până la tensiunea

prag V_p) și valoarea 10^7 , la sfârșitul regiunii de proporționalitate. Teoretic, când A devine mai mare ca 10^7 , contorul a ieșit din regiunea de proporționalitate. Practic, contorii încetează adesea de a mai lucra proporțional încă pentru $A=10^5$. Limita superioară utilă a lui A depinde de natura gazului.

Regiunea de proporționalitate se caracterizează prin faptul că, pentru o tensiune de colectare dată, amplificarea gazului A nu depinde de numărul ionilor primari creați de radiația incidentă. În consecință, pulsul de tensiune de pe firul central depinde numai de n , adică de numărul ionilor primari. Mai precis, pulsul este proporțional cu puterea ionizantă a radiației.

Dela o anumită tensiune de colectare în sus și până la o tensiune V_g denumită "pragul regiunii Geiger", se întinde regiunea de proporționalitate limitată, care face tranziția între regiunea de proporționalitate și regiunea Geiger.

În regiunea de proporționalitate limitată, valoarea lui A depinde de puterea ionizantă a radiației, și anume e mai mare pentru puteri ionizante mici decât pentru puteri ionizante mari. Dacă de ex. $A=10^7$ pentru putere ionizantă corespunzătoare formării a 10 perechi de ioni primari ($n=10$), pentru $n=10^4$ (particulă alfa) A va avea o valoare efectivă de cel mult 10^5 . Pulsul de tensiune va corespunde deci în primul caz cu sosirea pe firul central a 10^8 particule încăr-cate, iar în al doilea caz cu sosirea a 10^9 particule, adică va fi numai de 10 ori mai mare, în loc de 1000 de ori, cum e în regiunea de proporționalitate. De aci numirea de regiune de proporționalitate limitată.

Dacă facem să crească tensiunea de colectare peste valoarea V_g , intrăm în regiunea Geiger unde amplitudinea pulsului de tensiune pe fir este independentă de puterea ionizantă a radiației. În regiunea Geiger, pulsurile care apar pe ecranul oscilografului sunt toate de aceeași înălțime, indiferent de natura radiației ionizante. Amplitudinea absolută a pulsurilor crește repede cu tensiunea de colectare. Numărul pulsurilor înregistrate (ceeace numim viteza de numărare) rămâne constant sau crește încet în funcție de tensiunea de colectare, cel puțin între anumite limite care definesc așa numitul "palier" al contorului. Vom reveni ceva mai jos asupra acestui punct. Dacă tensiunea de colectare crește dincolo de limitele regiunii Geiger, intrăm în regiunea de "descărcare continuă". În realitate descărcarea constă

într'un mare număr de impulsuri multiple. În această regiune de descărcare pseudocontinuu, cătimea A devine foarte mare, adeseori mai mare ca 10^8 .

Pentru a concretiza cele spuse mai sus, să urmărim evoluția amplitudinii pulsurilor provocate de două radiații cu puteri ionizante foarte deosebite, cum ar fi de pildă radiația cosmică și radia-

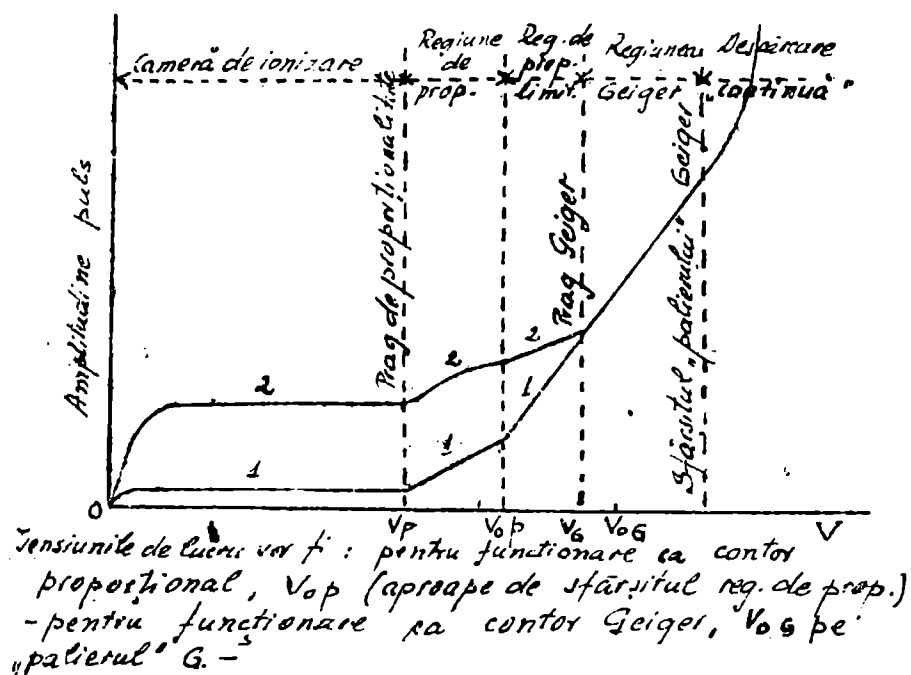


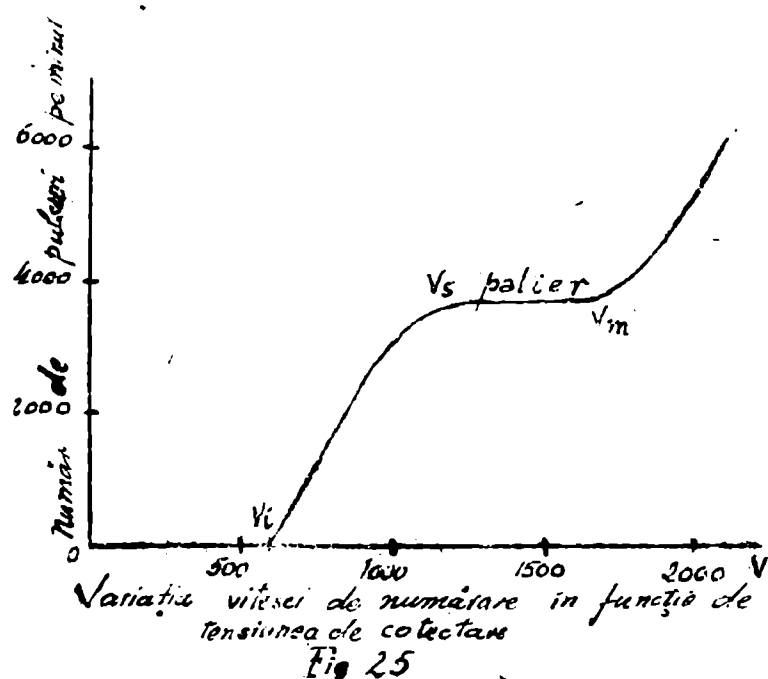
Fig. 24

ția alfa (fig.24). În abs-
oică purtăm tensiunile de
colectare, în ordonată am-
plitudine a pulsului. Dela
 $V = 0$ până la V_p , contorul
lucrează în chip de cameră
de ionizare. Curba 1 cores-
punde radiației cosmice,
curba 2, radiației alfa. La
început, curbele cresc foar-
te repede, până când, fiind
atinsă saturația, pulsurile
rămân constante când tensiunea
de colectare crește.

Amplitudinile impulsurilor sunt date de ecuația (II,25). Raportul dintre amplitudinea pulsului alfa și amplitudinea pulsului cosmic va fi deci egal cu raportul valorilor respective ale lui n . Dacă pentru o particulă alfa avem $n=10^4$, iar pentru o particulă cosmică rapidă avem $n = 30$, raportul amplitudinilor va fi egal cu 333, și acest raport va fi independent de tensiunea de colectare atât timp cât aceasta va rămâne mai mică decât V_p . Când tensiunea depășește V_p , intrăm în regiunea de proporționalitate. Amplitudinea celor două pulsuri va crește în funcție de tensiunea de colectare, pentru că A este o funcție crescătoare de această tensiune. Cele două curbe se mențin paralele, pentru că variația lui A în funcție de amplitudinea pulsului este neglijabilă în cea mai mare parte a regiunii de proporționalitate. Raportul amplitudinilor alfa și cosmic, este de aproximativ 300. Către sfârșitul regiunii de proporționalitate, A începe să crească mai încet pentru pulsurile mari alfa, decât pentru pulsurile mici cosmice. Intrând în regiunea de proporționalitate limitată, curba amplitudinii pulsurilor cosmice crește mult mai rapid decât curba corespunzătoare alfa, astfel că, atunci când tensiunea de colectare devine egală cu V_g (pragul Geiger), cele două curbe se con-

fundă și rămân confundate în regiunea Geiger, ca și dincolo de această regiune. Cu alte cuvinte, în regiunea Geiger amplitudinea pulsurilor depinde numai de tensiunea de colectare și nu depinde de puterea ionizantă a radiației.

Funcționarea contorului Geiger poate fi studiată și din punctul de vedere al vitesei de numărare, foarte important atunci când e vorba de determinat numărul particulelor sau quantelor care străbat contorul într'un anumit timp. Circuitul fundamental de contor este conectat cu un amplificator capabil de a transmite instrumentului de înregistrare sau de numărare, toate pulsurile a căror amplitudine depășește o valoare dinainte fixată, care corespunde în general începutului regiunii de proporționalitate, adică unei tensiuni de colectare de câteva sute de volți (400-900, după natura și presiunea gazului din contor, după geometria contorului, etc.). Făcând să crească mai departe tensiunea de colectare, numărul pulsurilor (viteza de numărare)



crește foarte repede (fig.25). De la o anumită tensiune V_s , viteza de numărare rămâne mai mult sau mai puțin constantă (palier) până la o tensiune maximă V_m , după care viteza de numărare începe să crească din nou, foarte repede, contorul intrând în regiunea de descărcare pseudocontinuă. Rezultă deci că, pentru a da rezultate corecte, contorul trebuie să funcționeze în zona de palier a regiunii Geiger. Altfel, orice variație observată în viteza de numărare s'ar putea datora unei variații a tensiunii de colectare și nu

unei variații de intensitate a radiației cercetate.

c). Circuite electronice pentru contori Geiger-Müller.

Progresele tehnicii lămpilor de radio cu electrode multiple, permite constituirea unor foarte variate circuite electrice, cu ajutorul cărora pot fi detectate și numărate pulsurile produse de particule sau quante individuale, chiar când ele se succed la intervale de timp extrem de mici. Figura 26 schematizează un asemenea circuit simplu, care folosește o tetrodă și un tub cu neon. Curentul anodic din lampă depinde de potențialul aplicat grilei de comandă (în punctul a). Acest potențial este negativ și permite trecerea unui curent anodic prin lampă, suficient pentru a "activa" releul, dar nu pentru

a-1 declanșa. Un puls de tensiune pe firul contorului provoacă o cădere

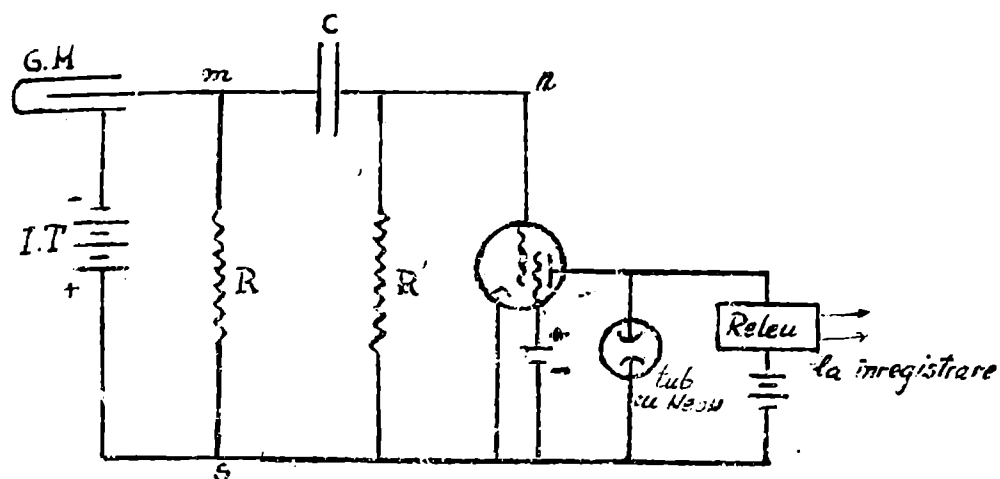
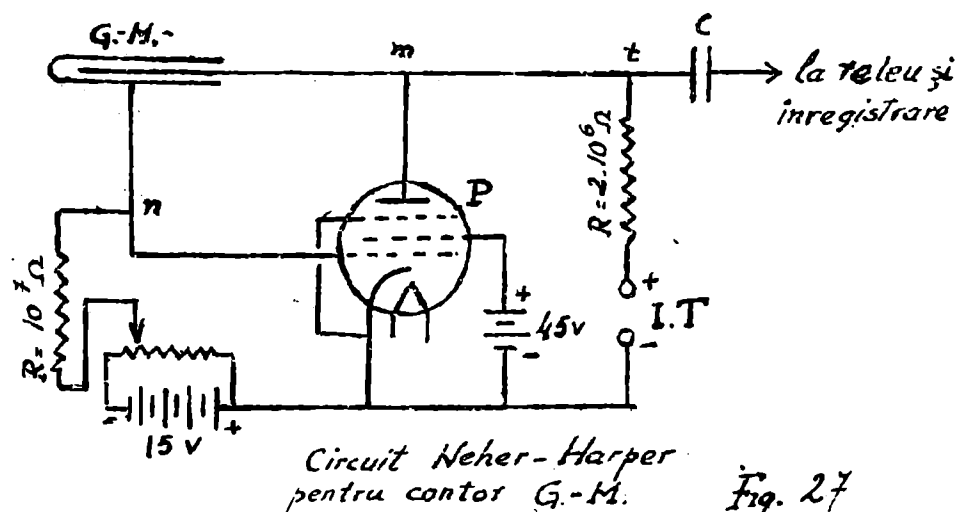


Fig. 26

de potențial între capetele S și m ale rezistenței megohmice., R. Potențialul în punctul n devine mai puțin negativ, curentul anodic crește, releul este declanșat și transmite un puls de curent dispozitivului înregistrator.

În același timp, diferența de potențial dintre electrodele tubului cu neon crescând, acesta se aprinde. Descărcarea prin tubul cu neon, ca și căderea de potențial la bornele contorului Geiger, provoacă "stingerea" descărcării prin contor și readuc întregul dispozitiv în condițiile inițiale. Circuitul simplu descris mai sus nu permite înregistrarea fără pierderi decât a unui număr limitat de pulsuri individuale.

O modificare a circuitului de mai sus, care permite să se înregistreze, fără pierderi apreciable, frecvențe de pulsuri până la 200.000 pe minut, este dată în schema din figura 27. Potențialul



Circuit Heher-Harper pentru contor G.-M.

Fig. 27

grilei de comandă, este ajustat la o valoare negativă, aleasă în așa fel încât valoarea normală a curentului anodic în pentoda P să fie slabă. Ionizarea de șoc provocată de o particulă ce străbate contorul Geiger se traduce printr'un

aflux de sarcini pozitive

pe cilindrul contorului, deci o creștere a potențialului grilei de comandă. Curentul anodic din lampă crește, potențialul în punctul m scade. Scăderea tensiunii aplicate contorului Geiger stinge curentul din contor și readuce condițiile inițiale. Căderea momentană de potențial se transmite și în punctul t, iar de aci, prin condensatorul de cuplaj C, la un dispozitiv de înregistrare sau numărare.

Dispozitivele mecanice de înregistrare sau numărare nu pot lucra, în general, la frecvențe mai mari de 3-4000 pe minut. Pentru

frevențe de acest ordin de mărime sau mai mari, se folosesc combinații de lămpi de radio, concepute în așa fel încât numărătorul mecanic să înregistreze o unitate pentru 2, 4, 8, sau 16 particule (quante) incidente; în același timp, un sistem de tuburi luminescente (ou neon) permite numărarea unităților intermediare. Aceste circuite sunt constituite dintr'un număr n de unități (scalatoare), formate fiecare din două lămpi de radio. Factorul total de reducere este (2^n) . Nu vom insista asupra numeroaselor scheme de scalatoare existente. Fig. 28 re-

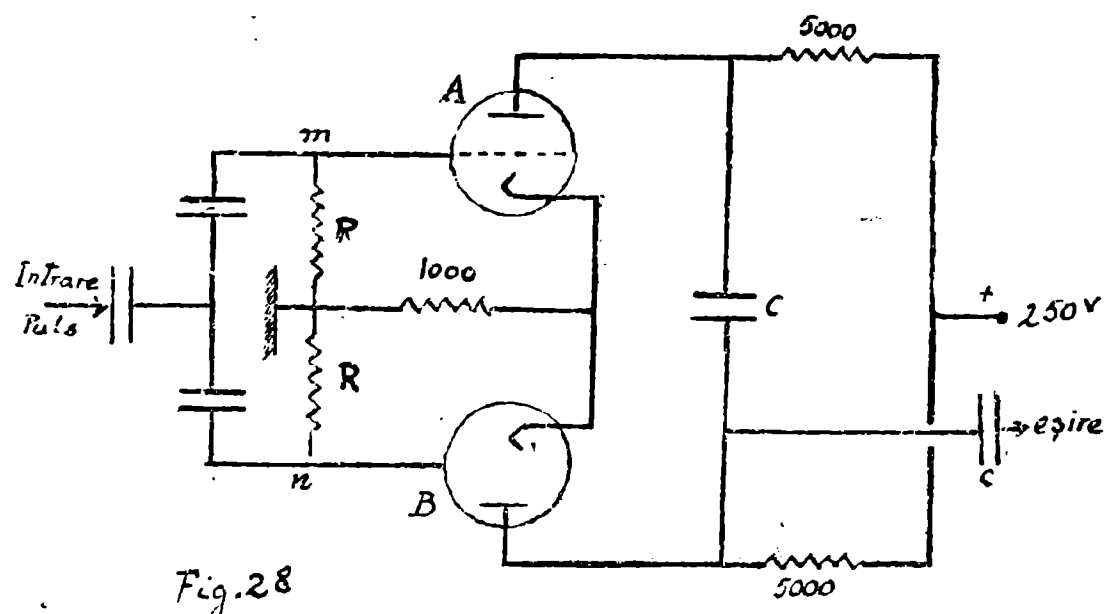
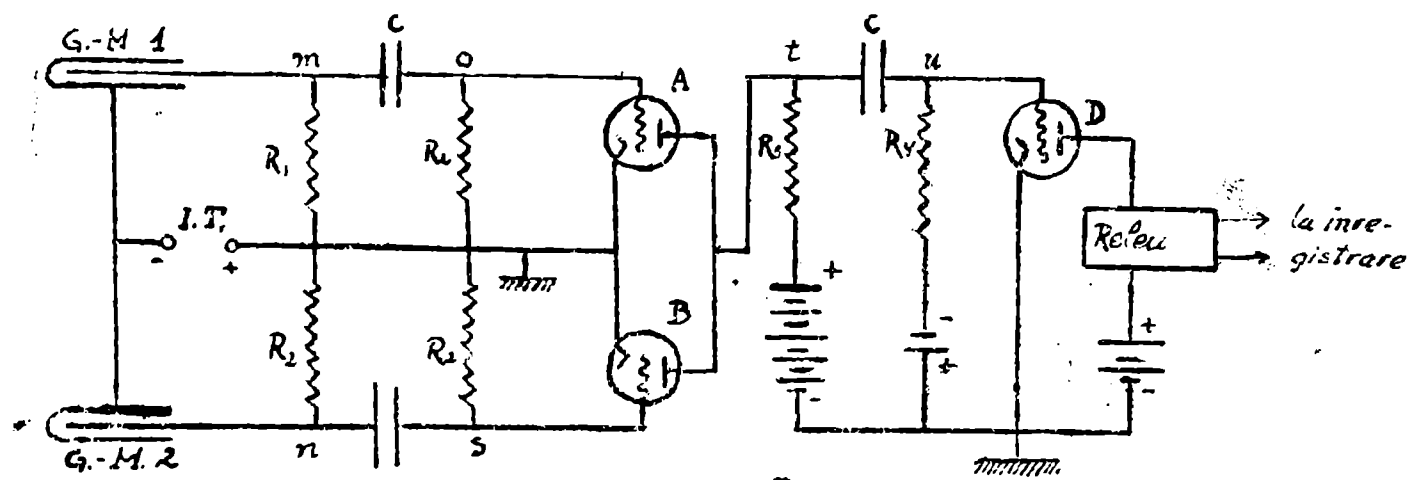


Fig. 28

prezintă o schemă simplă, formată din două tiratroane A și B. Pulsurile incidente care se succed, fac să funcționeze alternativ tuburile A și B, însă numai funcționarea tubului B transmite mai departe pulsul de curent etajului următor de scalator. Un

tub cu neon, conectat în circuitul tubului A (nu e reprezentat pe figură) se aprinde atunci când tubul A funcționează. Inregistratorul sau numărătorul mecanic este conectat la ieșirea ultimului etaj de scalator. S-au construit serii de scalatoare până la factorul de reducere 256. Câteva cuvinte, în treacăt, despre circuitele de coincidență, folosite mai ales în studiul radiației cosmice. Aceste circuite



Circuit de coincidențe Rossi
pentru 2 contori G. M.-

Fig. 29

transmit mai departe numai pulsurile care se produc concomitent în 2 sau mai mulți contori G.M., atunci când sunt străbătuți, practic în același timp, de o particulă cosmică (se știe că viteza acestor particule se apropie uneori de viteza luminii). Figura 29 (pg.46) reprezintă un circuit de coincidențe pentru doi contori Geiger-Müller. Grilele de comandă ale triodelor A și B sunt ajustate la valori destul de pozitive pentru ca lămpile să fie străbătute de curenți anodici de o anumită valoare "normală". Potențialul grilei de comandă a lămpii D are o valoare negativă astfel potrivită încât curentul anodic al lămpii să fie nul. Un puls de tensiune în tubul Geiger Nr.1 provoacă o cădere de potențial în m, grila de comandă a lămpii A se negativează, curentul anodic al lămpii A devine momentan nul. În consecință crește potențialul în punctul t și în consecință crește potențialul grilei de comandă a lămpii D, însă nu într-o măsură suficientă ca să declanșeze curentul anodic în D și să provoace funcționarea numărătorului mecanic. Dacă, însă, se produc două pulsuri concomitente în contorii 1 și 2, potențialul în t și, prin urmare, potențialul grilei de comandă a lămpii D, cresc îndeajuns pentru ca lampa D să funcționeze și să trimează un puls de curent înregistratorului mecanic.

d) Camera de detentă a lui G.T.R. Wilson. - Principiul acestei metode este următorul: într'un gaz saturat cu vapori de apă, răcirea provocată de destinderea adiabatică a gazului provoacă, precum se știe, suprasaturația. Condensarea excesului de vapori se face în moduri diferite, după cum gazul conține sau nu particule solide în suspensie (praf) sau ioni.

Dacă gazul e curat și neionizat, suprasaturația dispare încet, excesul de apă depunându-se pe pereții recipientului. Dacă însă gazul conține praf sau este ionizat puternic, excesul de apă se condensează pe particulele solide în suspensie sau - în anumite condiții - pe ioni, astfel că ia naștere o ceață mai mult sau mai puțin opacă. Ceața cade la fundul recipientului sub efectul gravitației, antrenând cu sine particulele solide (centrele de condensare). Prin repetarea de câteva ori a destinderii adiabactice, avem deci mijlocul de a curăța perfect gazul de orice impuritate.

În aceste condiții, dacă ionizăm gazul și repetăm detenta, condensarea se va putea face numai în jurul ionilor gazoși.

Fie v_1 volum inițial al gazului și θ_1 temperatura corespunzătoare (în grade Kelvin): fie $v_2 > v_1$ volumul după detentă, și $\theta_2 < \theta_1$ temperatura absolută corespunzătoare. Se știe că în conformitate cu

legea lui Poisson, vom avea:

$$\Theta_2 v_2^{k-1} = \Theta_1 v_1^{k-1} \quad (\text{II}, 27)$$

unde $k = c_p/c_v$ este raportul căldurilor specifice ale gazului sub presiune și sub volum constant.

Se numește "grad de detentă" raportul $\Delta = v_2/v_1$. Ecuația de mai sus se poate scrie $\Theta_2 = \Theta_1 (1/\Delta)^{k-1}$.

Se numește "grad de suprasaturație" S câtineea definită prin:

$$S = \frac{p_1}{p_2} \left(\frac{1}{\Delta} \right)^k \quad (\text{II}, 28)$$

unde p_1 și p_2 sunt forțele elastice maxime, în contact cu o suprafață plană, ale valorilor la temperaturile Θ_1 , respectiv Θ_2 . Cercetând sistematic condițiile de formare a ceții în gazele ionizare, C.T.R. Wilson, stabilește în esență următoarele:

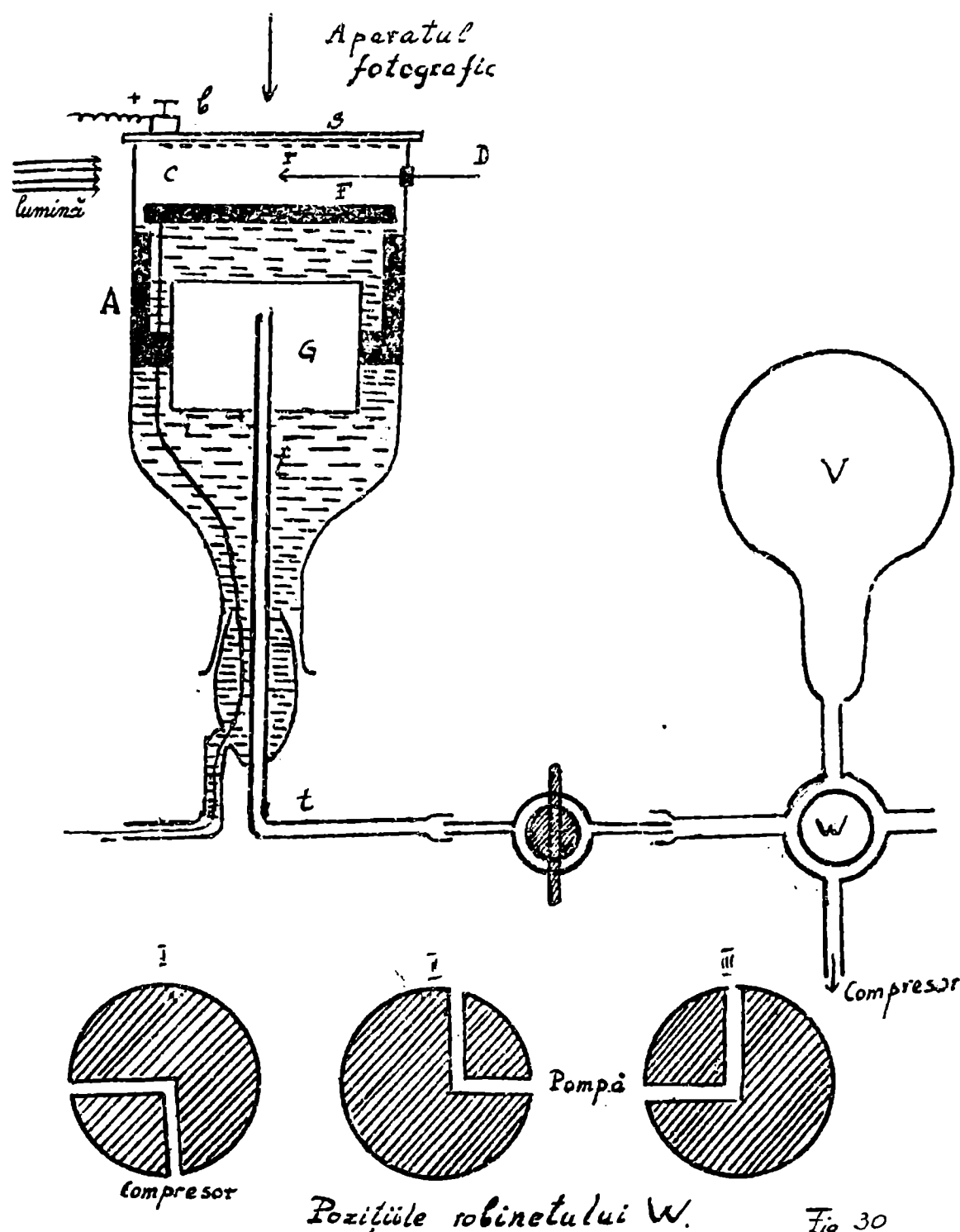
a) Dacă $\Delta < 1.25$, nu se produce condensare. Calculând pe Θ_2 cu ajutorul ecuației (II, 27) și introducând la ecuația (II, 28) valorile lui p_1 și p_2 corespunzătoare temperaturilor inițială și finală, găsim că gradul de saturație pentru $\Delta = 1.25$ este $S = 4,2$. Așa dar, pentru ca să se formeze ceață, gradul de suprasaturație minimum necesar este 4,2.

b) Dacă $1.25 < \Delta < 1.31$ (ceea ce corespunde lui $4,2 < S < 6$) condensarea se produce numai pe electroni sau ioni negativi.

c) Dacă $1.31 < \Delta < 1.38$ (ceea ce corespunde la $6 < S < 8$) condensarea se face pe ioni de ambele semne.

d) Dacă $\Delta > 1.38$ (grad de suprasaturație $S > 8$) condensarea se produce chiar și în lipsa ionilor, centrele de condensare fiind constituite din agregate de molecule gazoase.

Ținând seama de cele spuse, se înțelege ușor că, dacă operăm detenta adiabatică a unui volum de gaz străbătut de o radiație ionizantă, vaporii de apă se vor condensa pe ioni creați dealungul tracectoriilor razelor, materializând aceste traectorii. Luminând puternic cu un fascicol lateral camera de detentă, tracectoriile de ceață obținute se vor proiecta pe fundul negru al camerei, devenind foarte vizibile și putând fi fotografiate. Au fost realizate un foarte mare număr de modele diverse de camere Wilson, adaptate problemelor multiple care pot fi studiate cu ajutorul acestei metode foarte fertile. Iată un model simplu, realizabil cu mijloace modeste și care poate servi atât la demonstrarea fenomenelor, cât și la lucrări practice (fig. 30 - pg. 49).



Recipientul de sticlă A este închis la partea superioară cu o placă de sticlă S, perfect plană, căptușită în interior cu o rețea metalică r, care este conectată prin borna b cu polul pozitiv al unei surse de tensiune de 220 V. F este un piston mobil, constituit dintr'un "plutitor" metalic, conectat la borna minus a sursei de tensiune așa cum se vede în figură.

Fața superioară a pistonului e înnegrită. G este un clopot pneumatic, care prin tubul t comunică cu balonul V. Recipientul A conține apă sau, de preferință, un amestec de apă și alcool (50%). Camera de detentă este spațiul C cuprins între placa S și piston. Robinetul W este un robinet cu trei căi, care stabilește următoarele comunicații:

poziția I: clopotul pneumatic G cu un compresor de aer.

" II: balonul V cu o pompă de vid

" III: " V cu clopotul pneumatic G.

Așezând robinetul în poziția I, comprimăm aer în clopotul G, aducând pistonul F în poziția pe care o reprezintă fig. 30. Așezăm apoi robinetul în poziția II și facem vid în balonul V. Aducând în fine robinetul în poziția III, aerul din G năvălește în V, lichidul din A

pătrunde în G, astfel că pistonul F cade brusc, operând detenta adiabatică în camera C.

Vergeaua D care pătrunde în camera de detentă, poartă în vârf o mică cantitate de substanță radioactivă. Camera este puternic luminată lateral, aparatul fotografic este așezat cu axul optic perpendicular pe suprafața pistonului. Câmpul electric aplicat între S și F servește pentru colectarea rapidă a ionilor formați în intervalul a două detente succesive, astfel ca aparatul fotografic să nu înregistreze decât traectoriile de ceață formate în clipa detentei.

Aplicațiuni la Capitolul II

1.-Energia mijlocie necesară pentru formarea unei perechi de ioni este 35 eV. O rază beta de energie 1 MeV (sau mai mult) produce circa 25 perechi de ioni pe cm de traectorie. O rază beta de energie 50 keV (sau mai puțin) produce circa 200 perechi/cm.

Să se evalueze distanța parcursă în aer normal de o particulă beta de 1 MeV, admitând că producția mijlocie de ioni este media valorilor indicate mai sus. Parcursul real va fi mai mic sau mai mare ca parcursul calculat ?

2.-O particulă alfa de energie 5 MeV parcurge în aer normal o distanță de 3,51 cm. Câte perechi de ioni va produce această particulă dealungul traectului ei, admitând că energia necesară pentru formarea unei perechi de ioni este egală cu 35 eV ?

Să se calculeze sarcina electrică totală a ionilor de acelaș semn, în u.e.s. și în coulombi.

3.-Capacitatea elementului detector într-o cameră de ionizare conectată la un electrometru este $C = 4 \mu\text{F}$. Sensibilitatea electrometrului e de 5 div/volt la un metru.

Câți ioni vor fi necesari pentru a obține o deviație de 1 diviziune ?

Dacă parcursul particulelor alfa în cameră este în medie 3 cm, care este efectul unei singure particule alfa, știind că în medie, o particulă alfa produce $4 \cdot 10^4$ perechi de ioni pe cm de traect ?

C A P I T O L U L I I I

Teoria calitativă și cantitativă a desintegrării radioactive.

13.-Desintegrarea radioactivă. Activitatea radiantă a elementelor radioactive a pus de la început o problemă fundamentală în legătură cu principiul conservării energiei: de unde provine energia debitată de corpurile radioactive, sub forma diferitelor radiațiuni ?

Problema n'a putut fi rezolvată atâta timp *cât* nu se cunoșteau ca radioelemente, decât Uranul și Thoriul, la care nu se putea pune în evidență nici o variație a activității sau a masei în funcție de timp.

Apăreau a priori posibile două ipoteze:

a) atomul radioactiv absoarbe din mediul exterior energie sub o formă oarecare și o restituie mediului exterior, fie sub formă de energie cinetică, în cazul razelor corpusculare (alfa și beta), fie sub formă de energie electromagnetică (în cazul razelor gamma). Ipoteza revenea deci la a considera radioactivitatea ca un fenomen analog cu fluorescența.

b) energia emisă de atomul radioactiv apare pe socoteala energiei potențiale interne a atomului.

Descoperirea între 1900 și 1905 a numeroase radioelemente a căror activitate evoluează rapid cu timpul și care dispar spre a da naștere unor specii atomice deosebite, a tranșat dilema în favoarea celei de a doua ipoteze, care constituie astăzi baza teoriei calitative a desintegrării radioactive.

14.-Bazele experimentale ale teoriei desintegrării radioactive.

Să facem să fiarbă câteva ore o soluție de clorură de Radium, proaspăt preparată, pentru a alunga toate gazele dizolvate în lichid. Să cercetăm apoi radiația emisă de soluție: ea consistă esențialmente din raze alfa (puținele quante gamma nu importă aci). Să închidem apoi în mod ermetic recipientul care conține soluția. După câțva timp, analiza spectrală a gazelor adunate deasupra soluției arată prezența a două elemente dintre care unul este gazul Helium de număr masic 4, iar cel de al doilea este gazul Radioactiv Radon (Rn), de număr masic 222. Ori, numărul masic al Radiumului este 226, adică 222+4.

Cea mai simplă interpretare posibilă a acestor rezultate experi-

mentale este să admitem că nucleele atomilor de Ra se scindează, se desintegrează, în două fragmente de mase foarte inegale. Fragmentul de masă 4 constituie nucleul de He, fragmentul de masă 222, nucleul de Rn. Nucleul de He (He^{++}) este proiectat în spațiu, constituind o rază alfa, înzestrată cu o anumită energie cinetică, caracteristică pentru transformarea $\text{Ra} \rightarrow \text{Rn}$. Nucleul de Rn constituie "derivatul radioactiv" al Radiumului și în virtutea principiului conservării cantității de mișcare a centrului de masă al unui sistem mecanic, este proiectat în sens diametral opus, constituind o așa numită "rază de recul radioactiv". Să fie clar dela început că din cauza marelui inegalități de mase, energia cinetică a razei de recul este foarte mică în raport cu energia cinetică a razei alfa. În consecință, acțiunea ionizantă a razelor de recul radioactiv este foarte slabă în raport cu aceea a razelor alfa.

Peptide analoage celor descrise mai sus ar putea fi citate în număr mare. Dar cele arătate sunt suficiente pentru a formula teoria calitativă a desintegrării radioactive.

Elementele radioactive sunt specii atomice ale căror nuclee au o structură mai mult sau mai puțin instabilă, datorită căreia sunt capabile să se desintegreze în mod spontan, adică independent de condițiile exterioare sau de acțiunea vreunui agent fizic sau chimic. Desintegrarea consistă în scindarea explozivă a nucleului în două fragmente de mase foarte inegale. Fragmentul ușor, care poate fi - după natura speciei radioactive - un electron sau un nucleu de He, este proiectat în spațiu și constituie oclăce numită o rază beta în primul caz, o rază alfa în cazul al doilea. Rămășița nucleului desintegrat, adică fragmentul de masă mare, alcătuiește o specie atomică nouă, "derivată" din prima și care, de cele mai multe ori, este și ea labilă. Ea va suferi deci, la rândul ei, desintegrarea radioactivă, care va da naștere unui al treilea derivat radioactiv și așa mai departe, până când ultima specie atomică derivată va poseda un nucleu cu structură stabilă. Prin această cascadă de desintegrări radioactive succesive, ia naștere o "serie" sau "familie radioactivă", formată din specii atomice radioactive genetice legate între ele și derivând dintr'un element generator comun.

Precum am mai spus, există trei familii radioactive naturale care grupează 43 din cele 47 specii atomice radioactive cunoscute în natură. Aceste 3 familii radioactive naturale sunt: seria Uraniu-Radiu, seria Actiniului și seria Thorului. Vom reveni în amănunte la capitolul VII asupra detaliilor componenței acestor serii radioactive și vom arăta legăturile lor genetice cu elementele radioactive de sinteză.

al căror număr depășește astăzi cu mult numărul speciilor atomice radioactive naturale.

Am spus mai sus că desintegrarea radioactivă este un fenomen spontan pe care nu-l poate influența, grăbi sau încetini, acțiunea niciunui agent fizic sau chimic cunoscut. Aceasta înseamnă că din punct de vedere macroscopic, desintegrarea radioactivă se prezintă ca un fenomen statistic caracterizat prin aceeași numim constanta radioactivă λ a speciei atomice considerate. λ reprezintă probabilitatea individuală de desintegrare a nucleelor acelei specii, în unitatea de timp consecutivă unui moment arbitrar ales. Dacă probabilitatea de desintegrare este aceeași pentru toate nucleele de aceeași specie, totuși momentul când are loc efectiv desintegrarea pentru un anumit nucleu nu poate fi prevăzut. Așa cum vom arăta mai târziu, mecanismul desintegrării poate fi interpretat numai în lumina mecanicii ondulatorii. Din cele spuse, rezultă că teoria cantitativă a desintegrării radioactive trebuie să pornească de la constatarea experimentală că, pentru o specie atomică radioactivă dată, procentul de nuclee desintegrate în unitatea de timp este o constantă.

15.-Teoria cantitativă a desintegrării radioactive.

a) Cazul unei specii atomice radioactive izolate. Vom studia aici variația în funcție de timp a numărului atomilor existenți într-o substanță radioactivă constituită dintr-o singură specie nucleară. Dacă λ este constanta radioactivă a acelei specii, înseamnă că probabilitatea de desintegrare pentru un nucleu oarecare, în timpul dt , va fi λdt . Fie N numărul nucleelor existente în preparație la un moment oarecare t , consecutiv unui moment inițial $t = 0$, arbitrar ales, în care numărul nucleelor era N_0 . Numărul dN al nucleelor care se desintegrează efectiv în intervalul de timp dt va fi

$$dN = - N \lambda dt \quad (\text{III, 1})$$

Semnul minus corespunde faptului că variația dN este o scădere.

Ecuția diferențială (III,1) poate fi pusă sub forma

$$\frac{dN}{N} = - \lambda dt$$

ceea ce prin integrare dă

$$\ln N = - \lambda t + C$$

Constanta de integrare C se determină prin condițiile inițiale.

Deci la $t = 0$, $N = N_0$ și prin urmare $C = \ln N_0$. Ecuția devine:

$$\ln N - \ln N_0 = \ln \frac{N}{N_0} = - \lambda t$$

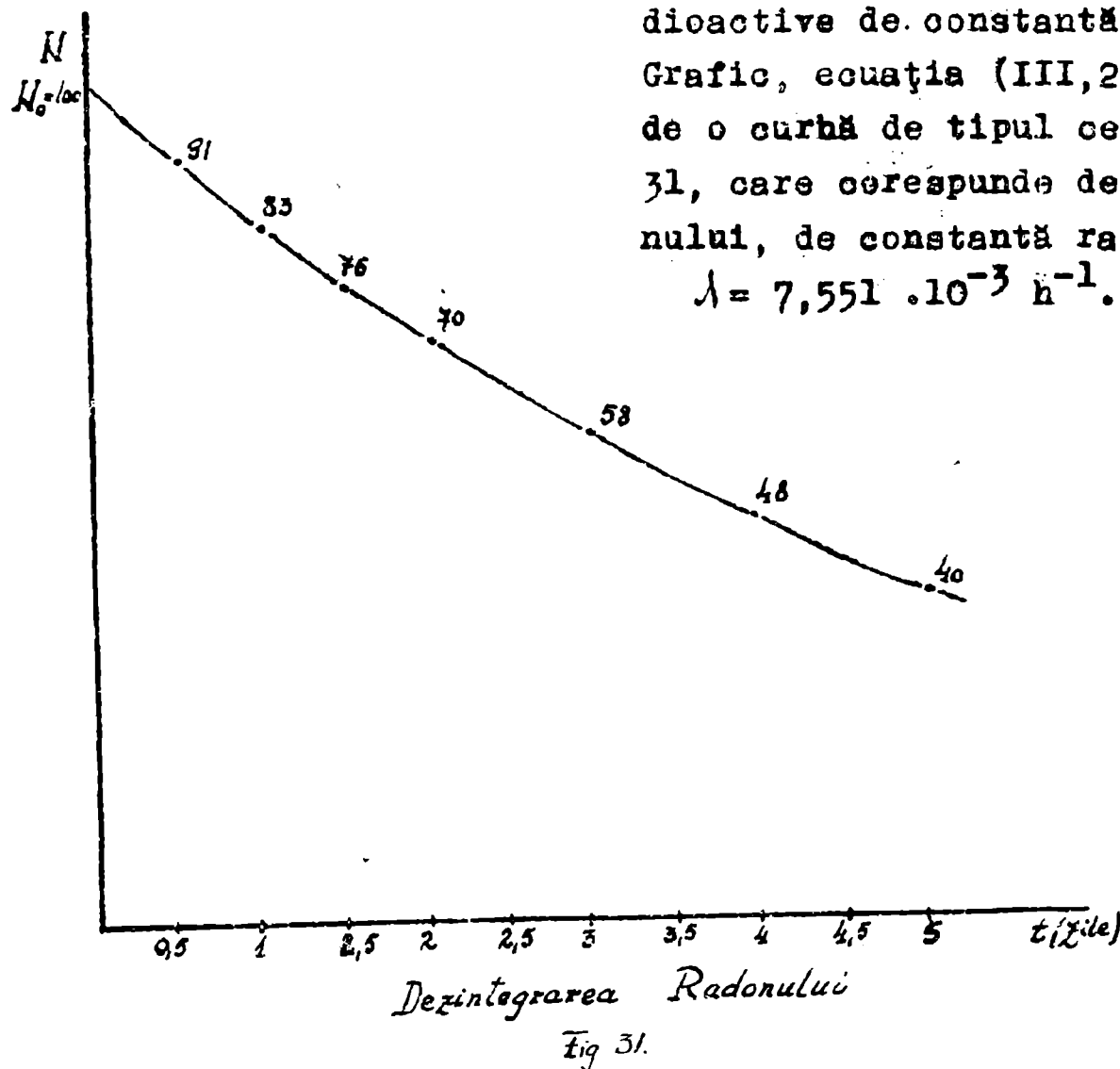
și mai departe, trecând la numere:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{III}, 2)$$

Această ecuație exponențială descrie evoluția în timp a speciei atomice radioactive de constantă radioactivă λ . Grafic, ecuația (III,2) e reprezentată de o curbă de tipul celei din figura 31, care corespunde desintegrării Radonului, de constantă radioactivă

$$\lambda = 7,551 \cdot 10^{-3} \text{ h}^{-1}.$$

În cele de mai sus, nu am luat în considerație faptul că prin desintegrarea speciei radioactive date, apare unul sau mai mulți derivați radioactivi, care vor coexista cu primul în preparație. Vom studia mai jos legile de coexistență a două



sau mai multe specii radioactive genetic legate.

b) Perioada radioactivă (timp de înjumătățire). - Fie T timpul care se scurge, din momentul inițial arbitrar ales $t = 0$, până în momentul când, din numărul inițial N_0 de nuclee au mai rămas numai $N = N_0/2$. Acest timp T poartă numele de perioadă radioactivă (timp de înjumătățire) a speciei radioactive considerate.

Să substituim în ecuația (III,2) valoarea T pentru t . Vine:

$$N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T}$$

adică, după efectuarea calculelor:

$$T = \ln 2 / \lambda = 0,693 / \lambda \quad (\text{III}, 3)$$

Aceasta e relația simplă care leagă constanta radioactivă și timpul de înjumătățire ale aceleiași specii radioactive. Valorile numerice ale

perioadelor radioactive diferă considerabil dela un radioelement la altul. Această mărime este deci comodă pentru caracterizarea substanțelor radioactive.

c) Viața mijlocie. - Constanta radioactivă este de dimensiunea inversului unui timp. Mărimea $\Theta = 1/\lambda$ va fi deci de dimensiunea unui timp; această mărime poartă numele de viață mijlocie a elementului de constantă radioactivă λ .

Denumirea este justificată de următoarele considerațiuni:

Numărul de nuclee care se desintegrează în elementul de timp dt , consecutiv momentului t considerat, este, precum am stabilit, $dN = -\lambda N dt$. Acest număr dN de nuclee a trăit fiecare t unități de timp, scootite dela momentul $t=0$, arbitrar ales. Durata totală a vieții acestor dN nuclee este deci

$$s = \lambda N \cdot t \cdot dt$$

Ținând seama de (III,2), vine:

$$s = \lambda N_0 e^{-\lambda t} t \cdot dt$$

Pentru a calcula durata totală a vieții celor N_0 nuclee inițiale, dela $t=0$ la $t=\infty$, considerăm integrala:

$$S = \lambda N_0 \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt \quad (\text{III,4})$$

Această integrală este de tipul $\int u dv$, unde $u = t$ și $dv = e^{-\lambda t} dt$.

Avem $\int u dv = uv - \int v du$ și, prin urmare:

$$\int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = - \frac{e^{-\lambda t}}{\lambda} t - \int - \frac{e^{-\lambda t}}{\lambda} dt = - \frac{e^{-\lambda t}}{\lambda} t - \frac{e^{-\lambda t}}{\lambda^2}$$

Așadar

$$S = \lambda N_0 \left[- \frac{e^{-\lambda t}}{\lambda} t - \frac{e^{-\lambda t}}{\lambda^2} \right]_0^{\infty}$$

pentru $t = \infty$, expresia este nulă, pentru că în paranteză termenul al doilea este nul, iar în primul termen, când t tinde spre ∞ , exponențiala tinde către zero mai repede decât tinde t spre ∞ .

Pentru $t = 0$, primul termen al parantezei este nul, al doilea ia valoarea $-1/\lambda^2$, care la scădere dă plus. În definitiv:

$$S = \lambda N_0 - \frac{1}{\lambda^2} = N_0 / \lambda = N_0 \Theta$$

de unde:

$$\Theta = S/N_0 \quad (\text{III,5})$$

Θ reprezintă deci viața totală a celor N_0 atomi existenți la momentul $t=0$ arbitrar ales, împărțită prin acest număr de atomi, adică în adevăr viața mijlocie a fiecăruia din cei N_0 atomi.

16. Legea de coexistență a două radioelemente genetic legate.

Să considerăm acum o preparație radioactivă în care coexistă două radioelemente ,1 și 2, din care 2 este derivatul radioactiv al lui 1. Fie N_1 și N_2 numărul de nuclee de specia 1, respectiv 2, coexistente la un moment t , consecutiv momentului inițial $t = 0$, arbitrar ales. Fie $N_{0,1}$ și $N_{0,2}$ numărul de nuclee de speciile 1 respectiv 2, coexistente la momentul inițial. Fie, în fine, λ_1 și λ_2 constantele radioactive ale elementului 1 respectiv 2.

Numărul de nuclee de specia 1 care se desintegrează în unitate de timp consecutivă momentului t este (conform ecuației (III,1))

$dN_1/dt = -\lambda_1 N_1$. Intrucât fiecare nucleu 1 desintegrat dă naștere unui nucleu 2, $\lambda_1 N_1$ este totodată numărul de nuclee 2 care au luat naștere din momentul t până în momentul $(t+1)$.

Dar în același interval de timp, s'a desintegrat un număr de nuclee 2 egal cu $\lambda_2 N_2$. Creșterea efectivă în unitatea de timp a numărului de nuclee 2 în preparație va fi deci

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (\text{III},6)$$

ceea ce se mai poate scrie $dN_2/dt + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1$.

Ținând seama că, în virtutea lui (III,2), $N_1 = N_{0,1} e^{-\lambda_1 t}$, vine

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{0,1} e^{-\lambda_1 t} \quad (\text{III},7)$$

Să integrăm după regulile cunoscute această ecuație diferențială de ordinul I cu membri secund.

O soluție particulară a ecuației va fi de forma $n_2 = C e^{-\lambda_1 t}$. Vom determina pe C , substituind în ecuație această soluție și identificând:

$$-\lambda_1 C e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 C e^{-\lambda_1 t} = \lambda_1 N_{0,1} e^{-\lambda_1 t}$$

de unde, făcând reducerile:

$$C(\lambda_2 - \lambda_1) = \lambda_1 N_{0,1}$$

adică $C = \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1}$ și prin urmare,

$$n_2 = \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t}$$

Căutăm acum soluția generală a ecuației, fără membrul secund, $dN_2/dt + \lambda_2 N_2 = 0$. Ecuația se poate scrie $dN_2/N_2 + \lambda_2 dt = 0$. Prin integrare

obținem $\ln N_2 + \lambda_2 t = \ln K$, adică

$$\ln \frac{N_2}{K} = -\lambda_2 t$$

$$\text{sau } n'_2 = K e^{-\lambda_2 t}.$$

Integrala ecuației este așadar

$$N_2 = K e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \quad (\text{III}, 8)$$

Pentru a determina pe K , ținem seama de condiția inițială:

$$N_2 = N_{0,2} \text{ la } t = 0. \text{ Urmează}$$

$$N_{0,2} = K + \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

$$\text{de unde } K = N_{0,2} - \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

Introducând această valoare în (III, 8), obținem:

$$N_2 = \left(N_{0,2} - \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t}$$

și grupând termenii:

$$N_2 = N_{0,2} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (\text{III}, 9)$$

Ecuația de mai sus descrie evoluția în timp a speciei radioactive 2 în prezența radioelementului-generator 1. Primul termen al membrului al doilea reprezintă fracțiunea rămasă nedesintegrată, la momentul t , din numărul inițial de atomi de specia 2. Al doilea termen reprezintă numărul de atomi de specia 2 formați la timpul t prin desintegrarea radioactivă a atomilor de specia 1. Suma celor doi termeni reprezintă deci numărul total de atomi de specia 2 coexistenți la timpul t cu radioelementul generator 1, a cărui evoluție în timp este dată de altă parte de ecuația cunoscută:

$$N_1 = N_{0,1} e^{-\lambda_1 t}$$

Dacă la $t = 0$, preparația (sursa) radioactivă conținea exclusiv atomi de specia generatoare 1 (lucru care poate fi întotdeauna realizat în practică), adică dacă $N_{0,2} = 0$, ecuația (III, 9) se reduce la

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (\text{III}, 10)$$

Să considerăm câteva cazuri particulare importante.

a) Perioada radioactivă a elementului generator este mai lungă decât aceea a elementului derivat.— Aceasta revine la a sorie că $\lambda_1 < \lambda_2$.

Atunci, pentru o valoare a lui t suficient de mare, $e^{-\lambda_2 t}$ devine neglijabil față de $e^{-\lambda_1 t}$, astfel că ecuația (III,10) devine:

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \quad (\text{III,11})$$

Prin urmare, din acel moment t pentru care condiția de mai sus e satisfăcută, radioelementul 2 evoluează în timp după o exponențială determinată de constanta radioactivă a elementului generator 1.

b) Constanta radioactivă a elementului generator este extrem de mică, astfel că putem pune $e^{-\lambda_1 t} = 1$, pentru valori ale lui t relativ mari (de ex. de ordinul anilor).

În acest caz ecuația (III,10) devine:

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

Dar pentru $t = \infty$, exponențiala se anulează și N_2 capătă valoarea

$$N_{\infty,2} = \lambda_1 N_{0,1} / (\lambda_2 - \lambda_1)$$

Putem deci scrie:

$$N_2 = N_{\infty,2} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (\text{III,12})$$

Ecuația (III,12) arată că, dacă condiția pusă este satisfăcută, cantitatea de radioelement 2 coexistentă cu elementul generator tinde să se acumuleze în preparație până la o valoare maximă constantă, $N_{\infty,2}$.

Dacă teoretic acest maximum este atins pentru $t = \infty$, practic el este atins pentru o valoare finită a lui t . Se poate verifica ușor că pentru $t = 10 \cdot T_2$ (unde T_2 este perioada radioactivă a derivatului), diferența ($N_{\infty,2} - N_2$) este neglijabilă.

Fie deci $N_{\infty,2}$ cantitatea de derivat coexistentă în preparație cu elementul său generator. Separăm atunci, prin procedeele chimiei analitice, cele două radioelemente.

Elementul 2 va evolua după ecuația:

$$N_2' = N_{\infty,2} \cdot e^{-\lambda_2 t}$$

Concomitent, el se va acumula din nou în preparația generatorului, după ecuația (III,12). Adunând cele două ecuații membru cu membru, vine:

$$N_2 + N_2' = N_{\infty,2} = \text{const.} \quad (\text{III,13})$$

Aceasta ne arată că desintegrarea radioactivă a corpului 2 izolat este în fiecare moment complementară cu acumularea lui în prepa-

rația generatoare, din momentul separării celor două specii 1 și 2.

o.) Constanta radioactivă a elementului generator este mai mare decât aceea a derivatului său radioactiv. - În acest caz, pentru o valoare a lui t suficient de mare, $e^{-\lambda_1 t}$ devine neglijabilă față de $e^{-\lambda_2 t}$, astfel că ecuația (III,10) devine:

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t} \quad (\text{III,14})$$

Această ecuație ne arată că în acest caz derivatul radioactiv evoluează - din momentul t pentru care condiția de mai sus e îndeplinită - ca și cum ar fi izolat, după o lege exponențială determinată de propria sa constantă radioactivă; aceasta din cauză că radioelementul generator este practic complet desintegrat-.

17.-Ecuații de coexistență pentru trei elemente genetic legate.

Considerăm o preparație radioactivă în care coexistă trei elemente 1,2,3 legate între ele prin relația genetică $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$. Fie N_1, N_2, N_3 numărul atomilor existenți de fiecare specie, la momentul t consecutiv unui moment inițial arbitrar ales $t=0$. Fie $N_{0,1}, N_{0,2}, N_{0,3}$ numărul de atomi existenți la $t=0$. Fie $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ constantele radioactive ale celor trei elemente.

Variația în unitatea de timp a numărului de atomi de specia 3 este dată de diferența dintre numărul de atomi formați și numărul de atomi desintegrați. Numărul de atomi de specia 3 formați este evident egal cu numărul de atomi de specia 2 desintegrați în unitatea de timp, adică $\lambda_2 N_2$. Numărul de atomi de specia 3 desintegrați este $\lambda_3 N_3$. Prin urmare:

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3 \quad (\text{III,15})$$

adică

$$\frac{dN_3}{dt} + \lambda_3 N_3 = \lambda_2 N_2$$

Dar valoarea lui N_2 este determinată de (III,9). Deci:

$$(\text{III,16}) \quad \frac{dN_3}{dt} + \lambda_3 N_3 = \lambda_2 \left[N_{0,2} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \right]$$

Să căutăm integrala acestei ecuații diferențiale.

O primă soluție particulară va fi de tipul $n'_3 = K e^{-\lambda_1 t}$. Substituind în ecuație și identificând, obținem:

$$-\lambda_1 K e^{-\lambda_1 t} + \lambda_3 K e^{-\lambda_1 t} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t}$$

de unde

$$K = \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)}$$

și prin urmare:

$$n_3' = \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t}$$

O a doua soluție particulară va fi de tipul $n_3'' = L e^{-\lambda_2 t}$.
Substituind în ec. (III,16) și identificând, vine:

$$-\lambda_2 L e^{-\lambda_2 t} + \lambda_3 L e^{-\lambda_2 t} = (\lambda_2 N_{0,2} - \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1}) e^{-\lambda_2 t}$$

de unde

$$L = \frac{\lambda_2 N_{0,2}}{\lambda_3 - \lambda_2} - \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)}$$

și prin urmare

$$n_3'' = \left(\frac{\lambda_2 N_{0,2}}{\lambda_3 - \lambda_2} - \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)} \right) e^{-\lambda_2 t}$$

În fine, integrala ecuației fără membru secund este, precum am văzut la paragraful precedent, de tipul

$$n_3''' = H e^{-\lambda_3 t}$$

Integrala ecuației diferențiale (III,16) este în definitiv:

$$N_3 = n_3' + n_3'' + n_3'''$$

adică:

$$N_3 = H e^{-\lambda_3 t} + \left(\frac{\lambda_2 N_{0,2}}{\lambda_3 - \lambda_2} - \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)} \right) e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t} \quad (III,17)$$

Pentru a identifica pe H ținem seama de condiția că la $t=0$, $N_3 = N_{0,3}$. Prin urmare:

$$N_{0,3} = H + \frac{\lambda_2 N_{0,2}}{\lambda_3 - \lambda_2} - \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} \quad \text{adică:}$$

$$H = N_{0,3} - \frac{\lambda_2 N_{0,2}}{\lambda_3 - \lambda_2} + \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)} - \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)}$$

sau:

$$H = N_{0,3} - \frac{\lambda_2 N_{0,2}}{\lambda_3 - \lambda_2} + \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{1}{\lambda_3 - \lambda_2} - \frac{1}{\lambda_3 - \lambda_1} \right)$$

adică în definitiv:

$$H = N_{0,3} - \frac{\lambda_2 N_{0,2}}{\lambda_3 - \lambda_2} + \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_1)}$$

Prin urmare:

$$N_3 = (N_{0,3} - \frac{\lambda_2 N_{0,2}}{\lambda_3 - \lambda_2} + \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_1)}) e^{-\lambda_3 t} + (\frac{\lambda_2 N_{0,2}}{(\lambda_3 - \lambda_2)} - \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)}) e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{0,1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t} \quad (\text{III}, 18)$$

Membrul 2 al acestei ecuații poate fi pus sub forma unei sume de trei termeni

$$N_3 = S_3 + S_2 + S_1$$

cu :

$$S_3 = N_{0,3} e^{-\lambda_3 t}$$

$$S_2 = \lambda_2 N_{0,2} \left(\frac{e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_3 - \lambda_2} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{\lambda_2 - \lambda_3} \right)$$

$$S_1 = \lambda_1 \lambda_2 N_{0,1} \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right)$$

Termenul S_3 reprezintă numărul de atomi de specie 3 rămase nedesintegrate la timpul t , din numărul inițial $N_{0,3}$. Termenul S_2 dă numărul de atomi de specie 3 formați în timpul t prin desintegrarea parțială a atomilor de specie 2 existenți în număr de $N_{0,2}$ la momentul inițial. Termenul S_1 reprezintă numărul de nuclee de specie 3 formați în timpul t prin desintegrarea parțială a atomilor de specie 1 (prin intermediul speciei a 2-a).

Se vede imediat că dacă e îndeplinită condiția $N_{0,2} = N_{0,3} = 0$, așa cum ne putem totdeauna aranja în practică, ecuația (III, 18) se reduce la termenul S_1 , iar sistemul de ecuații care descrie coexistența celor trei substanțe radioactive genetice legate este:

$$\begin{aligned} N_1 &= N_{0,1} e^{-\lambda_1 t} \\ (\text{III}, 19) \quad N_2 &= \lambda_1 N_{0,1} \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_2 - \lambda_1} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) \\ N_3 &= \lambda_1 \lambda_2 N_{0,1} \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_1 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_1 - \lambda_3)} \right) \end{aligned}$$

18.-Ecuații de coexistență pentru k radioelemente genetice legate. - Prin generalizarea rezultatelor obținute la paragraful precedent, putem scrie imediat ecuația unui radioelement k care coexistă cu elementul generator și toți derivații acestuia, conform transformărilor $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow \dots \rightarrow (k-1) \rightarrow k$.

Ecuația va fi de forma:

$$N_k = S_k + S_{k-1} + \dots + S_2 + S_1$$

cu:

$$S_k = N_{0,k} e^{-\lambda_k t}$$

$$S_{k-1} = \lambda_{k-1} N_{0,k-1} \left(\frac{e^{-\lambda_{k-1} t}}{\lambda_{k-1} - \lambda_k} + \frac{e^{-\lambda_k t}}{\lambda_k - \lambda_{k-1}} \right)$$

.

.

(III, .

20)

$$S_1 = \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{k-1} N_{0,1} \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_k - \lambda_1) \dots (\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_k - \lambda_2) \dots (\lambda_1 - \lambda_2)} + \dots + \frac{e^{-\lambda_k t}}{(\lambda_{k-1} - \lambda_k) \dots (\lambda_1 - \lambda_k)} \right)$$

În cazul când $N_{0,k} = N_{0,k-1} = \dots = N_{0,2} = 0$ (lucru totdeauna realizabil în practică) ecuația se reduce la termenul S_1 . Sistemul de ecuații care descrie coexistența în preparație (sursă) a celor k radioelemente genetic legate se va scrie prin analogie cu sistemul (III,19).

Sistemele de ecuații pe care le-am stabilit în cele ce preced ne permit să rezolvăm practic toate problemele de coexistență între un număr k oarecare de specii radioactive genetic legate. Vom da la sfârșitul capitoului, cu titlu de aplicații, câteva exemple concrete de asemenea probleme.

19.-Echilibru de regim și echilibru radioactiv.- Să considerăm cazul că elementul generator se desintegrează mai încet decât toți derivații săi radioactivi, că avem cu alte cuvinte $\lambda_1 < \lambda_k$.

În acest caz, pentru o valoare a lui t suficient de mare, toate exponențialele care figurează în termenul S_1 (III,20), devin neglija-bile în raport cu $e^{-\lambda_1 t}$. Atunci vom avea:

$$N_k = S_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{k-1} N_{0,1}}{(\lambda_k - \lambda_1) \dots (\lambda_2 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t}$$

și totodată:

$$N_1 = N_{0,1} e^{-\lambda_1 t}$$

Împărțind cele două ecuații membru cu membru căpătăm:

$$\frac{N_k}{N_1} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{k-1}}{(\lambda_k - \lambda_1) \dots (\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (\text{III,21})$$

Această relație definește starea de echilibru de regim între deriva-tul de rang k și elementul generator 1, cu care coexistă în preparația

radioactivă. Echilibrul de regim este caracterizat prin faptul că aportul masei de corpuri k și l este constant, deși masele însăși variază cu timpul. E ușor de văzut, de altă parte, că din momentul în care este atins regimul de echilibru, preparatia evoluează în timp după exponențiala elementului generator, cu alte cuvinte preparatia se comportă ca și cum ar fi constituită dintr'un radioelement unic, care ar emite o radiație complexă (formată din radiațiile tuturor radioelementelor coexistente).

Există cazuri când constanta radioactivă a elementului l este așa de mică încât, pentru intervale de timp mari față de durata experiențelor, o putem neglija în raport cu constantele radioactive ale derivaților. Atunci (III,21) devine -

$$\frac{N_k}{N_l} = \frac{\lambda_l}{\lambda_k} = \frac{T_k}{T_l} \quad (\text{III}, 22)$$

Această relație - care e satisfăcută din momentul când toate exponențialele au devenit neglijabile față de $e^{-\lambda_l t}$ - definește starea de echilibru radioactiv între derivatul k și generatorul l . La echilibru radioactiv, nu numai raportul masei este constant ci însăși masele de substanțe coexistente rămân practic constante în intervale de timp lungi față de durata experienței. Ecuația de mai sus poate fi scrisă și sub forma $\lambda_k N_k = \lambda_l N_l$

Produsul $\lambda_k N_k$ reprezintă fracțiunea din numărul N_k de atomi de specie k , existenți în preparatia radioactivă la momentul t , care se desintegrează în unitatea de timp consecutivă momentului considerat; cu alte cuvinte, reprezintă numărul de desintegrări pe secundă care se produc în masa de radioelement k , la momentul t . Este ceea ce numim pe scurt activitatea radioelementului. Rezultă așadar că în regim de echilibru radioactiv, activitățile tuturor radioelementelor genetic legate, coexistente într'o preparatie radioactivă, sunt egale.

Dacă λ_l are o valoare neglijabilă (condiție necesară pentru instaurarea regimului de echilibru radioactiv), putem scrie:

$$e^{-\lambda_l t} = 1$$

chiar când t ia valori mari practic infinite în raport cu durata experienței), pentru care celelalte exponențiale sunt practic nule. Vom putea deci scrie:

$$N_{\infty, k} = S_{\infty, 1} = \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{k-1} N_{0, 1} \frac{1}{\lambda_k \lambda_{k-1} \dots \lambda_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_k} N_{0, 1}$$

Urmează deci că într-o preparație radioactivă în care momentul genera-
re o perioadă practic infinită față de perioadele radioactive ale tu-
turor derivaților săi, fiecare din acești derivați se acumulează în
preparație, tinzând asimptotic spre o valoare constantă (valoarea de
echilibru radioactiv), $N_{\infty, k}$. Această valoare reprezintă o anumită
fracțiune din numărul de atomi de specie generatoare, existenți în mo-
mentul inițial. Frațiunea este determinată de raportul dintre constan-
ta radioactivă a elementului generator și constanta radioactivă a deriva-
tului k considerat.

Dacă teoretic starea de echilibru radioactiv este atinsă la $t = \infty$,
practic această stare este atinsă după un t finit, egal cu aproximativ
zece perioade radioactive ale derivatului de rang k cel mai depărtat.

20.-Aplicațiuni la legile cantitative ale desintegrării radioactive Observațiuni preliminare.-

a) În toate aplicațiunile ce vor urma, vom avea de calculat valorile
pe care le iau - pentru diferite valori ale timpului t - una sau mai mul-
te exponențiale

$$y = e^{-\lambda t} = e^{-x}$$

Pentru efectuarea acestor calcule servesc tabele care dau, pentru
diverse valori ale lui $x = \lambda t$, valorile corespunzătoare pentru e^{-x} și
 $\log e^{-x}$.

Dacă x are valori intermediare între cele date în tabelele I, calculul
se face așa cum indică următorul exemplu.

Să presupunem că $x = 1,472$ și că avem de calculat $y = e^{-1,472}$

Avem:

$$\begin{aligned} \log e^{-1} &= \bar{1},5657055 \\ \log e^{-0,4} &= \bar{1},8262822 \\ \log e^{-0,07} &= \bar{1},9695994 \\ \log e^{-0,002} &= \bar{1},9991314 \end{aligned}$$

$$\log y = \log e^{-1,472} = \bar{1},3607185$$

Tabla de logaritmi dă :

$$\underline{y = 0,22974}$$

Tabelul I. Valorile funcțiilor e^{-x} și $\log e^{-x}$

$x = \lambda t$	e^{-x}	$\log e^{-x}$	$x = \lambda t$	e^{-x}	$\log e^{-x}$
0	1	0			
0,001	0,99900	1,9995657	0,1	0,90484	1,9565705
0,002	0,99800	1,9991314	0,2	0,81873	1,9131411
0,003	0,99700	1,9986971	0,3	0,74082	1,8697116
0,004	0,99601	1,9982628	0,4	0,67032	1,8262822
0,005	0,99501	1,9978285	0,5	0,60653	1,7828527
0,006	0,99402	1,9973942	0,6	0,54881	1,7394233
0,007	0,99302	1,9969599	0,7	0,49658	1,6959938
0,008	0,99203	1,9965256	0,8	0,44933	1,6525644
0,009	0,99104	1,9960914	0,9	0,40657	1,6091349
0,01	0,99005	1,9956571	1	0,36788	1,5657055
0,02	0,98020	1,9913141	2	0,13534	1,1314110
0,03	0,97045	1,9869712	3	0,049787	2,6971165
0,04	0,96079	1,9826282	4	0,018316	2,2628220
0,05	0,95123	1,9782853	5	0,0067379	3,8285275
0,06	0,94176	1,9739423	6	0,0024788	3,3942330
0,07	0,93239	1,9695994	7	0,0009119	4,9599385
0,08	0,92312	1,9652564	8	0,0003355	4,5256440
0,09	0,91393	1,9609135	9	0,0001234	4,0913495

b) Vor fi cazuri când, fiind dată sau cunoscută valoarea funcției $y=e^{-x}$, vom avea de calculat $x=\lambda t$, pentru a afla apoi valoarea constantei radioactive λ , t fiind cunoscut.

Procedul de calcul este următorul: dacă $y=e^{-x}$, urmează

$$\log y = -x \cdot \log e$$

și deci

$$x = - \frac{\log y}{\log e}$$

Dar $1/\log e = 2,302585$. Prin urmare:

$$x = - 2,302585 \cdot \log y = 2,3026 \cdot \text{colog } y$$

Tabelul II dă valorile lui x pentru o serie de valori ale lui y .

Tabelul II. Valori ale lui $x = \lambda t$ în funcție de $y = e^{-x}$

y	x	y	x
1	0	0,2	1,6094379
0,9	0,1053605	1/8	2,0794415
0,8	0,2231435	0,1	2,3025851
0,7	0,3566750	1/16	2,7725387
0,6	0,5108255	1/32	3,4657359
0,5	0,6931472	1/64	4,1588830
0,4	0,9162907	0,01	4,605172
0,3	1,2039728	1/128	4,8520302
1/4	1,3862944	0,001	6,9078553

Exercitii și Probleme

1.-Viața mijlocie a radicelementului Radium E (RaE) este $\theta = 7,00$ d (zile). Să se calculeze și să se traseze curba desintegrării RaE.

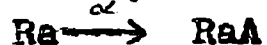
Se va lua $N_0 = 100$. Se vor calcula primele 5 puncte ale curbei la interval de 1 d. Punctele următoare (sunt deajuns 10 puncte în total) se vor calcula la interval de T d (T fiind perioada radioactivă a elementului).

2.-Un tub conține Rn pur. La un moment t_1 , numărul de atomi de Rn existenți este $N_1 = 10^4$; la momentul $t_2 = t_1 + 3,825$ d, au mai rămas $N_2 = 5 \cdot 10^3$ atomi de Rn.

Să se calculeze constanta radioactivă a Rn. Să se traseze curba logaritmică a desintegrării Rn. Să se determine grafic numărul inițial N_0 de atomi de Rn, știind că $t_1 = 8$ d.

Știind că ponderea atomică a Rn este 222, să se calculeze volumul ocupat, la temperatură și presiune normală, de cei N_0 atomi de Rn.

3.-Un tub conține, la momentul $t=0$, 10^8 atomi de Rn. Derivatul radioactiv al Rn este elementul RaA (isotop al Poloniului):



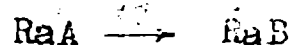
Se dă: $N_{0, \text{Rn}} = 10^8$; $N_{0, \text{RaA}} = 0$; $T_{\text{Rn}} = 3,825$ d; $T_{\text{RaA}} = 3,05$ m.

Să se calculeze și să se traseze prin puncte:
curba de desintegrare a Rn.

curba de evoluție și desintegrare a RaA în prezența elementului generator, până la stabilirea echilibrului de regim.

Să se calculeze valoarea raportului $\frac{N_{\text{RaA}}}{N_{\text{Rn}}}$ la echilibru de regim.

4.-Derivatul radioactiv al RaA este RaB (isotop cu Pb):



Se dă:

$$N_{0, \text{RaA}} = 10^4; \quad \lambda_{\text{RaA}} = 0,227 \text{ m}^{-1}$$

$$N_{0, \text{RaB}} = 0; \quad \lambda_{\text{RaB}} = 2,59 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$$

Să se calculeze și să se traseze prin puncte curba de formare și desintegrare a RaB în prezența generatorului său.

Să se calculeze valoarea lui t pentru care N_{RaB} este maximă.

Să se calculeze această valoare maximă.

5.-Într-o cantitate oarecare de clorură de bariu radiferă se găsesc în momentul $t = 0$, $N_{0, \text{Ra}} = 10^6$ atomi de Ra și $N_{0, \text{Rn}} = 0$ atomi de Rn. Considerând transformarea $\text{Ra} \rightarrow \text{Rn}$ și cunoscând că:

$$T_{\text{Ra}} = 57,67 \cdot 10^4 \text{ a}; \quad T_{\text{Rn}} = 3,825 \text{ a}$$

să se calculeze și să se traseze punct cu punct curba de acumulare a Radonului în preparație, până la valoarea lui t la care cantitatea de Rn în preparație devine egală cu 99% din $N_{\infty, \text{Rn}}$.

6.-Valoarea de saturație a curentului de ionizare întreținut de o sursă radioactivă este proporțională cu activitatea sursei, adică $i \approx \lambda N$.

Fie deci o sursă constituită din radioelementul ThX (thoriu X).

Măsurile dau pentru valoarea de saturație a curentului de ionizare următoarele valori (vezi tabelul).

la $t =$	$i =$	
10 h	0,9233	Să se calculeze cu trei zecimale valoarea medie a constantei radioactive a ThX.
20	0,8530	
40	0,7280	
180	0,2402	Să se calculeze perioada radioactivă și viața mijlocie a elementului.

7.-Se consideră seria de transformări:



Se dă:

$$T_1 = 54,5 \text{ s}; \quad T_2 = 0,14 \text{ s}; \quad T_3 = 10,6 \text{ h}; \quad T_4 = 50,8 \text{ m}.$$

$$N_{0,1} = 100; \quad N_{0,2} = N_{0,3} = N_{0,4} = 0$$

Să se calculeze și să se traseze punct cu punct sistemul de curbe de coexistență a celor 4 specii atomice. Să se determine grafic timpurile la care derivații 2,3,4 trec fiecare prin maximum. Să se determine grafic valoarea timpului pentru care elementele Tn și ThA sunt total desintegrate.

21.-Fluctuațiile desintegrării radioactive.-Am spus (paragr.14) că din punct de vedere macroscopic, fenomenul de desintegrare radioactivă se prezintă ca un fenomen statistic, guvernat de o lege de probabilitate, a cărei expresie matematică este ecuația (III,1). Această ecuație se va aplica fenomenului real cu atât mai riguros cu cât numărul de atomi radioactivi prezenți în preparație va fi mai mare. Între formula exponențială (III,2) și fenomenul observat, teoria probabilităților prevede abateri numite fluctuații radioactive.

Fie o specie atomică radioactivă a cărei constantă λ este atât de mică încât, în timpul limitat al observațiilor, să putem considera neglijabil numărul atomilor desintegrați, față de numărul total al atomilor prezenți la începutul experienței. Fie N acest număr (practic constant) și t durata observației.

Să subîmpărțim acest timp în m intervale egale τ , astfel ca $t = m \cdot \tau$. În virtutea legii exponențiale, numărul de atomi desintegrați în timpul τ este în medie $\bar{\nu} = \lambda N \tau$. În general însă, numărul de atomi efectiv desintegrați în fiecare din cele m intervale de timp τ nu va fi $\bar{\nu}$, ci $\bar{\nu} + \Delta$, unde Δ reprezintă abaterea absolută sau fluctuație. Abaterile Δ pot fi pozitive sau negative și suma lor este nulă, dacă m e destul de mare. Raportul $\epsilon = \Delta / \bar{\nu}$ definește abaterea relativă. Importanța fluctuațiilor se poate caracteriza fie prin suma pătratelor abaterilor absolute Δ , fie prin suma pătratelor abaterilor relative ϵ . Se demonstrează - și vom admite ca demonstrat - că

$$(III,23) \quad \overline{\Delta^2} = \frac{\sum \Delta^2}{m-1} = \bar{\nu} \quad ; \quad \overline{\epsilon^2} = \frac{\sum \epsilon^2}{m-1} = \frac{1}{\bar{\nu}} \quad (III,24)$$

formule care se aplică cu atât mai riguros cu cât numărul observațiilor e mai mare. $\overline{\Delta^2}$ și $\overline{\epsilon^2}$ sunt respectiv abaterea patrată medie și abaterea patrată medie relativă. $\bar{\nu}$ și $1/\bar{\nu}$ sunt respectiv valorile cele mai probabile ale acestor mărimi.

Probabilitatea p_n a unei abateri Δ , adică probabilitatea de a observa în timpul τ un număr de desintegrări $n = \bar{\nu} + \Delta$, este dată de formula $p_n = \bar{\nu}^n e^{-\bar{\nu}} / n!$. Curba care reprezintă pe p_n în funcție de n este dată în fig.31, pentru cazul particular $n=5$. Pentru valori mari

ale lui n , această formulă devine :

$$p_n = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{n^2}{2\sigma^2}} \quad (III,25).$$

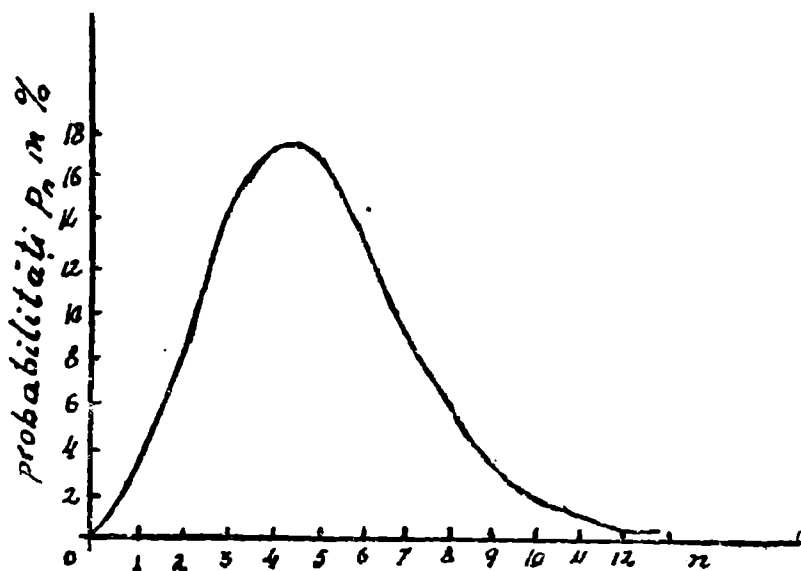


Fig. 31.

expresie cunoscută a legii erorilor accidentale (Gauss).

În mod mai general, se poate raționa precum urmează. Fie N_0 numărul de atomi existenți la momentul $t=0$ arbitrar ales, într-o "sursă" constituită dintr-o specie radioactivă de constantă λ . După un

timp oarecare t , numărul

de atomi existenți este $N = N_0 e^{-\lambda t}$, deci în acest timp t s'au desintegrat (conform legii exponențiale) :

$$z = N_0 - N_0 e^{-\lambda t} = N_0 (1 - e^{-\lambda t}) \text{ atomi.} \quad (III,26)$$

z este "previziunea matematică" a fenomenului.

Fie, de altă parte, $z + \Delta$ numărul de atomi realmente desintegrați în cursul unei observații de durată t . Se demonstrează că valorile cele mai probabile pentru Δ și pentru ε (ε fiind $= \Delta/z$) sunt respectiv:

$$\overline{\Delta^2} = z \left(1 - \frac{z}{N_0}\right) ; \quad \overline{\varepsilon^2} = \frac{1}{z} - \frac{1}{N_0} \quad (III,27)$$

Pentru valori mici ale lui z/N_0 aceste valori se reduc evident la z , respectiv $1/z$.

Putem considera fenomenul fluctuațiilor radioactive și dintr'un alt punct de vedere. Din moment ce există fluctuații, urmează ca desintegrările individuale ale atomilor nu se succed la intervale egale, ci la intervale neregulate. Dacă notăm X durata totală a observației, n_0 numărul intervalelor de timp succesive cuprinse în X și n numărul acelor intervale a căror valoare este mai mare decât o anumită fracțiune de timp t , se demonstrează că

$$n = n_0 e^{-t/t_m} \quad (III,28)$$

unde t_m este intervalul de timp mijlociu, $t_m = X/n_0$. Din această formulă rezultă că numărul intervalelor mici este mai mare decât numărul

intervalelor mari.

Formula (III,28) poate fi supusă unei verificări experimentale directe, fie prin înregistrarea cronofotografică a pulsurilor date de un contor Geiger Müller, fie prin măsurarea variațiilor curentului de ionizare întreținut de desintegrările radioactive ale căror fluctuații se studiază.

În această din urmă metodă, se măsoară cu ajutorul unui instrument de inerție mică curentul de ionizare produs de o preparație radioactivă de constantă atât de mică încât numărul desintegrărilor să fie neglijabil în raport cu numărul total de atomi care constituie preparația. În aceste condiții, numărul de raze emise de sursă în unitatea de timp ar trebui să fie constant, dacă n'ar exista fluctuații radioactive; în realitate intensitatea curentului suferă oscilații pe care le pune în evidență instrumentul de măsură. Aceste oscilații se observă mai ales dacă folosim raze alfa, care creează un număr mare de ioni dealungul traiectoriilor lor. De pildă cu o preparație de Po care emite 1380 de particule alfa pe secundă, întreținând astfel un curent $I = 0,1$ u.e.s., variațiile de curent datorite fluctuației radioactive ating 0,5% din intensitatea mijlocie de mai sus. Un procedeu mai direct pentru verificarea previziunilor teoretice relative la fluctuațiile radioactive constă în observarea scânteierilor produse de razele alfa. Fiecare scânteiare corespunde desintegrării unui atom. Se găsește că distribuția numărului de scânteiari în intervale de timp succesive egale este reprezentată prin curbe de tipul celei din figura 31 (curbă în clopot a lui Gauss).

Din tot ceasce precede vom reține ideea că fenomenul fluctuațiilor radioactive este de natură a limita precizia măsurărilor de curenți de ionizare. Pentru a reduce această imprecizie, se prelungește durata măsurilor.-

CAPITOLUL IV

Proprietățile radiației alfa

22X Natura radiației alfa. - Am văzut (Cap. I, 4) că denumirea de radiație "alfa" a fost dată componentei mai (ușor absorbite) a radiației Radiumului, componentă deviată în sensul razelor canal, într'un câmp magnetic transversal intens. Experiența a arătat că radiația alfa e constituită dintr'un curent de ioni de He pozitivi. Călegându-se radiația alfa într'un recipient închis, vidat, ionii se recombinau cu electronii materiei din care e confecționat recipientul (sticlă, metal, ...), acesta se încarcă pozitiv iar în recipient apare gaz Heliu normal. (1).

23. - Sarcina specifică a particulelor alfa. - Se numește sarcină specifică, raportul dintre sarcina electrică a unei particule materiale încărcate și masa ei, q/m . Sarcina specifică poate fi determinată experimental, prin măsura deviației particulei într'un câmp magnetic și într'un câmp electric.

Se știe că o particulă încărcată, care se mișcă cu o viteză constantă v într'un câmp magnetic transversal, omogen, de intensitate H , descrie o traiectorie circulară de rază r , astfel că

$$\frac{m}{q} v = r H \quad (IV, 1)$$

Să aplicăm în același timp particulei, un câmp electric transversal, omogen, ale cărui linii de forță să fie perpendiculare pe liniile de forță ale câmpului magnetic (câmpuri încrucișate). Dispozitivul experimental este aranjat astfel ca deviația magnetică și cea electrică să fie coplanare și de sens opus.

Reglăm intensitatea câmpului electric E în așa fel ca, pentru o anumită valoare a lui H , deviația particulei să fie nulă. În acest caz, forța magnetică și forța electrică sunt egale în valoare absolută, adică:

$$Hqv = Eq$$

de unde - ținând seama de faptul că în expresia forței magnetice q este evaluat în u.e.m. pe când în expresia forței electrice q este evaluat în u.e.s. - rezultă:

(1) Meyer u. Schweidler, Radioaktivität. pag. 98, ed. Teubner, 1927. - R. Rutherford și T. Royds, Phil. Mag. (6) 17, 281, 1909.

$$v = \frac{cE}{H}$$

Substituind în (IV,1) obținem: $\frac{m}{q} \cdot \frac{cE}{H} = rH$ adică:

$$\frac{q}{m} = \frac{cE}{rH^2} \quad (IV,2)$$

expresie în care c este viteza luminii în vid, E și H sunt cunoscute iar r este măsurabil direct.

Lucrându-se cu raze alfa de Poloniu, practic izocinetice, s'a găsit pentru sarcina specifică a particolei alfa o valoare aproximativ egală cu jumătate din sarcina specifică a ionilor H^+ , care constituie - precum se știe - razele "canal" dintr'un tub Crookes. Se poate deci conchide că particolele alfa sunt, fie ioni H cu sarcina unitate și masă 2, fie ioni He , cu sarcina 2 și masă 4.

Analiza minereurilor radioactive arătase însă prezența în ele a elementului He . Era deci firesc să fie admisă a doua ipoteză. După rezultatele din 1928 ale lui Rutherford și Robinson, sarcina specifică a particolei alfa era $4813 \text{ (u.e.m.g}^{-1}\text{)}$. Dacă se recalculează această valoare ținând seama de cele mai recente determinări ale sarcinei electronului și masei atomului de He , se găsește pentru sarcina specifică a particolei alfa valoarea $4822,3 \pm 0,05 \text{ (u.e.m.g}^{-1}\text{)}$

Pentru a confirma definitiv natura particolelor alfa ar fi necesar să măsurăm sarcina pozitivă totală transportată de un număr cunoscut de particole, acest din urmă număr fiind determinat de pilă prin metoda scânteierilor (Regener) sau - mai bine - cu ajutorul contorului G.-M. (Rutherford și Geiger).

"Curentul de sarcină" transportat de un fascicol de particole

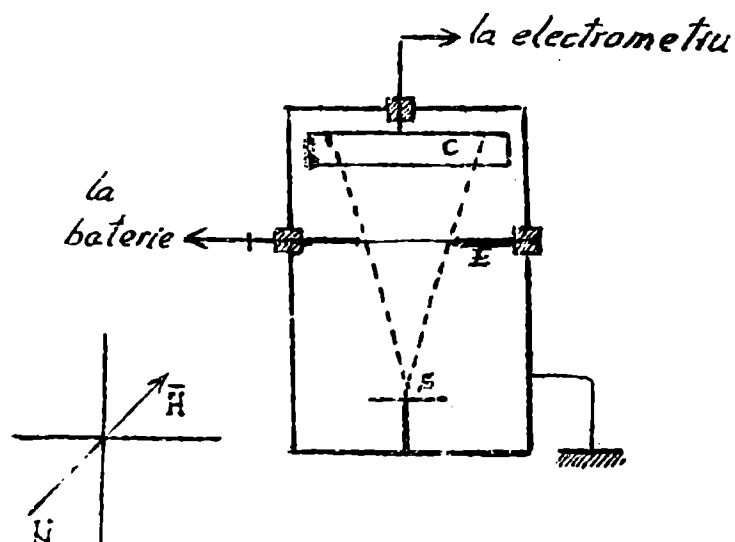


Fig. 32.

alfa a fost măsurat (Rutherford și Geiger) cu un dispozitiv experimental schematizat în fig. 32.

El este alcătuit dintr'un instrument de măsură sensibil (electrometru) și o cameră de ionizare de tip special, divizată în două compartimente printr'un ecran E . În compartimentul inferior se află sursa de raze alfa (un mic disc de Ag acoperit cu un depozit de Poloniu). În compartimentul superior

se află electroda izolată C, de forma unui cilindru plat (cilindru Faraday). Ecranul E e prevăzut cu o fereastră obturată cu o foiță de Al de grosime cca 3μ ; o foiță identică constituie baza inferioară a cilindrului Faraday C. Ecranul E este izolat față de pereții camerei de ionizare și este conectat la una din bornele unei surse de tensiune. Astfel se stabilește un câmp electric între ecranul E și cilindrul Faraday, câmp al cărui sens poate fi inversat, prin comutarea bornei sursei de tensiune. Intensitatea câmpului electric nu modifică în mod apreciabil energia cinetică a particulelor alfa.

În fine, întregul dispozitiv este plasat într-un câmp magnetic transversal, a cărui intensitate e insuficientă pentru a devia în mod sensibil radiația alfa, dar care e suficientă pentru a devia eventualele raze beta emise de sursă și a le împiedica să pătrundă în cilindrul Faraday. Totodată, electronii emiși de ecranul E și de pereții camerei de ionizare, sub acțiunea bombardamentului alfa, sunt readuși pe suprafața emițătoare și nu pătrund în cilindrul C.

Camera de ionizare este etanșă și se face un vid cât mai bun posibil.

Datorită energiei cinetice mari cu care sunt emise, particulele alfa străbat fereastră ecranului E, pătrund în spațiul dintre E și C, produc ionizarea gazului rezidual din cameră, pătrund în cilindrul Faraday pe care își depun sarcinile pozitive, neutralizându-se.

Să presupunem că în prima parte a experienței, ecranul este pozitiv față de cilindru. În acest caz, cilindrul va colecta pe o parte sarcinile pozitive transportate de particulele alfa, pe cealaltă parte sarcinile ionilor pozitivi creați de particule pe traectoriile lor.

Fie n numărul particulelor alfa colectate pe cilindru în timpul t ; fie q sarcina fiecărei particule. Curentul de sarcină va fi : $i = nq/t$. Fie de altă parte k numărul mijlociu de ioni pozitivi creați de o particulă alfa dealungul traectului ei. Dacă intensitatea câmpului electric e suficient de mare pentru ca toți ionii produși să fie colectați, intensitatea curentului de ionizație, măsurat de electrometru, va fi $i' = k.n.e/t$. În total, curentul măsurat va fi

$$I_1 = i + i'$$

Dacă vidul din cameră este suficient de împins, i și i' sunt de acelaș ordin de mărime. Această condiție e necesară pentru a obține rezultate valabile.

Să inversăm acum polaritatea ecranului, astfel ca el să fie negativ față de cilindru (partea a doua a experienței). Datorită energiei lor cinetice mari, particulele alfa vor continua să străbată spațiul dintre ecran și cilindru și să pătrundă în acesta din urmă. Deci electrometrul va măsura și de astă dată curentul de sarcină i . - În schimb, cilindrul va colecta acum ioni negativi, al căror număr este egal cu al celor pozitivi. Cu alte cuvinte, electrometrul va măsura de astă dată un curent de ionizație egal cu $-i'$ astfel că curentul total măsurat va fi:

$$I_2 = i - i'$$

Făcând suma celor două măsuri, obținem $2i = I_1 + I_2$ adică

$$i = \frac{I_1 + I_2}{2} \quad (\text{IV}, 3)$$

și mai departe:

$$q = \frac{it}{n}$$

Numărul n de particule emise de sursă, în timpul t , sub unghiul solid definit de geometria camerei de ionizare, se măsoară - precum am spus mai sus - printr-o metodă adecvată, de ex. cu ajutorul unui contor G.-M.-.

În definitiv s'a găsit că sarcina q a unei particule alfa este egală cu $2e$, e fiind sarcina electronului:

$$\begin{aligned} q_\alpha &= 2e = 2 \times (4,8021 \pm 0,0006) \cdot 10^{-10} \text{ u.e.s.} = \\ &= 2 \times (1,60203 \pm 0,0005) \cdot 10^{-20} \text{ u.e.m.} \end{aligned}$$

Putem calcula acum masa particulei alfa:

$$m_\alpha = q/4822,3 = 3,204 \cdot 10^{-20} / 4822,3 = 6,644 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

Dar după cele mai recente determinări, masa electronului în repaus este

$$m_0 = (9,1066 \pm 0,0032) \cdot 10^{-28} \text{ g}$$

Făcând suma maselor particulei alfa și a doi electroni:

$$m_\alpha + 2m_0 = 6,644 \cdot 10^{-24} + 0,0018 \cdot 10^{-24} = 6,6458 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

obținem masa atomului de He, conform rezultatelor date de cele mai bune determinări cu spectrograful de mase, după metoda lui Aston și Bainbridge.

Este deci pe deplin dovedit că particola alfa este un ion He^{++} .

24.-Parcursul razelor alfa. - Am văzut în paragraful precedent că metoda câmpurilor încrucișate ne permite să determinăm viteza razelor alfa: $v=eE/H$.

Cercetând din acest punct de vedere radiația alfa emisă de diferite radioelemente, s'a constatat că în unele cazuri radiația este izocinetică: toate particulele sunt emise cu aceeași viteză inițială, v_0 . Astfel, pentru Po, $v_0=1,5972 \cdot 10^9 \text{ cm.s}^{-1}$, ceea ce corespunde unei energii inițiale de 5,297 MeV.

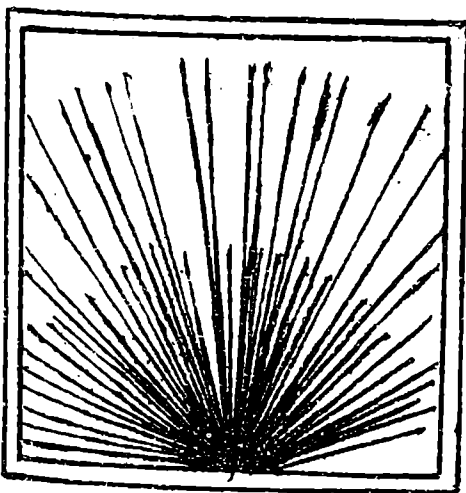
În alte cazuri, radiația este complexă, fiind formată din mai multe grupuri de viteze inițiale diferite. Să cităm ca exemplu elementul Radium (care este izotopul de număr masic 227 al Th, Th^{227}) a cărui radiație alfa e formată din nu mai puțin decât 11 grupuri de energii inițiale distincte, cuprinse între limitele 5,672 și 6,049 MeV, ceea ce corespunde unor limite de viteze inițiale $1,66$ și $1,71 \cdot 10^9 \text{ cm.s}^{-1}$.

Pentru claritatea expunerii, ne vom referi în cele ce urmează la o radiație alfa izocinetică, cum e aceea a Poloniului.

Fie deci o sursă de raze alfa izocinetice, constituită dintr'un depozit electrolitic de Po pe o lamă de Ag. Operând la întuneric, apropiem treptat de sursă un ecran cu sulfură de zinc. Ecranul rămâne obscur atâta timp cât distanța e mai mare ca 3,85 cm (în aer la presiune normală și temperatura 15°C). Când distanța atinge această valoare, ecranul se luminează brusc.

Această experiență simplă arată că acțiunea razelor alfa se întinde în spațiu până la o distanță limitată, care depinde de natura mediului material străbătut și de condițiile experienței. Dincolo de această distanță, acțiunea încetează dintr'odată.

P.Curie - care a descoperit încă din 1900 această comportare caracteristică a razelor alfa - a dat numirea de "parcurs" distanței maxime pe care un fascicol alfa izocinetic o poate străbate.



Metoda traectoriilor de ceață (vezi Cap. II, paragr.12,d) permite punerea în evidență și măsurarea aproximată a parcursurilor alfa. Clișeul alăturat (fig.33) reprezintă traectorii de particule alfa ale unei surse formată din elementele ThC și ThC' . Se văd două grupuri de traectorii, unul de lungime mijlocie 4,78 cm, al doilea de lungime mijlocie 8,62 cm. (aer la 15° și presiune normală.).

O cercetare atentă a traectoriilor din acelaș grup arată însă că ele nu sunt riguros egale, în ciuda faptului că energiile cu care sunt emise particolele respective sunt egale. Abaterile dela valoarea medie a paroursurilor sunt mici: ele nu depășesc 2-3 mm aer normal. Totuși, existența acestui fenomen de fluctuație a paroursului impune necesitatea unei definiții riguroase a noțiunii însăși de parours. Metoda curbelor Bragg permite - așa cum vom vedea mai jos - o atare definiție riguroasă. În prealabil însă e necesar să spunem câteva cuvinte cu privire la cauza fluctuației paroursului.

Particolele unui fasoicol alfa izocinetico posedă aceeaș energie inițială (de emisiune). Trecând prin materie, particolele suferă ciocniri ionizante cu atomii mediului străbătut. Pentru fiecare pereche de ioni creată, particola alfa pierde din energia ei aproximativ 35 eV, fără ca pierderea de energie să fie însă riguros proporțională cu ionizarea produsă. (Aceasta din cauză că ionii liberați posedă energii cinetice variabile și din cauză că unii electroni sunt numai ridicați pe nivele de energie metastabile, fără a fi extrași din atomi. Atomii corespunzători sunt numai excitați, dar nu ionizați). Datorită ciocnirilor succesive, particolele alfa își disipează treptat energia cinetică, până la anulare, care coincide cu sfârșitul traectoriei. Energia de emisie fiind aceeaș pentru toate particolele unui grup izocinetico și ionizarea produsă de fiecare din ele pe cm de traectorie fiind în medie aceeaș, e firesc să existe o valoare medie a lungimei traectoriei. Totuși, numărul ciocnirilor și pierderea de energie la fiecare ciocnire variază între limite strânse, dela o particulă la alta. Din această cauză se ivește fenomenul fluctuației paroursului.

25.-Metoda Bragg pentru măsurarea ionizării specifice.-Parours extrapolat.- Se numește "ionizare specifică" numărul de ioni formați de o particulă alfa sau beta, sau de o quantă gamma, pe cm de traectorie a razei corespunzătoare.

Cu ajutorul unui dispozitiv experimental ce va fi descris mai jos, Bragg și Kleemann au studiat variația ionizării specifice produsă de razele alfa, în funcție de viteza particolelor. Curbele din fig.34 (pag.77) reprezintă această variație pentru razele alfa de Po și de RaC'. În ordonată e trecută ionizarea specifică în unități arbitrare; în abscisă sunt trecute distanțele dela sursă, în cm. Am văzut mai sus că viteza particolei descrește cu distanța dela sursă.

Dacă luăm egală cu 1 ionizarea specifică maximă, care se produce foarte aproape de sfârșitul traectoriei, se vede că ionizarea speci-

fică la începutul traectoriei este de aproximativ 0,45. Urmează de

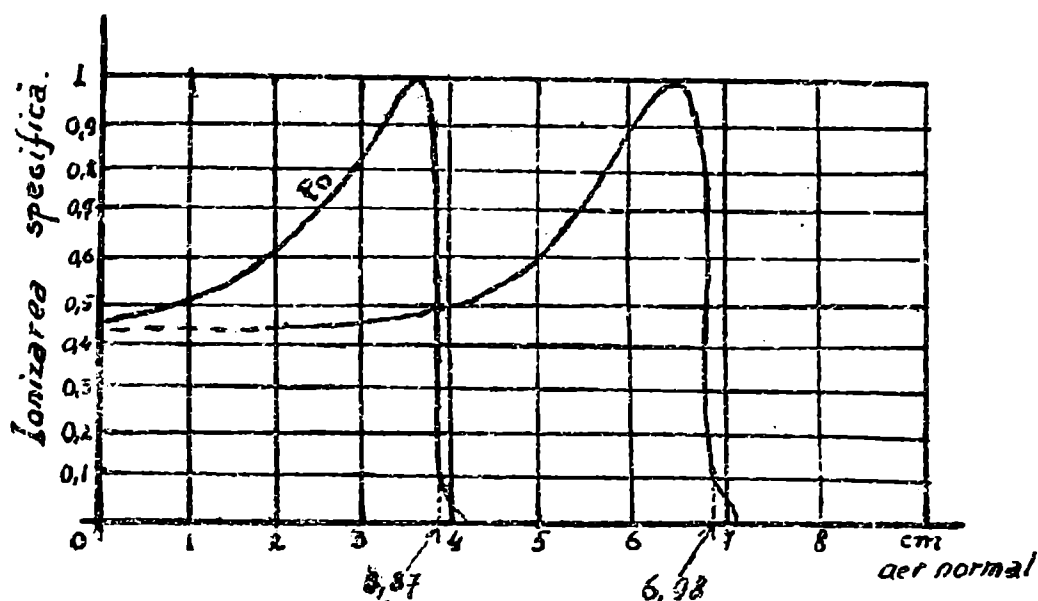


Fig. 34

aci oă ionizarea specifică e cu atât mai mare cu cât viteza particolei e mai mică. Lucrurile se petrec ca și cum o particulă alfa ar avea cu atât mai multe probabilități de a crea ioni cu cât rămâne timp mai îndelungat în preajma unui grup de atomi.

Imediat după maximum (care are loc cam la 5 mm înainte

de sfârșitul traectoriei), ionizarea specifică scade aproape vertical. Înainte însă de a se anula, curba redevine concavă.

Curbele Bragg ne permit să dăm o definiție riguroasă noțiunii de parcours. Se numește parcours extrapolat R_0 al unui grup alfa izocinetico, abscisa punctului de intersecție între axa distantelor și prelungirea ramurii descendente rectilinii a curbei Bragg.

În cazul curbelor din fig. 34, parcursul R_0 al radiației alfa a Pe este de 3,87 cm aer normal; parcursul R_0 al radiației alfa a RaC' este 6,98 cm aer normal.

Porțiunea concavă finală a curbelor Bragg constituie ceea ce se numește "coada ionizației". Ea este o consecință evidentă a fenomenului de fluctuație a parcursului.

În cazul unei radiațiuni alfa complexe, cum ar fi de pildă aceea emisă de o sare de Ra în echilibru radioactiv cu toți derivații lui, se obțin curbe de ionizare specifică (curbe Bragg) de tipul celui din fig. 35, care corespunde exemplului ales. Curba pune în evidență existența a 4 grupuri alfa izocinetice, emise respectiv de elementele Ra , Rn , RaA , RaC, O' . Se găsesc următoarele valori de parcursuri extrapolate, în aer normal:

3,3 cm (Ra); 4,1 cm (Rn); 4,7 cm (RaA); 7,0 cm (RaC, O').

Să dăm acum câteva amănunte cu privire la tehnica determinării curbelor Bragg. Se utilizează un electrometru cu cadrante conectat

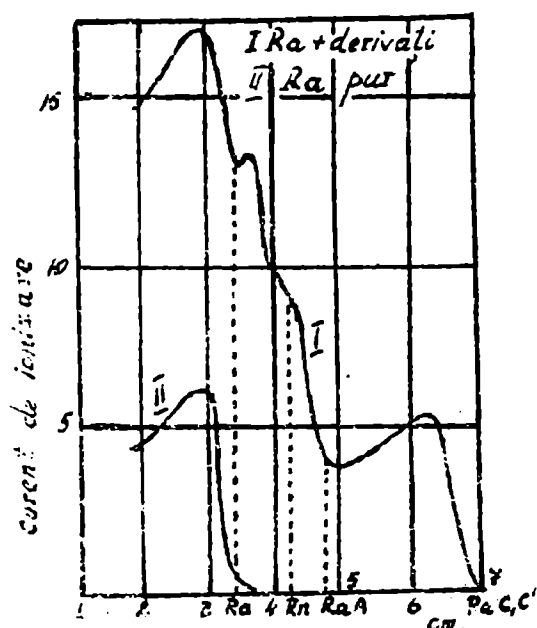


Fig. 35

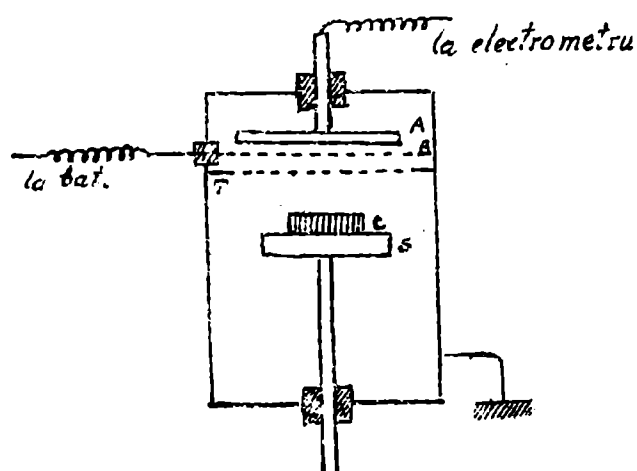


Fig. 36

cu o cameră de ionizare de tip special, reprezentată în fig.36. Electroda B, constituită din pânză metalică, e pusă în legătură cu una din bornele unei surse de tensiune continuă. Distanța dintre electrodele A și B este $dx=2-3$ mm. Camera de ionizare (C) e despărțită în două de pânză metalică T și e pusă la sol. Platanul S poartă sursa de raze alfa, care e acoperită cu un "canalizor" K, menit să permită

intrarea în spațiul AB numai a particulelor alfa emise perpendicular pe suprafața sursei. Canalizorul poate fi constituit dintr'un diso metalic de diametru egal cu diametrul sursei, înalt de 10 mm și perforat cu numărul maximum posibil de canale, având fiecare un diametru de 3-5 mm. Pânza metalică T colectează ioni formați în compartimentul inferior al camerei de ionizare, lăsând însă să treacă razele alfa.

În acest fel, instrumentul de măsură va măsura esențialmente curentul de ionizare și corespunzător ionizării create pe distanța dx dintre electrodele B și A. Ionizarea specifică va fi evident proporțională cu mărimea di/dx ce rezultă din măsurători.

Întreg dispozitivul descris se află închis într'o incintă etanșă, care poate fi menținută la o temperatură constantă și în care se poate stabili o presiune determinată a unui gaz oarecare. Făcând să varieze distanța dintre platanul S și spațiul AB, putem măsura ionizarea specifică, produsă de radiația studiată, pe aproape toată lungimea traectului ei, în diferite gaze, la diferite presiuni și temperaturi.

26.-Relații între viteza și parcursul particulelor alfa.-

Căutând relația cantitativă între viteza de emisie și parcursul grupurilor alfa izocinetice, H.Geiger găsește că, pentru parcursurile cuprinse între 3 și 8 cm aer normal, se poate scrie:

$$R_0 = av^3 = b \cdot W^{3/2}$$

(IV,4)

unde W e energia de emisie iar a și b sunt coeficienți constanți. Pentru a s'a găsit valoarea numerică $9,57 \cdot 10^{-28}$.

Limitelor de parcurs 3 - 8 cm aer normal, le corespund limitele de viteză de emisie: $1,5 \cdot 10^9 - 2,0 \cdot 10^9 \text{ cm.s}^{-1}$.

Pentru vitezele mai mari decât $2,0 \cdot 10^9 \text{ cm.s}^{-1}$, parcursul variază mai degrabă proporțional cu v^4 ; pentru viteze mai mici decât $1,5 \cdot 10^9 \text{ cm.s}^{-1}$, parcursul variază aproximativ proporțional cu $v^{1,5}$.

Nu a putut fi stabilită o formulă simplă care să exprime în mod satisfăcător relația dintre parcurs și viteză în toate domeniile de viteză ale particulelor alfa. Fig.37 prezintă o curbă experimentală a variației parcursului în funcție de energie, pentru particule de energii cuprinse între 0 și 8 MeV.

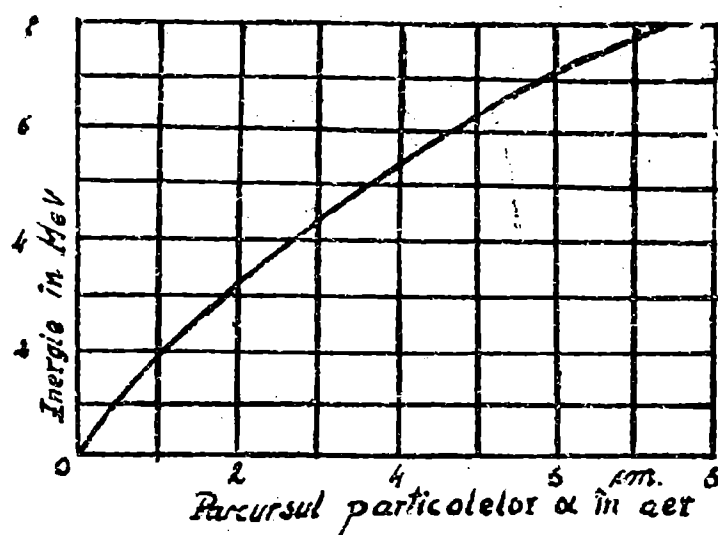


Fig. 37

Fig. 37 prezintă o curbă experimentală a variației parcursului în funcție de energie, pentru particule de energii cuprinse între 0 și 8 MeV.

27.-Valori numerice ale ionizării totale și ionizării specifice produse de particulele alfa.- Considerăm un radioelement heliogen de perioadă lungă, a cărui activitate este constantă în intervale de timp mari față de durata experiențelor. Fie Z numărul de

particule alfa emise pe secundă în unghiul solid 4π ; fie K numărul de ioni formați de 1 particulă pe întregul ei parcurs. Intensitatea de saturație a curentului de ionizare întreținut de sursă în unghiul solid 2π va fi evident

$$I = \frac{1}{2} Z K e \quad (\text{IV}, 5)$$

unde e e sarcina electronului. K se numește ionizarea totală a unei particule alfa.

I poate fi măsurat direct; Z poate fi determinat, de pildă cu un contor G.-M. Pentru 1 g Ra-element pur, s'a găsit $Z = 3,71 \cdot 10^9$. Rezultă că o particulă alfa de Ra formează dealungul parcursului ei $R_0 = 3,29$ cm aer normal, un număr total $K = 1,37 \cdot 10^5$ perechi de ioni.

De altă parte dacă se admite - după H.Geiger - că între ionizarea totală și parcurs există relația

$$K = K_0 R^{2/3} \quad (\text{IV}, 6)$$

rezultă pentru K_0 - care reprezintă ionizarea totală produsă de o particulă alfa al cărei parcurs ar fi 1 cm aer normal - valoarea aproximativă $6,3 \cdot 10^4$.

Să notăm k_x ionizarea specifică a unei particole alfa, într'un punct situat la x cm de sursă ($x \ll R_0$). După Geiger, am avea:

$$k_x = \frac{2}{3} K_0 a^{1/3} \cdot \frac{1}{v_x} \quad (\text{IV},7)$$

unde v_x este viteza pe care o posedă particola alfa la distanța x de sursă. Viteza v_x fiind direct măsurabilă, iar constantele K_0 și a fiind cunoscute, se poate calcula ionizarea specifică a particolei în oricare punct al parcursului ei. Tabelul ce urmează dă valorile ionizării totale pentru particolele alfa emise de principalele radi-

Tabel de ionizări totale

Elementul	R_0	K
Ionia	3,19 cm	$1,34 \cdot 10^5$
Radium	3,29	1,37
Radon	4,085	1,57
RaA	4,695	1,72
RaC	4,11	1,58
RaC'	6,945	2,20
Po	3,85	1,52

elemente heliogene. Aceste valori sunt calculate cu ajutorul ecuației (IV,6) în care, pentru R_0 s'au luat determinările experimentale cele mai bune și pentru K_0 valoarea indicată mai sus.

De altă parte cu ajutorul ecuației (IV,7) s'au calculat tabele de ionizări specifice în funcție de viteza particolei alfa. Dăm mai jos un extras dintr'un asemenea tabel.

Tabel de date utile relative la razele alfa

	$V \text{ (cm.s}^{-1}\text{)}$	(v/c)	$W \text{ (keV)}$	$R_0 \text{ aer n.k.} \cdot 10^{-4}$	
Cunoscându-se acum viteza de emisie, deci energia cinetică inițială a particolei alfa, și de altă parte ionizarea totală pe care o produce, putem calcula energia mijlocie necesară pentru a crea o pereche de ioni. Se găsește astfel o valoare de 35 eV.	$0,75 \cdot 10^9$	0,0250	1167	0,55	0,33
	0,85	0,02833	1499	0,70	0,43
	0,95	0,03166	1873	0,91	0,53
	1,00	0,03333	2075	1,04	0,59
	1,10	0,03666	2511	1,32	0,72
	1,20	0,04000	2989	1,67	0,86
	1,30	0,04333	3509	2,09	1,00
	1,40	0,04666	4071	2,58	1,17
	1,50	0,05000	4674	3,169	1,34
	1,60	0,05333	5319	3,853	1,52
	1,70	0,05666	6008	4,652	1,72
	1,80	0,06000	6737	5,569	1,93
	1,90	0,06333	7508	6,621	2,15
	2,00	0,06666	8322	7,821	2,38
	2,20	0,07733	10077	10,706	2,88
	2,40	0,08000	12001	14,322	3,44
	2,50	0,08333	13027	16,441	3,73

Academicianul sovietic P.L.Kapitza a dovedit că numai o fracțiune din această energie reprezintă travaliul de extragere

efectiv al unui electron din atom. Frațiunea e de altfel cu atât mai mare cu cât e mai mare viteza particolei alfa ionizante.

28.-Parcurs și ionizare în medii materiale diverse.-

Experiența a arătat că parcursul unui fascicol alfa izocinetico în aer curat și uscat este invers proporțional cu densitatea (presiunea) aerului, iar ionizarea specifică e direct proporțională cu presiunea. Curbele Bragg în aer la presiuni diferite pot fi suprapuse printr'o schimbare potrivită a originii axelor de coordonate.

S'au făcut deasemenea numeroase determinări de curbe Bragg în diferite gaze și la presiuni diverse. Alura generală a acestor curbe este cea cunoscută, însă curbele în gaze deosebite nu pot fi suprapuse printr'o schimbare de origine a coordonatelor. În hidrogen, de pildă, curba Bragg are un maxim mai ascuțit și așezat mai aproape de sfârșit, decât în aer.

În toate gazele, parcursul este invers proporțional cu densitatea (presiunea).

S'au căutat corelații între natura gazului și parcursul alfa. Pentru un grup izocinetic de energie inițială determinată, parcursul este cu atât mai mare cu cât molecula e mai simplă (formată dintr'un mai mic număr de atomi) și mai ușoară. Iată câteva date numerice în această ordine de idei:

Parcurs în cm., la 0°C și 760 mm Hg						
	Aer	O ₂	N ₂	H ₂	He	A
greutate molec.	28,9	32	28	2,016	4,...	40
Raze alfa de Po	3,87	3,64	3,89	17,2	21,5	4,17
" " " RaC'	6,96	6,60	7,0	32,5	39,0	7,3

S'a măsurat ionizarea totală produsă de un grup izocinetic alfa determinat, în diferite gaze. Rezultatele acestor măsurători se găsesc în literatură exprimate de obicei în raport cu ionizarea totală produsă de aceeași radiație în aer normal. E ceea ce se numește "ionizare totală relativă". Iată câteva date numerice:

Ionizare totală relativă produsă de razele alfa ale Poloniului în:

N ₂	O ₂	H ₂	CO	CO ₂	NH ₃	CH ₄	C ₂ H ₂	C ₂ H ₄	C ₅ H ₁₂	C ₄ H ₁₀
0,96	1,09	0,98	1,01	1,01	0,95	1,17	1,26	1,22	1,35	1,32
C H	HBr	HCl	HI	He	Ne	A				
1,29	1,29	1,29	1,29	1,15	1,30	1,45				

Precum se vede, la gazele monoatomice ionizarea totală e totdeauna mai mare ca 1 și crește cu numărul atomic al gazului. In ce privește gazele bi și poliatomice, nu se poate pune în evidență nici o regularitate simplă. Apare însă clar că energia medie necesară pentru a crea o pereche de ioni prin bombardament alfa variază cu natura gazului.

Ca și în gaze, grupurile alfa izocinetice au parcurhuri bine definite în lichide și în solide. Parcursurile sunt cu atât mai mici cu cât densitatea mediului e mai mare. La mase superficiale egale, parcursurile sunt comparabile, oricare ar fi starea de agregare a mediului material. Prin masă superficială se înțelege produsul $\mu \cdot h$ dintre masa specifică a mediului străbătut și grosimea lui. Așa de pildă, un ecran de Al de 2 mm. grosime are o masă superficială egală cu $2,7 \times 0,2 = 0,54 \text{ g/cm}^2$.

Cifrele din tabelul de mai jos arată că în adevăr la mase superficiale aproximativ egale corespund parcurhuri de același ordin de mărime:

Mediul material străbătut.	Nr. atomic	Massă superficială corespunzătoare absorpției totale.	Parcurs la 15° (raze alfa de RaC')
Fer metalic	56	0,0147 g/cm^2	18,7 μ
Nichel "	59	0,0162	18,4
Cupru "	64	0,0163	18,3
Argint "	108	0,02	19,2
Cadmiu "	112	0,021	24,2
Staniu "	119	0,0214	29,4
Taliu "	204	0,0276	23,3
Plumb "	207	0,0273	24,1
Apă	-	0,006	60,0
Alcool etilic	-	0,0056	70,5
Benzen	-	0,0062	70,0

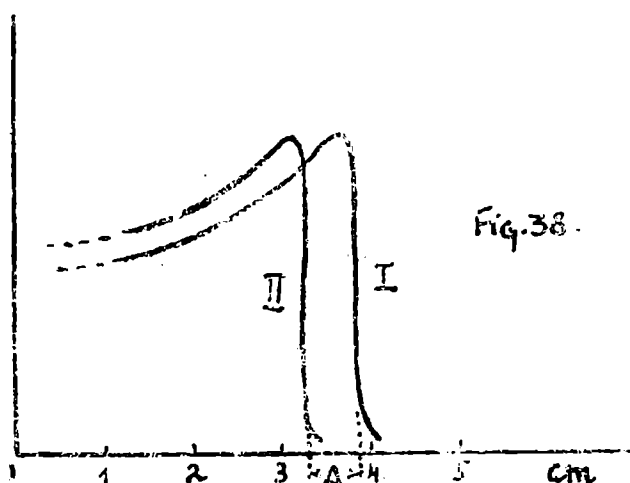
In gelatina plăcilor fotografice, parcursul razelor alfa ale Poloniului este de circa 27 μ ; al razelor alfa de RaC' , circa 52 μ .

29.-Echivalent-gaz și putere de oprire.-Am văzut că pentru un același grup alfa izocinetic, parcursurile în diferite medii materiale sunt cu atât mai mici cu cât densitatea mediului e mai mare.-

Să admitem pentru moment că parcursul ar fi invers proporțional cu densitatea. Densitatea aerului normal fiind $0,00129 \text{ g/cm}^3$ iar a Aluminiului metalic fiind $2,699$, ar urma ca parcursul în Al al unei radiații alfa determinate să fie $R_0/2092$. În realitate însă, parcursul în Al este mai mare decât cel calculat și anume este $R_0/1700$. Se spune că puterea de oprire a Aluminiului pentru razele alfa este 1700 .

Inversul puterii de oprire se numește echivalent-aer al mediului material corespunzător. Astfel, echivalentul-aer al Aluminiului este $1/1700 = 0,000588 \text{ cm}$. Cu alte cuvinte, o grosime de 6μ de Aluminu posedă aceeași putere absorbantă, față de razele alfa, ca și 1 cm , de aer normal.

Se determină experimental echivalentul-aer al unui material dat, prin metoda curbelor Bragg. În fig. 38, curba I este curba



Bragg a razelor alfa de Po, în aer normal. Curba II este curba Bragg, în aer normal, a aceluiaș particole alfa, însă după frânare prealabilă într'un ecran de Aluminu, de grosime cea, $3,6 \mu$. Se găsește că parcursul extrapolat, în aer normal după frânare, este $3,27 \text{ cm}$, în loc de $3,87 \text{ cm}$.

(fără frânare prealabilă). E limpede că această diferență $\Delta = 0,6 \text{ cm}$, este echivalentul-aer al celor $3,6 \mu$ de Al. Rezultă că grosimea de Al-a cărei putere absorbantă, față de razele alfa, este egală cu aceea a 1 cm , aer-normal, este 6μ .

Experiența a arătat că echivalentul-aer al unui material determinat este funcție de viteza (energia) particolelor alfa incidente; el scade puțin cu scăderea vitezei. Urmează că, pentru ca datele relative la echivalenții-aer ai unor materiale diferite să fie comparabile, e necesar să se lucreze cu particole alfa de aceeași energie cinetică. Lucrându-se, de pildă, cu particole alfa de viteză $v = 1,84 \cdot 10^9 \text{ cm}$, s'au obținut următoarele rezultate:

TABEL de echivalenți-aer, pentru diferite materiale

Substanța	echivalent - aer	masă superficială corespunzătoare
Al	$6,0 \mu$	$1,62 \text{ mg/cm}^2$
Cu	$2,5$	$2,26$
Ag	$2,1$	$2,86$
Pt	$2,0$	$4,4$
Au	$2,1$	$3,96$
Nico	$5,0$	$1,4$

Am definit puterea de oprire ca inversul echivalentului-ser. Dacă împărțim puterea de oprire prin numărul de atomi existenți într'un cm.³ de material, câțul obținut reprezintă puterea de oprire atomică a acelu material; să notăm S această mărime.

S variază, și anume crește, cu numărul atomic al materialului. Bragg a arătat (1905) că pentru numeroase elemente, creșterea lui S este aproximativ proporțională cu $A^{1/2}$, unde A este greutatea atomică a materialului. Mai recent (1922) s'a observat că se poate deasemeni admite că S variază proporțional - în primă aproximație - cu $Z^{2/3}$, unde Z este numărul atomic al materialului. Tabelul de mai jos prezintă valorile puterii de oprire atomice la o serie de elemente folosite în mod curent ca ecrane absorbante. S'a luat egală cu 1, puterea de oprire atomică a Oxigenului, în condiții normale de presiune și temperatură.

Se dau deasemeni valorile produselor $SA^{-1/2}$ respectiv $SZ^{-2/3}$.

Tabel de puteri de oprire atomice ale elementelor

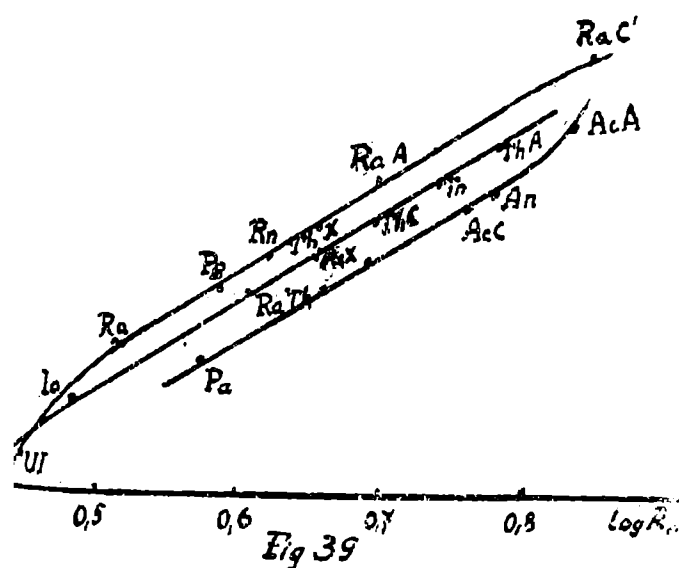
Elementul	Z	A	S	$S \cdot A^{-1/2}$	$S \cdot Z^{-2/3}$
Hidrogen	1	1,00	0,200	0,20	0,20
Litiu	3	6,94	0,519	0,20	0,25
Beriliu	4	9,02	0,750	0,25	0,29
Carbon	6	12,01	0,814	0,25	0,25
Azot	7	14,00	0,939	0,25	0,25
Oxigen	8	16,00	1,000	0,25	0,25
Magneziu	12	24,32	1,23	0,25	0,24
Aluminu	13	26,97	1,27	0,24	0,23
Siliciu	14	28,06	1,23	0,23	0,22
Clor	17	35,46	1,76	0,29	0,26
Fer	26	55,85	1,96	0,26	0,23
Nichel	28	58,69	1,89	0,25	0,21
Cupru	29	63,57	2,00	0,25	0,22
Zinc	30	65,38	2,05	0,25	0,22
Argint	47	107,88	2,74	0,26	0,21
Cadmiu	48	112,41	2,75	0,26	0,21
Staniu	50	118,70	2,86	0,26	0,21
Platină	78	195,23	3,64	0,26	0,20
Aur	79	197,20	3,73	0,27	0,20
Plumb	82	207,21	3,86	0,27	0,20

Precum se vede, regula de proporționalitate a lui S cu $Z^{2/3}$ exprimă mai bine realitatea, în majoritatea cazurilor. ⁽¹⁾

Pentru a termina această ordine de idei, vom aminti că frânarea și în cele din urmă oprirea particulelor alfa este esențialmente rezultatul ciocnirilor ionizante cu electronii atomilor ecranului absorbent. Dacă toți electronii ar fi echivalenți din acest punct de vedere, ar trebui ca raportul S/Z să fie constant și independent de natura ecranului. În realitate, S/Z variază și anume scade când Z crește. Acest lucru se înțelege ușor, dacă ținem seama de faptul că la elementele grele, o mare parte a electronilor sunt strâns legați pe orbitele interioare ale atomilor, astfel că joacă un rol mai puțin important în fenomenul de ionizare.

30.-Relații între constanta radioactivă a elementelor heliogene și parcursul razelor alfa emise.-Rutherford indicase că parcursul razelor alfa și constanta radioactivă a elementului heliogen emițător, variază în același sens.

Geiger și Nuttall au stabilit în 1911 o relație cantitativă aproximată între mărimile λ și R , anume:



$$\log R_0 = a + b \cdot \log \lambda \quad (IV, 8)$$

Dacă deci se poartă în abscisă logaritmul zecimal al parcursului extrapolat (în cm. aer normal) și în ordonată $\log. zec.$ al lui λ (exprimat în sec^{-1}), punctele reprezentative se așează aproximativ pe o dreaptă, pentru elementele aceleiași familii radioactive, de pildă seria U-Ra.

Se obțin în felul acesta trei "drepte", aproape paralele în părțile lor superioare (Fig. 39).

Pentru aceste părți rectilinii paralele, constanta b are aceeași valoare în cele trei serii și anume $b = 0,0174$. Constanta a , care

(1) În primă aproximație, puterea de oprire atomică s'a dovedit a fi o proprietate aditivă, în sensul că puterea de oprire moleculară a combinațiilor chimice este egală cu suma puterilor de oprire atomice ale atomilor ce constituie moleculele considerate. Principala excepție la această regulă de aditivitate o formează Hidrogenul, a cărui putere de oprire atomică variază cu natura compusului în care e angajat. Totuși, regula de aditivitate permite calcularea aproximată a parcursului în substanțe în care această mărime n'a fost măsurată experimental.

reprezintă abscisa punctului de ordonată nulă ($\lambda=1$), diferă pentru fiecare curbă. La legea generală exprimată de relația lui Geiger și Nuttall există câteva excepții, ca de ex. AcX și UI.

O concluzie interesantă la care conduce legea empirică a lui Geiger și Nuttall este următoarea. Particulele alfa de parcurs cel mai scurt, cunoscute la radioelementele naturale, sunt cele emise de Samariu: avem aici $R_0 = 1,16$ cm., iar $\lambda = 1,29 \cdot 10^{-19}$ s⁻¹. E clar că un radioelement heliogen care ar emite particule alfa de parcurs egal sau mai mic decât 1 cm. aer, ar avea o constantă radioactivă atât de mică, încât elementul ar trebui considerat ca stabil.

Legea lui Geiger și Nuttall arată că există o relație între parcursul, deci energia de emisiune a particulelor alfa, și probabilitatea de desintegrare a elementului respectiv. Ea reflectă deci condițiile de structură ale nucleului heliogen. Vom vedea că Mecanica ondulatorie ne permite să regăsim pe cale teoretică expresia acestei legi empirice. De altă parte, relația (IV,8) poate servi pentru a face o primă evaluare a ordinului de mărime al constantei radioactive, la elementele heliogene de perioadă prea scurtă pentru a putea fi determinată prin experiențe directe, cu condiția de a cunoaște parcursul razelor alfa emise. Acesta e cazul, de pildă, pentru elementele RaC', AcC', ThC'.

31.-Spectre de raze alfa.- Se știe de mult (vezi Cap.IV,24) că unele elemente heliogene emit mai multe grupuri izocinetice de particule alfa; câmpul magnetic transversal deviându-le într-o măsură inegală, ia naștere un "spectru magnetic alfa" mai mult sau mai puțin complex.

Spectrele magnetice alfa au fost cercetate în amănunt de către S.Rosenblum, începând din 1930. El a folosit în acest scop un spectrograf magnetic cu focalizare semicirculară⁽¹⁾ montat între piesele polare ale electromagnetului dela Observatorul dela Bellevue lângă Paris. Acest electromagnet poate da un câmp omogen de intensitate până la 25.000 oerstedt.

În tabelul care urmează sunt adunate principalele rezultate obținute. O serie de radioelemente emite câte un grup alfa izocinetic.-Alte câteva elemente emit 2 sau 3 grăupuri, de energii deosebite. Există însă și elemente, ca de ex.ThC și RdAc, ale căror

(1) Spectrografele magnetice vor fi studiate în Cap.V: „Proprietățile radiației beta”.

spectre alfa sunt formate din numeroase grupuri de energii distincte (1)

TABEL de Spectre (de structură fină) ale radiațiilor alfa

Elementul	Parcours R_0 cm.	Energie MeV	Perioadă
Uranu 238	2,653	4,180	$4,498 \cdot 10^9$ a.
	-	4,15	
Uranu 234	3,211	4,71	$2,522 \cdot 10^5$ a.
Ioniu (Th^{230})	3,12	4,682	$80 \cdot 10^4$ a
	-	4,612	
	-	4,509	
Radium 226	3,29	4,793	1662 a.
Radon 222	4,051	5,4860	$3,823 \pm 0,002$ a.
Radium A (Po^{218})	4,657	5,9981	$3,05 \pm 0,01$ m.
Radium C (Bi^{214})	4,06	5,517	$19,72 \pm 0,04$ m.
	-	5,466	
	-	5,333	
Radium C' (Po^{214})	9,040	9,080	$(1,55 \pm 0,05) 10^{-4}$ s
	6,907	7,680	
Radium F (Po^{210})	3,842	5,297	138 a.
(vezi și tabelul următor)			
Thorium 232	2,83	3,98	$1,389 \cdot 10^{10}$ a.
RdTh (Th^{228})	3,970	5,418	1,9 a.
	3,880	5,333	
ThX (Ra^{224})	4,290	5,6813	3,64 d.
Thoron (Rn^{220})	5,004	6,2818	$54,50 \pm 0,03$ s.
Thoriu A (Po^{216})	5,638	6,7744	$0,158 \pm 0,008$ s.
Thoriu C (Bi^{212})	-	6,0930(27)	$60,47 \pm 0,04$ m.
	4,730	6,0537(68)	
	-	5,7709(1,8)	
	-	5,6283(0,16)	
	-	5,6095(1,1)	
Thoriu C' (Po^{212})	11,578	10,542	$(0,30 \pm 0,02) 10^{-6}$ s.
	9,740	9,491	
	8,568	8,776	

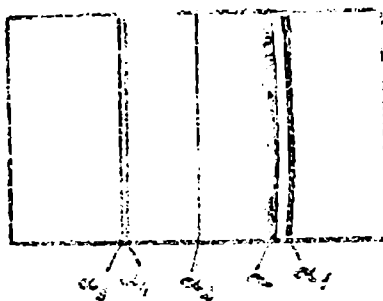
(1) Datele din tabel sunt extrase din lucrarea fizicienilor atomiști sovietici B.Djelepov și S.Petrovici, publicată în Uspehi Fiziceskih Nauk, t.II, Nr.4, Aprilie 1950.-

(continuarea tabelului)

Elementul	Parcurs R_0 cm.	Energie MeV	Perioadă
AoU (U^{235})	-	4,56	$8,91 \cdot 10^8$ a.
	3,211	4,52	
	-	4,396	
Protactinin (231)	-	5,131	$3,43 \cdot 10^4$ a.
	3,60	5,069	
	-	5,032	
	-	5,012	
	-	4,736	
Radioactiniu (Th^{227})	4,72	6,049 (80)	18,6 a.
	-	6,017 (15)	
	-	5,988 (100)	
	-	5,966 (15)	
	-	5,922 (5)	
	-	5,868 (10)	
	-	5,815 (5)	
	-	5,764 (80)	
	-	5,742 (15)	
	-	5,717 (60)	
	4,27	5,672 (10)	
AoX (Ra^{223})	4,32	5,717	11,2 a.
	-	5,606	
	-	5,531	
An (Rn^{219})	5,692	6,826	$3,92 \pm 0,015$ s.
	-	6,561	
	5,240	6,456	
AoA (Po^{215})	6,457	7,365	$(1830 \pm 40) \cdot 10^{-6}$
AcC (Bi^{211})	5,429	6,618	
	4,984	6,272	2,16 m.
AoC' (Po^{214})	6,555	7,434	
			$5 \cdot 10^{-3}$ s.

Cliseul din fig.40 (pag.89) reprezintă o spectrogramă de raze alfa, și anume spectrul radiației Thorului C. Se văd cele 5 "linii spectrale" notate $\alpha_1, \alpha, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$, corespunzătoare celor 5

energii indicate în tabel. Linia α_1 , fiind cea mai energică, e cea mai puțin deviată; intensitatea liniilor diferă mult. Cifrele în paranteză, la dreapta coloanei "Energie", dau valorile relative ale intensităților liniilor spectrale (în cazul ThC și RâAe).



Experiențe recente au dovedit că după toate probabilitățile spectrele alfa sunt mult mai

complexe decât rezultă din datele cunoscute actualmente. Folosindu-se, ca spectrograf cu mare putere de rezoluție, un ciclotron, s'a constatat că Poloniul (RaF) - pentru care tabelul de mai sus dă o linie alfa unică de energie 5297 keV - posedă în realitate un spectru alfa complex, format din linia principală 5297 keV, plus cel puțin alte 12 linii spectrale, mai puțin energice și totodată mai puțin intense (Vezi tabelul "Spectru de structură fină alfa al Poloniului").

SPECTRU DE STRUCTURA FINA ALFA AL POLONIULUI

Energie MeV	Intensitate
5,297	100.000
5,113	25
5,065	25
4,901	15
4,838	11
4,749	13
4,640	10
4,449	12
4,303	7
4,111	7
4,016	5
3,890	4
3,685	4

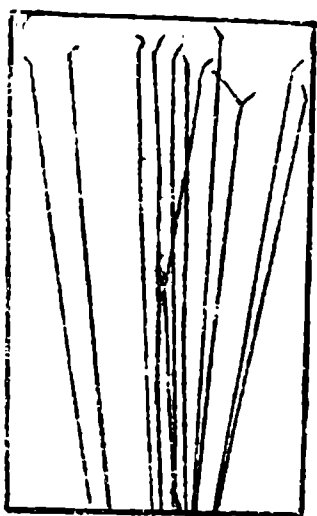
31.-Mecanismul absorpției razelor alfa în mediile materiale.

Absorpția radiației alfa în mediile materiale este determinată de două fenomene distincte: pierderea de energie cinetică, prin interacțiunea particulelor alfa incidente, cu electronii mediului material; difuziunea, prin interacțiunea particulelor alfa cu nucleele atomice. Primul fenomen se traduce prin încoținirea treptată, până la oprire, a particulelor incidente; al doilea fenomen se traduce prin micșorarea progresivă a numărului de particule alfa, în funcție de grosimea de materie străbătută.

În cazul particulelor alfa, efectul de încoținire este precumpănit față de efectul de difuzie,

ceea ce justifică faptul că în toate considerațiunile făcute până acum asupra razelor alfa am admis că ele se propagă în linie dreaptă. Aceasta însă nu este riguros exact decât dacă propagarea are loc în vid. În mediile materiale, interacțiunea dintre partico-

~~de~~ α și nucleelor, provoacă deviațiuni ale particulelor alfa de la traectoriile lor rectilinii. Cliseul din fig.41 este o mărire puternică a



Cliseu Wilson de traec-
torii α (mărire)
Fig. 41

unei părți a cliseului din fig.33 (Cap.IV, 24) și reprezintă partea finală a câtorva traectorii alfa în camera Wilson. Se observă clar următoarele fenomene: 1^o toate traectoriile se termină printr-o bruscă cotitură. 2^o Majoritatea traectoriilor nu sunt perfect rectilinii ci prezintă mici deviațiuni. 3^o Una din traectorii a suferit o deviație pronunțată. 4^o Una din traectorii se termină printr-o "furecă" formată din două traectorii (una mai lungă, cealaltă mai scurtă) ieșite din acelaș punct.

Stadiul atent al acestor fenomene de difuzie arată că dacă un fasciool paralel de raze alfa izocinetice străbate un ecran material, o parte a razelor suferă deviații sub unghiuri mici, în funcție de grosimea stratului absorbant străbătut și de numărul atomic al materialului. Deviația este în medie cu atât mai pronunțată cu cât e mai mare numărul atomic și cu cât e mai mică viteza particulei alfa. (Acest lucru reese clar din faptul că deviațiile devin deosebit de vizibile pe partea finală a parcursului). Se arată teoretic că deviațiile foarte mici se datoresc interacțiunilor cu electronii mediului material, interacțiuni care - în parte cel puțin - provoacă ionizarea gazelor.

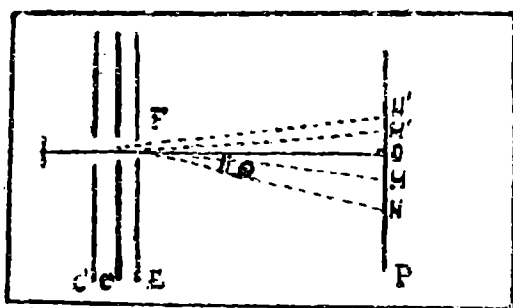
Deviațiile sub unghiuri mari (cum ar fi aceea semnalată la punctul 3^o de mai sus) sunt evenimente rare, cu caracter excepțional, atâta timp cât particola alfa mai posedă o energie cinetică apreciabilă, adică - cu alte cuvinte - dealungul traectoriei. În schimb, atunci când epuizându-și energia, particola ajunge la sfârșitul parcursului ei, deviația bruscă sub unghi mare devine aproape regulă, așa cum arată "cârligele" dela sfârșitul majorității traectoriilor.

Considerațiuni teoretice asupra cărora vom reveni, duc la concluzia că deviațiile sub unghiuri mari sunt rezultatul interacțiunii particulei incidente cu un nucleu al mediului material. Abstrație făcând de cârligele finale, am spus că deviațiile mari dealungul traectoriilor sunt evenimente excepționale. Astfel de pildă, Rutherford a găsit că, în cazul razelor alfa ale RaC' străbătând o foiță

de aur foarte subțire, 1 la 8000 particole suferă o atare deviație considerabilă, sub unghiuri mari ce pot atinge, ba chiar depăși 90° .

După aceste considerațiuni preliminare, să vedem mai de aproape detaliul faptelor.

Primele observații asupra fenomenului de difuzie la razele alfa au fost făcute de Rutherford în 1906, cu prilejul studiului acțiunii câmpului magnetic și câmpului electric asupra acestor raze.



Experiențele de difuzie a
particulelor alfa
Fig. 42

Fig. 42 schematizează dispozitivul experimental folosit de autorul citat. S este o sursă (de mici dimensiuni) de raze alfa izocinetice (Po de preferință). C', C'' sunt "canalize" destinate a delimita un fascicol paralel. E este un ecran prevăzut cu o fantă F destinată a delimita grosimea fascicolului. P este o placă fotografică. Intregul dispozi-

tiv este închis într'un vid cât mai înalt.

În aceste condiții, se obține imaginea fotografică a fantei din E, de dimensiuni egale și cu margini net delimitate, dovadă că în vid particolele alfa se mișcă rectiliniu.

Se restabilește în aparat o presiune de aer normală. Imaginea fotografică a fantei, obținută în aceste condiții, este difuză spre margini și dimensiunile ei sunt mai mari decât ale fantei, dovadă că în aer fascicolul a suferit o difuzie, datorită căreia secțiunea dreaptă a fascicolului a crescut. Intensitatea imaginii este maximă în partea ei centrală și scade foarte repede spre margini. Aceasta înseamnă că majoritatea particulelor au continuat să se miște rectiliniu și numai câteva au fost deviate. Creșterea foarte mică a dimensiunilor imaginii față de acelea ale fantei din E arată că unghiurile de deviație sunt mici. Dacă însă, în loc de a folosi aerul (sau în general un gaz) ca ecran absorbant, se utilizează o foaie metalică, se constată că efectul de difuzie devine mai pronunțat.

Prin metoda descrisă, Rutherford a pus în evidență unghiuri de deviație mici, între 2° și 4° . Reluând experiențele cu un dispozitiv asemănător, în care însă înlocuiseră placa fotografică cu un ecran fluorescent cu SZn cupriferă, și folosind efectul de scânteere pentru a face statistica punctelor de impact ale particulelor alfa, Geiger și Marsden au constatat că după trecerea fascicolului printr'un

foiță subțire de metal ușor, majoritatea particulelor cad pe ecran în prelungirea dreptei SF, adică rămân nedeviate. Un număr oarecare de scânteeuri se ivesc însă în puncte ca M, N, ..., M', N', ..., scânteeuri ce corespund unor raze deviate dela direcția lor inițială de un unghi oarecare, θ .

Făcând statistica, pentru intervale de timp egale, a numărului de scânteeuri ivite în puncte ale ecranului corespunzătoare cu diferite valori ale lui θ , Geiger și Marsden găsesc și ei că aceste valori sunt mici ($2-4^\circ$); că numărul relativ de particule deviate crește la început, apoi scade când θ crește; că pentru un ecran determinat, există prin urmare o valoare cea mai probabilă a unghiului θ . Pentru a determina aceste valori la metale diferite, autorii au folosit ecrane cu același echivalent-aer (condiție evident necesară pentru ca rezultatele să fie comparabile).

Unghiuri de deviație cele mai probabile

Metallul	Al	Cu	Ag	Au
Grosime în echivalență cu 1 cm.aer normal	6	2,5	2,1	2,1
Valoarea cea mai probabilă a unghiului de deviație.	$0,6^\circ$	$1,1^\circ$	$1,5^\circ$	$2,1^\circ$

Precum se vede, unghiul cel mai probabil crește cu numărul atomic al materialului absorbant. Dealtă parte se constată că pentru ecrane de aceeași natură dar de grosimi diferite, unghiul cel mai probabil crește cu grosimea. În fine, pentru un același ecran, unghiul cel mai probabil crește când viteza particulelor alfa scade.

În afară însă de deviațiile sub unghiuri mici, de care a fost vorba până aci, Geiger și Marsden au observat și deviații excepționale, sub unghiuri foarte mari, atingând sau depășind chiar 90° . În acest din urmă caz, particulele alfa nu ies din ecran prin fața opusă feței de intrare, ci chiar prin această față, adică sunt svărlite înapoi. Observarea și numărarea acestor deviații excepționale se face cu ajutorul unor ecrane fluorescente așezate în poziții potrivite.

Analiza rezultatelor lui Geiger și Marsden cu privire la deviațiile sub unghiuri mari, coroborată cu analiza traectoriilor alfa în camera Wilson, a dus la elaborarea modelului atomic nuclear (Farrin, Rutherford, Bohr), capabil de a explica particularitățile trecerii razelor alfa prin materie. Modelul Kelvin-Thomson folosit până atunci nu era în stare să dea seama de aceste particularități.

În adevăr, dacă admitem că deviațiile sub unghiuri mari ale particulelor alfa sunt efectele interacțiunii repulsive între sarcinile electrice pozitive ale atomului "cunoscut" și particulei incidente; dacă admitem - așa cum ne obligă aspectul traectoriilor de ceață - că aceste deviații sunt rezultatul unor "clooniri" unice și nu suma unor mici deviații parțiale; dacă admitem mai departe că interacțiunea între sarcinile particulei și atomului este de natură unei forțe coulombiene, $F=kq \cdot q' / r^2$; și dacă în fine ținem seama de marea și de viteza particulei alfa, calculul arată că forțele puse în joc la o deviație sub unghiuri mari sunt foarte mari, cu alte cuvinte că intensitatea câmpului atomic pozitiv trebuie să fie foarte mare. Această intensitate depinde de sarcina totală pozitivă a atomului și de raza spațială în care această sarcină se află repartizată.

În ceea ce privește sarcina pozitivă a atomului, cercetările deja efectuate cu privire la difuziunea razelor catodice și razelor roentgen, arătau că numărul sarcinilor elementare pozitive poate fi cel mult de ordinul de mărime al greutății atomice respective. De altă parte, analiza în raze X a structurii cristalelor duse la rezultatul că diametrul atomilor este de ordinul $3 \cdot 10^{-8}$ cm., confirmând concluziile anterioare bazate pe teoria cinetică a gazelor.

Dacă, conform schemei lui Kelvin-Thomson am admite că sarcina pozitivă a atomului (al cărei ordin de mărime l-am amintit mai sus) ar fi uniform repartizată într-o sferă de diametrul atomic, intensitatea câmpului creat ar fi mult prea mică pentru a provoca deviațiile sub unghiuri mari pe care le pune în evidență experiența. Suntem astfel obligați să admitem că raza spațială în care se află repartizată sarcina pozitivă a atomului este mai mică, și chiar mult mai mică, decât raza atomului însuși. Cu alte cuvinte, suntem conduși la modelul atomic nuclear, de care se folosește fizica contemporană. Fără a insista asupra acestui model, care este bine cunoscut, e necesar să subliniem că adâncirea și precizarea cu-

noastră despre structura atomului este o consecință directă a studiului interacțiunii cu materia a radiațiilor radioactive, deci un succes al Radioactivității.

Admitând că deviațiile sub unghiuri mari sunt efectul interacțiunii alfa - nucleu la distanțe mici față de raza atomului, să considerăm o particulă alfa care, pătrunzând în interiorul edificii atomice, se apropie de nucleu. Neglijând influența perturbatoare a forțelor de atracție ce se exercită între electroni și particulă alfa, vom admite că mișcarea particulei e determinată exclusiv de forța repulsivă coulombiană dintre particulă și nucleu. Vom admite mai departe că masa nucleului este mare față de aceea a particulei și că nucleul, care era în repaus înainte de "ciocnire" rămâne și după aceea în aceeași stare. Cu alte cuvinte, considerăm interacțiunea ca o ciocnire perfect elastică, fără transfer de energie între corpuri.

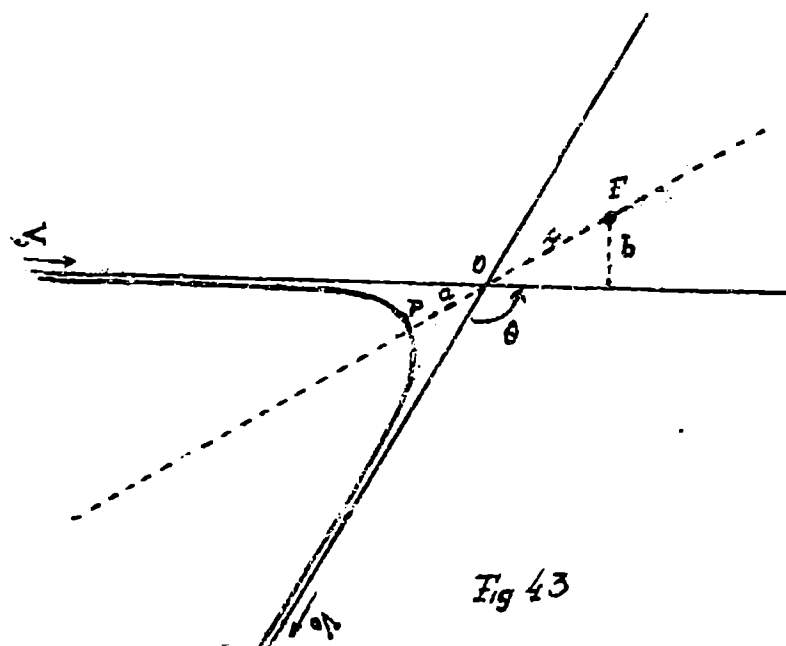


Fig 43

Particula alfa se mișcă în linie dreaptă cu viteza v_0 , dar când se apropie de nucleul F (fig.43) începe să devieze, descriind un arc de curbă, tangent la direcția inițială și la direcția finală a mișcării, după "ciocnire". Si întrucât ciocnirea este perfect elastică,

viteza cu care particula alfa părăsește câmpul nuclear este egală cu v_0 ; cu alte cuvinte, ciocnirea cu nucleul nu determină o încetinire, ci numai o schimbare de direcție (deviație) a particulei.

Atâta timp cât particula se mișcă în câmpul nuclear, ea este supusă acțiunii unei forțe centrale cu originea în F. Sub acțiunea ei, particula descrie un arc de iperbolă, al cărei focar exterior este în F și ale cărei asimptote sunt direcția inițială și direcția finală a mișcării.

(Admitem ca demonstrate aceste din urmă propozițiuni, bazate pe legile Mecanicii clasice).

Fie θ unghiul dintre direcțiile vitezei particulei, înainte și după ciocnire: ne propunem să evaluăm acest unghi. Vom aplica

în acest scop două teoreme cunoscute și anume, teorema constantei ariilor și teorema conservării energiei.

Fie P vârful iperbolei, d distanța $FP = FO + OP$. Putând $FO = c$, $OP = a$, avem $d = c + a$. Fie mai departe v viteza particolei în P. Aria măturată în timpul dt de vectorul d este d.v. - Dacă notăm b normala FN la direcția de incidență, aria măturată pe porțiunea rectilinie inițială a curbei, de vectorul mobilului, în timpul dt, este $b.v_0$. Teorema constantei ariilor ne permite să scriem:

$$b.v_0 = d.v \quad (IV,9)$$

Înainte de "ciocnire", energia mecanică a particolei alfa se reduce practic la energia sa cinetică, $mv_0^2/2$, întrucât energia sa potențială este neglijabilă. În punctul P, energia sa cinetică este $mv^2/2$ iar energia sa potențială este $Ze.2e/d$, unde Z este numărul atomic al nucleului "ciocnit". Teorema conservării energiei ne permite să scriem:

$$\frac{mv_0^2}{2} = \frac{mv^2}{2} + \frac{2Ze^2}{d}$$

adică

$$m(v_0^2 - v^2) = \frac{4Ze^2}{d} \quad (IV,10)$$

Din proprietățile geometrice cunoscute ale iperbolei rezultă:

$$\frac{a}{b} = \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2} \right) = \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$$

deci

$$a = b \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \quad (IV,11)$$

și de altă parte:

$$\frac{b}{c} = \sin \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2} \right) = \cos \frac{\theta}{2}$$

deci

$$c = \frac{b}{\cos \frac{\theta}{2}} \quad (IV,12)$$

Dar întrucât $d = c + a$, vom avea:

$$d = \frac{b (1 + \operatorname{tg} \frac{\theta}{2})}{\cos \frac{\theta}{2}} \quad (IV,13)$$

Înlocuind în (IV,10) pe v prin valoarea sa trasă din (IV,9), obținem

$$mv_0^2 \left(1 - \frac{b^2}{d^2} \right) = \frac{4Ze^2}{d}$$

și înlocuind mai departe pe d prin valoarea sa trasă din (IV,13) și efectuând calculele, căpătăm în definitiv :

$$\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} = \frac{2Ze^2}{bmv_0^2} \quad (\text{IV}, 14)$$

relație care ne dă unghiul de deviație a particolei în funcție de numărul atomic al ecranului, masa și viteza particolei alfa, quantumul elemental de electricitate (câtimi cunoscuta) și în funcție de distanța b între nucleu și direcția vitezei de incidență a particolei. Invers, măsurând pe Θ , putem valcula cu ajutorul relației de mai sus, distanța b .

Conform ecuației (IV,14) pentru o aceeași valoare a lui b , deviația particolei va fi cu atât mai mare cu cât numărul atomic al materialului ecranului e mai mare sau cu cât viteza v_0 a particolei este mai mică. Aceste concluzii sunt conforme cu experiența (vezi pag. 90).

Din ecuația (IV,14) mai decurge că dacă b tinde către zero, $\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2}$ tinde către infinit, adică $\frac{\Theta}{2}$ tinde către $\frac{\pi}{2}$, deci Θ tinde către π . Dar $b=0$ înseamnă ciocnire centrică (direcția vitezei inițiale trece prin nucleu). Așa dar, la o ciocnire centrică, particola alfa este deviată de 180° , adică e aruncată îndărăt pe direcția de incidență. (Vezi pag. 91, 101).-

Urmează de aci că în cazul unei ciocniri centrice, viteza particolei alfa își inversează semnul. Pentru aceasta însă, dat fiind că viteza variază în mod continuu, ea trebuie să se anuleze, și anume în momentul când distanța dintre particulă și nucleu devine minimă. Scriind deci că $v = 0$ și introducând această condiție în ecuația (IV,10), vom căpăta:

$$d = \frac{4Ze^2}{mv_0^2} \quad (\text{IV}, 15)$$

Această relație, în care d reprezintă distanța minimă la care o particulă alfa se poate apropia de un nucleu, ne permite să calculăm o limită superioară a razei nucleului. E limpede că, pentru a căpăta o valoare cât mai apropiată de raza nucleului de număr atomic Z dat, avem interes să folosim particole alfa cât mai energice, d fiind invers proporțional cu energia particolei. Folosind particole α de RaC ($W = 5,5$ MeV) se găsește pentru Aur ($Z = 72$)

valoarea $\approx 10^{-12}$ cm, adică 10^{-4} din raza atomică medie. (1)

Dacă în ecuația (IV,14) dăm lui b valoarea $2 \cdot 10^{-12}$ (cm), adică dublul razei atomice mijlocii, și dacă presupunem că bpmbarăm un ecran de Aur cu particole alfa de RaO , rezultă pentru θ valoarea $0,01^\circ$, adică o deviație neglijabilă. Pentru a avea o deviație de 1° , ar trebui să dăm lui b valoarea 10^{-10} (cm), ceea ce înseamnă că particola alfa trebuie să pătrundă în interiorul edificiului atomic.

32.-Verificarea experimentală a teoriei difuziei particulelor alfa în metale grele. Ipotezele pe baza cărora a fost dedusă ecuația (IV,14) pot fi considerate satisfăcătoare, dacă ecranul difusor e constituit dintr-o foaie de metal greu. De altă parte însă, nu am ținut seama până acum de grosimea ecranului, care este totuși unul din parametrele de care depinde unghiul de deviație.

Să considerăm deci un fascicol paralel și îngust de raze alfa izocinetice, care cade perpendicular pe ecranul difusor, constituit dintr-un metal greu. Fie g grosimea ecranului, fie r raza nucleelor atomilor din care e constituit ecranul, fie n numărul atomilor în unitatea de volum.

Se demonstrează că dacă considerăm particola alfa ca un punct material de dimensiuni neglijabile față de cele ale nucleelor, drumul liber mijlociu al unei particole, între două ciocniri succesive, este egal cu

$$\frac{1}{\pi r^2 n}$$

Grosimea ecranului fiind g , probabilitatea unei "ciocniri" adică a trecerii particolei la o distanță de centrul nucleului mai mică decât raza r a acestuia, este

$$\pi r^2 n g$$

Analog, probabilitatea trecerii particolei la o distanță b de centrul nucleului va fi:

$$p = \pi b^2 n g$$

(1) Lucrări ulterioare au dovedit că razele nucleare sunt de fapt considerabil inferioare acestei valori. S'a stabilit că razele nucleare sunt proporționale cu puterea $1/3$ a numărului de "nucleoni" constitutivi al nucleului, număr care este dat de numărul masic A al elementului: $r \approx A^{1/3}$. Aceasta confirmă ipoteza după care toți nucleonii ocupă în nucleu același volum.

Urmează că probabilitatea trecerii particolei la o distanță de centrul nucleului, cuprinsă între b și $b+db$ va fi:

$$dp = 2\pi b \sin \theta \cdot db \quad (IV, 16)$$

Dar din (IV, 14) urmează:

$$b = \frac{2Ze^2}{mv_0^2 \cdot \tan^2 \frac{\theta}{2}}$$

și prin urmare:

$$\frac{db}{d\theta} = \frac{2Ze^2}{mv_0^2} \cdot \sec^2 \frac{\theta}{2}$$

Înlocuind pe b și pe db prin valorile lor în (IV, 16) obținem:

$$dp = 8\pi \left(\frac{Ze^2}{mv_0^2} \right)^2 \cdot \sin \theta \cdot \tan^4 \frac{\theta}{2} \cdot \sec^2 \frac{\theta}{2} \cdot \frac{d\theta}{2} \quad (IV, 17)$$

Această relație dă probabilitatea ca o particulă să fie deviată de un unghi cuprins între valorile θ și $(\theta + d\theta)$, sau - ceea ce revine la același lucru - reprezintă numărul N de particule care, din numărul total Q de particule incidente, vor fi deviate de un unghi θ dinaintea aleei.

Ecuația (IV, 17) poate fi verificată experimental pentru fiecare parametru în parte, considerându-i pe rând constante și cunoscuți, afară de unul, a cărui valoare "calculată" o comparăm cu cea "experimentală". Această verificare a fost făcută cu rezultate bune (Geiger și Marsden, 1913), pentru ecrane de Aur și Ag, și pentru unghiuri θ cuprinse între 15° și 150° .

Acordul între teorie și experiență arată că ipoteza fundamentală a teoriei, și anume că legea lui Coulomb rămâne valabilă la distanțe de ordinul 10^{-12} cm, este corectă. De altă parte, avem posibilitatea de a determina direct valoarea parametrului Z , adică numărul atomic al materialului ecranului difuzor. I. Chadwick (1920) a găsit pe această cale, pentru Cu, $Z=29$; pentru Ag, $Z=47$; pentru Pt, $Z=78$, etc, adică valori egale cu numărul de ordine al elementului în clasificarea periodică mendeleeviană. A fost astfel definitiv confirmată ideea emisă de A. van den Broek (1913) și reluată de Moseley, după care numărul de ordine al unui element, în clasificarea periodică, reprezintă numărul sarcinilor pozitive ale nucleului respectiv.

33. - Difuziunea particulelor alfa în medii materiale ușoare.
Dacă difuzorul e constituit dintr-un element ușor, a cărui sarcină

nucleară e deci relativ mică, forțele repulsive coulombiene vor fi considerabil mai mici decât în cazul elementelor grele. În consecință, particula alfa se va putea apropia și mai mult de nucleu, ba chiar - dacă energia ei e suficientă - va putea pătrunde în nucleu. În acest caz are loc, de cele mai multe ori, un transfer de energie dela particulă la nucleu (cîocnire neelastică) și se produc efecte de transmutație nucleară. Vom reveni asupra acestei chestiuni.

Dacă difuzorul e gazos, ipoteza după care nucleele erau considerate în repaos nu mai este, evident, admisibilă. Totuși, la temperaturile obișnuite, agitația termică a moleculelor sau atomilor gazului este neglijabilă în raport cu viteza particulelor alfa. Putem deci considera și în acest caz nucleul în repaos (față de particulă) înainte de cîocnire. După cîocnire însă, dacă masa nucleului cîocnit e de ordinul masei particulei incidente, nucleul va fi "proectat" cu o energie cinetică considerabilă, pe o direcție care va face un unghi θ' cu direcția inițială a particulei incidente. Particula însăși va fi deviată de un unghi θ dela direcția ei inițială, astfel că se va forma o "furcă", de deschidere $\varphi = \theta + \theta'$. O asemenea furcă a fost înregistrată în camera Wilson, în clișeul din fig.41 (vezi paragr.31).

Am spus mai sus că "cîocnirile" particulelor alfa cu nucleele ușoare se produc la distanțe mai mici decât în cazul nucleeilor grele, adică mai mici decât 10^{-12} cm. Ori, experiențe de difuzie în Al au dovedit că deviațiile observate nu corespund valorilor calculate cu ajutorul ecuației (IV,17), cu alte cuvinte că legea lui Coulomb încetează de a fi valabilă la distanțe de ordinul $8 \cdot 10^{-13}$ cm. Vom face deci în cele ce urmează abstracție de legea forței de interacțiune între particulă și nucleu; vom presupune numai că interacțiunea poate fi asemuită unei cîocniri elastice. În acest caz, vom putea aplica principiul conservării energiei cinetice și legea conservării impulsului.

Fie m și v_0 masa și viteza inițială a particulei, M masa nucleului, a cărui viteză inițială o socotim nulă în virtutea considerațiilor făcute mai sus. Fie v' viteza nucleului, v viteza particulei după cîocnire, θ unghiul de deviație a nucleului, θ' unghiul de deviație a particulei (vezi fig.44). Să scriem legea conservării impulsului, pe direcția vitezei v_0 :

$$mv_0 = mv \cos \theta + Mv' \cos \theta' \quad (IV,18)$$

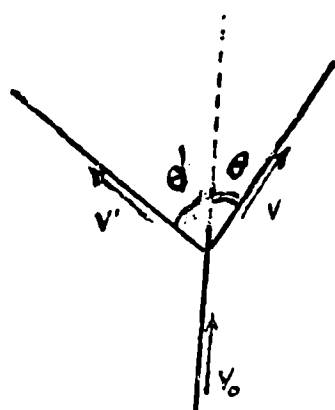


Fig. 44

și pe direcția perpendiculară pe v_0 :

$$0 = mv \sin \theta - Mv' \sin \theta' \quad (\text{IV}, 19)$$

Să scriem și legea conservării energiei cinetice:

$$mv_0^2 = mv^2 + Mv'^2 \quad (\text{IV}, 20)$$

Din acest sistem de ecuații, cu ajutorul unor formule trigonometrice cunoscute, putem deduce între diverșii parametri ai fenomenului, alte relații direct verificabile experimental.

Trei dintre ele ne interesează mai în deosebi:

$$(\text{IV}, 21) \quad \frac{v}{v_0} = \frac{m \cos \theta \pm \sqrt{M^2 - m^2 \sin^2 \theta}}{m + M} \quad \frac{v'}{v_0} = \frac{2m \cos \theta'}{m + M} \quad (\text{IV}, 22)$$

$$\frac{\sin \theta'}{\sin \theta} = \frac{m}{M} \cdot \frac{v}{v'} \quad (\text{IV}, 23)$$

Dacă interacțiunea are loc la o distanță destul de mare pentru ca raportul v/v' să fie maximum posibil, raportul $\sin \theta'/\sin \theta$ va fi și el maximum. Ori, e limpede că maximum acestui raport are loc când $\sin \theta'$ e practic egal cu 1, adică θ' e practic egal cu 90° . În cazul considerat, nucleul ciocnit este așadar proiectat sub un unghi drept față de direcția inițială a particulei incidente, care ea însăși rămâne practic nedeviată. Dar atunci, viteza v' căpătată de nucleu este neglijabilă, nucleul nu va avea o energie suficientă pentru a produce ionizare. În consecință, pe ecranul Wilson urma nucleului nu va fi înregistrată și în locul unei "furci" vom avea o simplă deviație slabă a traiectoriei alfa, al cărei parcurs total nu va fi micșorat în mod sensibil prin ciocnirea petrecută.

Dacă dintr-o dată ciocnirea este centrică, nucleul va fi proiectat pe direcția lui v_0 , adică θ' va fi nul.

În rezumat, vedem că θ' variază între 90° și 0° , după distanța la care se produce interacțiunea particulă-nucleu.

În ceea ce privește unghiul θ , dacă interacțiunea se produce la o distanță destul de mare pentru ca v să fie practic egal cu v_0 , urmează din eq. (IV, 21) că $\theta = 0$, oricare ar fi valorile respective ale masei m și M . Variația lui θ , când distanța de interacțiune descrește tinzând spre zero, depinde însă de raportul m/M . Se poate demonstra că:

a) Dacă $M < m$ (cazul Hidrogenului), θ crește până la un maximum ($14,5^\circ$) și scade apoi până la zero. Intrucât θ' scade conso-

nitent dela 90° la 0° , unghiul "furcii" $\varphi = \theta + \theta'$, va fi totdeauna ascutit.

b) Dacă $M=m$ (cazul Heliului), θ crește continuu până la 90° (ciocnire centrică), θ' scade în aceeași măsură în care crește θ , astfel că φ este mereu egal cu 90° .

c) Dacă $M > m$ (cazul general), θ crește continuu până la 180° (ciocnire centrică; în acest caz nu apare furcă). Unghiul φ este totdeauna obtuz.

Presupunând cunoscuți parametrii v_0, m, M - lucru ce poate fi totdeauna realizat - cunoașterea unghiului θ' permite calcularea vitesei v' câpătată de nucleu în urma "ciocnirii". Folosim în acest scop relația (IV, 22). Aplicând procedeul stereoscopic, adică fotografiind furcile concomitent cu două aparate ale căror axe optice fac între ele un unghi potrivit, putem măsura valoarea reală (în spațiu) a unghiului θ' .

De altă parte, aceleași clișee stereoscopice ne permit să măsurăm lungimea reală (în spațiu) a parcurșurilor nucleelor proiectate și deci să calculăm viteza v' pe baza cunoscutei relații a lui Geiger, $R=av^3$.

Se găsește că cele două valori pentru v' , calculate pe căi diferite, concordă în mod satisfăcător. Aceasta constituie o verificare a ipotezei dela care am pornit, și anume că interacțiunea particolei alfa cu nucleeele ușoare este asimilabilă unei ciocniri elastice.

Totuși au fost observate și cazuri de ciocniri neelastice între particole alfa și nucleee ușoare. (Auger și Perrin, 1920). Ipoteza că în asemenea cazuri o parte a energiei particolei incidente este transferată asupra nucleului, este confirmată de faptul că diferența dintre energia cinetică inițială a proiectilului alfa și suma energiilor cinetice după ciocnire, apare sub formă de cantă gamma emisă de nucleul ciocnit.

Ca o completare a studiului nostru succint despre interacțiunea particolelor alfa cu particolele constitutive ale materiei, câteva cuvinte cu privire la interacțiunea alfa-electron. Formulele care se obțin în acest caz sunt analoage celor stabilite mai sus, cu deosebirea că, fiind vorba de atrădă de o atrăție mutuală, se schimbă sensul unghiurilor de deviație. Masa particolei alfa fiind foarte mare față de aceea a electronului, direcția și modulul vitesei celei dintâi nu suferă decât o schimbare neglijabilă.

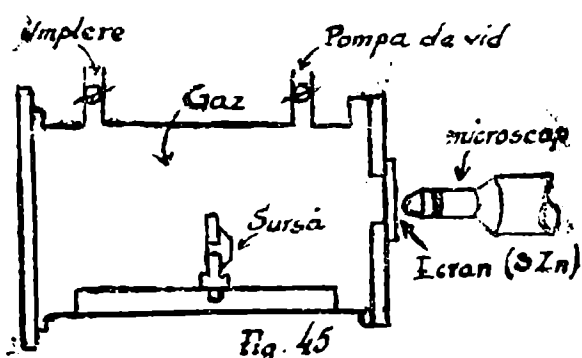
Electronul, pus în mișcare, descrie - în raport cu un sistem de axe legat de particola alfa - un arc de hiperbolă cu concavitatea întoarsă către particulă, care se găsește în focarul curbei. În ceea ce privește mișcarea electronului în raport cu un sistem de axe legat de aparatul de observație, electronul se apropie mai întâi de particulă, trece în spatele ei în vecinătatea ei imediată și se depărtează pe o traiectorie a cărei direcție asimptotică face un unghi ascuțit cu direcția de mișcare a particolei. Dacă distanța la care se produce "cîlcirea" este relativ mare, electronul este prăcut sub un unghi drept față de traiectoria particolei alfa. În ce privește viteza cîlcită de electron prin "cîlcire", se calculează că ea este dată (în primă aproximație, neglijând masa electronului față de masa particolei):

$$v' = 2v_0 \cos \theta' \quad (\text{IV}, 24)$$

unde θ' este unghiul traiectoriei alfa cu traiectoria finală a electronului. Urmază că această viteză va fi maximă și egală cu $2v_0$ când $\cos \theta' = 1$, adică $\theta' = 0$ (electronul e asvârlit înainte, cîlcirea fiind centrică). (1)

34.-Transmutații prin particole alfa.-Teoria desintegrării alfa.- În afară de fenomenele de ionizare și difuziune de care ne-am ocupat mai sus, trecerea particolelor alfa prin materie produce - în anumite condițiuni - un efect extrem de important din punct de vedere teoretic și practic: e vorba de transmutația materiei iradiate. Se știe că prima reacție de transmutație prin particole alfa a fost obținută de Marsden (1914) și identificată de Rutherford (1919). Câteva amănunte relative la aceste lucrări sunt necesare.

Bombardând Hidrogen gazos cu raze alfa de RaC, C' , într'un dispozitiv de tipul celui schematizat în fig.45, Marsden observă



scânteeri pe un ecran cu SZn , așezat la distanțe de mai bine de 100 cm. de sursa radioactivă. Conform tabelii dela paragr. 31, grupul alfa cel mai rapid-emis de sursă are o energie de circa 9 MeV și un parcurs, în aer normal, de circa 9 cm., iar în H la 0° și presiune normală, de circa 33 cm (vezi tabelele dela paragr.28). Este deci

limpede că scânteerile observate la distanțe de peste 100 cm de sursă nu pot fi atribuite particolelor alfa.

Suntem conduși să admitem că aceste scânteeeri sunt provocate de protoni, adică de nuclee H^+ , smulse din edificiul molecular prin șocul particolelor alfa, și proiectate cu viteze mari.

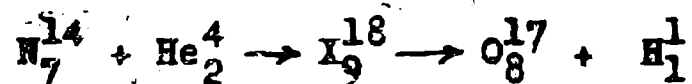
În ipoteza unei ciocniri centrice elastice, protonul ar căpăta o viteză v' calculabilă cu ajutorul ecuației (IV,22), în care $\cos\theta'=1$:

$$v' = v_0 \frac{2m}{m+M} = \frac{8}{5} v_0$$

Energia cinetică a protonului ar fi prin urmare $\frac{16}{25}$ din energia particolei alfa, adică de ordinul 5,7 MeV (cel mult). O asemenea particulă ar avea în aer normal un parcurs de 32 cm, iar în hidrogen, de 128 cm. Această valoare teoretică concordă deci bine cu parcursurile mari, de peste 100 cm., observate de Marsden.

Înlocuind hidrogenul din aparat cu N pur, scânteeerile continuă să se observe la distanțe tot atât de mari ca și în Hidrogen. Dar dacă se înlocuește azotul cu Oxigen, nu se mai observă nici o scânteeere.

Interpretarea fenomenului - confirmată prin identificarea produselor "transmutației" provocate - este sintetizată de următoarea "ecuație nucleară":



Conform acestei ecuații, particola alfa pătrunde în nucleul de N, luând naștere astfel un nucleu tranzitoriu nestabil, care se desintegrează imediat, emițând un proton. Nucleul rezidual, de număr atomic 8, este un izotop, de număr masic 17, al pleiadei oxigenului. (Se știe că elementul Oxigen există în natură sub forma unui amestec de 3 izotopi stabili, și anume:

$$O^{16} (99,76\%); O^{17} (0,04\%); O^{18} (0,20\%).$$

Succesul acestei prime transmutații artificiale a fost punctul de plecare pentru cercetări numeroase, extinse asupra tuturor elementelor ușoare din tabloul lui Mendeleev. Cu excepția C și O, toate elementele dela B_5 până la K_{19} au putut fi transmutate prin bombardament de particole alfa.

(1) (dela pag.102). Pentru studiul amănunțit al chestiunilor tratate în paragr.31-33, se recomandă: E.V.Spelschi, Atomnaia Fizica, cap.III ed.1949, Moscova-Leningrad. Mme P.Curie, Radioactivité, cap.XIII, 77, ed.1935 Paris. K.W.F.Kohlrausch, Radioaktivität (vol.IV din Handbuch der Experimentalphysik, cap.IV, paragr.11-13, ed.1928, Leipzig.-

Fenomenele de transmutație prin particole alfa au ridicat serioase dificultăți teoretice, care pot fi înlăturate numai dacă se adoptă punctul de vedere al Mecanicii ondulatorii. Aceasta prezintă totodată avantajul de a permite formularea unei teorii a desintegrării alfa, care nici ea nu poate fi interpretată în cadrul Mecanicii clasice.

Fără a prejudeca structura nucleului, să considerăm această particulă materială ca o sferă de rază $r_0 = 10^{-12}$ cm. (vezi sfârșitul paragr. 31). Dacă Z este numărul atomic al nucleului, sarcina sa pozitivă totală va fi Ze (u.e.s.). Să admitem, pentru simplitate, că întreaga această sarcină este concentrată în centrul nucleului, O (fig. 46). Se știe că o sarcină punctuală q creează la distanța r un

un potențial U , dat de:

$$U = -q \int_{\infty}^r \frac{dr}{r^2} = -\frac{q}{r}$$

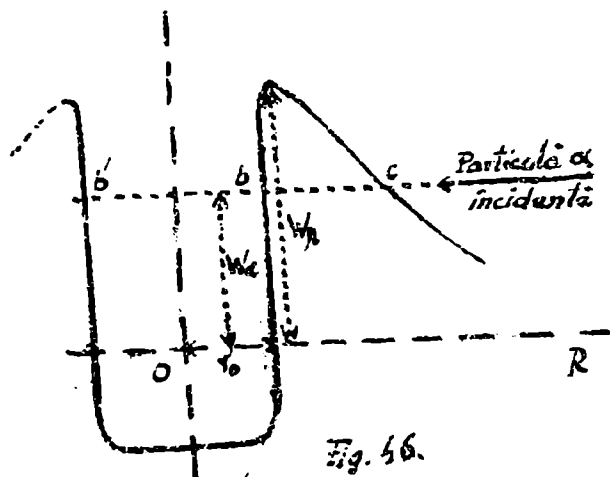


Fig. 46.

În cazul nostru, potențialul la distanța r_0 de centrul nucleului, adică la suprafața ce delimitează nucleul de mediul exterior, va fi:

$$U_0 = -\frac{Ze}{r_0} \quad (\text{IV}, 25)$$

Stabilitatea masei majorității a speciilor atomice naturale dovedește că în interiorul nucleelor, legea de interacțiune coulombiană nu este valabilă ci este înlocuită prin forțe atractive ce leagă între ele particolele constitutive ale nucleului, indiferent de semnul lor electric. Aceasta revine la a spune că potențialul câmpului coulombian, care are valoarea U_0 la distanța r_0 de centrul nucleului, scade vertical când pătrundem în nucleu, se anulează și își schimbă semnul (forța de respingere e înlocuită printr-o forță de atracție). Dimpotrivă, pentru distanțe dela centrul nucleului mai mari ca r_0 , potențialul coulombian scade liniar. Grafic, variația potențialului coulombian în funcție de distanța la centrul nucleului e reprezentată de fig. 46, din care se vede că interiorul nucleului constituie un așa zis "puț de potențial". O particulă pozitivă, de pildă o particulă alfa, care ar izbuti - datorită energiei sale cinetice - să învingă repulsia coulombiană, ar "cădea" în puțul de potențial, sub acțiunea forțelor atractive intranucleare. Dar acest lucru n'ar fi posibil decât dacă energia cinetică a particolei alfa

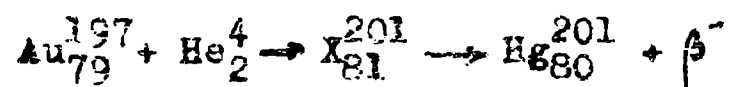
ar fi:

$$W_n = \frac{2Ze^2}{r_0} = 0,411 \cdot Z \text{ MeV.} \quad (\text{IV}, 26)$$

Invers, o particulă n'ar putea părăsi nucleul din care face parte decât dacă ar poseda o energie cinetică cel puțin egală cu W_n .

Aceasta este, în linii mari, imaginea pe care Mecanica clasică ne permite să ne-o facem despre fenomenul de transmutație prin bombardament de particule alfa. Ori, experiența a arătat că previziunile bazate pe teoria schițată mai sus nu corespund realității. Pentru a ne convinge, să luăm un exemplu concret.

În cazul Aurului, $Z=79$, bariera de potențial pe care acest nucleu o opune pătrunderii unei particule alfa are "înălțimea" $W_n=79 \cdot 0,411 \text{ MeV}$ adică aproximativ 32,4 MeV. Ori, nucleul de Au a putut fi transmutat prin razele alfa de RaC, C' , dintre care grupul cel mai rapid posedă o energie W_a care depășește cu foarte puțin 9 MeV. E limpede că în teoria clasică, reacția nucleară de care vorbim, și care se poate scrie:



nu ar fi posibilă.

Să considerăm acum problema inversă, a desintegrării prin particule alfa. În cazul RaC' , care emite particule de 9 MeV, bariera de potențial care se opune eșirei lor are valoarea $W_n=0,411 \cdot 84=34,5 \text{ MeV}$. Urmează că, după teoria clasică, desintegrarea radioactivă a RaC' nici nu ar fi posibilă ! Dacă se face un calcul analog pentru oricare din radioelementele heliogene, rezultatul e același: imposibilitatea desintegrării alfa, care totuși are loc.

Pentru a eși din impas, este necesar - așa cum am spus mai sus - să adoptăm punctul de vedere al Mecanicii ondulatorii. Elaborarea teoriei mecanic-ondulatorii a desintegrării alfa - și prin urmare și a transmutației prin particule alfa - se datorește în primul rând fizicianului rus Gamow, urmat de alții (Condon, Gurney, etc.)

În puțul de potențial pe care-l reprezintă nucleul, se află îngrămădite particulele materiale ce constituie acest nucleu, în particular helionii preformați, care singuri ne interesează aici. Aceste particule sunt înzestrate cu o oarecare energie cinetică

$W_\alpha = mv^2/2$, datorită căreia ele oscilează în interiorul puțului de potențial, reflectându-se alternativ, în puncte ca b și b' (fig. 46), de "pereții" puțului de potențial. v este viteza medie a particolei pe distanța $bb' = 2r_0$, așa că frecvența oscilației va fi

$$n = v/2r_0. \quad (IV, 26)$$

Vom asocia particolei alfa o undă staționară ψ . Fiecărei "ciocniri" a particolei, în b sau b' , îi corespunde o reflecție a undei asociate, pe bariera de potențial a nucleului.

Prin analogie cu ceea ce se petrece în Optică, vom considera însă că reflecția undei ψ nu este niciodată totală. Vom admite că o anumită fracțiune a undei asociate pătrunde prin bariera de potențial, ceea ce înseamnă că există o anumită probabilitate ca particola alfa să iasă din nucleu, trecând prin "tunelul" bc .

Această probabilitate λ trebuie evident să fie proporțională, pe de o parte cu frecvența oscilației particolei, n ; de altă parte cu ceea ce vom numi "transparența" P a barierei de potențial, la nivelul W_α corespunzător energiei cinetice a particolei. Precizăm că prin "transparență" a barierei de potențial, înțelegem probabilitatea pentru particulă de a parcurge distanța bc . Transparența va fi deci cu atât mai mare cu cât nivelul W_α e mai înalt în raport cu nivelul W_n . Vom pune deci $\lambda = n \cdot P$. Să remarcăm numai că λ măsoară probabilitatea de desintegrare a nucleului în unitatea de timp și se confundă deci cu constanta radioactivă a radioelementului respectiv.

Mai departe, se știe că lungimea de undă a undei asociate unei particole de masă m și de viteză v este dată de expresia h/mv (h , constanta lui Planck). Lungimea de undă a undei staționare asociată particolei alfa intranucleare trebuie să fie de ordinul diametrului nucleului, $2r_0$. Vom pune deci: $2r_0 = h/mv$, de unde:

$$v = \frac{h}{2mr_0}$$

Inlocuind pe v prin valoarea sa, în (IV, 26), căpătăm pentru n expresia:

$$n = \frac{h}{4\pi r_0^2} \quad (IV, 27)$$

Rămâne să evaluăm transparența P . Se demonstrează că probabilitatea prezenței corpusculului asociat undei ψ , într'un punct al spațiului de abscisă x , este dat de expresia $|\psi_x|^2$. Transparența

barierii de potențial va fi evident egală cu raportul dintre probabilitatea pentru particola alfa de a se găsi în c, la distanța r de centrul nucleului, și probabilitatea de a se găsi în b, la distanța r_0 . Vom scrie deci:

$$P = \frac{|\psi_r|^2}{|\psi_{r_0}|^2} \quad (\text{IV}, 28)$$

Ecuatia lui Schrödinger:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} (W - W')\psi = 0 \quad (\text{IV}, 29)$$

reducă la forma unidimensională pentru o undă plană care se propagă pe direcția OR (fig.46), se scrie:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} \left[W - \frac{2(Z-2)e^2}{x} \right] \psi = 0 \quad (\text{IV}, 30)$$

unde W este energia totală a unei staționare, iar $W' = 2(Z-2)e^2/x$ este energia potențială a particolei alfa, la o distanță x de nucleul de număr atomic (Z-2), care rezultă din desintegrarea alfa a nucleului de număr atomic Z.

Integralele ecuației (IV,30), pentru valorile r_0 și r ale lui x, se scriu:

$$\psi_r = \exp \left[-\frac{2\pi}{h} \int_{r_0}^r \sqrt{G(x)} dx \right] \quad (\text{IV}, 31)$$

$$\psi_{r_0} = \exp \left[-\frac{2\pi}{h} \int_{r_0}^{r_0} \sqrt{G(x)} dx \right] \quad (\text{IV}, 32)$$

unde $G(x) = 2m \left[-W + \frac{2(Z-2)e^2}{x} \right]$

Avem deci:

$$\frac{\psi_r}{\psi_{r_0}} = \exp \left[-\frac{2\pi}{h} \int_{r_0}^r \sqrt{G(x)} dx \right] \quad (\text{IV}, 33)$$

de unde rezultă

$$P = \exp \left[-\frac{16\pi^2 e^2}{h^2} \cdot \frac{Z-2}{v_0} (2y_0 - \sin 2y_0) \right] \quad (\text{IV}, 34)$$

în care:

$$\cos^2 y_0 = r_0 \frac{W}{2(Z-2)e^2}$$

și:

$$v_0 = \left(1 + \frac{m}{M} \right) v$$

unde m = masa particolei alfa; M=masa nucleului de recul (derivat prin desintegrare); v=viteza particolei în interiorul nucleului

heliogen; v_0 = viteza relativă a particolei alfa emise, în raport cu nucleul de recul.

Dezvoltând în serie expresia (IV,34), după puterile crescătoare ale lui $\cos^2 y_0$ și păstrând numai primii doi termeni ai seriei, vine:

$$(IV,35) \quad P = \exp. \left[- \frac{8\pi^2 e^2 (Z-2)}{h v_0} + \frac{16\pi e \sqrt{m}}{h} \sqrt{(Z-2)r_0} \right]$$

În definitiv, ținând seama că $\lambda = n \cdot P$, vom avea:

$$\ln \lambda = \ln \frac{h}{4\pi m r_0^2} - \frac{8\pi^2 e^2 (Z-2)}{h v_0} + \frac{16\pi e \sqrt{m}}{h} \sqrt{(Z-2)r_0} \quad (IV,36)$$

sau, trecând la logaritmi zecimali și ținând seama de valorile numerice cunoscute ale constantelor h, m, r_0 și e , ajungem la formula finală

$$\log \lambda = 20,46 - 1,19 \cdot 10^9 \frac{Z-2}{v_0} + 4,084 \cdot 10^6 \cdot \sqrt{(Z-2)r_0} \quad (IV,37)$$

Am obținut așa dar o relație în care constanta radioactivă a elementului heliogen este funcție de viteza de emisiune a particolei alfa, în sensul că λ este cu atât mai mare, cu cât v_0 (și prin urmare energia de emisiune) e mai mare.

Ne amintim însă (vezi paragr.30, cap.IV) că Geiger și Nuttall au stabilit relația empirică (IV,8): $\log R_0 = a + b \cdot \log \lambda$. Ținând seama și de relația empirică (IV,4), (Geiger, vezi paragr.26, cap.IV), $R_0 = a v_0^3$, e ușor de văzut că relația Geiger-Nuttall poate fi pusă sub forma:

$$\log \lambda = a' + b' \log v_0 \quad (IV,38)$$

Dacă comparăm formula empirică (IV,38) cu ecuația teoretică (IV,37) observăm că ele dau același sens pentru variația lui λ în funcție de v_0 . Dealtfel, ecuația teoretică poate fi pusă și sub forma:

$$\log \lambda = A + B \frac{Z-2}{v_0} \quad (IV,39)$$

cu $A = 20,46 + 4,084 \cdot 10^6 (Z-2)r_0$ și $B = 1,19 \cdot 10^9$

Ecuația (IV,39) poate fi considerată ca forma teoretică, mecanic - ondulatorie, a relației empirice a lui Geiger - Nuttall. Așa cum am mai spus, ea face să depindă constanta radioactivă a elemen-

telor heliogene de natura și de structura energetică a nucleului. Despre această structură - asupra căreia ne dă informații studiul spectrelor magnetice alfa, coroborat cu studiul radiației gamma a elementelor heliogene - vom vorbi la capitolul VI, "Radiația Gamma"

Exerciții și probleme

1. a) Într'un spectrograf magnetic alfa, grupul principal de raze alfa ale Poloniului (RaF) este deviat pe o traiectorie circulară de diametru 30 cm.

Să se exprime în Gauss valoarea inducției magnetice necesare în acest scop.

b) Dat fiind câmpul magnetic calculat mai sus, două grupuri alfa dau - prin focalizare semicirculară - linii separate între ele prin distanța de 1 cm. Care este diferența, în MeV, dintre energiile celor două grupuri ?

2. Să se demonstreze că într'o ciocnire elastică cu un proton, o particulă alfa pierde cel mult $(4/5)^2$ din energia sa cinetică.

3. Numărul particulelor alfa difuzate de o foaie subțire de metal greu, spre un receptor orientat sub 30° față de direcția de incidență a fascicolului primar - care cade perpendicular pe ecran - este N.

Câte particole va primi acelaș receptor, dacă dăm unghiului, succesiv, valorile 60° , 90° și 120° ?

ooo000ooo

CAPITOLUL V

Proprietățile radiației beta

35.-Natura radiației beta.- Am spus că denumirea de radiație beta a fost dată componentei radiației sărurilor de Ra îmbătrânite, pe care câmpul magnetic transversal o deviază în același sens ca și razele catodice. De aici concluzia că, întocmai ca razele catodice, razele beta transportă electricitate negativă.

O dovadă directă a faptului că radiația beta reprezintă un flux continuu de electricitate negativă, o constituie următoarea experiență simplă. Tubușorul de sticlă A (fig.47) conține sare

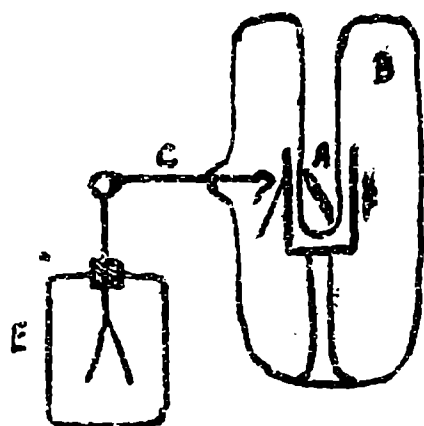


Fig. 47

de Ra îmbătrânită. Radiația beta pătrunde în interiorul vasului de sticlă B, în care s'a făcut un vid bun, și este culeasă în cilindrul Paraday F, pe fața exterioară a căruia e lipită o foaie de electroscoop. Cilindrul se încarcă treptat, foaia deviază de la poziția verticală, până când intră în contact cu electrodul C. Aceasta face parte din electroscoopul E, încărcat pozitiv. În momentul contactului, foaia cade înapoi la verticală și în același timp divergența electroscoopului E se micșorează. E limpede

că o parte a sarcinilor pozitive de pe electroscoopul E au fost neutralizate de sarcinile aduse de foaia cilindrului F. Aceste din urmă sarcini sunt deci negative.

Dacă conectăm la sol electrodul C, foaia cilindrului F va executa fără încetare o mișcare de dute-vino între poziția verticală și poziția de contact cu C. Rezultă de aici că radiația beta este un flux continuu de sarcini negative.

Vom preciza numai decât propoziția de mai sus, spunând că radiația beta este un flux de electroni negativi. Acest lucru a fost dovedit chiar de primele determinări ale sarcinii specifice a razelor beta emise de Uraniu. S'a folosit în acest scop metoda deviației în câmpuri - magnetic și electric - încrucișate, de care am mai vorbit (Cap.IV, paragr.22). S'a găsit că sarcina specifică este de ordinul 10^7 u.e.m.g⁻¹, întocmai ca pentru electronii razelor catodice.

Cât privește viteza acestor particole beta de U, s'a găsit ordinul de mărime $10^{10} \text{ cm. sec}^{-1}$.

N'au întârziat însă a fi cunoscute radiații beta mult mai energice, deci mult mai rapide, decât razele catodice obișnuite. De pildă, electronii beta emiși de corpurile RaC, C'' ; AcC, C'' ; ThC, C'' , au viteze până la $2,997 \cdot 10^{10} \text{ cm. sec}^{-1}$, adică foarte apropiate de viteza luminii în vid.

36.- Variația masei electronului în funcție de viteză.

Verificarea relației lui Lorentz-Einstein. - Faptul că vitezele de emisiune ale particolelor beta variază - după natura elementului emițător - între $10^{10} \text{ cm. sec}^{-1}$ și $3 \cdot 10^{10} \text{ cm. sec}^{-1}$, apropiindu-se foarte mult de viteza c a luminii în vid, a făcut posibilă verificarea experimentală a ecuației lui H.A. Lorentz-A. Einstein, cu privire la variația masei în funcție de viteză.

Vom aminti că teoria Relativității restrânse postulează că masa unui corp este proporțională cu energia lui totală. Dacă m_0 este masa unui electron în repaos, energia lui totală se reduce la energia internă E_0 :

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (V,1)$$

Dacă electronul este în mișcare cu o viteză $v = \beta c$, masa lui, conform ecuației Lorentz-Einstein, este:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (V,2)$$

și energia lui totală E este egală cu :

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (V,3)$$

Energia lui cinetică va fi deci:

$$E_c = E - E_0 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \quad (V,4)$$

Este ușor de văzut că pentru valori mici ale lui β , adică pentru vitezele realizate de sistemele mecanice macroscopice pământestii, expresia (V,4) a energiei cinetice relativiste se reduce la expresia dată de Mecanica clasică, $E_c = m_0 v^2 / 2$. (1)

(1) Punând $1/\sqrt{1 - \beta^2}$ sub forma $(1 - \beta^2)^{-1/2}$, dezvoltând în serie și neglijând puterile lui β mai mari ca 2, paranteza din (V,4) devine egală cu $\beta^2/2$. Vom avea deci: $E_c = m_0 c^2 \beta^2 / 2 = m_0 v^2 / 2$.

Să considerăm de altă parte o catodă metalică încălzită. Ea emite electroni (efect termionic), care părăsesc suprafața catodei cu o energie cinetică foarte mică (de ordinul agitației termice). Înseamnă că energia cinetică a razelor catodice este esențialmente datorită travaliului forțelor electrice ale câmpului accelerator. Dacă notăm V diferența de potențial pentru care electronul capătă viteza v , energia cinetică E_c a electronului va fi egală cu travaliul forțelor electrice, adică $e \cdot V$, unde e e sarcina electronului. Vom spune că $E_c = 1$ electronvolt (eV) dacă electronul a fost accelerat pe o cădere de potențial de 1 volt. Exprimând pe e și V în unități electrostatice absolute, vine:

$$\begin{cases} 1 \text{ eV} = 4,8021 \cdot 10^{-10} \times \frac{1}{300} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ ergi} \\ 1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ ergi} \\ 1 \text{ erg} = 6,24 \cdot 10^5 \text{ MeV.} \end{cases} \quad (V,5)$$

Să ne întoarcem acum la problema verificării experimentale a ecuației (V,2). Primele lucrări în această ordine de idei se datoresc lui W.Kaufmann (1901-1906), care utilizează metoda deviației simultane într'un câmp electric și magnetic, dispuse în așa fel ca deviațiile respective să fie normale una pe alta. Sursa radiantă S era un mic grăunte de sare de Ra , închis într'o capsulă, ai cărei pereți absorbeau complet razele alfa, lăsând să treacă radiația beta. Întregul dispozitiv era așezat în vid, pentru a se reduce la minimum încetinirea și dispersia razelor. Acestea cădeau pe o

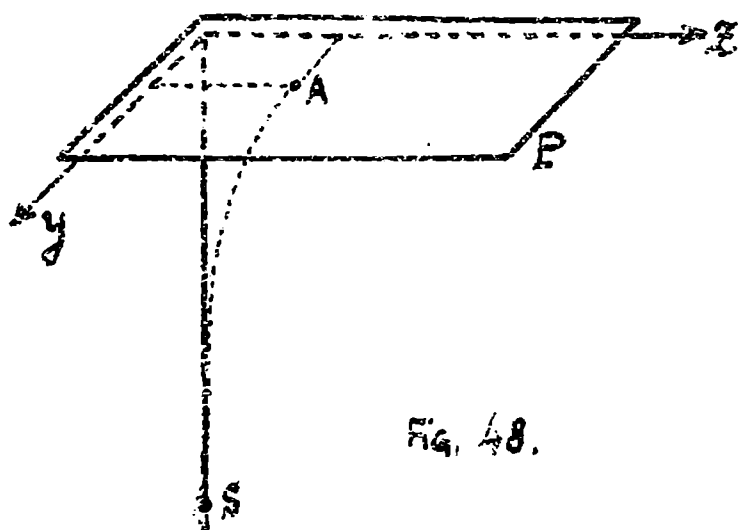


Fig. 48.

placă fotografică (fig.48), perpendiculară pe planele celor două deviații simultane. În aceste condiții, fiecărei valori a vitezei v îi corespunde o anumită valoare a sarcinii specifice e/m și deci un anumit punct, (ca de ex.A), pe placa fotografică. Ansamblul de puncte obținute în acest mod constituie o curbă continuă, raportată la deviația magnetică x și la deviația electrică y . Relația

dintre x și y , dedusă din această curbă experimentală, arată că sarcina specifică scade cu creșterea vitezei.

Intrucât nu există nici un motiv de a presupune că sarcina electronului nu ar fi constantă, suntem conduși la concluzia că

masa m a electronului crește cu viteza.

Lucrări ulterioare (A.H. Bucherer, 1907-1909; G. Neumann și G. Schäfer, 1913-1914) au arătat, mai precis, că masa electronului variază în funcție de viteză conform ecuației (V,2).

Determinarea sarcinei specifice la electroni lenți a permis calcularea sarcinei specifice electronice la $v=0$. Valoarea socotită actualmente cea mai precisă pentru această constantă este:

$$\frac{e}{m_0} = (1,7592 \pm 0,0005) \cdot 10^7 \text{ u.e.m.g}^{-1}$$

De aci rezultă:

$$m_0 = 9,1066 \pm 0,0032 \cdot 10^{-28} \text{ g}$$

În raport cu $O^{16} = 16,000$, masa atomică a electronului rezultă egală cu $5,486 \cdot 10^{-4}$. (1)

În urma descoperirii pozitronului, în 1932, s'a ridicat în mod firesc întrebarea dacă sarcina specifică a electronului pozitiv este exact identică cu aceea a negatronului. Pentru rezolvarea acestei probleme a fost folosită radiația izotopului radioactiv de sinteză Cu_{29}^{64} a cărui perioadă de înjumătățire este $T=12,88 \text{ h}$, și care emite simultan electroni negativi (31%) și pozitivi (15%). S'a dovedit că e/m_0 are aceeași valoare pentru ambele feluri de particule, cu o precizie mai mare ca 2%.

37.-Spectrele magnetice de raze beta. În vreme ce radiația elementelor heliogene este constituită - precum am văzut - din unul sau mai multe grupuri izocinetice, radiația elementelor negatogene prezintă o distribuție continuă de viteze (deci de energii), între o limită inferioară apropiată de zero și greu de precizat, și o limită superioară bine definită, caracteristică pentru elementul considerat. Cu alte cuvinte, în vreme ce spectrele alfa sunt spectre de linii, spectrele beta constituie un fond continuu; dar așa cum diferitele linii ale spectrelor alfa au intensități diferite, tot așa există o anumită distribuție de energie în spectrele continui beta, caracteristică pentru spectrul

(1) Dacă se consideră electronul ca o sferă de rază r , încărcată cu sarcina e , și dacă se admite că energia totală a electronului se confundă cu energia sa electrostatică, putem scrie:

$$E = m_0 c^2 = \frac{e^2}{r}$$

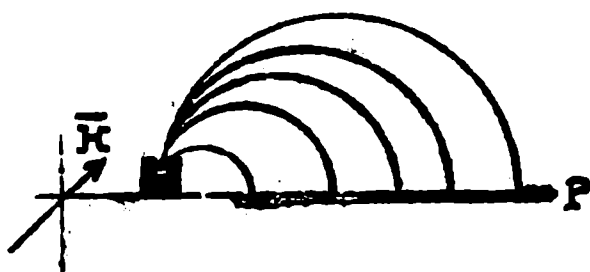
de unde

$$r = \frac{e^2}{m_0 c^2} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{9,1066 \cdot 10^{-28} \cdot 9 \cdot 10^{20}} = 2,81 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

studiat.

Primul spectru beta a fost obținut de H. Becquerel încă în 1900. O capsulă de Pb cu pereți groși, prevăzută cu o fantă liniară în capac, conținea un grăunte de sare de Ra îmbătrânită. Capsula era așezată la unul din capetele unei plăci fotografice, învelită în hârtie neagră. Totul era închis într-o cutie metalică, plasată între piesele polare ale unui electromagnet. Razele beta, canalizate după normala la planul plăcii fotografice P, sunt deviate după traectorii circulare și vin să cadă pe placă, (fig. 49).

Fig. 49.



Dacă radiația ar fi monoenergetică, s'ar obține pe placă imaginea fantei care canalizează fascicolul. În fapt se obține un fond continuu, așa cum am arătat mai sus.

Din relația cunoscută (IV,1):

$mv/e = rH$, rezultă că pentru o valoare determinată a câmpului magnetic

H, raza de curbură r a traectoriei particulelor beta este proporțională cu viteza v. (Aceasta revine la a spune că deviația este invers proporțională cu viteza). Urmează că extremitatea spectrului, cea mai apropiată de sursă, corespunde particulelor beta cele mai lente, și invers.

Dacă în ecuația (IV,1) înlocuim pe m prin expresia sa relativistă (V,1) și pe v prin βc , căpătăm:

$$rH = \frac{m_0 c}{e} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

E ușor de verificat că constanta $m_0 c/e = 1702$ unități absolute. Introducând această valoare și efectuând calculele, găsim pentru β următoarea expresie:

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2,8968 \cdot 10^6}{(rH)^2}}} \quad (V,6)$$

Expresia (V,6) este formula de lucru pentru calculul lui β din datele experimentale imediate, (H și r). Energia cinetică corespunzătoare unei valori date a lui β se calculează prin formula (V,4) în care $m_0 c^2$ ia valoarea $8,13 \cdot 10^{-7}$ ergi sau 511 keV, după cum voim să exprimăm energia cinetică în ergi sau eV.

Distribuția energiei între particulele ce constituie radiația beta a unei surse radioactive poate fi studiată prin metoda traectoriilor de ceață. Camera Wilson e prevăzută cu o fereastră de admisiune a particulelor beta; un câmp magnetic transversal intens încovoae traectoriile.- Fig.50 prezintă câteva asemenea traectorii.

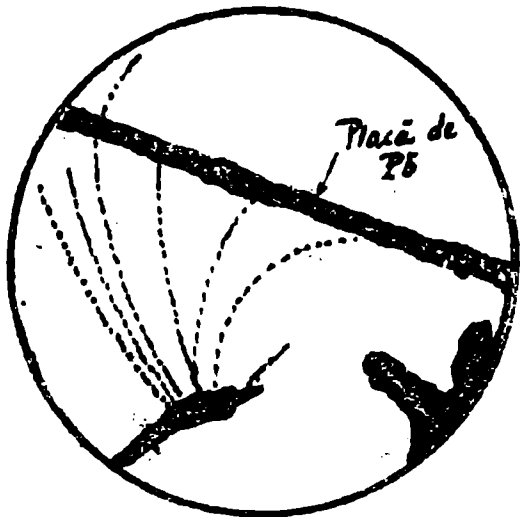


Fig. 50.

Cunoscută fiind valoarea H a câmpului, măsurarea razelor de curbură r permite calcularea energiilor particulelor beta individuale. Cercetarea unui număr de traectorii suficient de mare permite stabilirea unei statistici, care se traduce printr'un grafic de felul celui din fig.51. În ordonată sunt trecute numerele de particule observate în intervale succesive egale ale produsului rH .

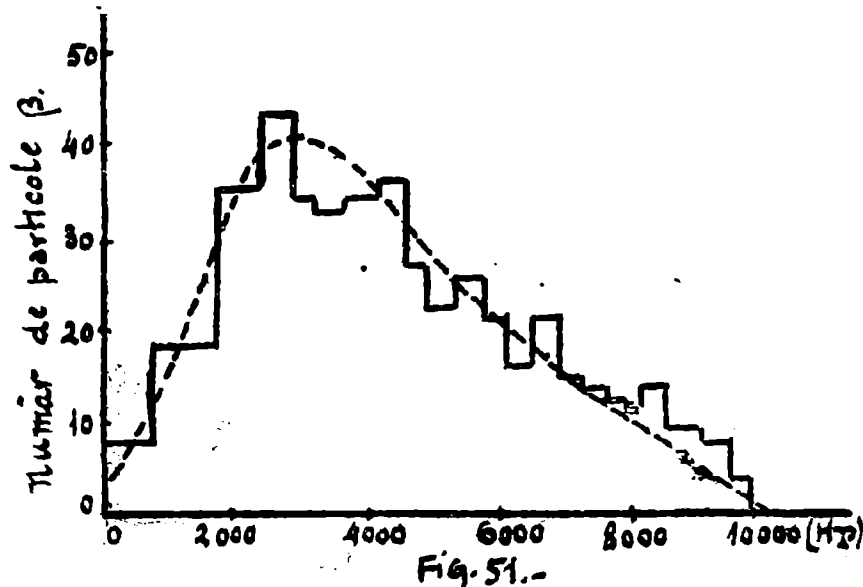


Fig. 51.-

curbă continuă, a cărei formă generală este aceea a unei curbe de probabilitate. Ordonata inițială corespunde unui număr mic de particule de impuls nul. Curba trece printr'un domeniu de probabilitate maximă a energiei de emisiune și intersecțiază axa absciselor într'un punct care definește limita superioară a energiei

de emisiune.

Curbele de distribuție obținute în camera Wilson sunt falsificate în oarecare măsură din cauza încetinirii particulelor beta în gazul camerei. Din această pricină, se observă o proporție de particule de energie mică, superioară celei ce corespunde realității. Erorile pot fi corectate în mare măsură prin folosirea unei camere umplute cu hidrogen. Dar rezultatele cele mai exacte se obțin cu ajutorul spectrografelor de raze beta, de care ne vom ocupa în paragraful următor.

38.-Spectrografe beta.-Prima spectrograf utilizat pentru studiul spectrelor magnetice de raze beta a fost aparatura concepută și construită de H.Becquerel pentru cercetarea deviației razelor alfa. Fig.52 reprezintă schema dispozitivului. El con-

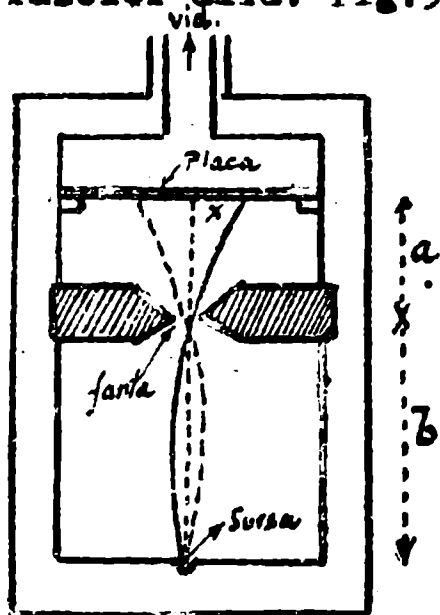


Fig.52.

astă dintr'o cutie plată de Al, în care se face un vid bun (ca.0,001 mm Hg) cu scopul de a se înlătura fenomenele de încetinire și difuzie a radiației. Sursa de radiație (un fir metalic activat) e așezată în șanțul din fundul cutiei. O fantă lineară într'un ecran de Pb lasă să treacă un fascicol subțire de raze. În lipsa câmpului magnetic, fascicolul se propagă rectiliniu și

produce pe placa fotografică P o dungă neagră centrală. Într'un câmp magnetic transversal, particulele beta desoriu arce de cerc și cad pe placă în puncte ca A, la o distanță x de dunga centrală cu atât mai mare, cu cât raza de curbura r a cercului descris este mai mică, deci cu cât viteza (energia) particulei este mai mică. Considerații geometrice simple dau:

$$r = \sqrt{\left(\frac{x^2 + ab + a^2}{2x}\right)^2 + \frac{b^2}{4}} \quad (V,7)$$

Semnificația literelor a și b se vede din figură. Dacă x este mic față de celelalte mărimi din formula de mai sus, aceasta se reduce prin aproximație la:

$$r = \frac{ab + a^2}{2x} \quad (V,7 \text{ bis})$$

Dimensiunile dispozitivului fiind mici (b=2-8 cm; a=1-3 cm), crearea unui câmp magnetic omogen nu prezintă dificultăți deosebite. O intensitate de câteva zeci de oersted e suficientă pentru a obține rezultate concludente.



Fig. 53.

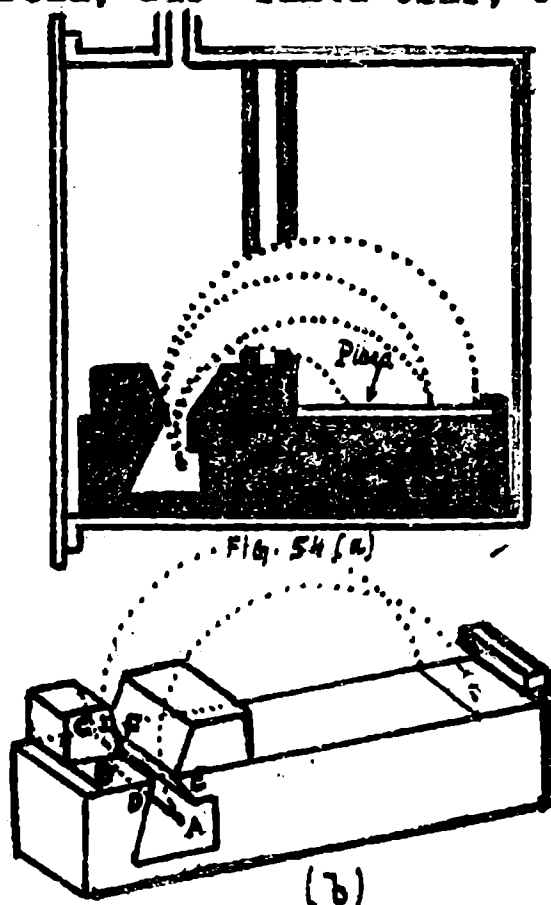
O perfecționare adusă de D.K.Iovanovici (1925) prin profilarea specială a ecranului-fantă (fig.53) permite absorbirea celei mai

mari părți a radiației gamma ce însoțește de obicei radiația beta și care - în construcția primitivă a aparatului - producea un spectru parasit în regiunea centrală a clișeului, corespunzătoare particulelor beta de mare energie.

Trebue spus dealtfel că spectrograful Becquerel nu mai prezintă decât un interes istoric.

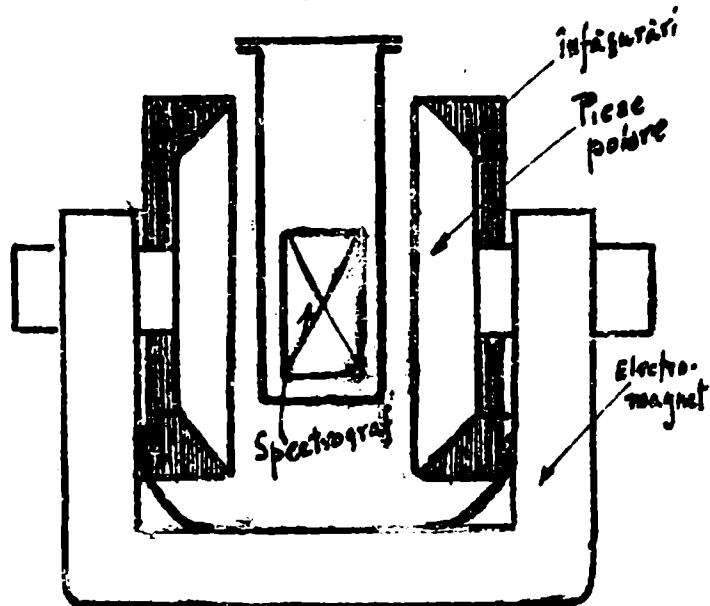
Dimpotrivă, este și astăzi folosit în mod curent spectrograful cu focalizare semi-circulară, elaborat de J.Danyas (1912-1913) și perfecționat de H.Robinson și E.Rutherford (1913). Fig. 54 prezintă schema de ansamblu (a) și un detaliu (b) al aparatului.

Intr-o cutie metalică plată (32x32x6,5 cm), prevăzută cu dispozitiv pentru facerea vidului, se află un bloc de plumb, cu dimensiunile 30x7x4 cm (fig.54,b). În partea stângă, blocul are o excavație prismatică de secțiune triunghiulară, în interiorul căreia, sub fanta CDEF, e dispusă sursa radiantă liniară, AE.



Suprafața internă laterală a excavației e căptușită cu Al, iar fundul e acoperit cu un strat de grafit. Fanta CDEF este intervalul dintre muchiile ascuțite a două blocuri de Pb acoperite cu Al. Blocul din stânga e mobil, astfel că lățimea fantei este reglabilă (de obicei 0,5-0,6 cm). Placa fotografică e așezată cu gelatina sensibilă în jos, pe partea dreaptă a blocului, căptușită de asemenea cu Al. Astfel, stratul fotosensibil e în același plan cu fanta. Acoperirea suprafețelor de Pb cu substanțe de greutate atomică redusă (C, Al) are

de scop micșorarea la minimum a emisiunii de electroni secundari.



Cutia spectrografului, în care se face un vid cât mai bun, se află așezată între piesele polare ale unui electromagnet puternic (fig. 55) astfel ca întreaga cutie să se găsească în regiunea omogenă a câmpului transversal.

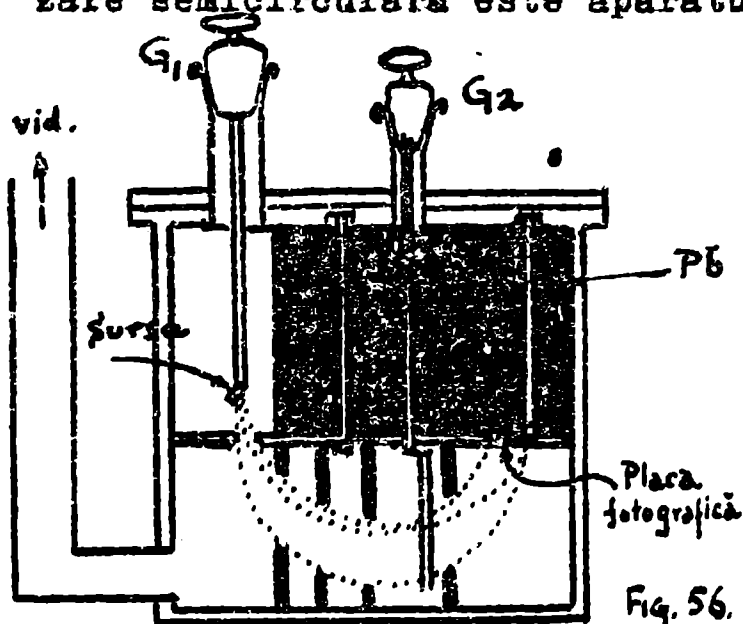
Particulele beta emise cu aceeași viteză descriu circumferințe de același diametru. Dacă fanta nu e prea largă, toți elec-

Fig. 55.

tronii de aceeași energie vor cădea pe placă la distanțe sensibil egale, chiar dacă unghiurile sub care ei sunt emiși de sursă diferă între limitele definite de lățimea fantei. Are loc, cu alte cuvinte, focalizarea semi-circulară a electronilor izocinetici, în așa fel că electronii emiși cu energii diferite cad pe placă în puncte de abscise diferite.

Nu putem intra aci în discuția amănunțită a condițiilor unei cât mai bune focalizări și în discuția erorilor posibile. În afară de condiția ca fanta și placa fotografică să fie în același plan, vom spune numai că sursa trebuie să fie cât mai fină (de lățime cât mai mică), că trebuie să fie așezată la o anumită distanță sub fantă și nesimetric în raport cu mediana acesteia. Vom adăuga că ținând seama de lățimea sursei și de unghiul sub care sunt emiși electronii, se poate calcula lățimea imaginii fantei pe care o dă un fascicol izocinetic, adică abaterea dela focalizarea ideală, în funcție de energia particulelor.

Un alt model, des folosit, de spectrograf beta cu focalizare semicirculară este aparatul lui Curtiss (1926), fig. 56.



Cutia plată care conține dispozitivul este de alamă. Capacul suportă un bloc masiv de plumb, prevăzut la partea inferioară cu un sistem de patru ecrane canalizatoare. Ele sunt prevăzute cu deschideri circulare astfel dimensionate încât să nu parvină la placa fotografică decât electronii care se mișcă pe cercuri de raze cuprinse

între 5 și 7,5 cm. Dopul rodat G_1 poartă o vergea de Al pe care e fixată sursa radiantă S. Dopul rodat G_2 , la care e fixată o a doua vergea - care străbate prin blocul de Pb - permite prin rotire de 90° să se așeze în calea electronilor un ecran absorbant de Pb. Întregul dispozitiv e așezat în regiunea omogenă a câmpului unui electromagnet cu piese polare de 24 cm $\varnothing$; miezul de fier are o permeabilitate magnetică ridicată (fier Permalloy sau Armko); bobinele sunt constituite din 2500 spire, bobinate în 25 straturi izolate între ele; rezistența totală a înfășurării

rilor este 8,25 ohmi. Câmpul obținut este absolut omogen pe o rază de 8 cm dela centru și este proporțional cu intensitatea curentului de excitație (H Gauss = 1,22.i Amp).

Unele variante ale spectrografului Curtiss utilizează ca organ de înregistrare a radiației, în locul plăcii fotografice, un cilindru Faraday conectat la un electrometru. Se măsoară în acest fel curentul de sarcină transportat de electronii focalizați în fanta de intrare a cilindrului, adică electroni care se mișcă pe cercuri de raze invariabile, cuprinse între limite apropiate, determinate de geometria dispozitivului. Pentru a culege succesiv în cilindru, electronii de diferite viteze medii, se variază în mod continuu valoarea câmpului H , deci intensitatea curentului de excitație a electromagnetului. Curentul de sarcină măsurat de electrometru este evident proporțional cu numărul electronilor culeși.

În alte variante, mai moderne, cilindrul Faraday este înlocuit printr'un contor G.-M., care numără direct electronii, în regiunile spectrului beta pe care le facem să defileze prin variația câmpului H .

Tehnica construcției și metodică spectrografelor magnetice au fost considerabil perfecționate în ultimii ani, de fizicienii sovietici.

Astfel, frații Alichanian-Alichanov - premiu Stalin 1947 pentru cercetări în domeniul radiației cosmice - au construit un aparat al cărui canal definitoriu limitează la $4-5^{\circ}$ unghiul de divergență al fascicolului beta, acest unghi fiind limita superioară admisibilă pentru o focalizare semi-circulară riguroasă. Ei au utilizat pentru prima dată, ca organ de înregistrare, un sistem de 2 contori G.-M. montați în coincidență.

Colectivul lui G.D.Latâșev, dela Institutul de Fizică-Tehnic din Leningrad, a elaborat teoria completă și riguroasă a spectrografelor cu câmp transversal, definind puterea de separație a instrumentului întocmai ca și la spectrorafele optice. Latâșev - premiu Stalin 1948 - a arătat cum trebuie calculat și construit canalul definitoriu prin care se mișcă electronii, pentru a se elimina erorile provenite din lățimea finită a sursei radiante, din difuzia electronilor, din emisia de electroni secundari de pe pereții aparatului, din imperfecția focalizării, etc. Eliminarea tuturor acestor cauze de erori permite să se obțină spectre

magnetice de mare precizie.

De altă parte, la Institutul de Fizică Tehnică din Kiev, colectivul condus de B.S.Djelepov, și în special M.Korsunski, a construit spectrografe beta cu câmpuri omogene transversale multiple, prin care electronii trecând succesiv suferă o focalizare aproape perfectă, deși unghiul de divergență sub care sunt emiși este de 180° . Astfel, în vreme ce în spectrografele cu câmp omogen transversal unic, condiția unei focalizări semi-circulare bune este ca unghiul de divergență să nu depășească câteva grade, în spectrograful Korsunski pot fi utilizați toți electronii emiși de sursă sub unghiul 180° , ceea ce mărește de câteva zeci de ori "luminozitatea" aparatului. În felul acesta a devenit posibilă obținerea spectrelor beta ale corpurilor cu activitate slabă, cum sunt de pildă unele radicelemente de sinteză, sau ale unor cantități foarte mici de corpuri emițătoare de electroni negativi sau pozitivi.

M.Korsunski și colaboratorii săi au construit deasemenea un spectrograf cu câmp transversal neomogen, caracterizat printr-o mare putere de focalizare. În fine, școala lui Latășev a elaborat o metodă foarte precisă pentru măsurarea intensității câmpurilor magnetice, precum și o metodă pentru menținerea riguros constantă a câmpului în tot timpul funcționării aparaturii, adică timp de zeci de ore, cu o aproximație de 0,1%. (1)

Principial diferită de spectrografele magnetice cu câmp transversal este metoda propusă de academicianul sovietic P.L.Kapitza, și care consistă în focalizarea electronilor izocinetici cu ajutorul unei "lentile electronice", adică a unui câmp magnetic longitudinal. Acest tip de spectrograf beta cu lentilă electronică a fost folosit de diverși autori (H.Busch, 1922-1926; R.A.Tricker, 1924) și mai ales de școala fizicianului suedez Kai Siegbahn, în ultimul deceniu.

Fig.57 reprezintă schema unui spectrograf beta cu lentilă electronică. O sursă radioactivă S de dimensiuni cât mai mici, se

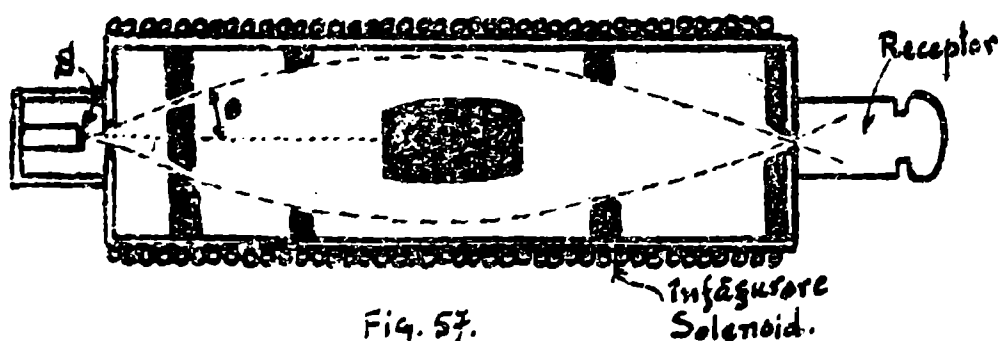


Fig. 57.

află așezată în axul unui cilindru metalic, la unul din capete. La capătul opus se găsește un organ receptor (ai-

(1) Amănunte tehnice cu privire la aceste realizări se găsesc în *analele Româno-Sovietice*, anii 1949-1950, și în *Gazeta Matematică și Fizică* Nr. 8/1950.

lindru Faraday sau, mai bine, contor G.M.). Tubul este vidat și e înconjurat cu un conductor înfășurat în formă de solenoid. Intre sursă și detector există o serie de ecrane de plumb, care delimitează unghiul θ sub care electronii emiși de sursă pot pătrunde și circula în cilindru, dela stânga spre dreapta. De altă parte, blocul de plumb B împiedecă intrarea în detector a electronilor emiși axial.

Dacă un curent I circulă în solenoid, el creează în cilindru un câmp magnetic longitudinal aproape uniform:

$$H \text{ (Gauss)} = 0,4 nI$$

unde n este numărul de spire pe cm și I este exprimat în amperi.

Fie v viteza cu care este emis electronul beta, sub unghiul θ față de direcția liniilor de forță ale câmpului. Vectorul $\vec{v}$ poate fi descompus în două componente; una din ele este longitudinală și are valoarea $v \cdot \cos\theta$; cea de a doua este transversală și are valoarea $v \cdot \sin\theta$.

Componenta longitudinală $v \cdot \cos\theta$ imprimă electronului o mișcare de translație uniformă, pe direcția lungimii cilindrului. Componenta transversală $v \cdot \sin\theta$, fiind normală la câmpul magnetic H , electronul va fi supus unei forțe $Hev \cdot \sin\theta$, datorită căreia electronul descrie uniform o traectorie circulară, de rază R , astfel că

$$\frac{mv^2 \sin^2\theta}{R} = Hev \cdot \sin\theta$$

de unde

$$R = \frac{m}{e} \cdot \frac{v \cdot \sin\theta}{H} \quad (V,8)$$

Rezultanta celor două mișcări componente va fi o mișcare în spirală, tangentă la axa de simetrie a cilindrului. Mărimile m/e , θ și H fiind date, raza R depinde numai de v . Pentru o anumită valoare a lui v , electronul va descrie în acelaș timp un cerc complet și va parcurge lungimea L a cilindrului, dela sursă la detector. Durata unei revoluții complete, în care electronul parcurge cercul $2\pi R$ cu viteza $v \cdot \sin\theta$, este evident $2\pi R / v \cdot \sin\theta$. Durata translației pe distanța L cu viteza $v \cdot \cos\theta$ este $L / v \cdot \cos\theta$. Condiția deci pentru ca un electron plecat din S să revină tangent la axul

cilindrului exact pe detector, este dată de expresia:

$$\frac{2\pi R}{v \cdot \sin\theta} = \frac{L}{v \cdot \cos\theta} \quad \text{adică} \quad \operatorname{ctg} \theta = \frac{L}{2\pi R} \quad (V,9)$$

Inlocuind pe R prin valoarea sa din (V,8) se obține expresia

$$mv = \frac{e \cdot L}{2\pi \cos\theta} H \quad (V,10)$$

Urmează că vor fi primiți în detector numai electronii care fiind emiși pe suprafața unui con de deschidere 2θ determinat de geometria aparatului - posedă un impuls mv definit de relația (V,10). Cu alte cuvinte, făcând să varieze H în mod continuu, avem posibilitatea de a face să defileze succesiv un detector întreg spectrul de viteză al radiației beta studiate. Dacă în fine ținem seama de valoarea lui H în funcție de I căpătăm

$$mv = \frac{0,4\sqrt{n \cdot e \cdot L}}{2\pi \cos\theta} I = 0,2 \frac{n \cdot e \cdot L}{\cos\theta} I = A \cdot I \quad (V,11)$$

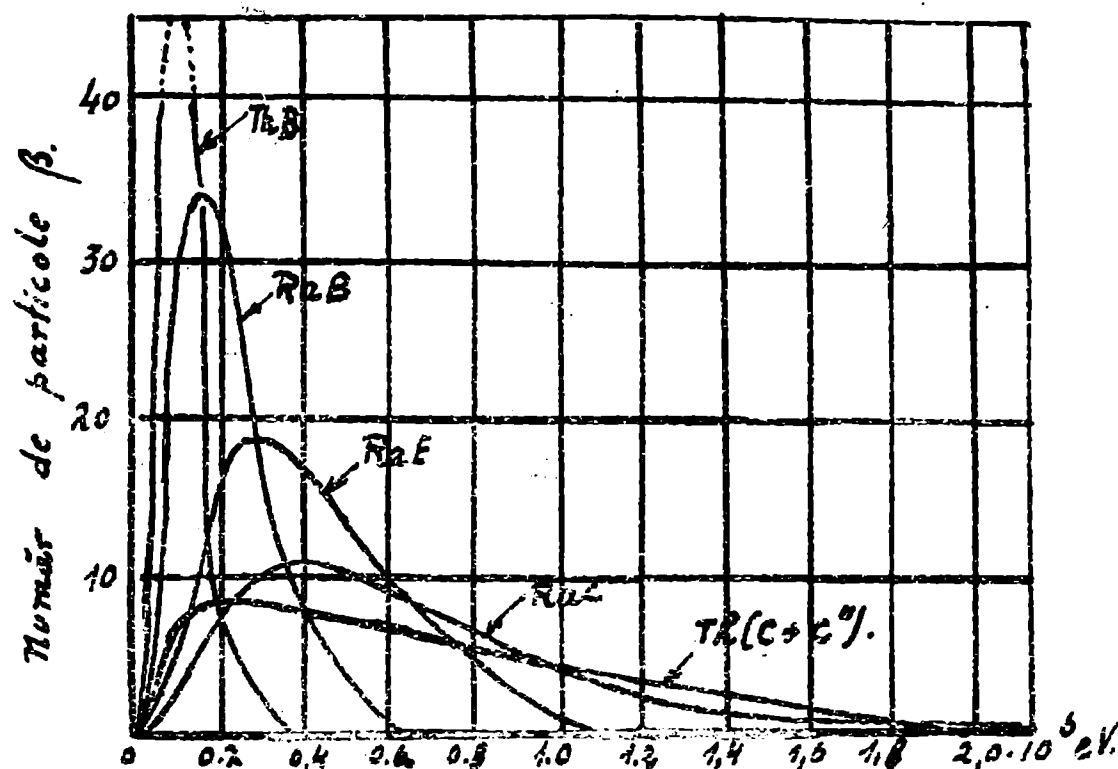
relație care spune că impulsul electronilor admiși în detector variază linear cu intensitatea I a curentului de excitație a câmpului solenoidului, $A=0,2n \cdot e \cdot L/\cos\theta$ fiind „constantă” aparatului.

Operând cu electroni de viteze (impulsuri) cunoscute, determinăm experimental intensitatea I necesară pentru a detecta acești electroni. Cu alte cuvinte, putem etalona instrumentul pentru toate energiile beta.

Pentru a termina cu această trecere în revistă a principalelor sisteme de spectrografe beta, vom menționa aparatul cu focalizare electrostatică descris de A.L.Hughes și V.Rojanski, în 1925 (Phys. Rev.34,284) și utilizat cu succes de J.Backus (Phys.Rev.68,59 - 1945). Aci, focalizarea electronilor izocinetici este obținută cu ajutorul unui câmp electrostatic radial, stabilit între două electrode concentrice. Pentru amănunte, trimitem la textele citate mai sus.

39.-Rezultatele studiului spectrelor beta.- Precum am spus mai sus (paragr.37), radiația corpurilor negatogene dă spectre magnetice continui, cu o distribuție de viteze (energii) caracteristică pentru emisiunea corpului studiat. Fig.58 (pag.123) reprezintă curbe de distribuție a energiei în spectrele beta ale elementelor ThB, RaB, RaE, RaC. În ordonată figurează numărul de particole (în unități arbitrare); în abscisă figurează energia

exprimată în 10^6 eV). Fiecare curbă e caracterizată printr'un



maximum, corespunzător energiei celei mai probabile, și printr'o limită superioară a energiei. Iată, după determinările cele mai recente limite superioare ale energiei spectrelor continuu beta, pentru principalele

radioelemente negatogene naturale.

Limite superioare de energie ale câtorva spectre beta continuu

Elementul	Energie max.MeV	Elementul	Energie max.MeV
Pb ²¹⁴ ₈₂ (RaB)	0,65	Th ²³¹ ₉₀ (UY)	0,210
Bi ²¹⁴ ₈₃ (RaC)	3,173	Ac ²²⁷ ₈₉ (Ac)	0,01
Tl ²¹⁰ ₈₁ (RaC ⁿ)	1,8	Tl ²⁰⁷ ₈₁ (AcC ⁿ)	1,47
Pb ²¹⁰ ₈₂ (RaD)	0,0255	Ra ²²⁸ ₈₈ (MsTh ₁)	0,053
Bi ²¹⁰ ₈₃ (RaE)	1,16	Ac ²²⁸ ₈₉ (MsTh ₂)	1,55
Bi ²¹² ₈₃ (ThC)	2,24	Tl ²⁰⁸ ₈₁ (ThC ⁿ)	1,82

Este timpul să spunem că spectrele magnetice beta nu sunt atât de simple cât s'ar părea din expunerea de până acum. În adevăr, în foarte multe cazuri, peste fondul distribuției continue a energiei beta între zero și limita maximă mai sus arătată, se suprapune un spectru de linii, care desvăluie existența - în emisiunea cercetată - a unui număr corespunzător de grupuri de electroni izocinetici, de energii discrete. Așa de pildă, după L. Meitner (1925), spectrul discontinuu al radiației RaB comportă

circa 30 linii, de energii cuprinse între 0,0372 și 0,394 MeV. Dintre aceste linii, cele mai intense au următoarele energii:

0,153; 0,207; 0,264; 0,338 MeV

După J.d'Espine (1925) spectrul discontinuu beta al RaC e format din 66 linii, suprapuse pe fondul continuu și cuprinse între 0,0418 și 2,74 MeV. Din acestea, sunt deosebit de intense liniile:

0,518; 0,596; 1,33 MeV

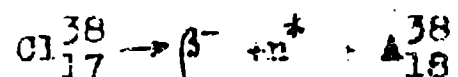
În afară de acest spectru "normal", există și o regiune de linii de foarte mare energie (4 - 7,67 MeV), dar de foarte mică intensitate. Complexitatea deosebită a spectrului magnetic beta al RaC se datorește faptului că acest element suferă o desintegrare "bifurcată": din 100 nuclee, 99,96% emit particole beta, 0,04% emit particole alfa. Aceste procese de desintegrare sunt însoțite de o bogată emisiune de raze gamma de frecvențe, deci energii, diferite. Prin conversiunea internă a acestor radiații gamma nucleare, sunt expulzați din învelișul atomic electronii, care dau naștere spectrului beta discontinuu (de linii). Cu alte cuvinte: grupurile izoenergetice care dau naștere spectrului beta discontinuu nu provin din nucleu, ci de pe orbitele electronice ale atomilor. Electronii beta nucleari, deci razele beta propriu-zise, dau naștere spectrului continuu, adică sunt emise din nuclee cu un impuls ce variază în mod continuu, dela zero până la valoarea maximă corespunzătoare limitei superioare a spectrului continuu.

40.-Neutrino-ul. Recunoașterea faptului că o specie nucleară negatogenă poate emite particola beta nu cu o energie bine definită, ci cu energii variabile, cuprinse între zero și un maximum, a ridicat serioase dificultăți teoretice. În adevăr, dacă în conformitate cu întreaga comportare a nucleelor atomice, admitem că ele posedă o structură energetică discontinuă (nivele de energie bine definite), repartiția continuă a energiilor de emisiune beta apare incompatibilă cu modelul nuclear quantizat. Pentru înlăturarea acestei dificultăți există două posibilități: una din ele consistă în a abandona principiul conservării energiei, ca nevalabil în domeniul fenomenelor nucleare. Este propunerea pe care a făcut-o Niels Bohr, încă din 1924. Este însă limpede că renunțarea la principiul conservării energiei nu poate fi parțială: acest principiu este sau pretutindeni valabil, sau pretutindeni nevalabil.

Dar nevalabilitatea principiului conservării energiei implică nevalabilitatea principiului conservării materiei, dat fiind că "energia" nu este decât un mod de existență al materiei. Propunerea lui Bohr revine deci, din punct de vedere filosofic, la abandonarea poziției materialismului consecvent, la alunecarea pe pozițiile idealismului, incompatibilă cu Știința. Faptul că Bohr a devenit unul din reprezentanții de frunte ai "idealismului fizic" contemporan - succesor al empiriocriticismului machist combătut de Lenin - arată că sugestia din 1924 nu era rezultatul unui simplu hazard.

A doua posibilitate de depășire a dificultății de care vorbim, este următoarea ipoteză, compatibilă cu gândirea materialistă. Fie A nucleul care, prin desintegrare beta, se transformă în nucleul derivat B. Transformarea $A \rightarrow B$ pune în libertate un quantum de energie bine definit, determinat de natura nucleului generator. Acest quantum de energie este egal cu energia limită superioară a spectrului beta continuu al elementului A. Totuși, marea majoritate a particulelor beta nu părăsesc nucleul cu această energie maximă, ci cu o energie inferioară, adică cu o fracțiune a energiei maxime, fracțiune ce poate varia dela zero la 1. Diferența de energie este luată cu sine de o particulă de tip nou, a cărei existență a fost sugerată de W. Pauli și care a fost botezată "neutrino" de E. Fermi. Neutrino-ul trebuie gândit ca o particulă de sarcină zero și de masă cel mult egală cu masa electronului. Datorită neutralității electrice și masei infime a neutrino-ului, interacțiunile acestei particule cu materia sunt atât de slabe încât existența ei nu poate fi detectată prin experiențe directe. (1)

Ellis și Wooster au încercat (1927) să pună în evidență existența neutrino-ului prin metoda calorimetrică. (Vezi Proc. Roy. Soc. A, 117, 109). Mai recent (1938) H. R. Crane și J. Halpern (Phys. Rev. 53, 789) au făcut încercări de decelare a neutrino-ului printr-o metodă mai directă, al cărei principiu este următorul: Un nucleu negatogen, care se desintegrează prin emisiunea concomitentă a unui electron și a unui neutrino, trebuie să primească un impuls de recul egal cu suma impulsurilor celor două particule de desintegrare, chiar dacă una din ele este indecelabilă. Autorii au studiat traectoriile de ceață ale atomului de recul format prin desintegrarea negatogenă a clorului radioactiv gazos:



Numărătoarea picăturilor formate dealungul traectoriilor de recul permite o evaluare a energiei și deci a impulsului nucleului Ar^{38} . Discuția rezultatelor a dus la prezumții favorabile existenței

neutrino-ului, fără ca autorii să poată aduce o dovadă categorică în acest sens.

Rezultate analoage au fost publicate de J.S.Allen în 1942 (Phys.Rev.61,692), care a lucrat cu un dispozitiv experimental diferit.

41.-Spectrele magnetice beta ale radioelementelor pozitogene.

După descoperirea în 1932 a pozitronului (electronului pozitiv) de către C.D.Anderson, s'a observat că numeroase specii atomice radioactive de sinteză (cu alte cuvinte, izotopi radioactivi artificiali ai pleiadelor existente în natură) se desintegrează prin emisiune de pozitoni. În regulă generală, aceasta se întâmplă pentru toți izotopii radioactivi de masă mai mică decât aceea a izotopilor stabili din pleiada respectivă.¹ Exemple: C^{10} și C^{11} ; C^{15} ; Na^{21} și Na^{22} ; P^{29} și P^{30} , etc.

Spectrele magnetice de pozitoni sunt analoage celor de particule beta negative; repartiția energiei între pozitoni poate fi reprezentată prin curbe foarte asemănătoare cu cele cunoscute la radioelementele naturale negatogene.

Este interesant cazul izotopului Cu^{64}_{29} care emite simultan electroni negativi (31%) și electroni pozitivi (15%)⁽¹⁾. Limita superioară a spectrului pozitoniilor de Cu^{64} este 0,66 MeV, față de numai 0,58 MeV pentru negatoni. Diferența este probabil datorită acțiunii nucleului pozitiv, în momentul egirii particulelor: repulsie acceleratoare în cazul pozitoniilor, atracție întârziătoare în cazul negatoniilor.

S'a găsit că puterea de frânare și oprire a mediilor materiale este aceeași, față de pozitoni ca și față de negatoni.

42.-Absorbția razelor beta în materie.-Parcursul razelor beta.- În regulă generală, particulele beta sunt mult mai penetrante decât particulele alfa. În vreme ce particulele alfa cele mai energice sunt complet absorbite în câțiva cm aer normal, particulele beta pot parcurge până la câteva sute de cm în aer, câțiva mm

(1) - dela pag.125 - În această concepție, fiecare desintegrare beta consistă în emisiunea concomitentă a unui electron și a unui neutrino. Suma energiilor celor două particule este constantă și egală cu energia maximă a spectrului β continuu.

(1) - pag.126 - Emisiuni β^- și β^+ simultane mai prezintă și alte specii nucleare artificiale, ca de pildă:

As^{74}_{33} , Br^{80}_{35} , Br^{82}_{35} , Rh^{102}_{45} ,

în Aluminiiu metalic.

Datorită însă faptului că radiațiile beta sunt - precum am văzut - neomogene din punct de vedere al viteselor (energiilor) de emisiune, nu putem caracteriza elementele negatogene printr'un parcurs definit al particolelor emise, așa cum putem face pentru elementele heliogene.

Considerând un fascicol canalizat de raze beta ale unui element negatogen oarecare, trecerea acestui fascicol prin straturile succesive ale materiei absorbante îl transformă foarte repede într'un fascicol complet dispersat, în care atât numărul particolelor, cât și energiile lor individuale, scad progresiv. Dispersia, frânarea și oprirea, într'un cuvânt absorpția razelor beta în materie, este un efect al interacțiunii acestor particole pe deoparte cu electronii, pe de altă parte cu nucleele mediului străbătut.

Interacțiunile electronilor beta cu electronii mediului se traduc prin încetinirea și în cele din urmă oprirea electronilor incidenți și totodată prin ionizarea sau excitarea atomilor mediului. Interacțiunile cu nucleele se traduc prin difuziune (dispersie), fără pierdere de viteză.

Absorpția globală (pierdere de viteză + difuziune) a fasciculelor beta inițial canalizate, poate fi studiată prin măsurarea curentului de saturație întreținut într'o cameră de ionizare, în funcție de masa superficială a ecranului absorbant.

Dacă I_0 este valoarea de saturație a curentului de ionizare în aer normal, fără ecran, și dacă I este valoarea de saturație a curentului, după interpunerea unui ecran de grosime x , valoarea lui I este adeseori legată de I_0 prin relația

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (V,12)$$

unde μ poartă denumirea de "coeficient de absorpție globală". Se vede ușor că μ are dimensiunile inversului unei lungimi ⁽¹⁾ și se exprimă deci în cm^{-1} . Pentru unul și același material absorbant, μ este constant între limite foarte largi ale intensității curentului de ionizare (cam până la 0,01 din I_0). Scriind (V,12) sub formă

(1) Derivând (V,12) vine $dI = -\mu I_0 e^{-\mu x} dx = -\mu I \cdot dx$, de unde

$$\mu = - \frac{1}{I} \cdot \frac{dI}{dx} \quad \text{și} \quad [\mu] = [L^{-1}]$$

În $I/I_0 = -\mu x$, se vede că μ este dat de coeficientul unghiular al dreptei în $I/I_0 = f(x)$.

Printre radioelementele negatogene a căror radiație ascultă de legea de absorpție exponențială simplă, vom cita RaE. Coeficientul de absorpție globală în aluminiu are aci valoarea $\mu_{Al} = 43 \text{ cm}^{-1}$.

Este avantajos a măsura absorpția nu în funcție de grosime, ci în funcție de masa superficială a ecranului absorbant, m/s , unde m e masa iar s este secțiunea transversală a ecranului. Dar este limpede că

$$x = \frac{V}{s} = \frac{m}{\rho s}$$

unde V e volumul și ρ densitatea ecranului, și că prin urmare μx poate fi înlocuit prin $(\mu/\rho) \cdot (m/s)$:

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{m}{s}} \quad (V, 13)$$

Raportul μ/ρ poartă denumirea de coeficient de absorpție masică.

Se obișnuiește a se da numele de grup natural unei radiații beta care ascultă de legea de absorpție exponențială simplă. În acest sens, radiația RaE formează un grup natural beta. Ori, experiența arată că, în primă aproximație, coeficientul de absorpție masică este constant pentru un același grup natural beta, a cărui absorpție globală crește deci exponențial în funcție de masa superficială a ecranului, indiferent de natura acestuia.

(Cercetări mai amănunțite au arătat că în a doua aproximație, coeficientul de absorpție masică variază cu numărul atomic Z al ecranului, după legea $\mu/\rho = a + bZ$, unde a și b sunt constante, iar termenul bZ este totdeauna mic față de a , chiar pentru valorile mari ale lui Z).

Este important din punct de vedere practic să cunoaștem masa superficială de absorbant, capabilă să reducă la jumătate puterea ionizantă a unui grup beta. Vom scrie:

$$I_0/2 = I_0 e^{-\mu D} \text{ de unde } D = \frac{0,693}{\mu} \text{ cm (D=grosimea de reduce la jumătate)}$$

de unde urmează imediat:

$$\left(\frac{m}{s}\right)_{1/2} = \frac{0,693}{\mu/\rho} \text{ gr.cm}^{-2}$$

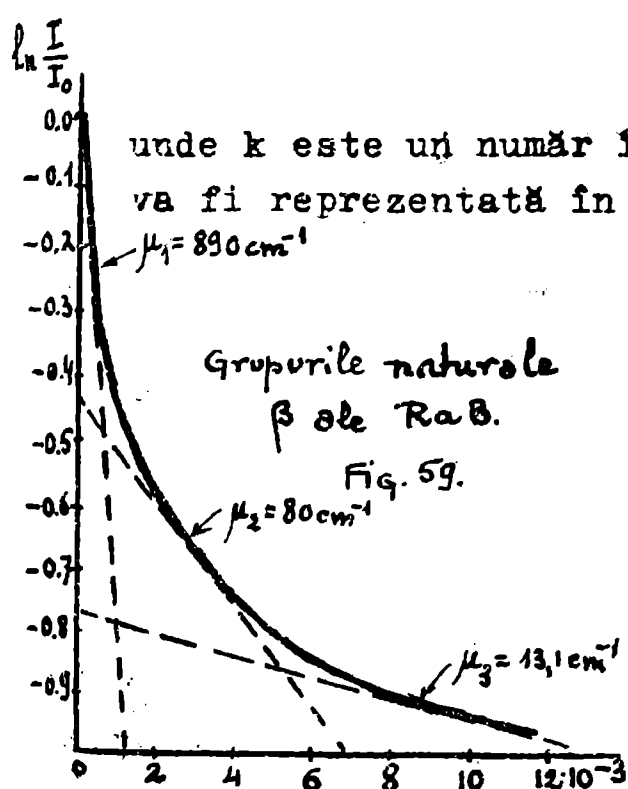
În expresia de mai sus $(m/s)_{1/2}$ reprezintă masa superficială de reducere la jumătate.

Iată date relative la câteva grupuri naturale beta. Ecranul absorbant este de aluminiu:

Element emi- tă- tor.	μ_{Al}	μ/g	D	$(m/s)_{1/2}$	Element emi- tă- tor	μ_{Al}	μ/g	D	$(m/s)_{1/2}$
UX ₁	460	170	$15 \cdot 10^{-4}$	$40 \cdot 10^{-4}$	RdTh	420	150	$16,5 \cdot 10^{-4}$	$44,5 \cdot 10^{-4}$
UX ₂	18,2	6,7	$3,8 \cdot 10^{-2}$	0,102	ThB	153	56,0	$45 \cdot 10^{-4}$	0,0121
UY	ca. 300	110	$23 \cdot 10^{-4}$	$62,1 \cdot 10^{-4}$	ThC	14,4	5,3	0,048	0,13
Ra	31,2	114	$22,2 \cdot 10^{-4}$	$59,9 \cdot 10^{-4}$	RaE	43	16,9	0,016	0,043

Există elemente negatogene a căror radiație nu ascultă de legea de absorbție exponențială simplă. Absorbția poate fi reprezentată în aceste cazuri printr'o sumă de exponențiale:

$$I = \sum_1^k I_{0,k} e^{-\mu_k x} \quad (V, 14)$$



unde k este un număr întreg. Variația logaritmică a raportului I/I_0 va fi reprezentată în aceste cazuri printr'o succesiune de segmente rectilinii. (Fig. 59). - Coeficienții unghiulari negativi (descrescători în valoare absolută) ai acestor segmente dau coeficienții de absorbție μ_k ($k=1,2,3$) ai celor k grupuri beta naturale din care e formată radiația cercetată.

Dacă o sursă radioactivă emite o radiație beta formată din mai multe grupuri naturale, este permisă ipoteza coexistenței în preparație a mai multor specii negatogene diferite. Astfel, Becquerel izolare din Uraniu un corp negatogen căruia îi dăduse numele de UX. Radiația acestui corp era constituită din două grupuri naturale beta, caracterizate prin coeficienți de absorbție foarte diferiți. Cercetarea ulterioară a dovedit că de fapt UX era un amestec de două specii atomice deosebite, ambele negatogene și anume:

$$UX_1 \text{ (Th}_{90}^{234}) \quad \mu_{Al} = 460 \text{ cm}^{-1} \quad T = 24,5 \text{ d}$$

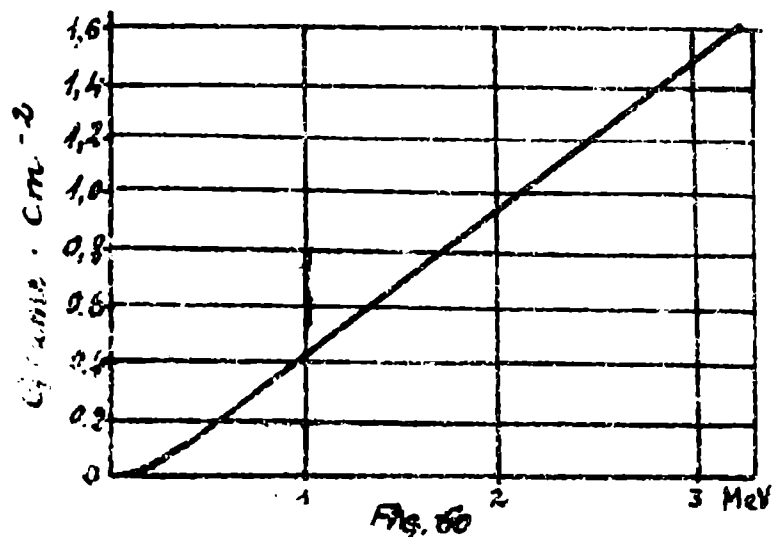
$$UX_2 \text{ (Pa}_{91}^{234}) \quad \mu_{Al} = 18 \text{ " } \quad T = 1,14 \text{ min.}$$

Dar nu totdeauna această ipoteză se verifică. Există în adevăr specii negatogene care emit simultan mai multe grupuri naturale beta. Un astfel de element s'a dovedit a fi RaB, a cărui radiație beta este formată din următoarele trei grupuri naturale:

$$\mu_1 = 890 \text{ ; } \mu_2 = 80 \text{ ; } \mu_3 = 13,1 \text{ cm}^{-1} \text{ (Aluminiu)}$$

Pare verosimilă ipoteza că diferitele grupuri naturale beta provin de pe nivele nucleare deosebite și că ele constituie, ca atare, tot atâtea spectre de distribuție continuă a energiei, caracterizate fiecare printr-o energie limită superioară, o energie cea mai probabilă și o energie mijlocie. Coeficientul de absorpție este o măsură a energiei mijlocii, în sensul că cu cât această energie e mai mare, deci cu cât grupul este mai penetrant, cu atât coeficientul de absorpție e mai mic.

Legea de absorpție exponențială a grupurilor naturale beta apare ca un efect statistic datorit suprapunerii unor cauze multiple, dintre care cele mai însemnate ar fi tocmai existența distribuției de energie între limite depărtate și starea de difuziune completă a particolelor. În adevăr, dacă se măsoară absorpția globală la fasciculele canalizate de electroni catodici izocinetici, se constată că efectul ionizant al fascicolului se anulează pentru o masă superficială finită, de ecran absorbant. Aceasta ne permite să definim parcursul



fascicolului în ecranul considerat. Așa cum rezultă din fig. 60, masa superficială corespunzătoare absorpției totale a fascicolului (deci parcursului), variază proporțional cu energia (inițială) a electronilor, dela o valoare suficient de mare ⁽¹⁾ a energiei, înainte. Pentru energiile mici, parcursul este aproximativ proporțional cu pătratul energiei. În tabelul de mai jos, se dau câteva valori pentru viteza relativă v/c a particolelor beta izocinetice, energia corespunzătoare în keV, parcursul

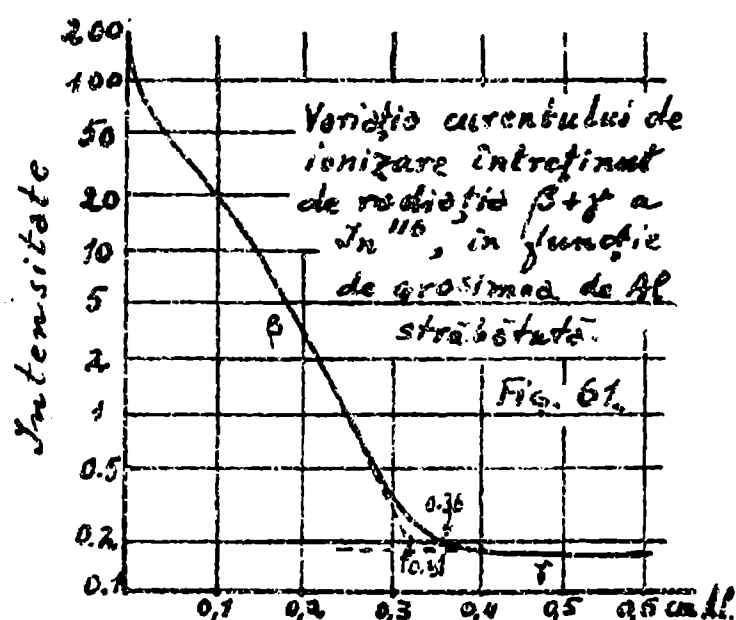
(1) aproximativ 1 MeV.

R cm în aer, și masa superficială în g/cm^2 , corespunzătoare parcursului în Al.

Vite- să v/c	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,98	0,99
Ener- gie keV	2,55	10,5	24,7	46,6	79,1	127,8	204,7	341	662	1127	2058	3114
R (cm)	0,04	0,23	1,0	3,4	7,3	17,9	37,5	83	217	437	860	1300
m/s gr.cm	$5 \cdot 10^{-5}$	$27 \cdot 10^{-5}$	$12 \cdot 10^{-4}$	$41 \cdot 10^{-4}$	$87 \cdot 10^{-4}$	$215 \cdot 10^{-4}$	$45 \cdot 10^{-3}$	10^{-2}	$26 \cdot 10^{-2}$	$52,5 \cdot 10^{-2}$	$1,05$	$1,57$

Din acest tabel reiese că de pildă un electron de viteză $v=0,99c$ (adică de energie mai mare ca 3 MeV) parcurge 13 m în aer normal și $1,57:2,7=5,7$ mm Al.

Determinarea experimentală a parcursului unui fasciccol de electroni izocinetici în aluminiu se face măsurând intensitatea curentului de ionizare întreținut de radiație, după ce aceasta a străbătut straturi progresiv crescătoare de absorbant. Rezultatele se trec într'un grafic în care ordonatele sunt logaritmiile intensităților, iar abscisele sunt grosimile de Al străbătute (în cm). Fig.61 reprezintă



o asemenea curbă de absorpție în Al pentru razele beta ale izotopului radioactiv artificial In^{116} . [Această specie atomică se desintegrează cu o perioadă radioactivă de 53,93 min. emitând, pe lângă particule beta negative, și câțiva (mai puțin de 0,1%) pozitoni]. Spectrul magnetic al acestei radiații beta, care se comportă ca un grup natural unic, dă valoarea 0,85 MeV pentru limita superioară a energiei.

Analiza curbei experimentale din fig.61 arată că dela o grosime de $0,36 \text{ g/cm}^2$ înainte, variația logaritmică a intensității radiației devine liniară, adică absorbția se face exponențial, cu un coeficient μ foarte mic. Ținând seama de faptul că radiația beta cercetată este însoțită de o radiație gamma, e firesc să atribuim porțiunea rectilinie finală a curbei, acestei radiații gamma penetrante.

S'ar părea deci că parcursul radiatiei beta trebuie să i se atribue valoarea $0,36 \text{ g/cm}^2 \text{ Al}$. Această valoare nu satisface însă legea empirică a lui N. Feather (1938), care - pe baza unui bogat material de rezultate experimentale - a stabilit între energia maximă a unui grup natural beta și parcursul lui în Al, relațiile echivalente următoare:

$$E \text{ (MeV)} = \frac{R \text{ (g/cm}^2\text{)}}{0,543} + 0,294 \quad (\text{V,14 a})$$

$$R \text{ (g/cm}^2\text{)} = 0,543E \text{ (MeV)} - 0,16 \quad (\text{V,14 b})$$

Introducând valoarea $0,36$ pentru R în (V,14 a) căpătăm pentru E valoarea $0,957 \text{ MeV}$, mult mai mare decât valoarea experimentală directă specificată mai sus.

Precum se vede, evaluarea parcursului prin analiza curbei din fig.61 trebuie făcută cu băgare de seamă. Vom proceda analog ca la determinarea parcursului alfa din curbele Bragg, adică vom prelungi partea descendentă rectilinie a curbei de ionizare beta, până la intersecția cu orizontala de ordonată $\log I=0,2$. Valoarea parcursului astfel determinată este $0,31 \text{ g/cm}^2$. Introducând această din urmă valoare în ecuația (V,14 a), căpătăm $E=0,864 \text{ MeV}$, în acord satisfăcător cu rezultatele spectrografiei magnetice.

43.-Puterea ionizantă a radiației beta.-A vorbi despre puterea ionizantă a radiației beta are sens numai dacă ne referim la fascicule izocinetice riguros canalizate. Vom deosebi și aci ionizarea totală K pe întregul parcurs, și ionizarea specifică k pe unitatea de traect, la diferite distanțe de sursă.

Pentru a determina pe k , se măsoară ionizarea diferențială di pe porțiuni elementare dx ale traectului fascicolului beta. Valoarea di/dx astfel obținută se împarte la numărul electronilor emiși pe secundă în secțiunea dreaptă a fascicolului. Pentru calculul acestui număr, se ține seama de unghiul solid corespunzător acestei secțiuni și de numărul total de particole beta emise pe secundă de sursa negatogenă folosită, admițându-se că pentru fiecare nucleu desintegrat este emis un singur electron.

O metodă mai directă de determinare a câtimilor K și k este numărarea centrelor de condensare a vaporilor pe traectoriile de ceață, în camera Wilson. Se admite că fiecare centru de condensare corespunde unui ion.

Dăm în tabelul de mai jos câteva rezultate experimentale în această ordine de idei:

PUTERE IONIZANTĂ A PARTICOLELOR BETA în aer normal

v/c	W ekV	K	k	O b s e r v a ț i i
0,01	-	-	-	Pentru $v/c < 0,0063$, adică pentru $W < 11$ eV, $K=0$. Pentru $W > 11$ eV, K crește continuu. Va- loarea $K=26800$ cores- punde unui parcurs de 13 metri aer normal. k crește repede, între $v/c=0,0063$ și 0,024 ($W=150$ eV) până la un maximum de 7700 perechi de ioni/cm. Apoi scade continuu, tinzând către o limi- tă inferioară de apro- ximativ 40 perechi ioni/cm. In valorile lui K și k este cuprinsă și ionizarea prin elec- tronii secundari ex- trasi din mediul ira- diat.
0,024	0,15	-	7.700	
0,05	-	0,5	3.200	
0,1	2,16	2	2.100	
0,2	10,5	-	1.000	
0,4	46,6	-	250	
0,6	79,1	1150	130	
0,8	341	3310	70	
0,9	662	5400	50	
0,95	1127	8600	45	
0,99	3114	26800	41	

Ca și pentru razele alfa, ionizarea specifică a particulelor beta scade cu creșterea vitesei. Dacă comparăm ionizările totale și specifice la raze alfa și beta, ne convingem că puterea ionizantă a razelor alfa este mult mai mare decât a particulelor beta, la egali-
tate de energie.

În gaze altele decât aerul, ionizarea specifică crește propor-
țional cu presiunea gazului cercetat, dacă aceasta nu diferă prea
mult de cea normală. În gaze deosebite, ionizarea specifică este
aproximativ proporțională cu densitatea gazului, presiunile fiind
egale:

Ionizarea specifică a razelor beta de UX în diferite gaze
(presiune normală)

Gazul	Aer	CO ₂	H ₂ (impur)	Gaz de iluminat
Densitate relativă	1	1,53	0,075	0,86
Ionizare specifică k	54	86	7	43
Ionizare specifică rela- tivă.	1	1,59	0,13	0,8

44.- Câteva considerații teoretice relative la interacțiunea particolelor beta cu materia. Teoria interacțiunii particolelor beta cu materia condensată întâmpină dificultăți serioase mai ales din cauza marelui importanțe a efectului de difuzie a fascicolului incident de raze inițial canalizate. În adevăr, dacă fascicolul canalizat cade pe o placă fotografică normală pe direcția fascicolului, se obține o imagine a canalizorului, în cazul când fascicolul se mișcă în vid: dacă însă fascicolul trece prin ecrane de grosimi crescânde, așezate în calea electronilor beta la o oarecare distanță de placă, imaginea se lățește progresiv, conturul ei devine din ce în ce mai șters. Asemenea clișee fotografice pun în evidență importanța fenomenului de difuziune.

Efectul de difuziune este vizibil deasemeni pe clișeele de traectorii de ceață (fig. 62). În cazul particolelor beta de viteze v/c nu

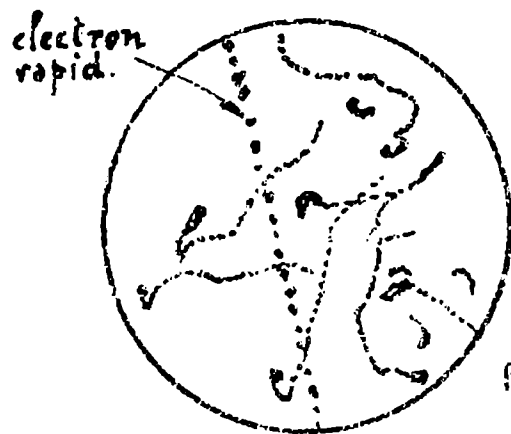


Fig. 62.

prea mari, se observă pe de o parte porțiuni de traectorii încovoiate progresiv din cauza unei succesiuni de mici deviații numeroase, iar de altă parte cotituri bruște, datorite unor interacțiuni excepționale la distanță mică, cu un electron sau cu un nucleu al mediului străbătut. În cazul particolelor beta de mare viteză, traectoriile sunt

rectilinii, cel puțin în limitele drumului parcurs în camera Wilson. Dacă aplicăm un câmp magnetic transversal, traectoriile sunt regulat circulare.

Interacțiunile electronilor beta cu mediul material străbătut consistă în "ciocniri" ale acestor particole, pe de o parte cu nucleeele, de altă parte cu electronii ce constituie mediul. Ciocnirile de primul fel dau loc la schimbări de direcție a mișcării particolei incidente, fără variație apreciabilă a energiei sale: difuzia fascicolului beta este deci efectul esențial al acestor interacțiuni. Ciocnirile cu electronii mediului au și ele un oarecare efect difuzant, care contribuie la fenomenul general de dispersie a fascicolului inițial canalizat. Însă, datorită pierderilor mari de energie pe care le suferă electronii beta la fiecare ciocnire cu electronii mediului, efectul esențial al acestor interacțiuni este încetinirea (frânarea) fascicolului inițial.

În fenomenul general de dispersie, trebuie să deosebim dispersia multiplă (datorită unei succesiuni de numeroase interacțiuni la distanțe mari și care se traduce prin încovoarea progresivă a traiectoriilor) și dispersia simplă, datorită unei ciocniri excepționale, la mică distanță.

Dacă în primă aproximație admitem că particola ciocnită era în repaus față de electronul beta incident, și dacă particola ciocnită este un electron, ea va fi proiectată sub un unghi anume față de direcția vitezei inițiale a proiectilului beta, care el însuși va fi deviat. În consecință, va lua naștere o furcă, de felul celei reprezentate în fig. 63. Dacă dimpotrivă particola ciocnită este un nucleu,

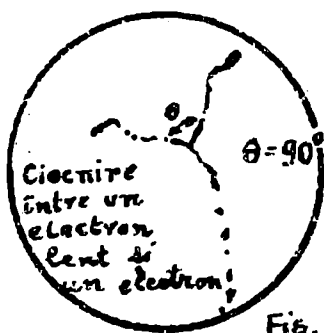


Fig. 63.

impulsul transferat acestei particole, de masă enormă în raport cu aceea a electronului, va fi practic nul. Electronul incident va suferi o deviație sub unghi mare, traiectoria lui va prezenta o cotitură bruscă.

Din punct de vedere cantitativ, dacă interacțiunea particulelor beta cu electronii și nucleele mediului este tratată pe baza legilor Mecanicii clasice și legii lui Coulomb, se ajunge la formule identice cu cele stabilite la paragr. 33, cap. IV. Dar dacă se ținea seama de variația masei electronului beta cu viteza, aceste formule nu sunt aplicabile.

Să considerăm mai întâi ciocnirea unui electron beta cu un nucleu presupus imobil înainte și după șoc. Admițând că interacțiunea se face după legea lui Coulomb, se găsește că deviația suferită de particola beta e mai mare decât dacă masa ei ar fi constantă; orbita descrisă de electron este deformată și poate face de mai multe ori înconjurul nucleului înainte de a se depărta de el (1).

Să considerăm acum ciocnirea între un electron beta și un electron al mediului, adică șocul elastic între două mase egale. În cazul șocului unei particole alfa cu un nucleu de He, găsisem că unghiul furcei este totdeauna drept. Această concluzie nu mai e valabilă în cazul de față.

Fie în adevăr β viteza relativistă a particolei beta înainte de șoc, β' și β'' vitezele celor doi electroni după șoc, θ' și θ'' unghiurile traiectoriilor finale cu direcția vitezei inițiale. Scriind legile conservării impulsului și energiei și introducând în formule expresia

(1) Vezi "Radiations from radioactive substances". - Rutherford, Chadwick, Ellis, pag. 224. -

relativistă a masei electronului beta, se ajunge la următoarele formule:

$$\left. \begin{aligned} \beta\gamma &= \beta' \cdot \gamma' \cdot \cos\theta' + \beta'' \cdot \gamma'' \cdot \cos\theta'' \\ 0 &= \beta' \cdot \gamma' \cdot \sin\theta' - \beta'' \cdot \gamma'' \cdot \sin\theta'' \\ \gamma &= \gamma' + \gamma'' - 1 \end{aligned} \right\} \quad (V,15)$$

unde $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$, etc. - Acest sistem de ecuații permite să se determine cîtimile β' , β'' , θ' , θ'' în funcție de una din ele și de β . Calculul arată că unghiul furcei este drept dacă, după ciocnire, unul din electroni are o viteză mică. Dacă însă vitezele celor doi electroni sunt de acelaș ordin de mărime, unghiul furcei va fi ascuțit. Intre unghiurile θ' și θ'' există relația:

$$\operatorname{tg}\theta' \cdot \operatorname{tg}\theta'' = \frac{2}{\gamma + 1} \quad (V,16)$$

Unghiul furcei va fi minimum în cazul unei ciocniri simetrice, pentru care $\theta' = \theta'' = \gamma/2$. În acest caz, (V,16) dă:

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\gamma}{2} = \frac{2\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \sqrt{1 - \beta^2}}$$

Se vede ușor că dacă β tinde spre zero (electroni lenți) $\operatorname{tg} \gamma/2$ se reduce la 1, adică γ ia valoarea 90° , cum am anunțat mai sus. Dacă β tinde spre 1, $\operatorname{tg} \gamma/2$ se reduce la zero, adică γ ia valoarea 0 (unghiul furcei este deci ascuțit pentru valori mari ale vitezelor β).

Metoda traectoriilor de ceață confirmă aceste previziuni teoretice. Fig.64 reprezintă înregistrarea fotografică făcută de Fr.Joliot-Curie, a unei furci de electroni aproape simetrică, cu $\beta = 0,968$; $\beta' = 0,93$;

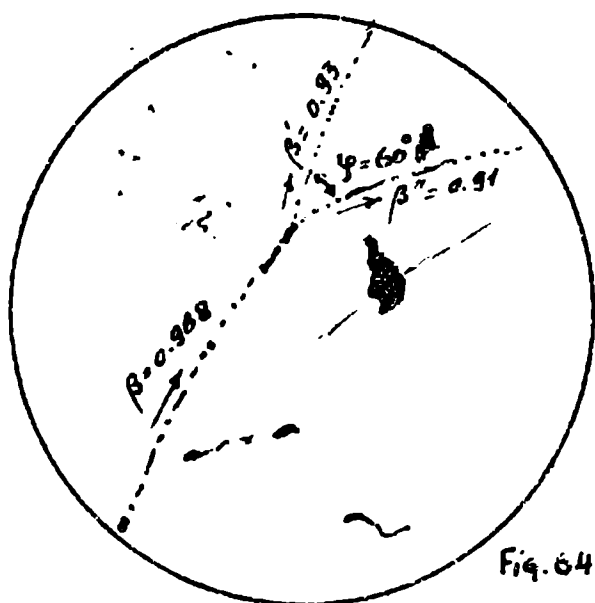


Fig. 64.

Curie, a unei furci de electroni aproape simetrică, cu $\beta = 0,968$; $\beta' = 0,93$; $\beta'' = 0,91$; $\gamma = 60^\circ$. Evaluarea vitezelor e făcută prin măsurarea razelor de curbură în câmpul magnetic transversal.

Fig.64 reprezintă o furcă de electroni relativ lenți, cu $\gamma = 90^\circ$ (1).

44.-Teoria desintegrării prin raze beta. Pe bazele deja expuse la paragr. 40, E.Fermi a formulat o teorie a desintegrării radioactive prin emi-

(1) Pentru alte amănunte vezi: Mme P.Curie, RADIOACTIVITE, 1935, p.297 etc.

siune de particole β , care poate fi rezumată precum urmează.

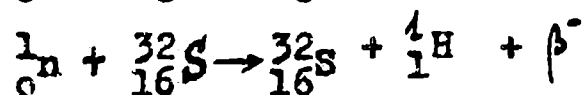
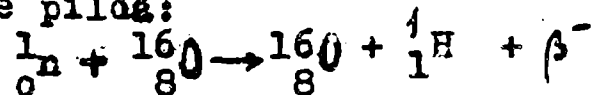
Nucleul atomic este constituit din particole grele (nucleoni⁽¹⁾) capabile să apară în două stări quantice diferite: starea de proton, și starea de neutron.

(1) După terminologia propusă de fiziicianul sovietic D.D.Ivanenco. Existența în nucleu a unor particole ușoare (electroni, neutrino) preformate nu este compatibilă cu datele actuale ale Fizicii atomului.

Atâta timp cât singurele particole elementare cunoscute erau protonul și electronul negativ, se admitea preexistența în nucleu a helionilor, formați fiecare din 4 protoni și 2 electroni "de cimentare", plus numărul de protoni și de electroni de cimentare necesari pentru a aduce numărul masic și numărul atomic la valorile date de experiență. De pildă, nucleul de $U(A=238, Z=92)$ era considerat format din 46 helioni, 54 protoni, 54 electroni.

Descoperirea neutronului și pozitonului au complicat datele problemei.

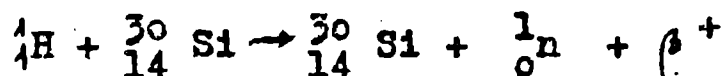
În numeroase reacțiuni nucleare, neutronul se comportă ca o particulă complexă, născută prin coalescența (contopirea) unui proton cu un electron negativ. De pildă:



Fenomenul de fotodesintegrare (vezi Cap.VI, 56) dă pentru masa neutronului, valoarea $m_n = 1,00893$, mai mare ca masa protonului $m_p = 1,00813$. Acest fapt ar veni în sprijinul ideii că dimpotrivă protonul ar fi o particulă complexă, formată prin coalescența unui neutron cu un electron pozitiv. Energia de legătură neutron-positon ar fi egală tocmai cu defectul de masă al protonului față de neutron+positon:

$$\Delta m = m_n + m_0 - m_p = 1,008930 + 0,000540 - 1,008130 = 0,001340.$$

Ipoteza e întărită de faptul că într-o serie de reacțiuni nucleare protonul se comportă ca și cum ar fi în adevăr o particulă complexă. De pildă:



În imposibilitatea actuală de a tranșa între cele două ipoteze, este preferabil să considerăm că nucleul e constituit din "nucleoni" capabili de a trece fie la starea de protoni cu emisiunea unui electron β^- (și a unui neutrino conjugat), fie la starea de neutroni cu emisiunea unui pozitron β^+ (și a unui antineutrino conjugat). Urmează că electronul și neutrino-ul conjugat nu preexistă în nucleu, ci iau naștere chiar în momentul desintegrării negatogene sau pozitogene a acestuia. Considerații de statistică a nucleelor, considerații cu privire la spinurile nucleare, ordinea de mărime a momentelor magnetice nucleare, dimensiunile relative ale nucleelor și electronilor, considerații cu privire la forțele nucleare, pledează și ele pentru această concepție. Prezența în nucleu a unor negatoni preformați este deasemeni incompatibilă cu teoria barierei de potențial nuclear.

Prin analogie cu teoria emisie de lumină de către un atom excitat, se consideră că electronul negativ apare în momentul tranziției - în interiorul nucleului - a unui nucleon la starea de proton. Concomitent apare și un neutrino conjugat; cele două particule ușoare sunt expulzate din nucleu în fracțiunea de timp imediat consecutivă tranziției



(N, nucleon; p, proton; e^{-} , electron negativ; n_{ν}^{*} , neutrino)

În cazul elementelor pozitogene am avea tranziția :



(n, neutron; e^{+} , electron pozitiv; $n_{\bar{\nu}}^{*}$, antineutrino).

Suma energiilor particulelor ușoare conjugate, emise concomitent din nucleu, este o constantă W_m denumită energia tranziției respective și numeric egală cu energia limită superioară, E_0 , a spectrului β continuu.

Fără a intra în amănunte, vom spune că - pe baza ipotezei pe care o adoptă cu privire la interacțiunea câmpului electron - neutrino, cu câmpul nucleului rezidual, Fermi obține expresia probabilității P, a emisiunii în unitatea de timp, a unei particule β de energie cuprinsă între W și $W + dW$:

$$P \cdot dW = K \cdot F(Z, W) \cdot p \cdot W (W_m - W)^2 dW \quad (V, 17)$$

K este un factor de proporționalitate; $p = (W^2 - 1)^{1/2}$ este impulsul particulei β , exprimată în unități de mc ; $F(Z, W)$ este o funcție de numărul atomic al nucleului emițător și de energia particulei β . Fermi dă și forma explicită a funcției F.⁽¹⁾ Energiile W_m și W sunt exprimate în unități de mc^2 .

Ecuația (V, 17) nu poate fi supusă verificării experimentale. În acest scop, F. Kurie a transformat-o, punând-o sub formă redusă

$$\left(\frac{N}{F} \right)^{1/2} = A - B (W + 1) \quad (V, 18)$$

unde F este funcția de mai sus, iar A și B sunt constante ale căror valori numerice pot fi determinate. N reprezintă numărul de

(1) E. Fermi, Zeitschrift f. Physik, 88, 1934: 161.-

electroni β având impulsuri cuprinse în intervale de impuls egale.

Sub forma (V,18), teoria lui Fermi prevede aşadar că rădăcina pătrată a raportului N/F variază linear în funcţie de energia particulelor β .

Confruntarea cu teoria, a rezultatelor experimentale cunoscute până în 1934, nu a confirmat-o. Graficele Kurie calculate prin ecuaţia (V,18) se depărtau considerabil de curbele experimentale, obţinute prin statistica traectoriilor β în camera Wilson. S'a tras concluzia că teoria lui Fermi este insuficientă.

Pentru a o îmbunătăţi, E.J.Konopinski şi G.E.Uhlenbeck au introdus în calcule derivatele de ordin superior ale interacţiunii dintre nucleu şi particolele uşoare, derivate de care Fermi nu ţinuse seama în primă aproximaţie. S'a ajuns astfel la o nouă expresie a distribuţiei de energie β , care - după ce a fost pusă sub formă redusă a lui Kurie - s'a dovedit analoagă cu formula (V,18), cu deosebirea că în loc de puterea $1/2$ a raportului N/F , apare de astădată puterea $1/4$:

$$\left(\frac{N}{F} \right)^{1/4} = A - B (W+1) \quad (V,18 \text{ bis})$$

Confruntându-se cele mai bune observaţii existente cu dreptele calculate prin (V,18 bis), s'a obţinut în multe cazuri un acord satisfăcător. S'a tras concluzia că teoria lui Konopinski-Uhlenbeck ar strânge mai deaproape realitatea fenomenului, decât teoria lui Fermi.

În acest răstimp însă, progresele tehnicii spectrografiei magnetice β au făcut necesară şi posibilă revizuirea măsurătorilor anterioare. Cu acest prilej a devenit clar că determinările experimentale vechi erau afectate de erori considerabile, cauzate de difuzia retrogradă a electronilor şi de difuziunea lor multiplă. Aceste erori erau cu deosebire importante în cazul electronilor lenţi.

Reluându-se deci cercetarea experimentală a spectrelor magnetice β^- şi β^+ , cu toate precauţiile necesare spre a se reduce la minimum cauzele de eroare, s'a ajuns la concluzia că graficele Kurie calculate prin ecuaţia (V,18) bazată pe teoria lui Fermi, concordă totuşi mai bine cu datele experimentale, decât graficele trasate după formula (V,18 bis), dedusă din teoria lui Konopinski-Uhlenbeck.

Iată două exemple caracteristice.

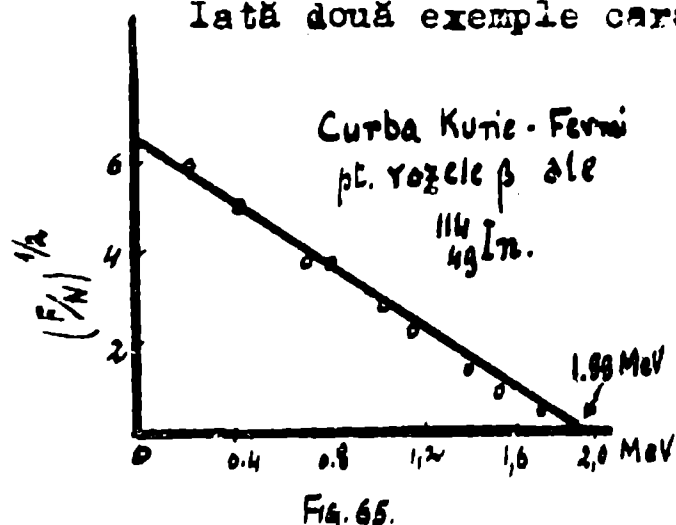


Fig. 65.

a) Lawson și Cork (1940) au studiat spectrul magnetic β^- al izotopului artificial $^{114}_{49}\text{In}$ ($T=72$ sec), cu un spectrograf cu focalizare semi-circulară. Limita superioară a energiei spectrului continuu este $E_0 = 1,96 \pm 0,03$ MeV.

Fig. 65 arată că punctele experimentale date de curba de distribuție spectrală se aliniază pe o dreaptă de pantă negativă, calculată prin (V, 18), și care taie axa absciselor în punctul 1,99 MeV, în bun acord cu experiența.

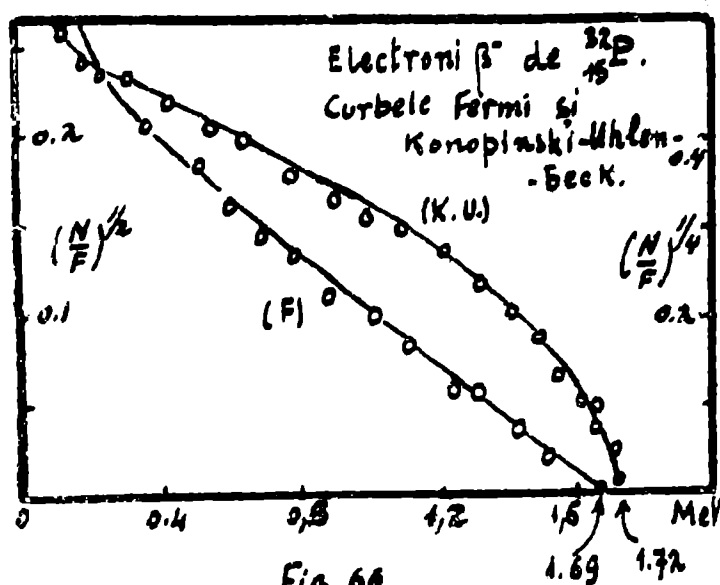


Fig. 66.

b) Aceiași autori au studiat spectrul β^- al fosforului $^{32}_{15}\text{P}$ ($T=14,3$ d). Fig. 66 reprezintă graficul Kurie-Fermi (curba F) și graficul Kurie-Konopinski - Uhlenbeck (curba K.U.). Se vede că curba F se apropie mult mai mult de dreapta teoretică, decât curba K.U.

Cea dintâia dă pentru limita superioară E_0 a spectrului, valoarea 1,69 MeV, în bun acord cu experiența, în vreme ce curba K.U. dă o valoare ceva mai mare, 1,72 MeV.

46.-Curbele lui Sargent.- B.W.Sargent a arătat (1933) că prin analogie cu legea Geiger-Nuttall pentru desintegrări α , se poate stabili o relație între constanta radioactivă, sau perioada de înjumătățire, a unui radioelement negatogen natural, și energia W_m a tranziției β respective. Relația a fost dată de Sargent sub forma

$$T \cdot W_m^5 = k$$

care poate fi pusă sub forma

$$\log \lambda = 5 \log W_m + \log c. \quad (1) \quad (V, 19)$$

(1) $T \cdot W_m^5 = k$ (unde k este o constantă) trece în $\frac{0.693}{\lambda} \cdot W_m^5 = k$, apoi $\log \frac{0.693}{\lambda} + 5 \log W_m = \log k$, și $\log \lambda = \frac{\log c}{5} + 5 \log W_m$, unde $c = 0.693/k$

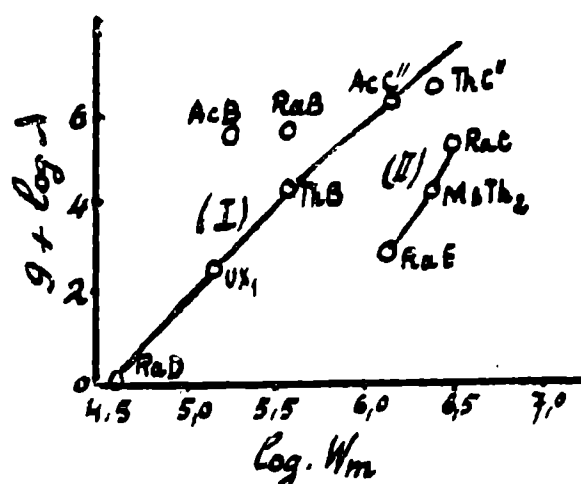


Fig. 67.

conform căreia $\log \lambda$ ar varia linear în funcție de $\log W_m$. În graficul din fig. 67, se vede că unele activități β naturale se grupează destul de bine pe o dreaptă (I). În acest grup Sargent intră RaD, UX₁, Th B, Ac C'', Th C''.

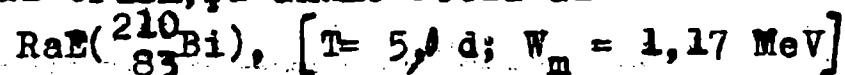
Alte activități β naturale (ca de ex. RaE, Ms Th₂, RaC) se grupează pe o a doua "dreaptă" Sargent (II).

Odată cu descoperirea radioactivității artificiale, numărul activităților β cunoscute a sporit considerabil. Ele pot fi sistematizate în mai multe, grupuri Sargent, care diferă între ele prin valoarea constantei k , care crește dela primul grup la al doilea și următoarele.

S'a convenit a se numi "transiții β permise", acele activități β care aparțin primului grup Sargent, deci pentru care k are valoarea cea mai mică. Grupul următor (II), pentru care $k_2 \approx 100 k$, constituie tranzițiile β "interzise de primul ordin". Avem tranziții interzise de ordinul 2, 3, etc.

Teoria desintegrării β , dezvoltată de Fermi și ceilalți autori, se referă la tranzițiile permise, pentru care variația spinului nuclear - dela starea inițială (nucleu generator) la starea finală (nucleu derivat) - este mică. Aceasta înseamnă că tranzițiile β permise sunt caracterizate fie prin perioade foarte scurte, fie prin valori foarte mici ale energiei tranziției.⁽¹⁾ Din aceste cauze, spectrele β permise nu pot da loc la măsurătorile de mare precizie care ar fi necesare pentru o verificare sigură a teoriei desintegrării β .

Spectrele β cel mai bine studiate până în 1941 erau cele interzise de primul ordin, și anume acela al

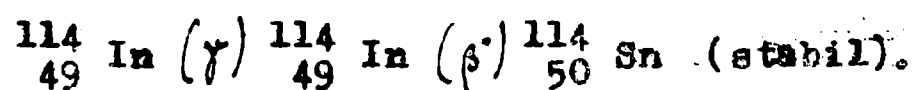


(1) Iată valorile numerice în chestiune:

Elementul	Perioada	Energia tranziției, W_m
RaD	16 a	0,0255 MeV
UX ₁	24,5 d	0,30
Th B	10,6 h	0,36
Ac C''	4,76 min.	1,47
Th C''	3,1 min	1,82

și acel al $^{32}_{15}\text{P}$, $[T = 14,3 \text{ d}; W_m = 1,71 \text{ MeV}]$. Nu e deci de mirare că aceste spectre nu verifică prea bine graficele Kurie, după Fermi sau după Konopinski - Uhlenbeck.

Există totuși cazuri particulare de spectre β permise, care au putut fi cercetate cu o precizie satisfăcătoare. Un asemenea caz este acela al elementului $^{114}_{49}\text{In}$. Acest izotop artificial apare în stare excitată și suferă mai întâi o tranziție γ de perioadă $T = 48 \text{ d}$ și energie $W = 0,19 \text{ MeV}$, trecând într-un izomer nuclear care suferă tranziția β permisă, de perioadă $T = 72 \text{ sec}$. și energie $W_m = 1,98 \text{ MeV}$:



În aceste condiții, spectrul β este observabil ca și cum tranziția negatogenă ar avea perioada 48 zile. Distribuția de energie în acest spectru verifică foarte bine graficul Kurie calculat după ecuația lui Fermi (V, 18).

Reluând chestiunea gradului de interdicție a tranzițiilor β , Konopinski a construit (1943) o funcție $F(Z, W_m)$ care - deși mult mai complicată decât termenul k al lui Sargent - prezintă cu acesta o asemănare prin faptul că produsul $T \cdot F(Z, W_m)$ este de același ordin de mărime pentru un grup determinat de tranziții. Ordinul de mărime al acestui produs crește cu gradul de interdicție al grupurilor de tranziții β , așa cum rezultă din tabelul de mai jos.

Funcția lui Konopinski pentru spectrele β

Element	T(sec)	T. F.	Observații	Element	T(sec)	T. F.	Observații
C^{14}	1230	$3,46 \cdot 10^3$	Spectre permise	Fe^{59}	$8 \cdot 10^6$	$4,2 \cdot 10^6$	Spectre interzise de ordinul 3.
P^{17}	64	3,35		Rb^{89}	900	3,8	
N^{23}	11,6	3,09		Sb^{122}	$2,5 \cdot 10^5$	3,2	
P^{29}	4,6	3,80		Os^{193}	$3,9 \cdot 10^6$	3,9	
S^{31}	3,2	3,26		Np^{239}	$2,0 \cdot 10^7$	4,0	
A^{35}	1,9	3,45					
In^{114}	72	3,50					

Funcția lui Koncpinski pentru spectrele (urmare)

Element	T(sec)	T.F.	Observații	Element	T(sec)	T.F.	Observații
N ²⁷ _g	612	4,0.10 ⁴	Spectre	Na ²²	1.10 ⁸	2.0.10 ⁷	Spectre
K ³⁸	462	4,0	inter-	Cl ²⁸	3330	2,1	inter-
C ⁶⁰	640	3,6	zise	W ¹⁸⁵	6.7.10 ⁶	4,0	zise
In ¹¹⁰	3900	4,0	de or-	Ra ²¹⁴ ₈₃	1180	1,7	de or-
Ag ¹⁰⁶	1470	4,6	dinul 1				dinul 4
RaB ²¹⁴ ₈₂	1608	4,0		MsTh ²²⁸ _{2 89}	2,2.10 ⁴	2,5	
La ⁸	0.88	2,8.10 ⁵					
Ce ³⁴	1980	2,8	Spectre				
Sc ⁴⁸	1,6.10 ⁵	2,8	interzise				
ThC'	186	2,8	de				
ThB	3,8.10 ⁴	1,5	ordinul				
UX ²³⁴ ₉₁	66	2,7	2.				

În rezumat, dacă teoria lui Fermi - bazată pe ipoteza neutrino-ului - permite să se dea o interpretare satisfăcătoare distribuției energetice în spectrele β continui, ea nu îngăduie decât o evaluare foarte aproximativă a perioadelor radioelementelor β . Dintre modificările aduse teoriei de diferiți autori, cea mai importantă este aceea propusă de Yukawa, care interpretează forțele de legătură dintre nucleoni în nucleu, printr-un schimb continuu de mezoni, emiși de unii nucleoni și absorbiți de alții. Mezonii sunt corpusculi a căror sarcină este egală cu unitatea și a căror masă este un multiplu variabil al masei electronului, de câteva zeci la câteva mii de mase m_0 . Masa mezonilor celor mai frecvenți în radiația cosmică este 200-250 m_0 . Mezonii cosmici se desintegrează la sfârșitul parcursului lor, dând un electron (și probabil un neutrino). Radioactivitatea ar fi legată de o transformare analogă a mezonilor nucleari.

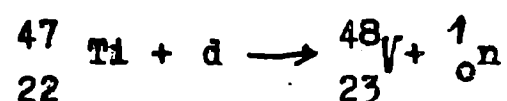
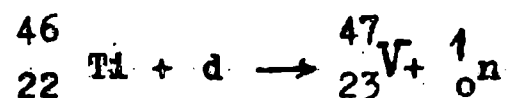
Fără a insista asupra aspectului teoretic, încă în plină evoluție, al problemei relației dintre energia maximă a spectrelor β și perioada radioelementelor respective, vom spune că din punct de vedere experimental, această relație nu este simplă. În linii mari, perioada radioactivă este cu atât mai scurtă, cu cât energia tranziției este mai mare, întocmai ca și la elementele

α - active. Dar în determinarea valorii exacte a perioadei intervin cu siguranță și alți factori, încă puțin cunoscuți.

47.-Captura K.- H.Yukawa și S.Sakata au arătat în 1936 că un nucleu pozitogen de perioadă radioactivă destul de mare, are posibilitatea teoretică de a se transmuta prin captură unuia dintre electronii K ai atomului respectiv. Alți autori au calculat că raportul dintre cele două moduri de transmutație (emisie β^+ și captură K) depinde de energia nucleară disponibilă, de densitatea electronilor atomului și de variația de spin ce însoțește emisia de pozitoni. Și anume: probabilitatea capturai K crește cu perioada radioactivă a tranziției, sau cu amplitudinea variației de spin asociată tranziției.

Existența procesului de captură K a fost pusă în evidență pentru prima dată în 1938, de Alvarez, prin bombardarea Titanului cu deutoni. Studiul amănunțit al proceselor ce au loc, a permis mai târziu să se dea următoarea interpretare.

Titanul ($_{22}^{46}\text{Ti}$) este o pleiadă formată din izotopii 46(7,95%); 47 (7,75%); 48 (73,45%); 49 (5,51%); 50 (5,34%). Sub bombardamentul de deutoni, au loc reacții nucleare complexe, dintre care ne interesează aici următoarele:



$_{23}^{47}\text{V}$ emite pozitoni, cu o perioadă de 33 min., $_{23}^{48}\text{V}$ emite pozitoni cu o perioadă de 16 zile și posedă o emisie de fotoni, care se stinge cu o perioadă de 600 zile. Spectrul acestei emisii este identic cu spectrul X de fluorescență al Titanului. În adevăr, prin captură K, $_{23}^{48}\text{V} \rightarrow _{22}^{48}\text{Ti}$; emisia de fotoni fiind consecutivă acestei transformări, e firesc ca radiația fotonică să fie aceea caracteristică a Titanului, ea fiind consecința completării stratului electronic K în acest din urmă atom.

Actualmente se cunosc foarte numeroase cazuri de transmutații prin captură K. Iată câteva exemple, citate după Djelepov și Petrović. ⁽¹⁾

(1) B.Djelepov și S.Petrović, Tablița Atomnih iader, Uspehi Fiziceskih Nauk, XL, 4, 1950.

Transmutații prin captură K							
Nr. atomic.	Iso-top.	Perioadă	Tipul transmutației.	Energia γ în MeV	Energia γ în MeV	Nucleu derivat.	Reacție nucleară de formare
4	Be ⁷	52,9 d	K, γ	-	0,47	Li ⁷ ₃	Li ⁶ (p, γ); Li ⁷ (p, n).
9	F ¹⁸	107 ⁺⁵ _{min.}	β^+ , K	0,635	1,4	O ¹⁸ ₈	F ¹⁹ (n, 2n); O ¹⁶ (d, pn).
19	K ⁴⁰	4,5.10 ⁸ a.	β^- (60%) γ K (40%)	1,350	1,54	Ca ⁴⁰ ₂₀ A ⁴⁰ ₁₈	K ³⁹ (d, p); A ⁴⁰ (p, n).
21	Sc ⁴⁴	3,92 h	β^+ , K, γ	1,40	1,33; (1,80)	Ca ⁴⁴ ₂₀	Sc ⁴⁵ (n, 2n); Sc ⁴⁵ (γ , n)
23	V ⁴⁸	16 d.	β^+ (58%) γ , K (42%)	0,716	0,99; 1,32	Ti ⁴⁸ ₂₂	Ti ⁴⁷ (d, n); Sc ⁴⁵ (α , n)
24	Cr ⁵¹	26,5 d.	K, γ	-	0,267; 0,323	V ⁵¹ ₂₃	Ti ⁴⁸ (α , n); Cr ⁵² (n, 2n)
25	Mn ⁵²	5,8 d.	β^+ (65%) K (35%)	0,582	0,734; 0,940 1,46	Cr ⁵² ₂₄	Cr ⁵² (d, 2n); Fe ⁵⁴ (d, α)
26	Fe ⁵⁵	$\approx$ 4 h.	K	-	?	Mn ⁵⁵ ₂₅	Mn ⁵⁵ (p, n); Fe ⁵⁴ (d, p)
43	To ⁹³	2,75 h.	β^+ (7%) K (93%)	1,0	2,4; 2,0	M ⁹³ ₄₂	M ⁹² ₄₂ (d, n). . .
				etc. etc.			

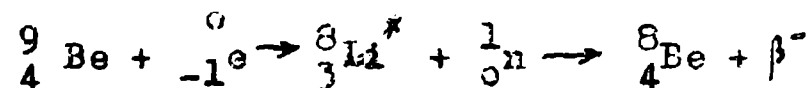
48.-Transmutații prin bombardament electronic

Intre 1935 și 1939 au fost făcute primele încercări, neizbutite, de a obține radioactivități provocate prin bombardarea unor elemente diverse cu electroni de energii până la 1 MeV.

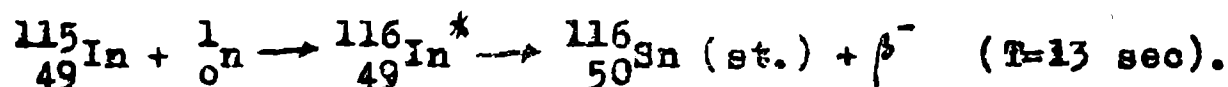
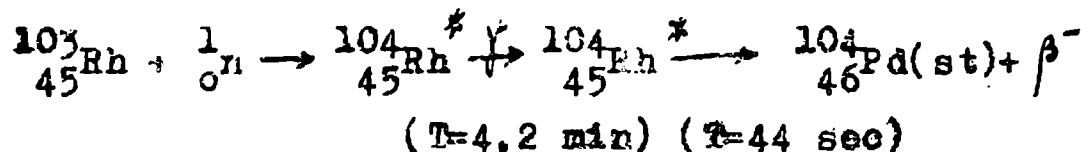
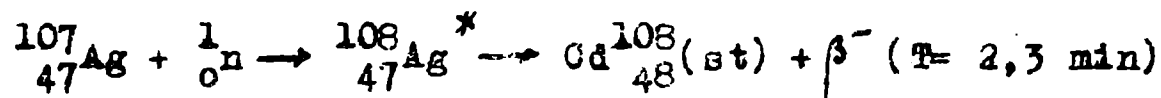
Studiul teoretic al problemei (Guth, 1939) a dus la concluzia că nu se poate aștepta un rezultat pozitiv decât dacă energia electronilor depășește pragul de emisie fotoelectrică a elementului bombardat.

Pentru Be, de pildă, acest prag este situat la 1,6 MeV. Bombardându-se acest element cu electroni de 1,8 MeV, accelerați într'un generator electrostatic de tip Van de Graaf, s'a obținut

o emisie de neutroni și o radioactivitate β^- , conform reacției:



Radiația de neutroni e pusă în evidență prin activitatea provocată în foi de Ag, Rh și In, așezate în spatele țintei de Be:



Emisia neutronică începe îndată ce energia electronilor incidenți depășește 1,63 MeV, conform așteptărilor teoretice.

Dela data acestei prime desintegrări prin electroni, au fost realizate numeroase radioactivități artificiale, prin bombardarea cu electroni a unor elemente grele. Activitățile provocate astfel sunt cele asociate unei stări excitate a unui nucleu stabil în condiții normale. Asemenea stări metastabile, reprezentând energii de 1,5 MeV și mai mult, au fost identificate la In, Pb, Sr, Ag și alte elemente.

Aplicații și probleme la Cap.V

1.-Să se demonstreze că raza de curbură R a traiectoriei unui electron de energie W(MeV), care se mișcă perpendicular pe liniile de forță ale unui câmp magnetic omogen de H oerstedt, este egală cu

$$R = \frac{10^4}{H} \sqrt{W(W+1,02)} \quad (\text{cm})$$

2.-Aplicând legea lui Feather, să se calculeze grosimea de Al care absoarbă complet radiația β a ${}^{32}_{15}\text{P}$ și a ${}^8_{14}\text{La}$.

3.-Într-o cameră Wilson, un electron de mare energie descrie o traiectorie de rază R = 30 cm, într-un câmp magnetic H = 9000 gauss.

Să se exprime energia electronului în MeV și impulsul lui în gauss - cm.

4.-Un spectrograf β de tipul lentilă electronică, are o înfășurare solenoidă de 10 spire/cm, străbătută de un curent

$I = 20$ A. El focalizează electronii pe axa spectrografului, la 60 cm de sursă (distanță măsurată pe ax). Deschiderea circulară, în ecranul aparatului, are un diametru de 20 cm.

Să se calculeze impulsul (în gauss-cm) și energia particulelor focalizate în aceste condiții.

Ce se va întâmpla dacă curentul ia valorile: 10A; 40 A?

5.-Un electron de 1 MeV suferă o ciocnire elastică pe un nucleu de C în repaos pe suprafața unui corp și este deviat de 120° . Care sunt schimbările de energii și de impulsuri ?

CAPITOLUL VI

Radiația gamma

49.-Natura razelor γ . - S'a dat denumirea de raze γ (vezi Cap.I,4) componentei dure (penetrante) a radiației corpurilor radioactive (de pildă, o sare de Ra în echilibru radioactiv cu derivații săi). Câmpul magnetic sau electric nu au nici o acțiune asupra acestei componente, care nu este deci constituită din particole electrizate în mișcare.

S'a constatat de altă parte că razele γ se reflectă, se refractă, se difractă întocmai ca razele X foarte dure. Deci, concluzia că razele γ sunt unde electromagnetice de lungimi de undă foarte mici, sau - ceiace este echivalent - fotoni de foarte mare energie. ⁽¹⁾

(1) Să amintim că Einstein, precizând (1906) noțiunea de structură discontinuă a energiei - formulată de Planck în 1901 - a enunțat următoarea propoziție: "Orice cantitate de energie, oricare ar fi forma ei, reprezintă o masă egală cu acea energie divizată prin c^2 " unde c este viteza luminii în vid. Deci urmează că o "quantă" de energie în mișcare reprezintă un impuls. Termenul "foton" înseamnă un "tren de unde", sau un "pachet" de radiație electromagnetică în mișcare. Energia fotonului este

$$W = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = mc^2 \quad [\text{erg}]$$

iar impulsul lui este

$$p = \frac{W}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = mc \quad [\text{g.cm.sec}^{-1}]$$

În aceste relații de definiție, $h = (6.624 \pm 0.002) \cdot 10^{-27}$ [erg.sec] este "constanta de acțiune" a lui Planck; ν este frecvența radiației electromagnetice; λ , lungimea ei de undă; $c = 3 \cdot 10^{10}$ [cm.sec.⁻¹]; m , masa fotonului.

Structura granulară a energiei electromagnetice iese în evidență cu atât mai deslușit, cu cât intensitatea fluxului de energie este mai mică. Efectul Compton - de care vom vorbi mai jos - a adus verificarea experimentală a existenței obiective a fotonului, prin interacțiunea acestuia cu particolele materiale obișnuite.

Domeniul de lungimi de undă pe care-l acoperă radiația X este cuprins între 100 și 0,01 Å ($10^5 - 10$ u.x.), ceea ce corespunde unui domeniu de energii dela 124 eV la 1,24 MeV.

Considerând radiațiile γ ale radicelementelor, atât naturale cât și de sinteză, se constată că radiația γ cea mai "moeale" actualmente cunoscută este aceea atribuită izotopului artificial $^{103}_{45}\text{Rh}$, cu $W = 1900$ eV ($\lambda = 6,53 \text{ Å} = 6530$ u.x.). Pare însă mai sigur să ne referim la radiația - mai bine studiată - a izotopului artificial $^{59}_{28}\text{Ni}$, cu $W = 7000$ eV ($\lambda = 1774$ u.x. $\approx 1,8 \text{ Å}$).

La extremitatea cealaltă a domeniului de energii γ , găsim indicată o radiație de 7 MeV, la izotopul artificial $^{16}_7\text{N}$ ($\lambda = 1,77$ u.x. $\approx 0,0018 \text{ Å}$). Dar acesta este un caz excepțional. Ne vom referi deaceia la radiația binecunoscută a izotopului natural $^{208}_{81}\text{Tl}$ (ThC''),

cu $W = 3,24 \text{ MeV}$ ($\lambda = 3,83$ u.x. $\approx 0,004 \text{ Å}$).

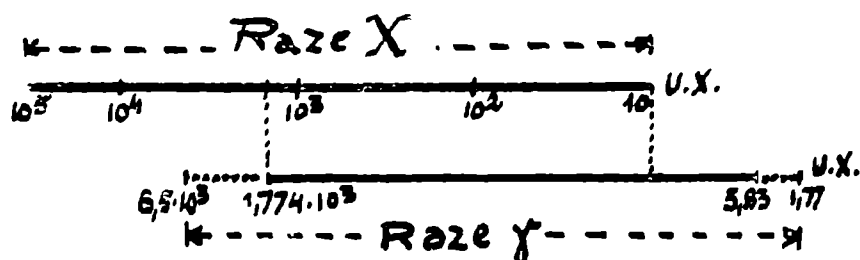


Fig. 68.

Precum se vede, domeniul de lungimi de undă γ se suprapune, în regiunea sa superioară, regiunii inferioare a domeniului de lungimi de

undă X , și se extinde dincolo de acest domeniu, în sensul lungimilor de undă scurte. (Fig. 68.).

Măsurarea lungimilor de undă γ se poate face prin metoda lui W.H. și W.L. Bragg, de reflecție pe rețele cristaline.⁽¹⁾ Această metodă este utilizabilă până la lungimi de undă $\lambda = 0,12 \text{ Å}$ ($W \approx 10^5$ eV). Pentru fotoni de energii superioare, adică lungimi de undă cuprinse între 120 și câteva zeci de u.x., se utilizează metoda difracției pe cristal turnant. Această metodă devine și ea inoperantă pentru lungimi de undă de ordinul 20 u.x. [Lucrând de pildă cu cristal de ONa , ($d = 2814$ u.x.) unghiul de difracție selectivă are valoarea de numai $10'$ pentru $\lambda = 16$ u.x. ($W = 776 \text{ KeV}$)] .

Pentru lungimi de undă foarte mici (energii foarte mari)

(1) La acest fenomen, lungimea de undă e dată de relația $\lambda = 2d \cdot \sin \theta$, unde d este distanța (în prealabil măsurată) între două plane succesive ale rețelei spațiale cristaline, iar θ este complementul unghiului de incidență a fascicolului γ , pentru care intensitatea reflectată este maximă. Pentru $\lambda < 120$ u.x., valorile lui θ care satisfac relația de mai sus devin prea mici pentru a fi măsurabile cu precizie.

se folosesc metode despre care vom vorbi la timp.

50. - Absorpția razelor γ . - Pentru a studia absorbția razelor γ în materie, trebuie eliminată radiația corpusculară (α, β) a sursei utilizate. E suficient să acoperim - în acest scop - preparația activă cu o foaie de aluminiu, de grosime până la 6 mm., care absoarbe radiația corpusculară, dar lasă să treacă practic integral, radiația γ .

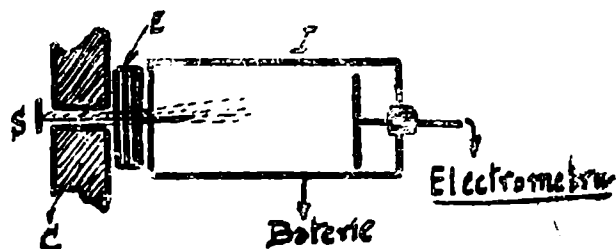


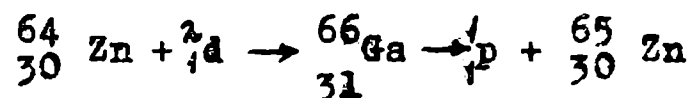
Fig. 69.

Schema instalației experimentale e dată în fig. 69. Radiația γ emisă de sursa S e canalizată în canalizorul C, străbate ecranul absorbant E (a cărui grosime poate fi variată treptat) și pătrunde în camera de ionizare I. Curen-

rentul de ionizare este cules și măsurat cu ajutorul unui electrometru. Se lucrează într'un vid suficient de înalt pentru ca absorbția în aer să poată fi neglijată.

Descreșterea progresivă a curentului de ionizare i , în funcție de grosimea X a ecranului, este o măsură a slăbirei intensității radiației studiate, adică a ceea ce numim "absorpția globală"

Să presupunem mai întâiu că radiația studiată este monocromatică. Este, de pildă, cazul razelor γ ale izotopului artificial $^{65}_{30}\text{Zn}$, cu $W = 1,118$ MeV. [Acest izotop ia naștere prin diverse reacții nucleare, de ex.



Are o perioadă $T = (250 \pm 5)$ d. O parte (2,2%) din nucleu se desintegrează prin β^+ ; restul, prin captură K, dând $^{65}_{29}\text{Cu}$

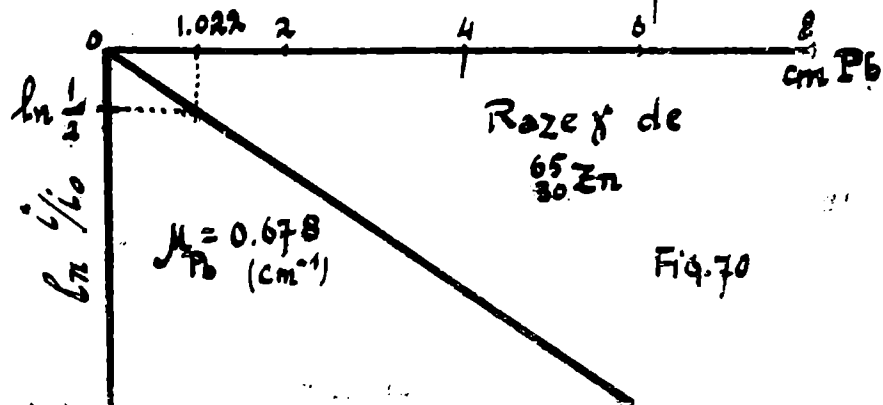


Fig. 70

(stabil, 31% din pleiada naturală). Aceste tranziții sunt însoțite de o radiație γ intensă și energică]. Experiența arată că fracțiunea di de intensitate, absorbită într'o grosime

foarte mică de absorbant, dx , este proporțională cu dx și cu intensitatea incidentă i . Prin urmare:

$$di = - \mu \cdot i \cdot dx \quad (VI,1)$$

Coeficientul μ de absorpție globală depinde (pentru o aceeași radiație γ monocromatică) de natura ecranului absorbant. Din (VI,1) vine:

$$\mu = - \frac{di}{i} \cdot \frac{1}{dx}$$

ceea ce înseamnă că μ reprezintă variația relativă de intensitate, pe unitatea de lungime de traseu în absorbant. Semnul - corespunde faptului că variația este o descreștere.

Putând (VI,1) sub forma $\frac{di}{i} = - \mu dx$ și integrând, căpătăm

$$\ln i = - \mu x + C$$

Constanta de integrare se determină prin condiția inițială $i = i_0$ pentru $x = 0$. Vine deci $C = \ln i_0$ și mai departe:

$$\ln i - \ln i_0 = \ln \frac{i}{i_0} = - \mu x$$

Sau trecând la numere:

$$i = i_0 e^{-\mu x} \quad (VI,2)$$

Să notăm $x_{\frac{1}{2}}$ grosimea de ecran absorbant, pentru care $i = \frac{i_0}{2}$.

Se obține printr'un calcul simplu:

$$x_{\frac{1}{2}} = \frac{0.693}{\mu} \quad (VI,3)$$

Să notăm deasemeni $x_{1/e}$ grosimea de ecran pentru care $i = \frac{i_0}{e}$.

Vom avea:

$$\frac{i_0}{e} = i_0 e^{-\mu x_{1/e}} ; \ln \frac{1}{e} = - \mu x_{1/e} ; \mu = \frac{\ln e - \ln 1}{x_{1/e}} = \frac{1}{x_{1/e}}$$

In concluzie:

a) Determinând experimental grosimea de ecran pentru care

intensitatea inițială se reduce la jumătate, obținem valoarea lui μ , din (VI,3).

b) Coeficientul μ poate fi definit și ca inversul grosimii $x_{1/2}$ de ecran absorbant, pentru care intensitatea inițială i_0 se reduce la $\frac{i_0}{2}$:

Fig. 70 reprezintă variația $\ln \frac{i}{i_0}$ în funcție de grosimea ecranului de Pb, pentru radiația γ monocromatică a $^{65}_{30}\text{Zn}$. Se găsește $x_{1/2} = 1,022$ cm, de unde $\mu_{\text{Pb}} = \frac{0,693}{1,022} = 0,678 \text{ cm}^{-1}$.

Ecuția (VI,2) poate fi pusă sub formă:

$$i = i_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x} = i_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{m}{s}}$$

unde $\frac{m}{s}$ este masa superficială a ecranului [gr. cm^{-2}], iar $\frac{\mu}{\rho} [\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}]$ este "coeficientul de absorpție masică".

Valoarea coeficientului de absorpție masică $\frac{\mu}{\rho}$ este o constantă pentru o substanță dată, oricare ar fi starea ei de agregare și este practic independentă de natura absorbantului.

Dacă formăm expresia $\frac{\mu}{N}$, unde N este numărul de atomi într'un gram de absorbant, obținem "coeficientul de absorpție atomic", μ_a , care definește absorpția raportată la un atom de absorbant.

Împărțind mai departe μ_a prin numărul atomic Z al absorbantului, căpătăm "coeficientul de absorpție electronic" μ_e care definește absorpția raportată la un electron al mediului absorbant.

Dat fiind că absorpția razelor γ se datorește interacțiunii fotonilor cu electronii mediului, ne-am aștepta ca μ_e să aibă aceeași valoare oricare ar fi natura materialului, pentru fotoni monocromatici de energie dată. În fapt, μ_e crește cu numărul atomic, ceea ce arată că puterea de absorpție a electronului este cu atât mai mare, cu cât el e mai strâns legat în edificiul atomic.

Dăm mai jos un tabel de valori pentru μ , $\frac{\mu}{\rho}$, μ_a și μ_e , determinate pentru radiația γ de energie $W = 1,3 \text{ MeV}$, în diferiți absorbanti:

A b s o r b a n t	$\mu(\text{cm}^{-1})$	$\frac{\mu}{\rho} (\frac{\text{cm}^2}{\text{g}})$	$\mu_e = \frac{\mu}{\rho N_A Z}$
Carbon	0,115	0.059	$1,96 \cdot 10^{-25}$
Aluminium	0,156	0.058	2.00
Pier	0,455	0.058	2.06
Cupru	0,509	0.057	2.08
Staniu	0,345	0.060	2.36
Plumb	0.800	0.071	2.98

51.-Grupuri de raze γ . - In majoritatea cazurilor, absorpția radiațiilor γ ale radioelementelor nu respectă legea exponențială simplă (VI,2). Cu alte cuvinte, variația, în funcție de grosimea x a absorbentului, a logaritmului intensității relative nu este liniară. Curba

$$\ln \frac{1}{I_0} = f(x) \quad (\text{VI},4)$$

poate fi analizată - adică descompusă grafic într-o succesiune de drepte cu pantă negativă, care se confundă cu porțiuni mai mult sau mai puțin întinse ale curbei experimentale (VI,4). Fiecare din aceste drepte reprezintă absorpția exponențială simplă a unui "grup" γ , caracterizat printr-un coeficient de absorpție μ_k , astfel încât absorpția radiației poate fi reprezentată printr-o sumă de exponențiale:

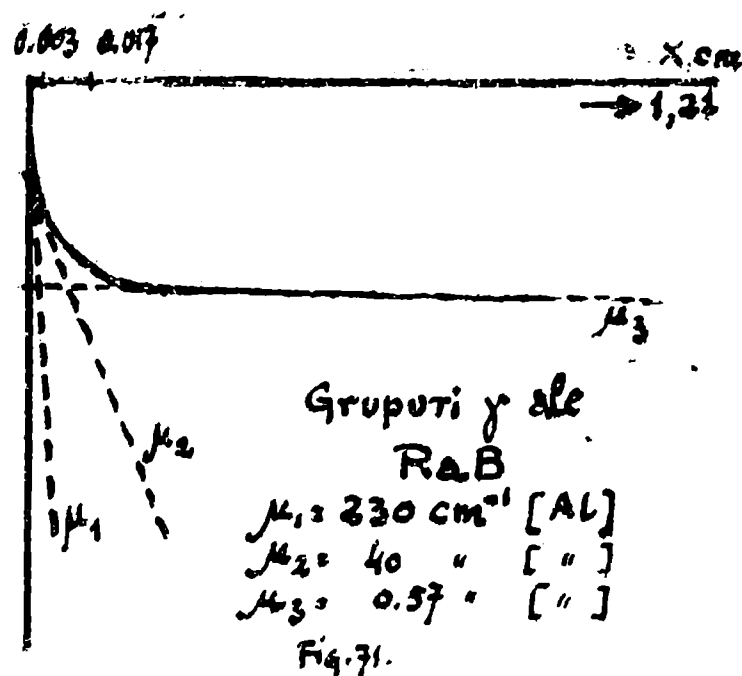
$$I = \sum_{k=1}^n I_{0k} e^{-\mu_k x} \quad (\text{VI},5)$$

unde I_{0k} este intensitatea inițială a grupului k , și $k = 1, 2, 3, \dots$

Analiza grafică a curbelor experimentale (VI,4) comportă evident un caracter arbitrar, care se resfrânge asupra valorilor coeficienților μ_k . Aceste valori depind și de geometria dispozitivului de măsură. In fine, metoda grafică nu îngăduie separarea energiilor apropiate.

Pentru aceste motive, metoda nu dă decât informații preliminare asupra compoziției radiației γ studiate.

Să luăm ca exemplu radiația γ a elementului $^{214}_{82}\text{Pb}$ (Ra B). Analiza grafică a curbei de absorpție duce la determinarea a 3 coeficienți de absorpție: $\mu_1 = 230 \text{ cm}^{-1}$; $\mu_2 = 40 \text{ cm}^{-1}$; $\mu_3 = 0.57 \text{ cm}^{-1}$ (în aluminiu). (Vezi fig. 71.) De altă parte, studiul spectrului de energii al acestei radiații - prin metode de care vom vorbi mai târziu - a arătat că el este format din 12 linii, cuprinse între 0.0529 și 0.471 MeV. Aceste linii pot fi însă grupate în modul următor:



1^o/.dela 0,0529 la 0.190 MeV
(7 linii)

2^o/.dela 0,2406 la 0.2937 MeV
(3 linii)

3^o/.dela 0,3499 la 0.471 MeV
(2 linii)

Regăsim cu alte cuvinte cele trei "grupuri" indicate de coeficientii de absorpție globală.

Înainte de a merge mai departe, să ne facem o imagine concretă despre puterea penetrantă a unui grup γ al cărei

coeficient μ este dat.

Să luăm ca exemplu grupul cel mai "dur" al Ra (C+C"), caracterizat prin $\mu_{\text{Ra}} = 0,53 \text{ cm}^{-1}$: grosimea de reducere la jumătate a intensității inițiale este aici de ordinul 1,4 cm Pb. Dimpotrivă, grupul γ cel mai "moale", cunoscut la radioelementele naturale, este acela al $^{210}_{84}\text{Po}$ (RaF) caracterizat prin $\mu_{\text{RaF}} = 2700 \text{ cm}^{-1}$: grosimea de reducere la jumătate este aici 2,56 microni Aluminu.

52.-Efectul fotoelectric al razelor γ .- Absorpția razelor γ în materie este rezultatul interacțiunilor fotonilor incidenti cu electronii mediului străbătut. Această interacțiune se traduce prin trei efecte distincte: efectul fotoelectric, efectul Compton și efectul de "materializare" - adică apariția unei "perechi" (de electroni, e^- și e^+), în locul fotonului absorbit.

Putem admite că numărul de fotoni absorbiți prin fiecare din aceste trei efecte este proporțional pe de o parte cu numărul total de fotoni, N , care cad pe ecranul absorbant, pe de altă parte cu grosimea dx a ecranului. Vom scrie deci, pentru fiecare din cele trei efecte:

$$\left. \begin{aligned} dN_f &= \tau N dx \\ dN_c &= \kappa N dx \\ dN_m &= \mu N dx \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI}, 6)$$

unde dN_f , dN_c , dN_m reprezintă respectiv numărul de fotoni absorbiți prin efect fotoelectric, Compton și de "materializare", iar

τ, σ, κ sunt coeficienții de absorbție prin fiecare din aceste efecte. Adunând cele trei ecuații, vom căpăta

$$dN = (\tau + \sigma + \kappa) N dx$$

unde $dN = dN_f + dN_o + dN_m$ este numărul total de fotoni absorbiți, și prin urmare $(\tau + \sigma + \kappa)$ este egal cu coeficientul de absorbție globală:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa$$

Să începem cu efectul fotoelectric. Precum se știe, schimbul de energie între foton și fotoelectron este dat de ecuația lui Einstein (1905):

$$h\nu = P + \frac{mv^2}{2}$$

Această ecuație spune că, dacă întreaga energie $h\nu$ a fotonului incident este cedată fotoelectronului, o parte din ea (P) se transformă în travaliu de extragere a electronului din atom (P este deci egal cu energia de legătură a electronului), iar diferența ($h\nu - P$) apare ca energie cinetică a electronului.

În general, energia fotonilor γ este foarte mare față de energia de legătură a electronilor. De aceea, energia cinetică a fotoelectronilor este mai totdeauna de ordinul de mărime al energiei fotonului incident.

Probabilitatea efectului fotoelectric este cu atât mai mare cu cât energia fotonilor este mai mică. Pentru fotoni de o energie determinată, efectul fotoelectric este cu atât mai intens, cu cât numărul atomic al absorbantului e mai mare.

În definitiv, absorbția fotonilor γ de energie mică, în elementele grele, este esențialmente datorită efectului fotoelectric.

Se poate de altfel demonstra lesne că efectul fotoelectric este posibil numai dacă electronul are o energie de legătură diferită de zero. Un foton de energie $h\nu$ posedă impulsul $\frac{h\nu}{c}$; acest impuls se conservă în interacțiunea foton-electron. Presupunând pentru o clipă că energia de legătură P a electronului ar fi nulă, ecuația lui Einstein s'ar scrie:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} \quad (\text{legea conservării energiei})$$

iar ecuația conservării impulsului s'ar scrie

$$\frac{h\nu}{c} = mv$$

Impărțind cele două ecuații, vine:

$$v = 2c$$

ceea ce este evident absurd.

Dar dacă numai electronii legați pot participa la efectul fotoelectric, urmează:

a) Eficacitatea unui electron este cu atât mai mare, cu cât energia sa de legătură e mai mare. Pentru fotoni de aceeași energie și pentru un absorbant determinat, eficacitatea fotoelectrică a unui electron K se dovedește de câteva ori superioară celei a unui electron L.

b) La procesul fotoelectric participă și ionul rezidual, care preia o fracțiune mică a energiei fotonului incident, dar o fracțiune mare a impulsului acestuia.

În aceste condiții se poate face calculul repartiției un-

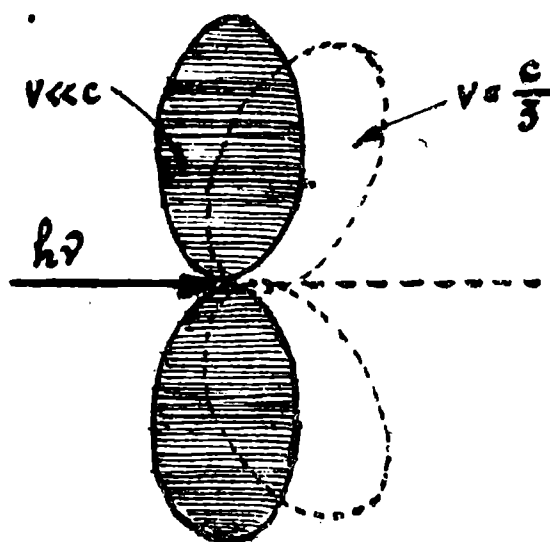


Fig. 72.

ghiulare a fotoelectronilor, în raport cu direcția de incidență a fascicolului de fotoni. Pentru fotoni de energie mică - corespunzătoare unor viteze nerelativiste ale fotoelectronilor - se obține un maximum de probabilitate pentru un unghi de emisiune de $\frac{\pi}{2}$ (vezi fig. 72). Pe măsură însă ce energia fotonilor crește, fotoelectronii dobândesc o componentă de viteză pe direcția fotonilor, adică tind să fie proiectați "înainte", sub un unghi ascuțit, așa cum arată fig.

72 pentru fotoni de energie corespunzătoare unei viteze $v = \frac{c}{3}$.

Aceste rezultate sunt verificate de experiență, în mod satisfăcător. Traectoriile de ceață ale fotoelectronilor, obținute într-o cameră de detentă iradiată cu un fascicol subțire de raze X sau γ de energie moderată, iau naștere pe traectul fascicolului, depărtându-se relativ mult, pe direcții ce fac cu fascicolul unghiuri apropiate de 90° .

Am văzut că pentru fotoni "moi", absorpția în elementele grele se datorește esențialmente efectului fotoelectric, ceea ce permite a se măsura (cu aproximație) coeficientul de absorpție fotoelectrică, τ .

Putem defini coeficientul de absorpție fotoelectrică atomică $\tau_a = \frac{\tau}{\rho N}$ (ρ , densitatea absorbantului; N , numărul de atomi în unitatea de volum).

F. Sauter (Annales de Physique, 11, p. 454) a studiat (1931) absorpția fotonilor γ de energii până la 0,5 MeV, în elemente ușoare. El dă pentru τ_a următoarea expresie semi-teoretică:

$$\tau_a = C \frac{Z^5}{P}$$

(Z , numărul atomic al elementului; P , energia de legătură a fotoelectronului, în ergi; $C \approx 23 \cdot 10^{-40}$).

Cercetări ulterioare, ale căror rezultate au putut fi extinse la fotoni γ de energii mari și la elemente grele, duc la concluzia că pentru razele γ cele mai dure și pentru plumb, coeficientul τ_a experimental este de 2,2 ori mai mare decât valoarea calculată prin formula lui Sauter.

Pe baza efectului fotoelectric a fost elaborată o metodă de măsură a energiei fotonilor γ de energie moderată. Într-o cameră Wilson este așezat un ecran constituit dintr-o foaie foarte subțire de Pb. Fascicolul canalizat de fotoni incidenti extrage din Pb fotoelectroni, pe care un câmp magnetic transversal îi curbează pe traectorii circulare de rază R măsurabile. Având R (cm) și H (oersted) putem calcula energia cinetică a fotoelectronilor, la care adăugând energia de legătură caracteristică pentru plumb, căpătăm energia $W = h\nu$ a fotonilor.

53.-Efectul Compton.— A.H. Compton a demonstrat printr-o experiență clasică (1922) natura corpusculară a fotonilor, care posedă masă și cantitate de mișcare, întocmai ca orice particulă materială.

Să reamintim pe scurt mecanismul efectului Compton. Un

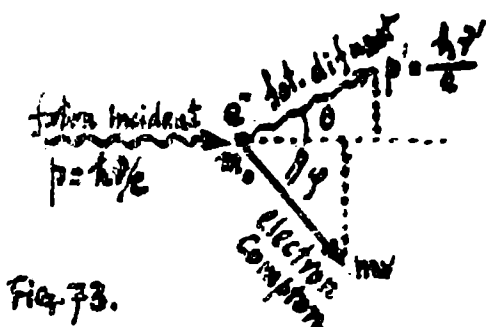


Fig. 73.

foton de energie $h\nu$ lovește cu vitesa c un electron liber (de energie de legătură neglijabilă în primă aproximație) al unui element de număr atomic mic. Sub efectul "șocului", electronul (al cărui travaliu de extragere este prin ipoteză nul), este proiectat cu o viteză

v , sub un unghi φ cu direcția de incidență a fotonului (Fig. 73). Totodată se produce emisiunea unui foton de energie $h\nu' < h\nu$, difuzat sub un unghi θ față de direcția de incidență a fotonului γ primit.

Această difuzie a fotonilor, cu micșorare de energie, este caracteristică pentru efectul Compton și determină mecanismul slăbirii treptate a intensității și energiei radiației γ prin acest efect.

Fotonul incident este caracterizat prin masa $\frac{h\nu}{c}$, impulsul $p = \frac{h\nu}{c}$, energia $h\nu$. Dacă m_0 este masa electronului (presupus în repaus înainte de ciocnire), el va avea - după ciocnire - o masă $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, un impuls $p' = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}}$, o energie cinetică $W_c = mc^2 - m_0 c^2$.

Fotonul difuzat va avea masa $\frac{h\nu'}{c}$, impulsul $p'' = \frac{h\nu'}{c}$, energia $h\nu'$.

Aplicând principiul conservării energiei, avem:

$$h\nu = h\nu' + mc^2 (m - m_0) \quad (VI,7)$$

Legea conservării impulsului dă:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos\theta + m v \cos\varphi \quad (VI,8)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin\theta - m v \sin\varphi \quad (VI,9)$$

Eliminând pe φ între ecuațiile (VI,8) și (VI,9) și ținând seama de (VI,7) calculul duce la următorul rezultat:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (VI,10)$$

unde $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ este creșterea lungime de undă a fotonului difuzat, în raport cu lungimea de undă a fotonului incident. Precum se vede, $\Delta\lambda$ nu depinde de lungimea de undă (energia) fotonului incident, ci numai de unghiul de difuzie θ . Înlocuind factorul constant $h/m_0 c$ prin valoarea sa numerică, relația (VI,10) devine:

$$\Delta\lambda = 0.0241 (1 - \cos\theta) = 0.0482 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (\text{\AA})$$

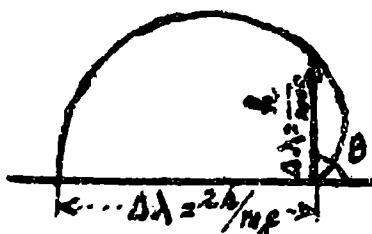
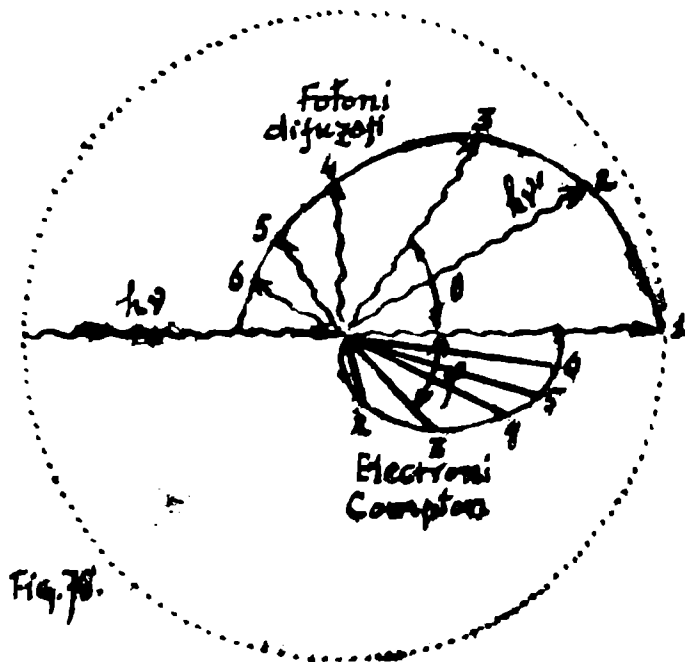


Fig. 74.

Fig. 74 reprezintă variația lui $\Delta\lambda$ în funcție de θ . (Această curbă poartă numele de "cardio-ida"). Se vede că creșterea maximă a lungimii de undă are loc pentru un unghi de difuzie egal cu π : fotonul difuzat e trimis înapoi

pe direcția fotonului incident, cu o lungime de undă $\lambda' = (\lambda + 0.0482)$.

Putem reprezenta grafic (fig. 75) variația energiei fotonului difuzat și a impulsului electronului Compton, în funcție de energia fotonului incident, și de unghiul θ sub care e emis fotonul difuzat. Cifrele de pe curba superioară (fotonul difuzat) coresp-



pund cifrelor de pe curba inferioară (electronul Compton). De ex. fotonului difuzat pe direcția (3) (sau) îi corespunde un electron Compton proiectat după direcția (3) (josh).

$$\text{Dat fiind că } \lambda = \frac{hc}{W} \text{ și } \lambda' = \frac{hc}{W'}$$

unde W respectiv W' sunt energiile fotonului incident și fotonului difuzat, vom avea - în cazul $\Delta\lambda = \text{maximum}$ - :

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = hc \left(\frac{1}{W'} - \frac{1}{W} \right) = 0.0482$$

ceea ce dă:

$$W' = \frac{W}{1 + 3.9 \frac{W}{W_c}} \quad [W \text{ și } W' \text{ în MeV}]$$

De altă parte, (VI,7) se poate scrie

$$W - W' = W_c \quad [W, W' \text{ și } W_c \text{ în MeV}]$$

Eliminând pe W' între aceste două ecuații, se capătă

$$W^2 - W \cdot W_c - \frac{W_c^2}{3.9} = 0$$

de unde

$$W = \frac{W_c \pm \sqrt{W_c^2 + 1.025 W_c}}{2}$$

Rădăcina pătrată a cantității de sub radical fiind mai mare decât W_c , rezultă că singura soluție admisibilă este

$$W = \frac{W_c + \sqrt{W_c^2 + 1.025 W_c}}{2} \quad (\text{VI}, 11)$$

Această relație între energia fotonului incident și energia electronului Compton, valabilă în cazul când fotonul difuzat este aruncat înapoi, iar electronul este proiectat "înainte" sub un unghi $\varphi = 0$, ne dă posibilitatea de a calcula energia fotonului incident, și aceasta cu o eroare cu atât mai mică cu cât condiția $P = 0$ este mai bine satisfăcută, adică cu cât elementul absorbant este mai ușor.

Practic, se radiază cu quante γ canalizate, o foaie de Al sau de C, și se izolează traectoriile de electroni Compton proiectați "înainte", într'un unghi solid cât mai mic. Se aplică un câmp magnetic transversal H , se măsoară raza de curbură a electronilor și se calculează W_c .

Fenomenul Compton este cu atât mai important, din punct de vedere al absorbției radiației γ , cu cât numărul atomic al ecranului este mai mic. Astfel, pentru fotoni de energie până la 3 MeV, efectul Compton este principalul factor determinant al absorbției în ${}_{29}\text{Cu}$.

J.J.Thomson (1906) a dat cea dintâi expresie teoretică pentru coeficientul de absorbție prin difuziune. Plecând de la concepția electromagnetică clasică, el considera că un electron "măturat" de radiația γ este accelerat în câmpul electric al undei. În consecință, electronul emite o radiație electromagnetică de lungime de undă egală cu cea incidentă. Efectul însumat pentru toți electronii mediului se traduce printr'un coeficient de difuzie σ_0 , a cărui expresie ar fi:

$$\frac{\sigma_0}{N} = \sigma_e = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{e^4}{m^2 c^4} = 6,60 \cdot 10^{-25} \quad (\text{VI}, 12)$$

N fiind numărul de electroni în unitatea de volum de difuzor, reprezintă coeficientul de difuzie "electronic", adică secțiunea eficace a electronului pentru "ciocnirea" foton-electron. Se vede că σ_e ar fi independent atât de frecvența fotonului incident, cât și de natura absorbantului.

Pentru fotoni de lungime de undă $\lambda > 1000$ u.x (raze X moi), experiența verifică teoria "clasică" a lui Thomson; dar pentru raze X dure și raze γ , experiența o pune în defect. Aci apare și devine repede precumpănitoare difuzia cu schimbare de frecvență, pe care teoria lui Thomson nu o prevedea.

Între coeficientul σ_0 al lui Thomson și coeficientul de difuzie experimental, σ , Compton a dat următoarea relație teoretică

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + 2\alpha} \quad (\text{VI}, 13)$$

unde $\alpha = \frac{h}{m_0 c \lambda}$, λ fiind lungimea de undă a fotonilor primari.

Pentru valorile mari ale lui λ , α este neglijabil și avem, practic,

$\sigma = \sigma_0$ (cazul razelor X moi). Cu cât însă λ scade, cu atât σ scade sub valoarea lui σ_0 . Verificarea experimentală a arătat însă că expresia (VI,13) dă pentru σ o descreștere prea rapidă. Reluând problema cu ajutorul metodelor Mecanicii quantice, O.Klein și Y.Nishina au ajuns la o formulă destul de complicată, și anume:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{3}{4} \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2} \ln(1+2\alpha) - \left(\frac{1+3\alpha}{1+2\alpha} \right)^2 \right\} \quad (\text{VI}, 14).$$

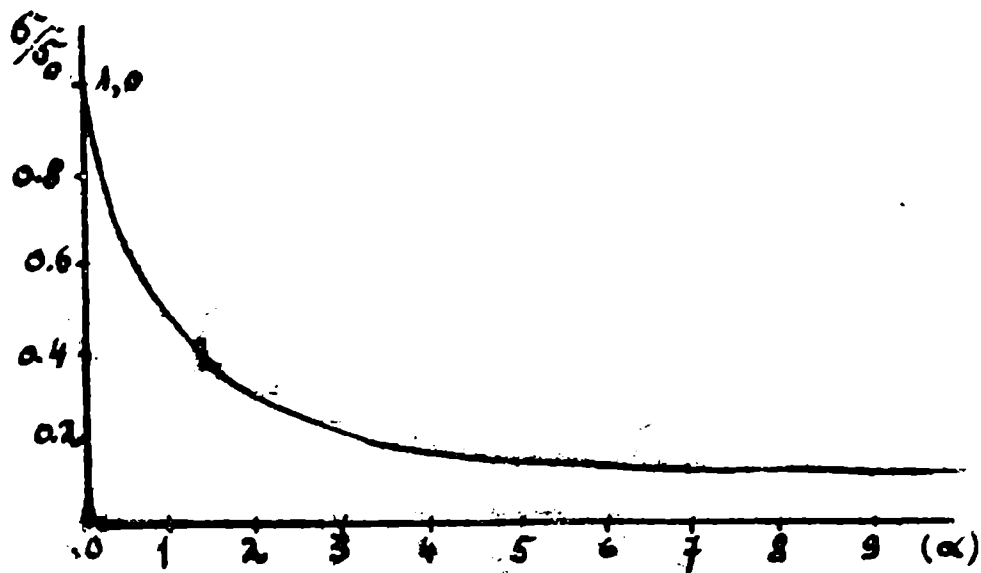


Fig. 76.

Fig. 76 reprezintă grafic relația lui Klein și Nishina. Când λ scade, α crește; raportul $\frac{D}{\mu}$ scade la început repede, apoi din ce în ce mai lent.

Pentru fotoni de energie foarte mică, avem

practic $\frac{D}{\mu} = 1$.

Pentru fotoni de energie foarte mare, formula lui Klein și Nishina se reduce la relația lineară:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{a}{b} \left[\frac{1}{2} + \log h\nu \right] \quad (VI.15)$$

unde ν este frecvența și W este energia fotonului, iar a și b sunt constante. Conform acestei relații, coeficientul de difuzie electronic variază în sens invers cu energia fotonului.

O expresie destul de complicată - pe care nu o vom reproduce aci - permite calcularea repartiției unghiulare a radiației difuzate de un număr mare de electroni. Vom spune numai că experiența verifică destul de bine această formulă.

54.-Efectul de "materializare" a fotonilor .-Datele experimentale adunate până prin 1932, cu privire la absorpția fotonilor

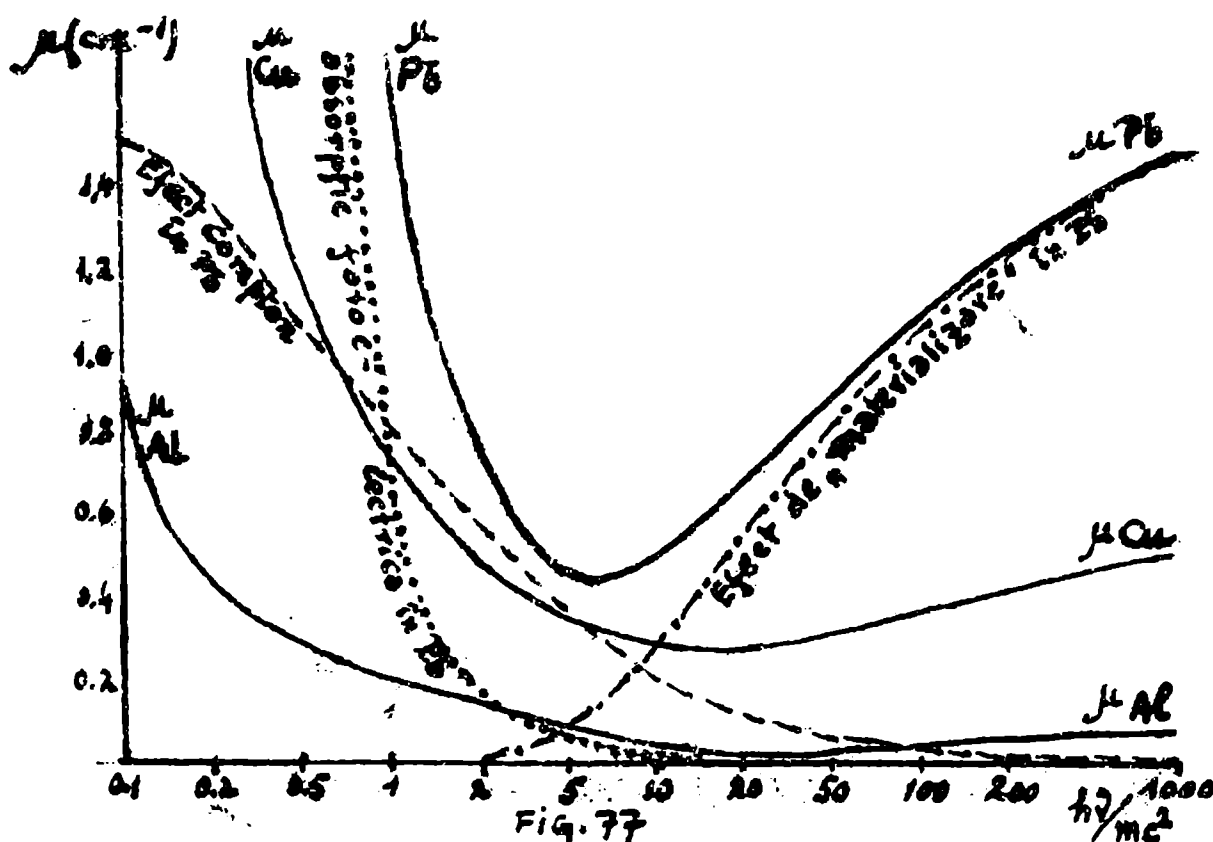


Fig. 77

în Al, Cu și Pb, este dată de curbele (pline) din fig. 77. Se vede

γ în diverse elemente (Al, Cu, Pb), au pus în evidență existența unui al treilea mecanism de absorpție, pe lângă cele două deja cunoscute, de care am vorbit la paragrafele 52 și 53.

Variația în funcție de energia fotonilor, a coeficienților μ

cum absorpția globală scade când crește energia fotonilor, până la un minimum, care se situează la circa 3,5 MeV în cazul Pb, 10 MeV în cazul Cu, 22 MeV în cazul Al.

Pentru energii superioare valorilor indicate mai sus, coeficientul μ încep să crească din nou, în vreme ce coeficienții τ (absorpție fotoelectrică) și σ (difuzie prin efect Compton) continuă să scadă. Astfel, diferența $\mu - (\tau + \sigma)$ devine cu atât mai importantă, cu cât energia fotonilor γ este mai mare. În figură am trasat (punctat) curbele variației lui τ și σ în Ft. Se vede că, pentru fotoni de energie 10 MeV, absorpția globală este deja de câteva ori mai mare decât suma $(\tau + \sigma)$, iar pentru fotoni de 100 MeV, $(\tau + \sigma)$ este neglijabil în raport cu absorpția globală. Este clar că aici se manifestă acel mecanism de absorpție suplimentar, de care vorbeam la început, mecanism care capătă o importanță covârșitoare în elementele grele și în cazul fotonilor de mare energie.

Acest mecanism, căruia i se dădea la început denumirea de "absorpție nucleară", a fost elucidat în 1934 de soții Irène și Frederic Joliot-Curie și consistă în formarea unei "perechi" de electroni (e^+ și e^-) pe socoteala energiei fotonului absorbit.



Fig. 78.

Fig. 78 reproduce aspectul unuia din primarele clișee obținute în camera Wilson, de soții Joliot-Curie, care arată procesul de "materializare" a fotonului. Dintr'un acelaș punct al camerei pleacă două traectorii electronice îngemănate, curbate în sens contrar de câmpul magnetic transversal aplicat camerei. Radiația γ utilizată era aceea a Th C" ($W = 2,6$ MeV).

Este limpede că transformarea $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ este posibilă numai dacă energia fotonului este cel puțin egală cu suma energiilor de masă ale celor doi electroni, adică:

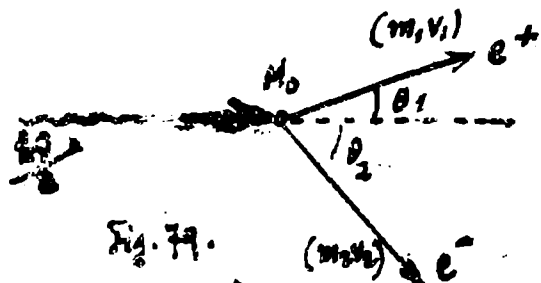
$$2 m_0 c^2 = 1,62 \cdot 10^{-6} \text{ erg} = 1,022 \text{ MeV}.$$

De altă parte, trebuie să adăugăm

că în procesul de "materializare" se conservă atât energia cât și impulsul. Urmează de aci că procesul este posibil numai în prezența unui nucleu, capabil de a prelua o parte din cantitatea de mișcare a fotonului.

În adevăr, fie $h\nu/c$ impulsul fotonului incident (fig. 79), care - în momentul "anihilării" sale - se distribuie între cei doi electroni ai perechii, și nucleul în prezența căruia se produce fenomenul. Fie M_0 masa de repaus a acestui nucleu. Legea conservării impulsului dă:

$$\left. \begin{aligned} \frac{h\nu}{c} &= m_1 v_1 \cos \theta_1 + m_2 v_2 \cos \theta_2 + Mv \\ 0 &= m_1 v_1 \sin \theta_1 - m_2 v_2 \sin \theta_2 \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI},13)$$



unde v este viteza nucleului pus în mișcare, iar M , masa sa relativistă. Punând $\beta_1 = \frac{v_1}{c}$; $\beta_2 = \frac{v_2}{c}$; $\beta = \frac{v}{c}$, sistemul de mai sus dă:

$$\left(\frac{h\nu}{c^2} - M\beta \right)^2 = m_1^2 \beta_1^2 + m_2^2 \beta_2^2 + 2m_1 m_2 \beta_1 \beta_2 \cos(\theta_1 + \theta_2) \quad (\text{VI},13 \text{ bis}).$$

De altă parte, legea conservării energiei dă:

$$h\nu = (m_1 + m_2) \cdot c^2 + (M - M_0) \cdot c^2$$

adică

$$\frac{h\nu}{c^2} = m_1 + m_2 + (M - M_0) \approx m_1 + m_2 \quad (\text{VI},14)$$

Aproximarea este permisă deoarece e clar că $(M - M_0)$ e neglijabil ($\beta \ll 1$).

Ridicând la pătrat ecuația (VI,14) și scăzând dintr'însa ecuația (VI,13 bis), vine:

$$\left(\frac{h\nu}{c^2} \right)^2 - \left(\frac{h\nu}{c^2} - M\beta \right)^2 = m_1^2 (1 - \beta_1^2) + m_2^2 (1 - \beta_2^2) + 2m_1 m_2 [1 - \beta_1 \beta_2 \cos(\theta_1 + \theta_2)]$$

sau încă

$$M\beta \left(\frac{2h\nu}{c^2} - M\beta \right) \approx 2m_0^2 + 2m_1 m_2 [1 - \beta_1 \beta_2 \cos(\theta_1 + \theta_2)] > 0$$

Dar această relație nu poate fi satisfăcută decât dacă :

$$a) \quad \beta > 0 \quad b) \quad \frac{2h\nu}{c^2} - M\beta > 0 \quad \text{adică} \quad \beta < \frac{2h\nu}{Mc^2}$$

Dar în virtutea lui (VI,14) putem scrie $\beta < 2 \frac{m_1+m_2}{M} < \frac{m_1+m_2}{918 m_0}$,

pentru că masa unui nucleu este cel puțin egală cu 1936 m_0 (m_0 , masa de repaos a electronului).

În definitiv, am găsit că procesul de "materializare" este posibil numai dacă impulsul ($m \cdot c$) preluat de nucleu este pozitiv. De altă parte, impulsul pe care trebuie să-l preia nucleul este cu atât mai mic, cu cât masa nucleului (și deci și numărul său atomic) este mai mare. Așadar, probabilitatea procesului de conversiune a energiei unui foton într-o "pereche" este cu atât mai mare, cu cât absorbantul este mai greu. Se demonstrează că această probabilitate crește și cu energia fotonului incident. ⁽¹⁾

Prin metoda traectoriilor de ceață în câmp magnetic transversal, se poate determina energia cinetică a fiecăruia dintre electronii unei perechi. Dacă la suma acestor energii cinetice adunăm 1,022 MeV (energia corespunzătoare masei electronilor perechii) se obține energia totală a fotonului γ incident.

În fig.77 este trasată și curba corespunzătoare absorpției γ prin creare de perechi. Se vede că partea din absorpția globală care revine acestui fenomen crește cu energia fotonilor și devine precumpănitoare - în Pb de pildă - pentru energiile mai mari ca 8 MeV.

Ca încheiere, următoarea observație. Curbele din fig.77 arată că pentru un absorbant determinat, coeficientul de absorpție globală μ descrește la început în funcție de energia fotonilor, trece printr'un minimum, spre a crește apoi din nou. Creșterea este deosebit de rapidă în cazul elementelor grele (de ex. Pb) unde efectul de "materializare" este puternic. Urmează de aci că unei valori determinate a lui μ îi corespund în general 2 valori ale energiei γ . Pentru a elimina ambiguitatea, se vor face măsurători de absorpție în două ecrane de natură diferită. Astfel, pentru $\mu = 1 \text{ cm}^{-1}$, corespund energii de aproximativ 0,9 și 30 MeV. Pentru aceleași energii găsim însă, în Al, valorile $\mu = 0,18 \text{ cm}^{-1}$, respectiv $\mu \approx 0,02 \text{ cm}^{-1}$. Va fi deci ușor să facem distincția între aceste energii.

1) Se cunoaște și fenomenul, în care un pozitron și un electron se "anihilează", masa lor apărând sub forma a doi quante γ de 1,022 MeV sau a 2 quante γ , de 0,511 MeV fiecare.

55.-Originea radiației γ . Relații între radiația γ și desintegrările α , β , K . Nivele de energie nucleară.- Am văzut că emisiunile γ ale radioelementelor naturale sau create prin mijloace artificiale, sunt formate dintr'un număr, în general mic, de frecvențe monocromatice, care dau prin urmare spectre de linii net determinate.

Dintre speciile izotopice γ -active, cele mai multe (circa 150) rezultă din desintegrări β , β^+ sau K . Există însă exemple (16) de specii γ -active generate prin desintegrare α . În aceste din urmă cazuri, radiația α a speciilor generatoare se caracterizează fie prin existența unui spectru de structură fină mai mult sau mai puțin complex, fie prin existența particulelor α de lung parcurs. Ca exemple tipice pot fi citate elementele:

	<u>Energii α, MeV</u>	<u>Energii γ, MeV</u>
$^{231}_{91}\text{Pa}$	4,736; 5,012; 5,032; 5,069; 5,131.	0,294; 0,323; 0,095.
$^{230}_{90}\text{Th}(\text{Io})$	4,509; 4,612; 4,682.	0,068; 0,140; 0,240; 0,190
$^{228}_{90}\text{Th}(\text{Rd Th})$	5,333; 5,418.	0,0848; 0,0881
$^{227}_{90}\text{Th}(\text{RdAc})$	5,672 - 6,049 (11 linii !)	0,032-0,3002 (10 linii !)
$^{223}_{88}\text{Ra}(\text{AcX})$	5,717; 5,606; 5,531.	0,0262-0,444 (15 linii !)

Este azi pe deplin stabilit că emisiunea γ este un fenomen consecutiv desintegrării radioactive. Întâiu are loc o transformare $A \rightarrow B$ (prin α , β , β^+ sau K). Apoi are loc emisiia γ , de care este răspunzătoare specia B . Este firesc să admitem că atomii speciei derivate iau naștere în stare excitată și că saltul dela starea excitată la starea fundamentală se face prin emisiune de quante γ .

Uneori, o parte a emisiei de quante γ își are originea în invelișurile electronice ale nucleului transmutat și este provocată de restructurarea acestor invelișuri. Acești fotoni γ , de frecvențe de același ordin de mărime ca și radiația X caracteristică a elementelor grele, constituie o radiație de fluorescență a atomu-

lui de specia B. Restul emisiei γ (în general constituit din fotoni duri, de frecvențe mari) provine din nucleul transmutat, care trece prin salt, de la starea excitată în care a apărut, la un nivel de energie inferior. Acesta poate fi, sau nu, nivelul fundamental al nucleului. În primul caz, emisia γ nucleară va fi constituită dintr'un foton unic, de energie egală cu diferența de energie dintre nivelul de excitație și nivelul fundamental. În cazul al doilea, când trecerea se face prin salturi succesive pe nivele intermediare, emisia γ va fi constituită dintr'o succesiune rapidă de fotoni, a căror energie totală va fi egală cu energia tranziției de la nivelul de excitație la nivelul fundamental.

Urmează din cele spuse că studiul radiației γ nucleare prezintă un mare interes: el ne poate da informații prețioase relativ la structura nivelelor de energie intranucleare. Prin această metodă au putut fi determinate nivelele nucleare la un șir de elemente generate prin tranziție α . Să examinăm, ca exemplu, cazul elementului Th Cⁿ ($^{208}_{81}\text{Th}$), care rezultă - așa cum știm - din tranziția $^{212}_{83}\text{Bi}(\text{ThC}) \xrightarrow{\alpha} ^{208}_{81}\text{Th}$.

Spectrul de structură fină α al ThC este format din 6 linii, notate de la A la F, ale căror energii în ekv sunt următoarele (Rosenblum și Valadares):

L i n i a	Energie, ekv
A	6207
B	6166
C	5873
D	5725
E	5705
F	5579

După Gamow, componenta de structură fină de energie maximă (în cazul nostru linia A) corespunde particulelor α emise de pe nivelul fundamental al nucleului Th C. Este posibil însă ca o particulă α emisă de pe acest nivel să cedeze unei alte particule α din nucleu, o oarecare fracțiune Δ a energiei sale, quanta Δ fiind bine înțele-

les determinată de structura energetică quantizată a nucleului emițător (Δ poate deci varia în mod discontinuu). În cazul unui asemenea proces se vor produce următoarele fenomene: 1^o particula α "excitată" va fi ridicată pe unul din nivelele de excitație ale nucleului Th C, iar particula α ejectată va părăsi nucleul Th C cu o energie mai mică decât cea corespunzătoare liniei A.

la naștere astfel spectrul de structură fină. 2°/ Nucleul ThC" apare în stare excitată, datorită existenței particulei α asupra căreia fusese transferată energia Δ . Starea de excitație încetează prin recăderea particulei α pe nivelul fundamental al nucleului transmutat, energia Δ fiind emisă sub forma unei quante γ , sau a unei serii de quante γ succesive.

Dacă admitem că linia A corespunde particulelor emise de pe nivelul fundamental (de excitație nulă) a nucleului de Th C, vom calcula nivelele de excitație ale acestui nucleu făcând diferențele de energie între linia A și celelalte linii ale spectrului de structură fină α . În acest mod găsim următoarele energii de excitații ale nucleului ThC, în KeV:

<u>A - B</u>	<u>A - C</u>	<u>A - D</u>	<u>A - E</u>	<u>A - F</u>
41	334	482	502	628

Aceste rezultate pot fi traduse într'un grafic al nivelelor de excitație ale nucleului ThC. Energia E_n a unui nivel care are este de forma

$$E_n = E_0 + \Delta_{n,0}$$

unde E_0 este energia de excitație a nivelului fundamental (prin convenție egală cu zero), iar $\Delta_{n,0}$ este diferența de energie între

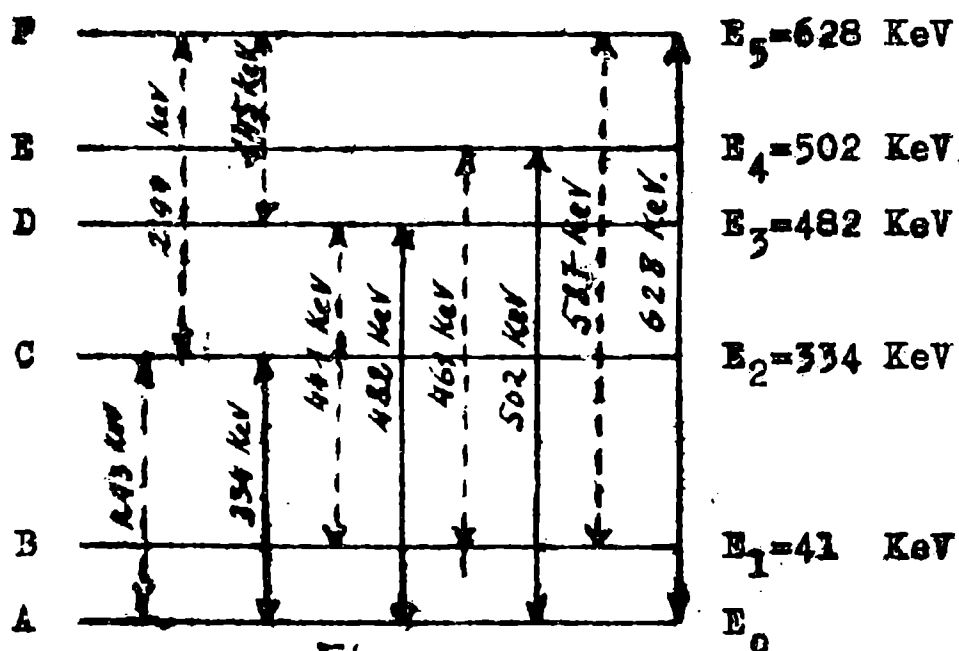


Fig. 80.

nivelul de ordin n și nivelul fundamental (fig. 80).

Particula α "excitată", care se afla în momentul nașterii nucleului ThC" - pe unul sau altul din nivelele F, E, D, C, B, poate recădea pe nivelul A fie deodreptul, fie prin salturi intermediare,

liberând de fiecare dată o quantă γ , a cărei energie U trebuie să fie egală cu diferența dintre energiile celor două stări quasi-staționare între care s'a produs saltul.

Dacă prin armare teoria lui Gamow descrie corect realitatea, va trebui să găsim că energiile grupurilor γ monocromatice, emise de ThC" - și măsurate experimental - sunt egale cu diferen-

tele de energie între liniile de structură fină β ale ThC.

Între cele şase linii ale acestui spectru se pot calcula 15 diferenţe. Le-am trecut în tabelul de mai jos, în dreptul tranziţiei intranucleare la care se referă fiecare. Pe aceeaşi linie am înscris valoarea U a quantei γ corespunzătoare, determinată experimental prin metodele cunoscute de spectrografie γ . Se poate constata că acordul între valorile Δ calculate şi valorile U experimentale este în general foarte bun.

Tranziţie	KeV	U KeV
B - A	41	40,8
C - A	334	327
D - A	482	471
E - A	502	504
F - A	628	617
C - B	293	287
D - B	441	432
E - B	461	451
F - B	587	581
D - C	148	-
E - C	166	163
F - C	294	290
E - D	20	-
F - D	146	145
F - E	126	-

De altă parte, se constată că unele tranziţii teoretice (D-C, E-D, F-E) sunt în fapt interzise. Există deci şi pentru tranziţiile nucleare principii de selecţie, în mod analog cu ceea ce ştim că se petrece în cazul emisiunii de quante X din învelişul electronic al atomilor. Nu este însă cazul să insistăm asupra acestei chestiuni, care este încă departe de a fi cunoscută bine. ¹⁾

În ceea ce priveşte relaţia dintre radiaţia γ şi desintegrarea β , ştim că

unul şi acelaş radioelement negatogen (sau pozitogen) emite electroni nucleari, ale căror viteze pot varia dela zero până la limita superioară a spectrului continuu respectiv. Această limită superioară corespunde energiei tranziţiei, astfel că trebuie să ne punem întrebarea: ce devine diferenţa de energie, în cazul când particula β părăseşte nucleul cu o energie inferioară celei maxime?

Se poate imagina că această diferenţă este transferată, în total sau în parte, asupra protonului (sau neutronului) apărut în

1) vezi ~~nota~~, la pag. 168 jos.

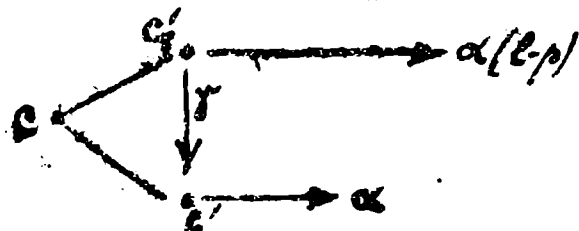
nucleu prin tranziția neutron-proton (sau proton-neutron) care determină desintegrarea β^- (sau β^+). Se poate imagina deasemeni că diferența de energie este preluată de un helion intranuclear. Nucleul transmutat va lua naștere în stare excitată, și revenirea la nivelul fundamental va fi însoțită de emisiunea uneia sau mai multor quante γ .

Acest fenomen a fost observat în realitate: sunt numeroase exemplele de radioelemente negatogene sau pozitogene a căror desintegrare e însoțită de un spectru de linii γ mai mult sau mai puțin complex. Astfel, ThC'' (al cărui spectru β continuu are limita superioară 1,32 MeV) emite o radiație γ intensă, formată din 10 linii spectrale, de energii cuprinse între 0.0403 și 0.8118 MeV. ~~energiile quanticilor γ sînt în general mai mici decît diferența dintre~~ totuși, energia tranziției și energia medie a spectrului β . Această a impus ipoteza suplimentară a existenței "neutrino"-ului, necesară precum am văzut (Cap.V, §40, pag.124) pentru salvagardarea principiului conservării energiei.

1) (de la pag.167).-

Unele elemente heliogene emit, în afară de grupul sau grupurile izocinetice principale, și particule α zise "de lung parcurs" (l-p), a căror proporție față de radiația α principală este foarte mică. Elemente emițătoare de raze α (l-p) sunt: RaC' , ThC' , AcC' .

Gamow interpretează emisia de α (l-p) în modul următor: considerăm transformarea $C \rightarrow C'$. Eșirarea particulei β din nucleul C lasă unele nuclee C' în stare excitată. Revenirea la nivelul fundamental se poate face în două moduri: Nucleul excitat C' poate emite o quantă γ de energie $h\nu = E_n - E_0 = \Delta_{n,0}$, după



care nucleul C' se desintegrează prin α spre a da RaD . Dar nucleul C' poate, pur și simplu, să ejecteze o particulă α (l-p) care să ia cu sine energia de excitație, sub formă cinetică. Ar urma ca energia suplimentară (față de razele α normale) a razelor α (l-p) să coincidă cu energia unora dintre fotonii γ emiși de transformarea $C \rightarrow C'$.

La RaC' , de ex, se cunosc 12 grupuri α (l-p). Pentru grupul (l-p) a cărui energie suplimentară $\Delta = 607$ KeV, se găsește un grup γ de aceeași energie. Grupului α (l-p) de $\Delta = 2880$ KeV, îi corespund 2 quante γ succesive: $1761 + 1120 = 2881$ KeV. Grupului α (l-p) cel mai intens ($R_0 = 9,13$ cm., $W = 9,080$ MeV) îi corespunde un grup γ de energie 1414 KeV, care concordă cu diferența $(9,080 - 7,680) = 1,400$ MeV dintre energia grupului α (l-p) și razele α normale.

Pe baza acestor fapte, se poate construi un model de nivele de excitație nucleare pentru elementul RaC' (cel mai bine studiat în această privință).

56.-Conversiunea internă a fotonilor .-Am arătat la pag. 124 că spectrele γ de linii iau naștere prin conversiunea internă a radiației γ ce însoțește procesul de desintegrare radioactivă. Să ne oprim acum asupra câtorva amănunte ale fenomenului de conversiune internă γ .

Interpretarea spectrelor β discontinui printr'un fenomen de conversiune a energiei γ în interiorul atomului radioactiv emițător, a fost sugerată încă în 1917, de Rutherford, pe baza faptelor cunoscute în acea vreme, relative la efectul fotoelectric extern, provocat în ținte iradiate cu raze X . Ipoteza lui Rutherford era întărită de faptul că există radioelemente care se desintegrează prin α , și în radiația cărora există particule β și quante γ . Așa de pildă chiar Radiumul, care este heliogen, emite - pe lângă grupuri γ caracterizate prin $\lambda_{A1} = 354; 16,3; 0,27 \text{ cm}^{-1}$ - și o radiație β^- moale, formată din 2 linii de viteze $1,56$ respectiv $1,95 \cdot 10^6 \text{ cm. sec}^{-1}$. La fel, RđAc (heliogen) emite o radiație γ de intensitate slabă, formând un spectru de linii cu lungimi de undă cuprinse între 390 și 41 u.x.; și un spectru β^- complex, format din circa 50 linii, pentru care valorile raportului v/c sunt cuprinse între 0,217 și 0,764.-Confirmarea experimentală a ipotezei conversiunii interne γ a fost dată de Ellis, în 1921, pentru diferite radioelemente naturale.

Mecanismul fenomenului de conversiune internă este simplu: quanta γ nucleară - străbătând învelișurile electronice ale atomului transmutat - poate ceda energia sa unuia dintre electronii plasmatici. Acest fotoelectron părăsește atomul cu o energie cinetică egală cu diferența dintre energia quantei γ și energia de legătură a păturei electronice de pe care a fost emis fotoelectronul. Dacă fiind o radiație γ nucleară de energii definite, emisă de un număr mare de atomi de aceeași specie, unii atomi vor pierde electroni K, alții electroni L, alții în fine electroni M. (Pentru electronii, slab legați, de pe păturile exterioare, probabilitatea conversiei interne devine practic nulă. Ea este cu atât mai mare cu cât energia de legătură este mai mare. La unele elemente γ -active, această probabilitate pare aproape egală cu 1, pentru electronii păturei M). În definitiv, dacă notăm W_β energia fotoelectronului de conversiune internă, W_γ energia quantei γ și P energia de

legătură a păturei electronice pe care s'a făcut conversiunea, vom avea

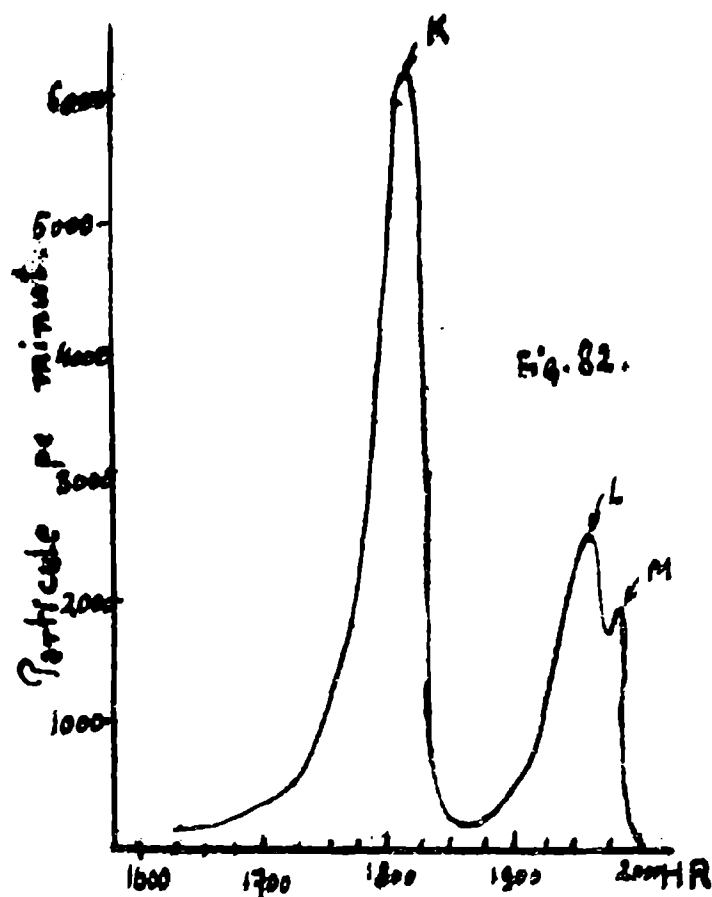
$$W_p = W_\gamma - P$$

Rezultă de aci că măsurarea energiilor W_p prin metoda spectrografiei magnetice β permite determinarea energiilor W_γ ale fotonilor nucleari, dacă se cunosc valorile P ,⁽¹⁾ sau invers pot fi determinate energiile de legătură P ale diverselor pături electronice ale atomului transmutat dacă energiile W_γ au fost în prealabil determinate, printr'una din metodele descrise la paragrafele precedente.

Să dăm ca exemplificare, determinarea energiilor de legătură ale păturilor K, L, M ale lanthanului, cu ajutorul electronilor de conversiune internă a fotonilor de 0,276 Mev emisi de izotopul artificial $^{135}_{57}\text{La}$. Acesta din urmă rezultă din reacția $^{134}_{56}\text{Ba}(\alpha, n)$.

(1) Rezultatele date prin această metodă bazată pe efectul fotoelectric intern concordă bine cu rezultatele celorlalte metode de măsurare a energiilor γ . Iată un tablou comparativ, referitor la grupurile γ monocromatice ale Ra B și Ra C. Pe prima linie orizontală figurează datele obținute prin metoda cristalului rotitor (Cl. Ra). Pe linia a doua figurează datele obținute prin efect fotoelectric extern. Pe a treia, sunt datele lui Ellis, obținute prin metoda fotoefectului intern, adică din studiul spectrelor de linii:

Ra B	λ (u. x)	232	51,5	-	42,0	35	-	-	-	-	-	-	-
	W (KeV)	53,3	240	-	294	353	-	-	-	-	-	-	-
	W (KeV)	-	241	-	294	352	456	-	-	-	-	-	-
Ra C	λ (u. x)	233,1	51,27	-	42,0	35,25	-	-	-	-	-	-	-
	W (KeV)	52,9	240,6	-	293,7	349,9	-	-	-	-	-	-	-
	W (KeV)	-	426	507	610	770	938	1129	1244	-	-	1778	2220
Ra C	λ (u. x)	210	29,0	24,8	20,3	16,10	13,22	11,01	9,96	8,94	8,72	7,0	5,63
	W (KeV)	58,8	426	498	607	766	933	1120	1238	1379	1414	1761	2193
	W (KeV)	-	420	525	617	770	-	-	-	-	-	-	-



In graficul din fig. 82 este trasat în ordonată numărul N al electronilor de conversiune, iar în abscisă impulsul lor (mai precis, produsul $H \cdot R$, proporțional cu impulsul). Curba de repartiție obținută prezintă 3 maxime ascuțite, care corespund energiilor de legătură ale păturilor K , L , M . Diferențele energetice $K - L$, $K - M$ pot fi determinate cu o precizie suficientă pentru a permite identificarea sigură a numărului atomic al nucleului radioactiv studiat.

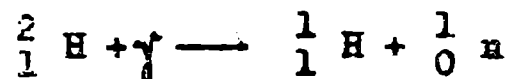
Progrese însemnate în studiul radiației γ a $Ra\ C'$ prin metode spectrelor β de conversiune internă, au fost realizate în ultimii ani de fizicianul sovietic G.D. Latâșev (premiu Stalin 1948) și de colaboratorii lui. Ei au obținut spectre extrem de bogate, cu numeroase linii noi, care dovedesc că structura energetică a nucleului de $Ra\ C'$ este mult mai complexă decât se credea mai înainte. În aceste spectre de electroni figurează peste 20 linii de pozitoni monocromatici și această descoperire pune în lumină un nou mecanism de conversiune internă: prin "materializarea" fotonului nuclear, chiar în câmpul nucleului emițător, și apariția unei "perechi". În spectrul electronic, unele linii de pozitoni sunt simetrice cu unele linii de negatoni, adică reprezintă electronii (+) și (-) de egală energie, ai perechilor de materializare. Unele linii de pozitoni nu și-au însă corespondența în spectrul de negatoni. Aceasta se interpretează prin acela că negatonii respectivi sunt captați, prin rezonanță, pe orbite electronice libere ale nucleului de $Ra\ D$, format prin desintegrarea $Ra\ C' \rightarrow Ra\ D$. În adevăr, energiile pozitoniilor în chestiune sunt tocmai egale cu energiile de legătură, bine cunoscute, ale păturilor electronice ale $Ra\ D$. L.A. Sliv, colaborator al lui Latâșev, a calculat probabilitatea de apariție a acestui fenomen: rezultatul calculului concordă bine cu cel experimental.

Pe baza acestor rezultate, Latâșev definește și calculează "coeficienții de conversiune internă" - parametri care depind de structura nucleului. Aceasta îi dă mai departe posibilitatea de a face deducții cu privire la stările energetice ale nucleului și la

distribuția spațială a sarcinilor electrice intranucleare.

57.-Transmutații nucleare prin raze γ . Fotodesintegrare.

Se numește fotodesintegrare scindarea unui nucleu atomic sub acțiunea unui foton. Acest fenomen a fost descoperit la dexterul gazos, iradiat cu raze γ de Th O ($W \approx 2,62$ MeV). Reacția se scrie:



Studiul amănunțit al acestui fenomen a arătat recent (1945) că el este posibil numai dacă energia γ depășește un prag de fotodesintegrare egal cu $(2,185 \pm 0,006)$ MeV, energie echivalentă cu 0,002338 unități de masă. Admițând că masa se conservă, și luând pentru masele atomice ale D și H, valorile considerate actualmente cele mai exacte, vom avea:

$$\underbrace{2,014722}_{m_D} + \underbrace{0,002338}_{m_\gamma} = \underbrace{1,008130}_{m_H} + \underbrace{x}_{m_n}$$

Rezultă pentru masa neutronului, $m_n = x$, valoarea:

$$\underline{m_n = 1,00893}$$

De fapt, masa neutronului nu ne este cunoscută decât prin acest bilanț al fenomenului de fotodesintegrare.

Secțiunea eficace pentru acest fenomen este foarte mică (de ordinul $6 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$). În cazul unui foton de energie $h\nu$ nu prea mare, și a unui nucleu a cărui energie de coeziune este W , teoreticienii dau următoarea expresie pentru secțiunea eficace:

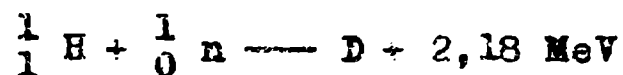
$$\sigma = \frac{4}{3} \frac{h e^2}{m e W} \frac{\left(\frac{h\nu}{W} - 1 \right)^{3/2}}{\left(\frac{h\nu}{W} \right)^3} \quad (\text{VI}, 5)$$

Experiența arată că σ variază în funcție de $h\nu$, trecând printr'un maximum, unde urmează să avem:

$$\frac{d\sigma}{d(h\nu)} = 0$$

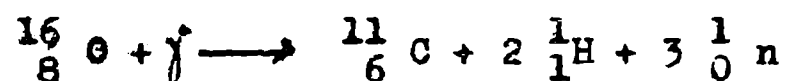
Diferențiind (VI,5) se găsește în aceste condiții $h\nu = 2 W$. Urmează deci că probabilitatea maximă de fotodesintegrare corespunde unui foton γ a cărui energie este dublul energiei de coeziune a nucleului ciocnit.

Este interesant de observat că procesul de fotodesintegrare este reversibil, din punct de vedere energetic. Dacă iradiem H gazeos cu neutroni termici, procesul de simplă captură duce la formarea unui nucleu D, cu emisia unui foton de energie 2,18 MeV:



Cercetările cu privire la fotodesintegrare au putut fi extinse de îndată ce tehnica accelerării particulelor încărcate a permis producerea de fotoni de mai mare energie.

Așa de pildă, Li bombardat cu protoni emite o radiație de energie mai mare ca 17 MeV. Acești fotoni ^{sunt}capabili să provoace fotodesintegrări în mai toate elementele sistemului periodic. Toate aceste reacții nucleare sunt caracterizate prin emisie de neutroni; urmează de aici că nucleele născute prin fotodesintegrare au un număr masic cu o unitate mai mic decât nucleul iradiat. Dacă nucleul născut prin fotodesintegrare este nestabil, el se desintegrează în general prin emisie de pozitoni. S'a constatat deasemeni că în numeroase cazuri, nucleul iradiat pierde, prin fotodesintegrare, nu o particulă unică, ejectată cu energie mare, ci mai multe particule de masă unitate, care-și împart între ele energia de excitație. Exemplu:



58.-Puterea ionizantă a radiației γ .- Acțiunea ionizantă a radiației γ este indirectă. Ea se exercită prin mijlocirea electronilor expulzați din materie (fotoelectroni de conversiune externă sau internă, electroni Compton) sau electronilor de "materializare". În aer, în condiții normale de presiune și temperatură, fiecare foton de mare energie produce în medie 1 - 2 perechi de ioni pe cm. de traect. La rândul lor, electronii generează 50 - 100 perechi de ioni pe cm. de parcurs.

Ionizarea prin raze γ este foarte slabă, dacă o comparăm cu ionizarea prin raze α sau chiar β . Se caută deaceia mijloace potrivite pentru amplificarea ionizării γ . Un asemenea mijloc este, de pildă, umplerea camerelor de ionizare cu Argon sub presiune de

câteva atmosfere. În adevăr, ionizarea crește cu greutatea moleculară (atomică) a gazului de umplere, precum și cu presiunea. Alte gaze folosite în același scop sunt: SF_6 ($M = 146$); Br CH_3 ($M = 94,9$) și $\text{CCl}_2 \text{F}_2$ (freon), ($M = 120,9$).

În strânsă legătură cu ionizarea produsă de razele γ , și cu marea lor putere penetrantă, stă utilizarea acestor raze în biologie și terapeutică. Se știe că orice agent fizic capabil de a provoca o ionizare suficient de intensă, distruge țesuturile vii. Celulele în curs de multiplicare (celule tinere), cum sunt cele ce formează tumorile (benigne sau canceroase) sunt deosebit de sensibile la acțiunea agenților ionizanți. Pe acest principiu se bazează utilizarea razelor γ dure, în tratarea tumorilor. Printr'o dozare convenabilă, e posibilă distrugerea celulelor în stare de proliferare rapidă, fără a dăuna țesuturilor normale.

Dozele terapeutice folosite în practica medicală variază între 300 și 3000 unități roentgen (u.r.). Definiția "roentgenului" este următoarea:

"1 r este egal cu numărul de fotoni (x sau γ) care într'un cm^3 de aer pur, la 0°C și 760 mm. Hg. produce - prin ionizare - 1 unitate electrostatică de electricitate (negativă sau pozitivă)".

Ca exemplu concret, vom spune că radiația γ dură (filtrată prin câțiva mm Pb) a unui gram de Ra (element) în echilibru cu toți derivații săi până la Ra C, C', C" inclusiv, produce circa 85 r. pe oră, în unitatea de volum de aer situat la 10 cm de sursă.

Coeficientul de absorpție a radiației γ dure a Ra, în țesuturile animale, este aproximativ $\mu = 0.067 \text{ cm}^{-1}$, ceea ce revine la a spune că grosimea $X_{1/2}$ de reducere la jumătate a intensității inițiale este aproximativ egală cu 8 cm. Aceasta permite tratamentul prin "curieterapie" γ , a tumorilor profunde.-

CAPITOLUL VII

Sistematica generală a radioelementelor.

59.-Introducere.-Dacă până în 1934 fenomenul radioactivității era restrâns la 44 izotopi aparținând unui număr de 14 elemente chimice naturale, actualmente - 17 ani după descoperirea radioactivității "artificiale", de către Irène și Frederic Joliot-Curie - numărul speciilor nucleare radioactive cunoscute trece de 780 și ele se repartizează între toate cele 92 pleiade isotopice existente în natură, precum și între cele 5 pleiade (elemente) de sinteză, al căror număr atomic este cuprins între 93 și 97.

Această dezvoltare uriașă, într'un timp atât de scurt, a domeniului radioactivității, trebuie socotit că unul din cele mai răsunătoare succese ale fizicii contemporane, care făcând concurență naturei întocmai ca și chimia compuşilor carbonului - a creat (sau creat din nou) aproape 750 de specii nucleare inexistente astăzi în scoarța terestră accesibilă explorării noastre.

Până la descoperirea radioactivităților provocate, sistematica elementelor radioactive se mărginea - prin forța lucrurilor să stabilească, pe de o parte locul ce revine fiecăruia din cei 44 izotopi radioactivi naturali, în tabloul periodic al lui Mendeleev; de altă parte, relațiile genetice existente între ei. Rezultatul acestor cercetări a fost recunoașterea existenței a trei serii (familii) radioactive naturale: seria U - Ra; seria Ac; seria Th.

Astăzi, cadrul sistematicii radioelementelor s'a extins, în așa fel ca să cuprindă totalitatea radioactivităților cunoscute. Un mare număr de izotopi radioactivi artificiali se leagă genetic cu familiile radioactive naturale, care apar astfel ca fragmente ale unor serii mult mai vaste, din care însă numeroși termeni s'au stins în decursul erelor geologice. Alte radioelemente de sinteză se leagă genetic între ele, pentru a forma o a patra serie radioactivă, inexistentă actualmente în scoarța terestră, și probabil dispărută prin extincție.

În ceea ce privește izotopii radioactivi naturali, problema repartizării lor în căsuțele tabloului periodic a fost rezolvată încă din primii ani de dezvoltare a Radioactivității, pe baza a

două legi de deplasare radioactivă, deduse de K. Fajans și F. Soddy din ansamblul observațiilor experimentale. Cum e și firesc, aceste legi se refereau la tipurile de desintegrare radioactivă cunoscute până în 1934, și anume: desintegrarea α și desintegrarea β^- . Astăzi, când în afară de aceste tipuri "clasice" cunoaștem și altele - ce se întâlnesc numai la radioactivitățile artificiale - numărul legilor de deplasare a crescut la cinci. Cu ajutorul lor, putem stabili atât locul în clasificarea periodică, cât și relațiile genetice ale tuturor izotopilor radioactivi cunoscuți.

Ca încheiere la acest paragraf introductiv, dăm mai jos tabloul clasificării periodice a elementelor chimice, după datele cele mai noi.

TABLOUL CLASIFICĂRII PERIODICE A ELEMENTELOR

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	0
1	1 H 1,008								2 He 4,00
2	3 Li 6,94	4 Be 9,01	5 B 10,81	6 C 12,01	7 N 14,01	8 O 16,00	9 F 19,00		10 Ne 20,18
3	11 Na 22,99	12 Mg 24,31	13 Al 26,98	14 Si 28,09	15 P 30,97	16 S 32,06	17 Cl 35,45		18 Ar 39,94
4	19 K 39,10	20 Ca 40,08	21 Sc 44,96	22 Ti 47,88	23 V 50,94	24 Cr 52,00	25 Mn 54,94	26 Fe 55,85	27 Co 58,93
		28 Ni 58,69	29 Cu 63,55	30 Zn 65,37	31 Ga 69,72	32 Ge 72,61	33 As 74,92	34 Se 78,96	35 Br 79,90
5	37 Rb 85,47	38 Sr 87,62	39 Y 88,91	40 Zr 91,22	41 Nb 92,91	42 Mo 95,94	43 Tc 98,91	44 Ru 101,07	45 Rh 102,91
	47 Ag 107,87	48 Cd 112,41	49 In 114,82	50 Sn 118,71	51 Sb 121,76	52 Te 127,60	53 I 126,91	54 Xe 131,30	
6	55 Cs 132,91	56 Ba 137,33	57 La 138,91	58 Ce 140,12	59 Pr 140,91	60 Nd 144,24	61 Pm 144,91	62 Sm 150,36	63 Eu 151,96
	79 Au 196,97	80 Hg 200,59	81 Tl 204,38	82 Pb 207,2	83 Bi 208,98	84 Po 209	85 At 210	86 Rn 222	
7	87 Fr 223	88 Ra 226,07	89 Ac 227,03						

58-71	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu
Lantanide	140,12	140,91	144,24		150,36	151,96	157,25	158,93	162,50	164,93	167,26	168,93	173,05	174,97

80-87	80 Th	81 Pa	82 U	83 Np	84 Pu	85 Am	86 Cm	87 Bk	88 -	89 -	90 -		
Actinide	232,04	231	238,03	237	239	241	242						

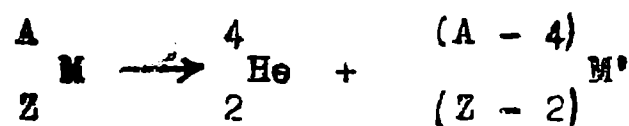
60.-Legile de deplasare radioactivă.- Se știe că locul pe care-l ocupă un element chimic (pleiadă de izotopi) în clasificatia periodică este determinat, în ultimă analiză, de sarcina lui nucleară. Am văzut (Cap.IV,32) că sarcina nucleară, adică numărul atomic Z , al elementelor poate fi determinat prin metoda difuziei particulelor α , cu condiția de a dispune de cantități ponderabile din elementul cercetat. Această condiție este satisfăcută pentru toate elementele stabile sau cu perioadă radioactivă lungă (ca de ex. Th și U).

În cazul majorității elementelor radioactive, metoda lui Chadwick nu este aplicabilă. De aceea, pentru aceste elemente, numărul atomic, deci locul în clasificatia periodică, se deduce pe baza legilor de deplasare radioactivă.

a) Desintegrări α .-Elementul Ra emite o particulă α , și se transmută într'un element gazos, cărui i s'a dat numele de radon (Rn). Să admitem cunoscut numărul atomic, $Z = 88$, al Ra (Vom vedea ulterior modul în care acest număr atomic a fost stabilit). Dat fiind că, pentru a se transmuta într'un nucleu de Rn, nucleul Ra emite o particulă α (${}^4_2\text{He}$) de masă 4 și de sarcină electrică 2, legea conservării masei și a conservării sarcinii electrice impun ca nucleul de Rn să aibă un număr atomic $Z = 86$ ($88 - 2$) și un număr masic $A = 226 - 4 = 222$.⁽¹⁾ Dacă inspectăm tabloul clasificatiei periodice a elementelor, constatăm că numărul atomic 86 corespunde unui omolog superior al Xe, gaz zerovalent. Radonul se comportă în adevăr ca un gaz nobil, iar determinările de pondere atomică au dat un rezultat conform așteptărilor teoretice.

Fără a fi nevoie să înmulțim exemplele, putem generaliza concluziile de mai sus, formulând prima lege de deplasare radioactivă.

Nucleul format în urma unei desintegrări α are un număr masic cu 4 unități de masă mai mic decât numărul masic al nucleului generator, și un număr atomic cu 2 unități mai mic decât numărul atomic al nucleului generator:

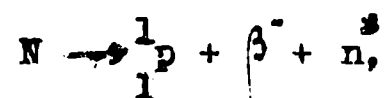


Așadar, nucleul derivat M' este deplasat, în tabloul clasificării periodice, cu două locuri în sensul descreșcător al

(1) Ponderea atomică a elementului Ra a fost determinată direct prin metodele clasice ale Chimiei. S'a găsit $A = 226,05$.

numerelor atomice, față de nucleul generator M.

b) Desintegrări β^- . - În cazul unei desintegrări β^- , variația numărului massic este nulă, deoarece masa electronului expulzat din nucleul generator este neglijabilă. În schimb, numărul atomic al nucleului derivat va fi cu o unitate mai mare decât acela al nucleului generator, dat fiind că desintegrarea β^- este consecința procesului de tranziție a unui nucleon la starea de proton:



Vom avea deci în general, pentru conservarea masei și sarcinei:



Să luăm un exemplu concret: izotopul $^{228}_{88}\text{Ra}$ (MsTh_1) se transformă prin β^- și ar trebui să dea, conform legii de mai sus, un izotop al pleiadei de număr atomic 89 (Ac). În adevăr, derivatul radioactiv al MsTh_1 , cunoscut sub numele de MsTh_2 posedă toate caracterele chimice ale elementului 89.

Putem deci formula precum urmează a doua lege de deplasare radioactivă:

Nucleul format în urma unei desintegrări β^- are același număr massic ca nucleul generator, și un număr atomic cu 1 unitate mai mare.

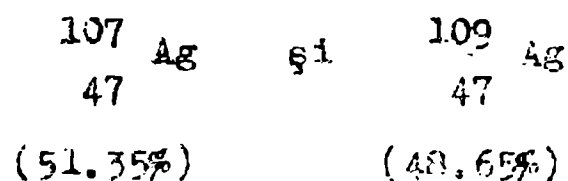
Nucleul derivat este deci deplasat, în tabloul clasificăției periodice, cu un loc în sensul crescător al numerelor atomice, față de nucleul generator.

c) Desintegrări β^+ . - Se cunosc astăzi un număr considerabil de radioactivități artificiale pozitogene, tip de desintegrare inexistent la izotopii radioactivi naturali.

În regulă generală, se desintegrează prin β^+ nucleele artificiale de număr massic inferior numărului massic al izotopilor stabili din pleiada respectivă, adică acele nuclee la care raportul numărului de protoni la numărul de neutroni este mai mare decât la nucleele stabile, de același număr atomic. Dimpotrivă, se desintegrează prin β^- acei izotopi artificiali al căror număr massic e mai mare decât numărul massic al izotopilor stabili din pleiada respec-

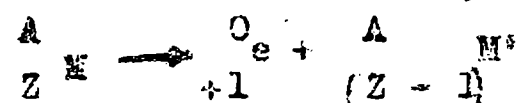
tivă, adică acele nuclee la care raportul $\frac{\text{nr de neutroni}}{\text{nr de protoni}}$ este mai mare decât la nucleele stabile de acelaş număr atomic.

Un exemplu grăitor al acestei reguli, îl oferă pleiada Ag, alcătuită din 2 izotopi stabili:



la care se adaugă cel puţin 10 izotopi radioactivi. Din aceştia, izotopii 102, 104, 105, 106 se desintegrescă prin β^+ (sau se transformă prin captură K, echivalentă cu o desintegrare β^+); izotopul de masă 108 se desintegrează bifurcat (şi prin β^+ şi prin β^-); iar izotopii 110, 111, 112, 113, 115 se desintegrescă prin β^- .

Intocmai ca şi o desintegrare β^- , desintegrarea pozitogenă lasă neschimbat numărul masic. În ce priveşte numărul atomic, plecarea unei sarcini pozitive din nucleul generator lasă cu o unitate mai mic numărul atomic al nucleului derivat. Vom avea prin urmare:



Aşa de pildă, desintegrarea pozitogenă a ${}^{35}_{17}\text{Ar}$ duce la formarea izotopului ${}^{35}_{17}\text{Cl}$ (stabil, 75,43%), uşor de ${}^{18}\text{Ar}$ identificat prin reacţii caracteristice.

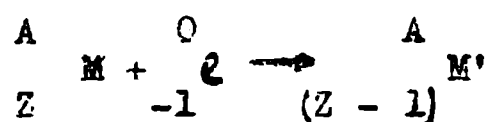
Vom formula deci astfel a treia lege de deplasare radioactivă:

Nucleul format în urma unei desintegrări β^+ este izobar cu nucleul generator şi are un număr atomic cu o unitate mai mic.

Nucleul derivat este deci deplasat, în tabloul clasificăţiei periodice, cu un loc în sensul descreşcător al numerelor atomice, faţă de nucleul generator.

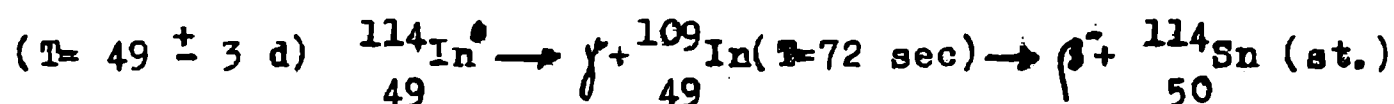
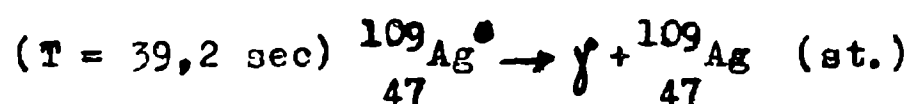
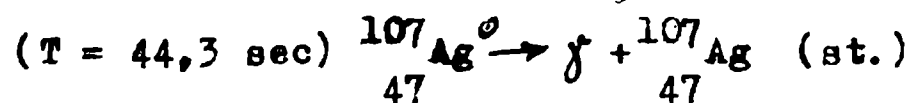
d) Transmutaţii prin captură K.— Captarea unui electron face să scadă cu o unitate sarcina pozitivă, deci numărul atomic, al nucleului transmutat. E limpede deci că:

Transmutaţia prin captură K este echivalentă, din punct de vedere al deplasării radioactive, cu o desintegrare pozitogenă



Aceasta constituie a patra lege de deplasare.

e) Tranziții izomerice. - Se cunosc astăzi destul de numeroase exemple de tranziții izomerice, în care un nucleu de sinteză ia naștere în stare excitată și trece (cu o viață medie determinată și caracteristică) într-o stare de energie inferioară, emițând surplusul de energie sub forma unei quante γ . Nucleul format prin această tranziție izomerică poate fi stabil sau radioactiv. Iată exemple:



Vom formula precum urmează a cincea lege de deplasare radioactivă:

Tranzițiile izomerice dau naștere unor nuclee izotope și izobare cu nucleele generatoare.

Nu are loc deplasare în cadrul tabloului periodic.

61. - Tipuri de masă. - Orice număr masic A poate fi scris sub forma $A = 4n + m$, unde n este un număr întreg, iar m poate lua valorile 0, 1, 2, 3. Este ușor de văzut că nu pot exista numere masice în afara celor patru tipuri ($4n + 0$, $4n + 1$, $4n + 2$, $4n + 3$) definite mai sus.

Izotopul ${}^{238}_{92}\text{U}$ aparține, de pildă, tipului de masă ($4n + 2$), pentru că $238 = 4 \times 59 + 2$.

Izotopul ${}^{235}_{92}\text{U}$ aparține tipului de masă ($4n + 3$), pentru că $235 = 4 \times 58 + 3$.

Izotopul ${}^{232}_{90}\text{Th}$ aparține tipului de masă ($4n + 0$), căci $232 = 4 \times 58 + 0$.

Izotopul ${}^9_4\text{Be}$ aparține tipului de masă ($4n + 1$), așa cum se verifică imediat.

Dacă, așa cum arată ultimul din exemplele citate, există specii nucleare stabile, de tipul de masă ($4n + 1$), se poate controla ușor că nu există în natură specii nucleare radioactive aparținând acestui tip de masă. Există în schimb radioelemente naturale de tip de masă ($4n + 0$), și ele formează seria Thorului;

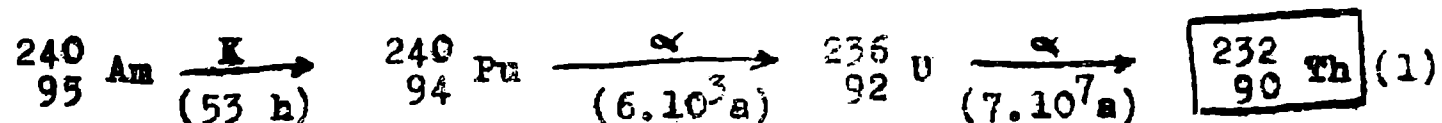
există radioelemente naturale de tip de masă $(4n + 2)$, și ele alcătuiesc seria Uranului; există în fine radioelemente naturale de tip de masă $(4n + 3)$, și ele constituie seria Actiniului.

Cât privește radioelementele de tip de masă $(4n + 1)$ ele sunt toate artificiale și intră în compunerea celei de a patra serii radioactive, al cărei element generator este izotopul ${}^{241}_{96}\text{Cm}$.

În cele ce urmează, ne propunem să studiem componența celor patru serii radioactive, în ordinea crescătoare a valorilor lui m .

62.-Seria radioactivă de tip de masă $(4n + 0)$ (Seria Thorului).-În stadiul actual al cunoștințelor noastre, trebuie să considerăm izotopul ${}^{240}_{95}\text{Am}$ ca element generator al trunchiului principal al seriei radioactive de tip de masă $(4n + 0)$.

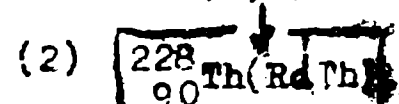
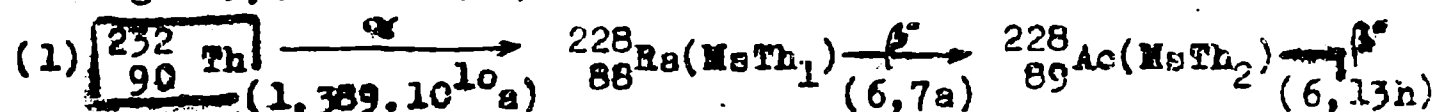
${}^{240}_{95}\text{Am}$ a fost sintetizat prin reacție (α, n) din ${}^{237}_{93}\text{Bp}$. Are o perioadă $T = 53$ h. și se transformă prin captură K . Iată succesiunea desintegrărilor ce duc la ${}^{232}_{90}\text{Th}$, cel mai greu radioelement de masă $(4n + 0)$ existent în natură:



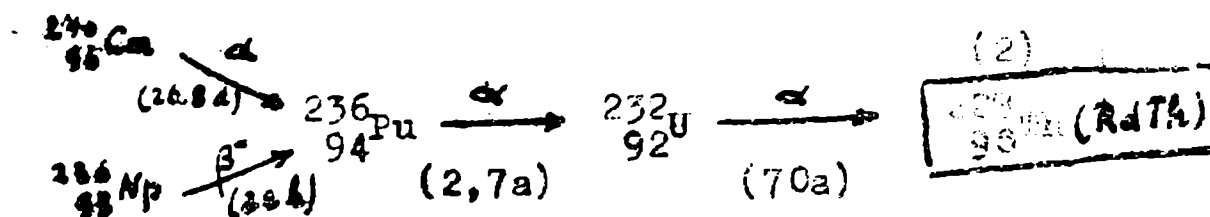
Elementul Th a fost identificat de J.v.Berzelius, în 1828.

Este un metal cenușiu, puțin sfărâmbicios, de pondere atomică 232,12 (O.Hönigschmidt și Horowitz). În mineuri, Th întovărește de obicei U și lantanidele. Densitatea metalului Th este $d = 11,2$. Fierbe la temperatura de 1845°C , sub presiune atmosferică normală. Elementul chimic Th formează circa $12 \cdot 10^{-6}$ din greutatea scoarței terestre accesibile cercetării noastre.

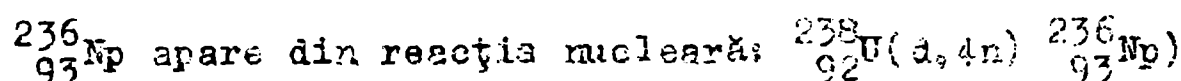
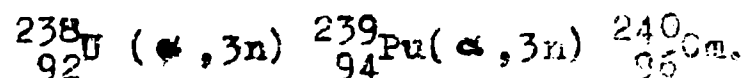
Thorul-element emite raze α de parcurs $R_0 = 2,90$ cm (aer, 15° , Geiger, 1921). Derivatul său este ${}^{228}_{88}\text{Ra}$ (MsTh_1), descoperit de O.Hahn (1907). Prin raze β^- foarte moi, MsTh_1 trece în ${}^{228}_{89}\text{Ac}$ (MsTh_2), care mai departe tot prin desintegrare β^- , trece în ${}^{228}_{90}\text{Th}$ (RaTh). Acest izotop al Th se caracterizează ușor prin perioada sa $T = 1,9$ a, și prin cele 2 grupuri α pe care le emite: unul de energie 5,333 MeV (17%), celălalt de energie 5,418 MeV (83%). Avem deci următoarea succesiune:



RaTh apare însă, de altă parte, ca produs al următorului lanț de desintegrări



(Notă: ${}^{240}_{95}\text{Cm}$ apare din reacțiile nucleare:



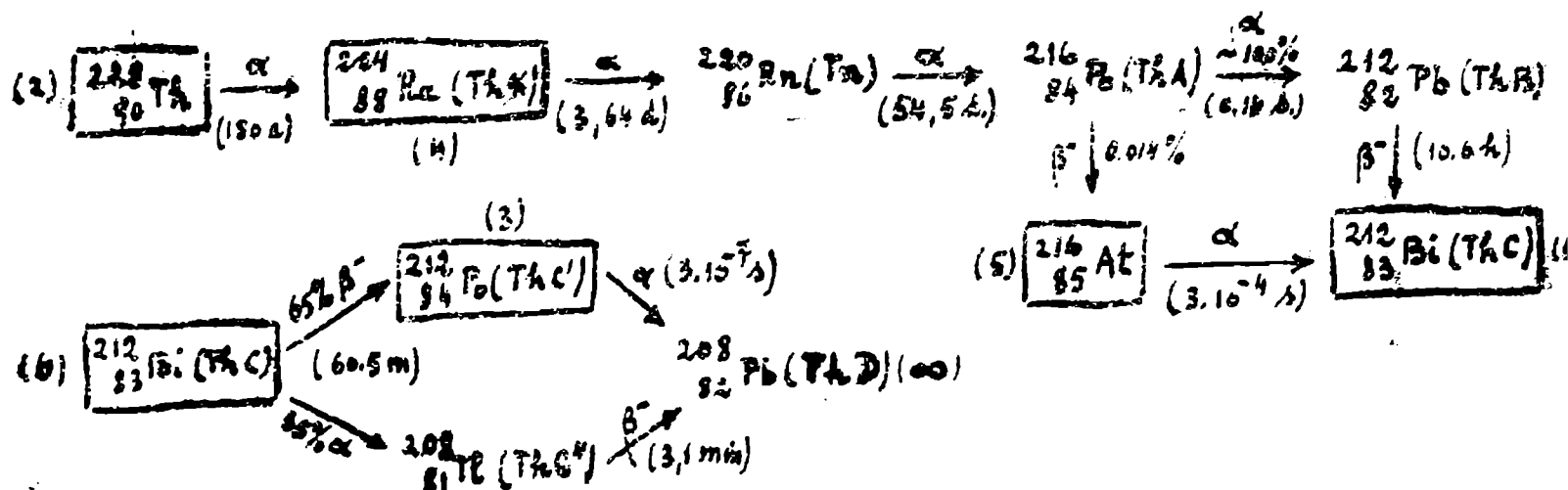
Prin desintegrare α , RaTh trece în ${}^{224}_{88}\text{Ra}$ (Th X), identificat în 1902 de Rutherford și Soddy. Th X prezintă un interes istoric deosebit: asupra lui s'a putut face, datorită perioadei sale moderate $T = 3,64$ d., primele măsuri de descreștere exponențială a activității în funcție de timp, măsuri ce stau la baza teoriei generale statistice a desintegrării radioactive.

Th X este heliogen și dă naștere unui gaz radioactiv zerovalent, ${}^{220}_{86}\text{Rn}$ (Th). Mai departe, Th trece prin desintegrare α , în ${}^{216}_{84}\text{Po}$ (ThA), primul termen al "depozitului activ" al thoromului. Din ThA ia naștere, prin desintegrare α , ${}^{212}_{82}\text{Pb}$ (ThB), al doilea termen al "depozitului activ" al thoromului, iar din acesta prin desintegrare β^- , ${}^{212}_{83}\text{Bi}$ (ThC).

ThC suferă o desintegrare "bifurcată": din 100 mulee, 65 se desintegrează prin β^- , trecând în ${}^{212}_{84}\text{Po}$ (ThC'), iar restul de 35 se desintegrează prin α , trecând în ${}^{208}_{81}\text{Tl}$ (ThC").

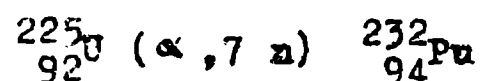
Mai departe, ThC' se desintegrează prin α , ThC" prin β^- , astfel că derivatul lor comun este ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ (ThD). Acesta este un izotop de Pb inactiv ($T = \infty$) cu care se încheie seria desintegrărilor.

Avem deci următoarea schemă:

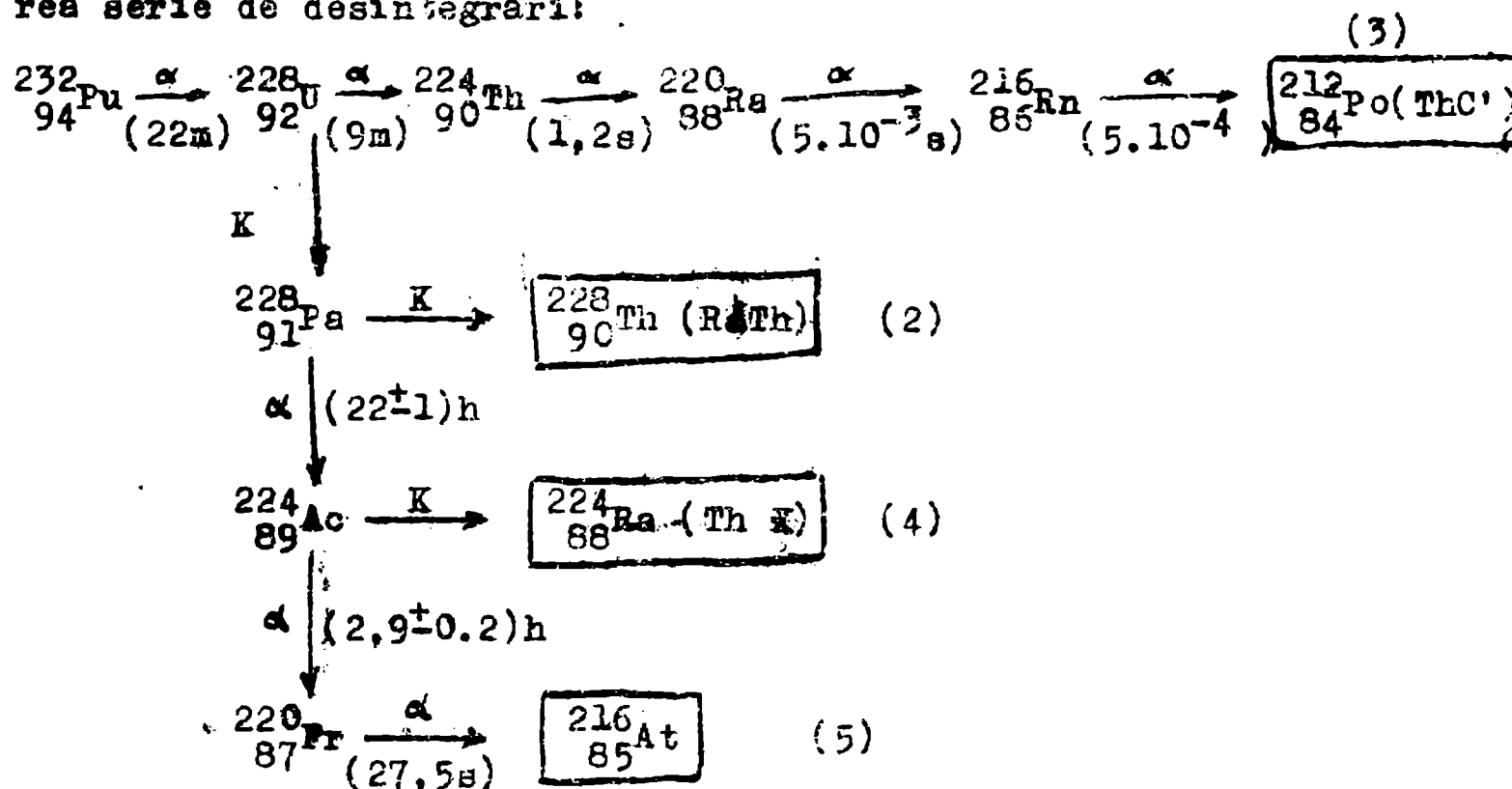


Precum se vede, la cele spuse mai sus se adaugă că un foarte mic număr de nuclee de ThA (0,014%) se desintegrează prin β^- , dând naștere unui izotop al elementului 85 (Astatiniu, At). Acesta, prin desintegrare α , dă ThC, încheindu-se astfel bifurcația.

Să considerăm acum izotopul $^{232}_{94}\text{Pu}$, al cărui număr masic este și el de tipul $(4n + 0)$. Această specie moleculară, caracterizată printr-o perioadă $T = 22$ min și printr-o radiație α de energie 6,6 MeV, apare din reacția nucleară:



Pornind dela acest radioelement de sinteză, avem următoarea serie de desintegrări:



Observație.—In schemele de filiație precedente, izotopii încadrați în chenare constituie verigele de legătură între diferitele ramuri ale seriei $(4n + 0)$. Cifrele din paranteze stabilesc corespondențele.

Notă: Aplicarea legilor de deplasare radioactivă la seria naturală care începe cu $^{232}_{90}\text{Th}$, conduce la concluzia că termenul final al seriei este un izotop de Th de număr masic 208.

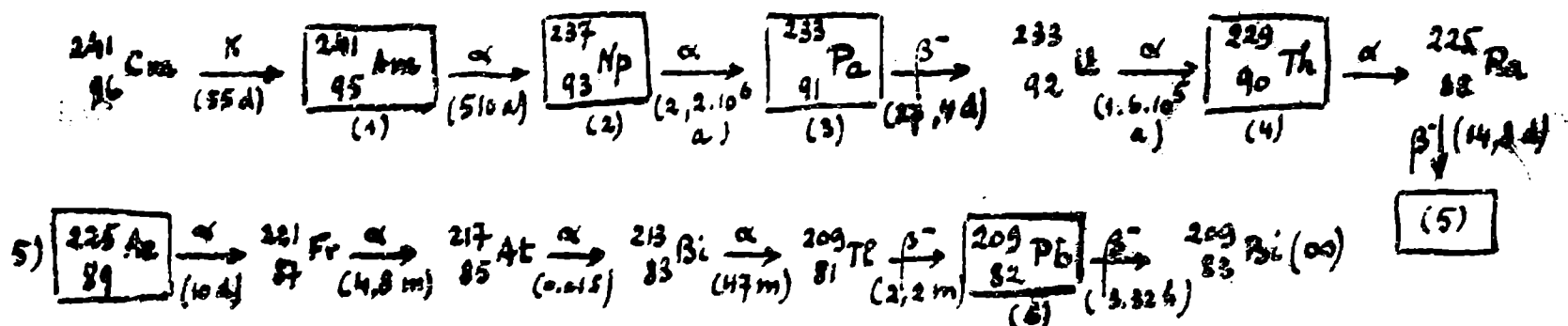
Soddy a dat o verificare experimentală a acestei concluzii. Thorita (minereu de Th) din Ceylon conține 62% Th O_2 și 0,85% U_3O_8 . Minereul conține deasemeni Pb, ca termen final al desintegrării elementelor seriei Th și seriei U; cu alte cuvinte acest Pb este

un amestec de ThD și RaG ($^{206}_{82}\text{Pb}$), în proporții determinate de procentajul de Th și U în minereu. Ținând seama de aceste procentaje precum și de ponderile atomice teoretice (208 și 206) ale celor doi izotopi de Pb în amestec, se găsește că ponderea atomică a Pb de thorită trebuie să fie 207,7. Determinarea experimentală a acestei greutăți atomice a dat valoarea 207,74, în perfect acord cu așteptările teoretice.

63.-Seria radioactivă de tip de masă $(4n+1)$. Această serie este în întregime formată din specii nucleare de sinteză, și dacă ea a existat cândva pe pământ, s'a stins cu desăvârșire în roci-le accesibile prospecțiunii noastre, din cauza valorilor relativ mici ale perioadelor radioactive ale termenilor seriei.

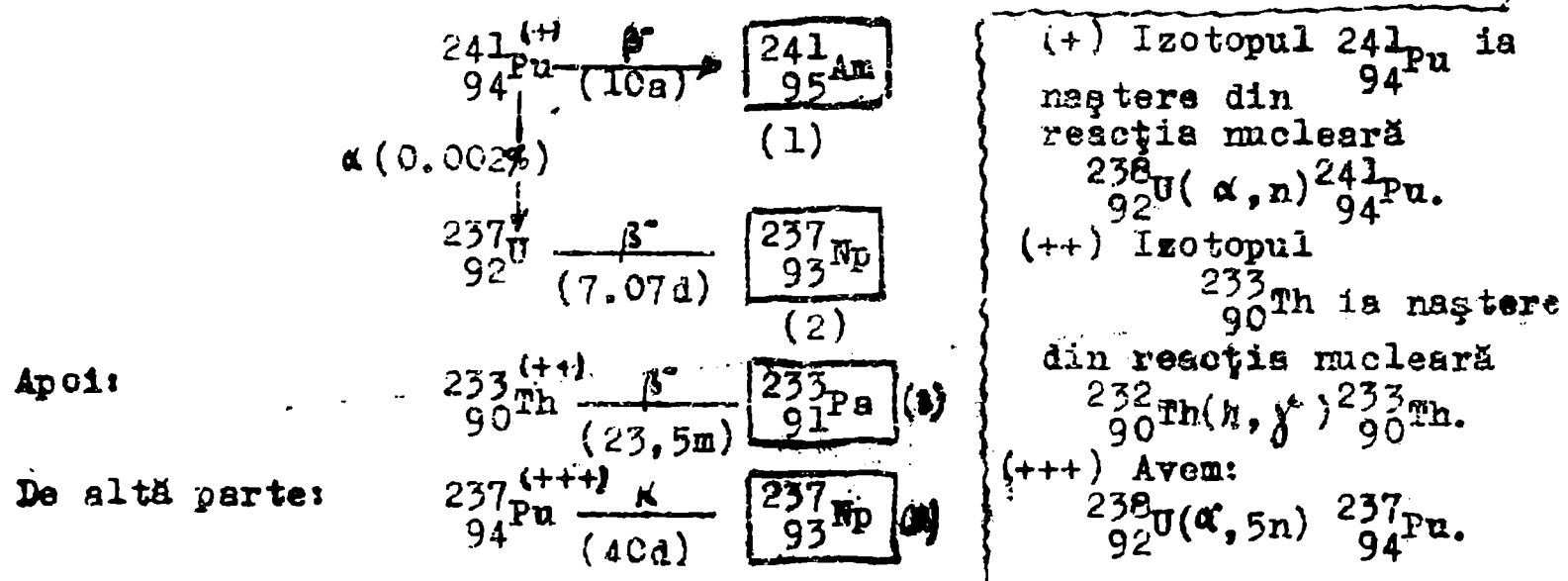
Ca element generator cap de serie trebuie să considerăm aici izotopul de număr masic 241, al pleiadei 96 (Cm). Acest izotop, care rezultă din reacția nucleară $^{239}_{94}\text{Pu} (\alpha, 2n) ^{241}_{96}\text{Cm}$, se transmută prin captură K, cu o perioadă $T = 55$ d.

Cascada desintegrărilor, în ramura principală a seriei, este următoarea:

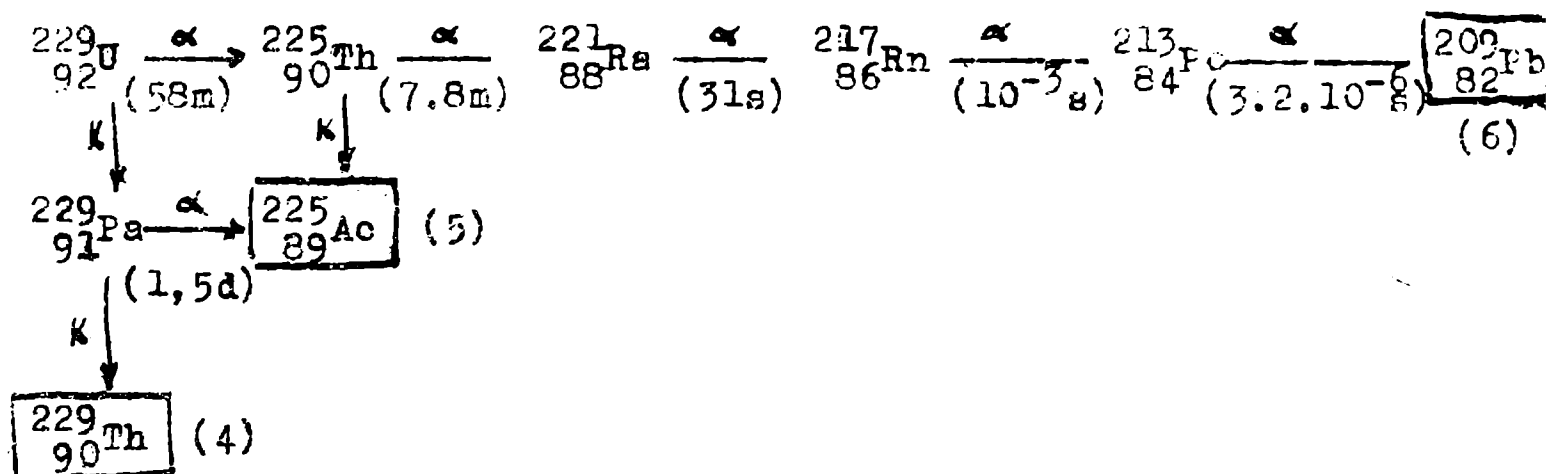


Termenul final este Bi obișnuit, care formează 100% din pleiada naturală de număr atomic 83.

De ramura principală se leagă, în diferite puncte de inserție indicate prin numerele (1), (2), etc., de pe schema de mai sus, mai multe ramuri laterale, după cum urmează:



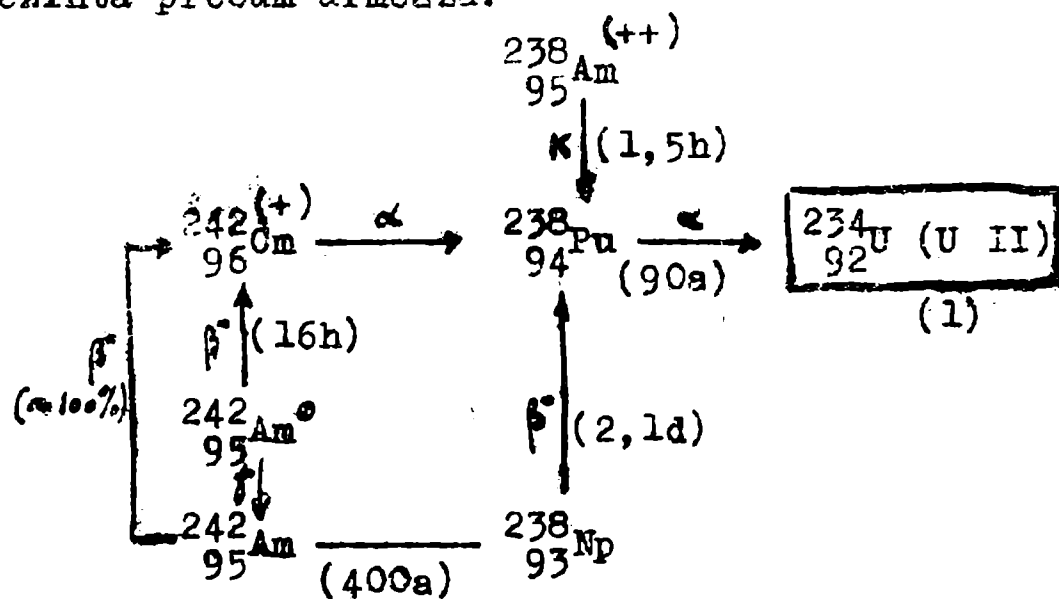
În fine, din reacția $^{232}_{90}\text{Th}(\alpha, 7n)$ se obține izotopul artificial $^{229}_{92}\text{U}$, cu o perioadă $T = (58 \pm 3) \text{ min.}$ De la acest izotop pornește o nouă ramură a seriei $(4n + 1)$ și anume:



În total, serie de tip de masă $(4n + 1)$ însumează 24 specii nucleare repartizate între 16 pleiade, de la $Z = 96$ la $Z = 81$ inclusiv.

64.-Seria radioactivă de tip de masă $(4n + 2)$. (Familia U-Ra). O parte a acestei serii constituie familia radioactivă naturală a U-Ra. Acest din urmă element având o importanță deosebită atât din punct de vedere istoric, cât și din punct de vedere al utilizării în știință și în practică, vom stăruia asupra lui și asupra elementelor naturale, genetic legate de el.

Începem cu studiul general al seriei. În stadiul actual al realizărilor chimiei nucleare, trebuie să considerăm că elementul inițial este izotopul de sinteză $^{242}_{96}\text{Cm}^{(++)}$. Începutul seriei se prezintă precum urmează:

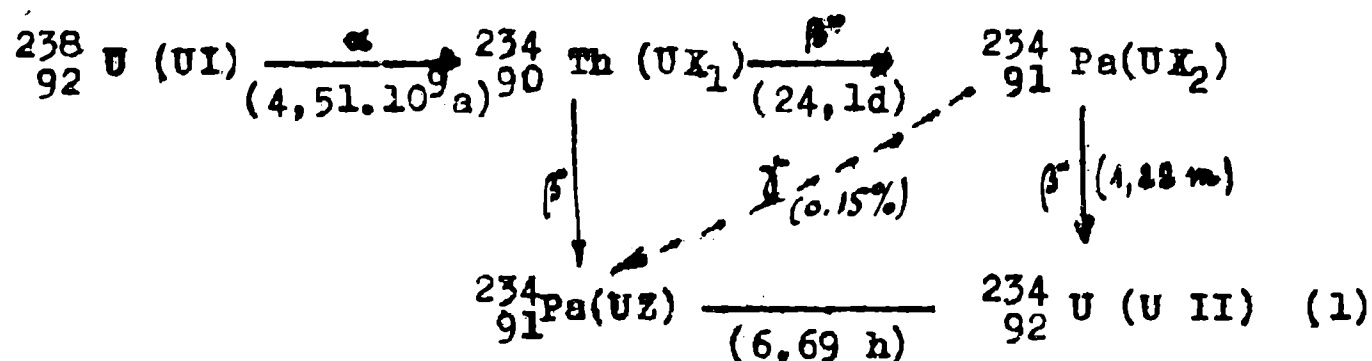


(+) Se obține din reacția $^{239}_{94}\text{Pu}(\alpha, n)^{242}_{96}\text{Cm}$; apare și prin desintegrarea $^{242}_{95}\text{Am}(\beta^-)^{242}_{96}\text{Cm}$.

$^{239}_{94}\text{Pu}$ este un izotop relativ stabil ($T = 2,4 \cdot 10^4 \text{ a}$) care se obține din $^{238}_{92}\text{U}(\alpha, 3n)^{239}_{94}\text{Pu}$.

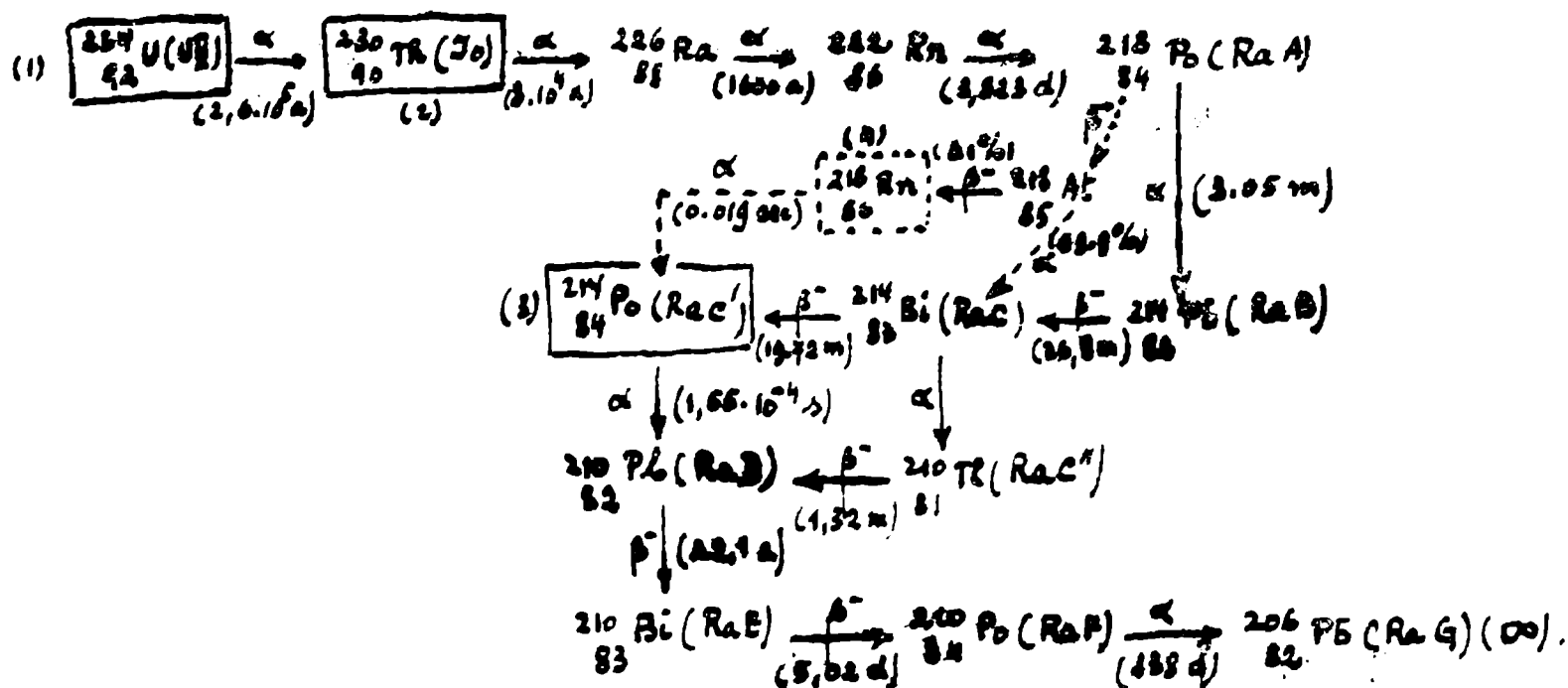
e) și ++) explicația pag. următoare jos.

Izotopul $^{234}_{92}\text{Th}$, numit și U II, face parte din familie naturală U-Ra, fiind un derivat radioactiv al principalului izotop, 238, al pleiadei $Z = 92$. Pornind de la acesta din urmă, avem următoarea succesiune de desintegrări:



Vom aminti că UX_2 și UZ formează primul exemplu cunoscut, de izomerie nucleară. Majoritatea nucleelor de UX_2 trec direct în $U II$, cu o perioadă de 1,22 min. Radiația e formată din 2 grupuri β , de energii medii 1,52 și 2,32 MeV. Totuși, 0.15% din nucleele de UX_2 suferă o tranziție izomerică (cu γ de 0.394; 0.782; 0.802; 0.822 MeV) în UZ . Acesta trece în $U II$ cu o perioadă 6,69 h, prin β^- (două grupuri de energii medii 0,45 MeV (90%) și 1,2 MeV (10%)), tranziție însoțită de fotoni γ de 0,70 MeV (1,2 - 0,45 $\approx$ 0,70).

Pornind mai departe de la U II, să parcurgem acum seria desintegrărilor succesive care dau naștere familiei radioactive U-Ra, adică părții naturale a seriei $(4n + 2)$. Iată schema acestei familii:

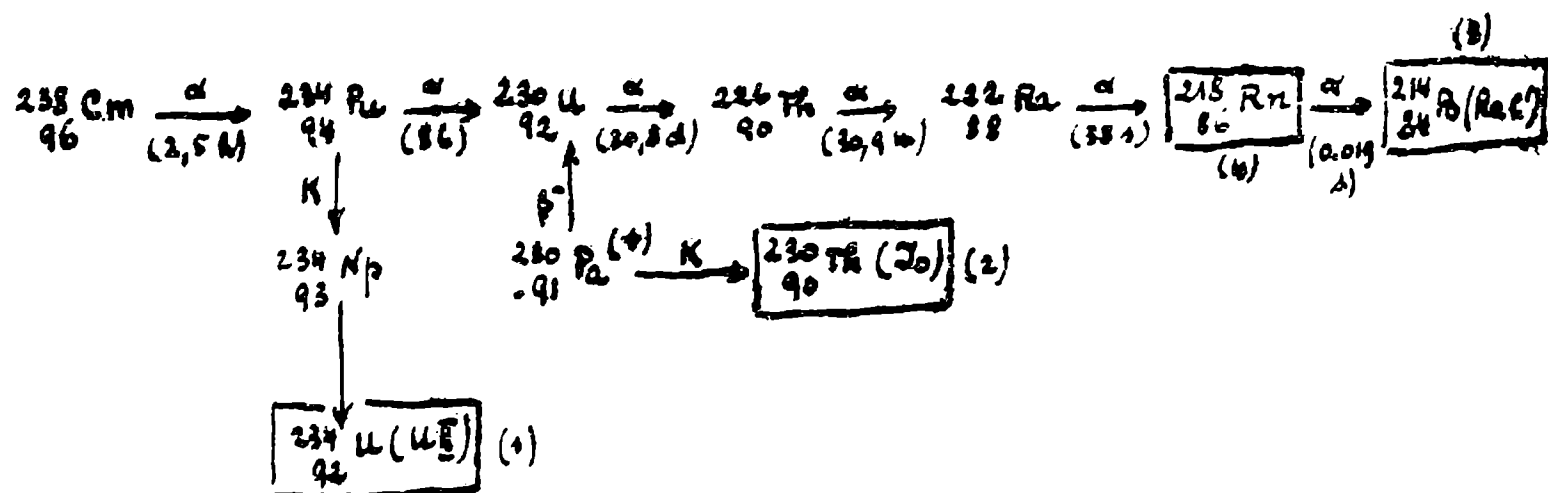


e) dela pag. 242 $^{242}_{95}\text{Am}$ rezultă din $^{238}_{92}\text{U}(\alpha, n)$ $^{241}_{94}\text{Pu}(\beta)$ $^{241}_{95}\text{Am}(n, \gamma)$ $^{242}_{95}\text{Am}$
 (++) Specia $^{238}_{95}\text{Am}$ rezultă astfel:
 $^{238}_{92}\text{U}(\alpha, 3n)$ $^{239}_{94}\text{Pu}(\alpha, 3n)$ $^{238}_{95}\text{Am}$.

Conform schemei de mai sus, RaA suferă o desintegrare bifurcată, astfel că un mic număr de nuclee trece prin β^- în izotopul 218 al pleiadei 85 (At). Primele indicații relative la această tranziție au fost date de H. Hulubei și Yvette Cauchois (1934 - 1939), care au semnalat în spectrul de raze X al unei preparații de RaA (activare scurtă), câteva linii ce trebuiau atribuite elementului 85. - M. Valadares (1941) a confirmat această observație și a dat un număr de linii spectrale suplimentare. În 1943, Berta Kralik și Traude Bernert au identificat în radiația unei preparații proaspete de RaA, un nou grup de raze α (6,63 MeV), care a fost atribuit elementului 218 At. După Walen, acest izotop (a cărui perioadă, după indicațiile lui Djelepov și Petrovici, ar fi de ≈ 2 sec), suferă o desintegrare bifurcată, care conduce pe de o parte la RaC (99,9% din nuclee), de altă parte la un izotop 218 Rn (0,1% din nuclee). Acest izotop de Rn ar avea o perioadă $T = 0,019$ sec și s'ar transmuta prin particule α de 7,12 MeV, în RaC'.

Termenul final al familiei U-Ra, și totodată al întregii serii ($4n + 2$), este izotopul 206 al plumbului. Vom vedea că această concluzie, dedusă prin aplicarea sistematică a legilor de deplasare radioactivă, este confirmată de experiență. Să adăugăm aici că izotopul ^{206}Pb constituie circa 25% din pleiada naturală respectivă.

Să considerăm acum reacția nucleară $^{238}_{92}\text{U} (\alpha, 3n) ^{239}_{94}\text{Pu}$ și mai departe reacția $^{239}_{94}\text{Pu} (\alpha, 5n) ^{238}_{96}\text{Cm}$. Această din urmă specie nucleară α -activă cu o perioadă $T = 2,5$ h, dă naștere unei ramuri secundare a seriei ($4n + 2$). Schema desintegrărilor succesive este următoarea:



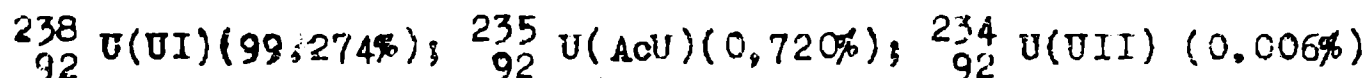
(+) vezi pag. următoare.

In total, seria $(4n + 2)$ - așa cum o cunoașteam azi - cuprinde 30 specii nucleare repartizate între 15 pleiade izotopice.

Să ne oprim acum asupra unui șir de amănunte importante, privitoare la elementele naturale ale seriei $(4n + 2)$.

a) Uraniul a fost descoperit în 1789, de Martin Heinrich Klaproth, într'o pechblendă din Saxonia, care până atunci fusese considerată ca un amestec de sulfuri de Zn, Fe și W. Elementul a fost botezat "Uranu" în legătură cu descoperirea cu câțiva ani mai înainte, de către Herichell, a planetei Uranus. Klaproth n'a izolat însă decât oxidul UO_2 , al cărui luciu metalic l-a făcut să creadă că e în prezența metalului înseși. Acesta a fost izolat pentru prima dată de Peligo, în 1841. D. Mendeleev rânduiește noul element în cadrele sistemului său periodic și îi atribue ponderea atomică 240. Determinările foarte precise ale lui O. Hönigschnidt (1914-1928) au dat pentru această pondere, valori cuprinse între 238,18 și 238,13. Ulterior, același autor în colaborare cu F. Wittner su rectificat rezultatul la $U = 238,07 \pm 0.02$, în excelent acord cu numărul 238,044, dat de spectrografia de mase, prin metoda lui Aston. Densitatea metalului U este $d = 18,7$. Pierbe la $1150^\circ C$ sub presiune normală.

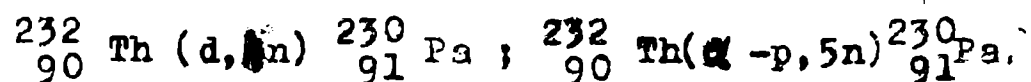
Elementul chimic ${}_{92}U$ este o pleiadă de 3 izotopi naturali și amme:



b) In toate mineurile de Uranu primare, nealterate, indiferent de proveniența lor geologică sau geografică, proporția U:Ra este constantă și egală cu $1 : 3,4 \cdot 10^{-7}$. Astfel, 2,941 tone de U element, în echilibru radioactiv cu toți derivații săi până la Ra inclusiv, conțin 1 gram din acest din urmă element. Aceasta înseamnă că pentru a extrage 1 g. Ra element, trebuiesc tratate ~ 4,7 tone de pechblendă cu 75% U_3O_8 .

Constanța raportului U : Ra a arătat, încă de la începutul cercetărilor de Radioactivitate, existența legăturii genetice între cele două elemente. Această legătură a fost confirmată de faptul că, dacă dintr'un minereu de U, se extrage Ra conținut, în ~~sare~~ rămasă reapar - după câțiva ani - urme de Ra, decelabile spectroscopic.

+) (de pe pag. anterioară) Această specie nucleară poate fi sintetizată printr'un număr destul de mare de reacții, dintre care vom reține numai pe cele ce au ca punct de plecare izotopi existenți în natură și amme:



Un alt fapt care duce la aceeași concluzie este că în orice sare de U chimic pură, se acumulează Ru, despre care se știe că e derivatul radioactiv imediat al Radului.

c) Cercetările care au dus la descoperirea, identificarea și sistematizarea elementelor constitutive ale familiei naturale U - Ra s'au întins pe o perioadă de timp destul de lungă: 1900-1925 (și chiar mai târziu, dacă ne referim la descoperirea Astatiniului 218 și Radonului 218). Nu vom intra în amănuntele acestor cercetări, care sunt descrise în tratatele clasice de Radioactivitate. A se vedea, de ex. Cap. XXII și următoarele, din "Radioactivité", M-me Pierre Curie, Hermann et J-ie, Paris 1935; sau: Dr. St. Meyer und Dr. Egon Schweidler, "Radioaktivität", Leipzig 1927; Cap. VI.

d) Este necesar să dăm câteva indicații cu privire la minereurile de U. Deși în concentrațiuni relativ mici, aceste minereuri (ca și cele de Thoriu de altfel) sunt foarte larg răspândite pe suprafața globului.

În Europa, în afară de zăcămintele clasice dela Joachimow, în Cehoslovacia, există zăcămintele exploatabile, de mult cunoscute, în Saxonia (R.D.G.). În ultimii ani, asemenea zăcămintele au fost descoperite în Franta, Elveția, Austria, Ungaria. U.R.S.S. posedă mari rezerve de minereuri de U, în diferite regiuni ale țării. În Asia, se cunosc zăcămintele în China, Indii și Ceylon.

În Africa există vaste zăcămintele în Congoul belgian. În fine, în America, Canada, Statele Unite și Brazilia posedă aceste minereuri în cantități importante.

Forma naturală cea mai răspândită a Uranului este pechblenda cu un conținut până la 80% U_3O_8 . Acest minereu se întâlnește în general sub aspectul de pungi (inclusiuni) sau filoane, în roci metamorfice acide (granite, pegmatite).

O altă formă frecventă este Carnotita, vanadat de Uraniu, cu un conținut până la 50% U. Se prezintă ca o masă pulverulentă cristalină, de culoare galbenă.

Alte minerale de U și Th, interesante din punct de vedere al exploatării, sunt:

Monazita și nisipurile monazitice, $Ce PO_4$, cu un conținut de până la 10% Th și 1% U.

Chalcocita, fosfat de Cu și U (cristale verzi), cu până la 50% U.

Orangita, Thorita, Soddyta, silicați bogați în Uraniu.

Thorianita, amestec de oxizi cu 65% Th O₂ și până la 10% U₃O₈.

Samaraskita, tantalat - niobat de lantanide (în particular Yttriu) având până la 15% U și 4% Th.

Elementul U reprezintă aproximativ $4 \cdot 10^{-6}$ din greutatea scoarței terestre accesibilă prospecțiunii.

e) Elementul Radium ²²⁶₈₈ Ra, ocupă în Radioactivitatea naturală o poziție particulară, pentru că este singurul element care a putut fi obținut în cantități ponderale suficient de mari pentru a fi studiat prin metodele fizico-chimiei macroscopice. În același timp, el posedă o perioadă radioactivă relativ lungă (1600 ani) care-l face deosebit de potrivit pentru toate utilizările științifice și practice. Chiar astăzi, când metodele de sinteză nucleară permit prepararea în cantități ponderabile, de izotopi radioactivi artificiali, Radiumul își păstrează importanța practică (în terapeutică, de ex.) datorită proprietăților sale caracteristice (perioadă lungă, activitate radiantă intensă).

Considerentele de mai sus impun să dăm noțiuni sumare cu privire la metoda de extragere și purificare a elementului Ra. Cele ce urmează presupun că minereul dela care se pleacă este o pechblendă.

Minereul triat se macină, se prăjește în cuptoare cu un adaos de CO₂ Na₂ și NO₃ Na, formându-se astfel sărurile de Na ale Uranului (și altor elemente amfotere prezente în minereu, ca de ex. Sb, W, Mo, V).

Produsul calcinării, măcinat din nou, se spală pentru a îndepărta aceste săruri solubile în apă. Reziduiul solid, care conține Ra, se reia cu H₂O fierbinte, apoi se fierbe cu NaOH. Faza lichidă, foarte săracă în Ra, se îndepărtează. Faza solidă, care conține practic tot Radiumul, primește un adaos de Ba - care datorită faptului că este omolog din punct de vedere chimic cu Ra, va servi ca suport și antrenor al acestuia, în operațiile chimice următoare.

Se tratează faza solidă cu SO_4H_2 , care precipită Bariul radifer. Precipitatul de sulfat de Bariu radifer se reia cu o soluție caldă de NaCl , cu scopul de a elimina în faza lichidă impuritățile de Pb. Rezidiul se tratează cu o soluție caldă de CO_3Na_2 , se separă și se tratează din nou cu HCl . Soluția conține deastădată Bariul și Radiul antrenat de cel dintâiu, împreună cu impurități diverse. Se face o primă cristalizare fracționată a acestei soluții. Radiul se concentrează în fracțiunea de cap, împreună cu o parte a Bariului. După îndepărtarea impurităților printr'o serie de tratamente asupra cărora nu insistăm, se obține o soluție concentrată din care, printr'o nouă cristalizare fracționată, se poate obține o clorură sau o bromură de Ba extrem de bogată în Ra, și în cele din urmă sarea haloidă de Ra, chimic pură.

Radiu metalic a fost obținut de M. Curie și A. Debierne, prin electroliza unei soluții de Br_2 Ra, cu o catodă de Hg. Amalgamul de Ra obținut a fost distilat într'o atmosferă de H_2 , la $400-700^\circ\text{C}$. Aspectul metalului Ra este asemănător celui al omologului său Ba. Se topește la 700°C , este mult mai volatil decât Ba și este extrem de oxidabil în aer. Densitatea este $d = 6,0$. Colorează flacăra Bunsen încoloră într'un roșu-carmin intens. Ra este ușor paramagnetic în vreme ce Ba este diamagnetic. Susceptibilitatea magnetică a Radiului este $\chi = 1,05 \cdot 10^{-6}$.

Spectrul de absorbție al Ra este caracterizat prin liniile principale următoare:

4826; 6329; 6653 Å

Spectrul de arc e format din circa 50 linii cuprinse între 2709,04 și 6642,73 Å, cele mai intense fiind:

3814,61; 4682,41; 4826,10 Å

Spectrul de scântee e format din 10 linii, cuprinse între 2709,05, și 4826,10 Å, cele mai intense fiind:

3814,61; 4682,41; 4826,10 Å

Ponderea atomică a Ra a fost determinată de Marie Curie, cu ajutorul unei Cl_2Ra chimic pură. Punând $\text{Cl} = 35,457$, O. Hönigschmidt a găsit ceva mai târziu (1912) $\text{Ra} = 225,97 \pm 0,012$.

f) Un element foarte important este derivatul radioactiv direct al Radiului, Radonul. Datorită faptului că are o perioadă

de aproximativ 4 zile, el poate fi utilizat în cercetările științifice și în aplicațiile practice, în special terapeutice. Aceasta cu atât mai mult cu cât radiația folosită este de fapt radiația γ emisă de $Ra(C, C')$, care se pune în echilibru de regim cu radonul, aproape imediat după separarea acestui gaz radioactiv, din soluția radiferă în care este generat în mod continuu, după ecuația de acumulare $Rn = Rn_{\infty} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t})$, unde Rn_{∞} este cantitatea corespunzătoare echilibrului radioactiv cu masa de element Ra prezentă în soluția-mamă. Dată fiind valoarea lui λ_{Rn} , acumularea atinge practic plafonul superior în răstimp de 38 zile. Acesta este intervalul de timp la care se fac extragerile periodice de Rn , din soluția radiferă mamă, pentru aplicațiile științifice și medicale.

Radonul se găsește dizolvat în numeroase ape de izvor, precum și în atmosferă - în care se află în concentrație constantă, datorită echilibrului dintre producere și desintegrare. Concentrația medie în atmosferă este 10^{-10} curie/ m^3 . Amintim că 1 Curie de Rn (și în general de element genetic legat cu Ra) este cantitatea corespunzătoare echilibrului radioactiv cu 1 g Ra element. La presiune și temperatură normale, 1 Curie Rn ocupă un volum de 0.6 mm^3 .

Dacă facem să treacă aer atmosferic prin aer lichid, Rn se lichefiază și se acumulează până la o limită superioară determinată pe de o parte de viteza curentului de aer, de altă parte de constanta radioactivă a Rn . Pentru un debit de 1 litru/sec, cantitatea maximă de Rn ce se poate acumula în acest mod este $4,8 \cdot 10^{-8}$ curii.

Extragerea Rn din soluția radiferă mamă, și purificarea lui, în vederea utilizărilor practice, face obiectul unei tehnici elaborate cu multă îngrijire. Fără a intra în detalii, vom arăta aici că această tehnică este descrisă în amănunte în tratatele clasice de Radioactivitate (vezi M-me P. Curie, Radioactivité, Cap. IX; Meyer u. Schweidler, Radioaktivität, cap. VI, § 5; etc).

Potențialul de ionizare al Rn e cuprins după indicațiile diferiților autori - între 8 și 9,5 volți.

Spectrul de soăntee al Rn e format, în vizibil, de 133 linii cuprinse între 3612,2 și 7449,5 Å; în ultraviolet, de circa

100 linii cuprinse între 3600 și 2400 Å.

Ponderea atomică a radonului este destul de greu de determinat, mai ales din cauza cantităților extrem de mici de care se poate dispune și din cauza fenomenelor de contracție în capilare la care dă loc Rn lichid. Rezultatele obținute de un șir de autori dau valoarea medie $222 \pm 1,6\%$, în bun acord cu previziunea teoretică bazată pe legile de deplasare.

Radonul este solubil în diferite lichide, în primul rând în apă; el respectă legea lui Henry. Solubilitatea radonului în apă, adică raportul concentrației Rn în apă și concentrației Rn în aer, este dată în mod satisfăcător de următoarea relație:

$$\alpha = 0,105 + 0,405 e^{-0,0502 \theta}$$

unde θ e temperatura în °C. Conform cu această formulă, solubilitatea Rn în apă scade dela 0,510 la 0°C, la 0,108 la 100°C.

Corpurile solide rețin prin ocluziune gazul Rn. Puterea de ocluziune depinde de natura și de starea solidului. Astfel, sticlele au o putere de ocluziune redusă, metalele (în special Pt și Pd) o putere de ocluziune mai mare, cauciucul, celuloidul, ceara, parafina, negrul de Pt, argila, o putere considerabilă.

Cărbunele de macă de cocos absoarbe radonul aproape cantitativ la temperatură ordinară, cantitativ la temperatură joasă. Aceiași proprietate o au aproape toți cărbunii vegetali, în funcție de finețea de măcinare și de gradul de desicăție (umiditatea micșorează capacitatea absorbantă). Cărbunii de origine animală au o putere de absorpție mai mică.

Proprietatea absorbantă a cărbunilor vegetali este utilizată pentru a concentra mici cantități de Rn, din volume mari de amestecuri gazoase. Radonul astfel concentrat poate fi pus în libertate prin arderea carbonului.

Concentrarea Rn poate fi operată și cu Toluen răcit.

Soluțiile coloidale au mare putere de absorpție pentru Rn.

Radonul produs prin desintegrarea radioactivă a Ra rămâne în mare parte oclus în sarea radiferă respectivă. Dozarea Ra prin Radonul format pune deci problema capacității de emanare a sărurilor radifere. Această proprietate depinde de natura sării precum și de o serie de condiții fizice (mărimea granulației, etc.).

substanța e cristalină sau amorfă, conținutul de umiditate, presiunea, temperatura, grosimea stratului de substanță).

Sărurile calcinate, sau topite și apoi solidificate, emană în genere puțin (între 1 și 35%). Oxizii puternic calcinați rețin practic întreaga emanație. În schimb, dacă sunt umezi, oxizii, hidroxizii, clorurile, bromurile, emană mult mai bine decât sulfatii și carbonatii. Incălzită la 150-180°, Cl_2Ra pură emană aproximativ 50% din Rn pe care-l conține.

Materiile solide, celelalte condițiuni fiind aceleași, degajă mai bine în straturile ~~subțiri~~ decât în straturi groase.

Pentru a elimina cantitativ Radonul celus într-o substanță solidă, este necesar a se trece substanța în soluție, din care Rn este alungat fie prin barbotarea unui curent de aer la rece, fie prin fierbere.

Radonul se lichefiază la o temperatură cuprinsă între -62°c și -65°c (după diverși autori). Formează un lichid incolor, care excită o vie fluorescență verde a sticlei în care este conținut.

Radonul se poate solidifica, la o temperatură pentru care literatura dă valori cuprinse între -70 și -110°c. Radonul solid are o culoare roșie-portocalie.

Punctele critice ale Radonului sunt, după determinările cele mai demne de încredere: $t_c = + 104,5^{\circ}c$; $p_c = 62,4$ atm.

În stare lichidă, are densitatea circa 6,6; în stare solidă, la temperatura de -272°c, densitatea este 8,04.

Căldura de vaporizare a Rn la temperatura de fierbere este de aproximativ 19 cal/g.

Indicele de refracție al Rn lichid este $n \approx 1,00092$.

Constanta dielectrică $\epsilon = 1,00184$.

1 Curie de Rn întreține în unghiul solid 4° un curent de saturație ce se poate calcula ușor:

$$i = Z \cdot e \cdot N$$

unde $Z = 3,72 \cdot 10^{10}$ particule α emise pe secundă în unghiul 4°

$e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ u. e. s., sarcina fiecărui ion

$N =$ (numărul de perechi de ioni creați pe totalitatea parcursului fiecărei particule α) $= 1,55 \cdot 10^5$.

Calculul dă $i = 2,75 \cdot 10^6 \text{ u. e. s.} = 9,17 \cdot 10^{-4} \text{ amp.}$

Rezultatele experimentale confirmă acest calcul.

În practica măsurilor de radioactivitate a apelor se folosesc următoarele unități, submultiplă ai Curie-ului:

1 unitate "Eman" = 10^{-10} curie, corespunde unui curent

$$i = 2,75 \cdot 10^{-4} \text{ u. e. s.} = 9,17 \cdot 10^{-14} \text{ amp.}$$

1 unitate "Mache" = 3,64 Eman/litru = $1 \cdot 10^{-3}$ u.e.s.

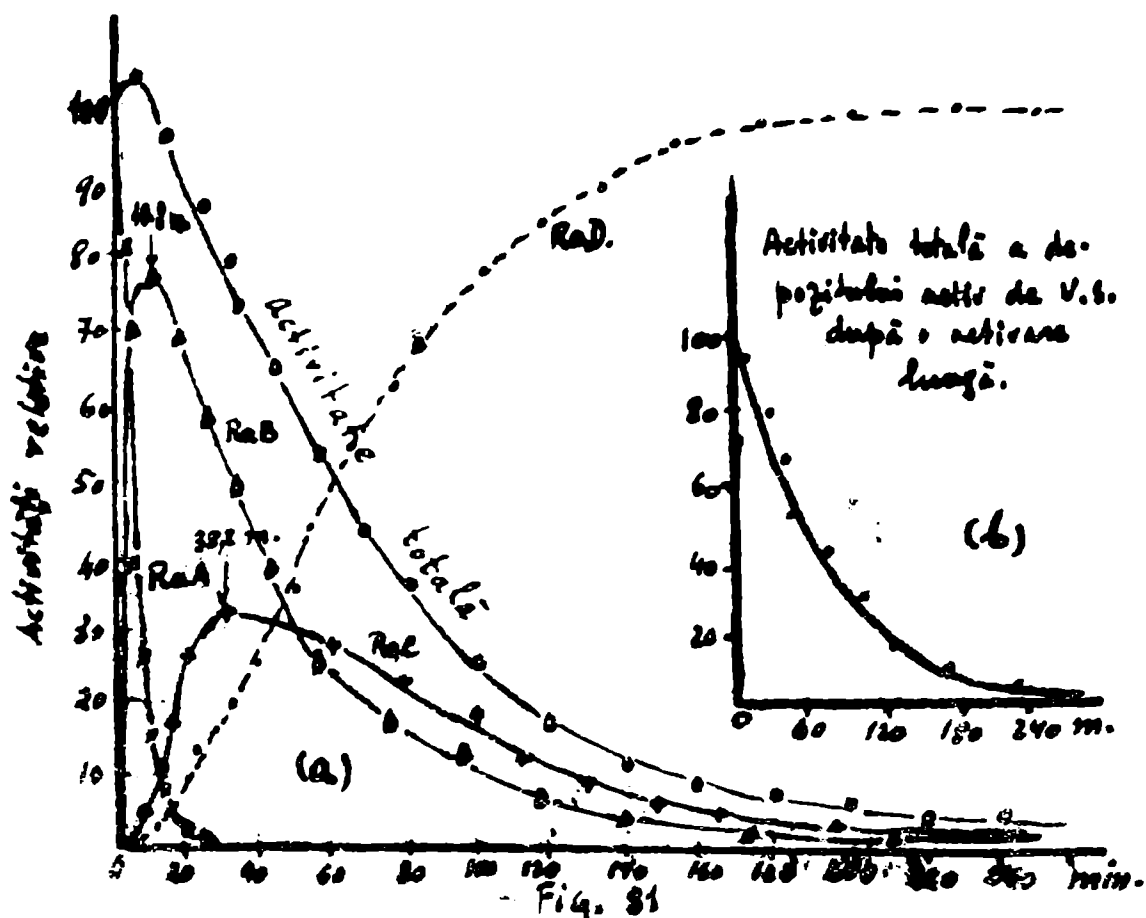
g) Dacă introducem o lamă metalică (de Ag de pildă) într-un volum limitat de aer încărcat cu Rn, lama se "activează" din cauza depunerii derivatului radioactiv imediat al radonului, RaA. Dacă durata activării a fost foarte scurtă, depozitul scut astfel format a constituit practic numai din RaA. Acest element are o perioadă radioactivă $T = 3,05 \pm 0,01 \text{ min.}$ astfel că după aproximativ 30 minute el este complet desintegrat. Dar imediat după extragerea lamei din Rn, începe să se formeze, pe socoteala RaA, derivatul său radioactiv RaB și mai departe elementele RaC, C', C".

RaB, a cărui perioadă este $T = 26,8 \text{ min.}$ se acumulează în depozit, atinge maximal de activitate la 10,8 min. după încetarea activării scurte și descrește apoi exponențial pentru a se stinge practic complet după zece perioade, adică 270 minute după încetarea activării.

Cu o mică întârziere față de RaB, apare în depozit derivatul său, RaC. Perioada acestuia fiind $T = 19,72 \pm 0,04 \text{ min.}$, el se acumulează până la un maximum ce are loc 38,2 min după încetarea activării, spre a descrește apoi după exponențiala determinată de constanta radioactivă a RaB.

În fine, ultimele apar în preparația de "depozit activ" speciile RaC' și RaC", având respectiv perioadele $T = (155 \pm 5) \cdot 10^{-6} \text{ sec.}$ și $T = 1,32 \text{ min.}$ Ele evoluează în mod analog cu generatorul lor RaC, desintegrându-se tot după exponențiala RaB.

În rezumat, activitatea depozitului activ format prin activare scurtă se stinge după 4,5 ore dela încetarea activării. Fig. 81 (a) arată evoluția în timp a diversilor termeni componenți ai acestui depozit activ de viață scurtă, precum și variația în timp a activității totale.



Dacă durata activării este lungă, adică durează un timp suficient¹⁾ pentru ca în depozitul activ să se formeze numai RaA și toți derivații săi radioactivi până la RaC, C', C" inclusiv, astfel încât seria $RaA \rightarrow RaC, C', C''$, să se pue în echilibru de regim cu Rn, atunci evoluția în timp a activității

totale a depozitului activ de viață scurtă se prezintă așa cum arată fig. 81, (b).

h) Pe măsură ce radiațiile α, β, γ caracteristice pentru corpurile (A, B, C, C', C") ale depozitului activ de viață scurtă, slăbesc pentru a dispărea după 270 minute (4,5 ore), apare o nouă radiațiune β , foarte moale, caracteristică pentru derivatul radioactiv imediat al speciilor C' și C", adică RaD. Intensitatea acestei radiații crește pentru a atinge maximul ei în momentul extincțiunii complete a depozitului activ de viață scurtă. Această evoluție este reprezentată de curba punctată din fig. 81 (a), notată (RaD).

Perioada relativ lungă ($22,1 \pm 0,4$) a acestui izotop activ al Plumbului, permite acumularea, în preparația de RaD, a derivaților radioactivi ai acestuia, adică RaE ($T = 5,02 \pm 0,01$ d), Ra F (Po), și Ra G ($^{206}_{82}Pb$), de perioadă infinită.

Ansamblul corpurilor D, E și F evoluează în timp după perioada cea mai lungă, adică aceea a Ra D, și formează ceea ce se numește depozitul activ de viață lungă al Radonului. În practica curentă a laboratoarelor de radioactivitate, depozitul activ de viață lungă

1) aproximativ 40 minute sunt deajuns.

formează materia primă din care se extrage Poloniul, în vederea utilizărilor științifice și practice ale acestuia. ¹⁾

1) După datele cele mai recente, energia maximă a razelor γ ale Poloniului este 5,297 MeV; radiația γ emisă, este legată de existența unui spectru de structură fină α (vezi Cap. IV, § 30, pag. 89). Coeficientul ei de absorpție globală este $\mu_{Ag} = 585 \text{ cm}^{-1}$. Analiza spectrală indică următoarele energii: 0.015; 0.084; 0.773 MeV.

Comportarea electrochimică a Po - foarte importantă din punctul de vedere practic al extragerii acestui element prin electroliză - a pus în evidență existența în soluții - în afară de cationul (Po^{++}) - și a anionului (PoO_2^-), peroxidul de poloniu. Poloniul este deci un element amfoter, ca și Bismutul. Există indicații în favoarea ipotezei că Po formează "soluții solide" cu Au și Pt. Separarea Po de aceste metale, după ce a fost depus pe ele, prezintă deaceia dificultăți serioase. Poloniul formează, cu hidrogenul, hidrogen PoH_2 , gazoasă. Acest gaz, izolat, prezintă activitatea α caracteristică a Po, activitate care descrește cu perioada acestui radioelement. Este primul exemplu de utilizare în chimie a metodei indicatorilor radioactivi, metodă care a luat o mare dezvoltare în ultimul deceniu mai ales, odată cu progresele radioactivității "artificiale".

Încercările de a obține spectrul de emisie al Po au dat greș până acum. Linii spectrale atribuite Po de diverși autori provin după toate probabilitățile de la elementele coexistente cu Po, în preparațiile acestuia.

Proprietățile chimice ale Po sunt foarte apropiate de acele ale omologului său inferior, Te.

Perioada radioactivă a Po a făcut obiectul a foarte numeroase determinări, între 1904 și 1925. Valorile obținute, prin metoda ionizației, variază între 134,5 d (Meyer și Schweidler, 1906) și 148 d (J.W. Waters, 1910). Marie Curie dă $T = 140 \text{ d}$.

Folosind metoda calorimetrică, Al. Sanielevici găsește (1935) $T = 139,6 \pm 1,0\%$. Tabelele lui Djelepov și Petrovici dau

1) Pentru metodele de extragere (preparare) a Po, vezi Meyer și Schweidler, Radioaktivität, cap. VI, § 7, pag. 446, ed. 1927.

$T = 138$ d.

Unitatea de măsură cea mai potrivită pentru a exprima o cantitate de Po este "curentul echivalent" în u.e.s. Să stabilim această unitate de măsură.

Radiația α a 1 g Ra element, utilizată complet în unghiul solid 4π întreține un curent de ionizare egal cu $2,415 \cdot 10^6$ u.e.s. Dat fiind că raportul dintre numărul total de ioni creați de o particulă α de Ra, și numărul analog la Po, este egal cu 1,36: 1,50; dat fiind, de altă parte, că 1 g Ra element este în echilibru radioactiv cu $2,19 \cdot 10^{-4}$ g Po,⁽¹⁾ urmează că radiația α a 1 g Ra are aceeași putere ionizantă ca și $\frac{2,19 \cdot 10^{-4} \times 1,36}{1,50} = 1,986 \cdot 10^{-4}$ g Po.

Mai departe, urmează că 1 g Po ar întreține, prin utilizarea completă în unghiul solid 4π , a radiației sale α , un curent de saturație egal cu $\frac{2,415 \cdot 10^6}{1,986 \cdot 10^{-4}} = 1,215 \cdot 10^{10}$ u. e. s.

Dat fiind că Po este totdeauna depus pe un suport metalic, care absoarbe radiația emisă în unghiul solid 2π , urmează că în unghiul solid 2π de deasupra suportului, 1 g Po va întreține un curent de saturație egal cu numai 1/2 din valoarea mai sus calculată, adică $60,75 \cdot 10^8$ u. e. s. Rezultă în definitiv că un curent de saturație în unghiul solid 2π egal cu 60,75 u.e.s. corespunde unei cantități de $1,646 \cdot 10^{-10}$ g Po.

În acest sens, se spune în mod obișnuit că o sursă de Po "conține" un număr x de unități electrostatice de RaF. Acest număr x este "curentul - echivalent" al cantității de Polonium.

j) Activitatea Po scade treptat până la completa dispariție, ceea ce arată că specia nucleară produsă prin desintegrarea RaF este stabilă, adică are o perioadă radioactivă infinită. Legile de deplasare radioactivă ne-au dus la rezultatul că derivatul radioactiv al RaF ($^{210}_{84}\text{Po}$) trebuie să fie izotopul 206 al Plumbului (82). Experiența confirmă aceste așteptări teoretice.

Înca $^{206}_{82}\text{Pb}$ este termenul final al seriei $(4n+2)$, și în particular al familiei U - Ra, el trebuie neapărat să existe în orice minereu de U, și anume într-o concentrație cu atât mai mare cu cât e mai mare vârsta geologică a minereului.

(1) adică: $C_{\text{Ra}} \text{ Po} = 2,19 \cdot 10^{-4}$ g.

Analiza cantitativă a minereurilor primare, nealterate, de Uraniu confirmă că ele conțin toate Plumb și că raportul ponderal U : Pb este constant.

Ponderea atomică a plumbului obișnuit, extras de pildă din galene (S Pb), este 207,22. Dimpotrivă, după determinările lui O. Hönigschmidt și St. Horowitz, ponderea atomică a plumbului din minereurile de U este:

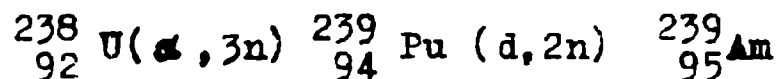
M i n e r e u l	A
Pechblendă de Morogoro (Africa Occid.)	206,046
" " Katanga (Madagascar)	206,048
Brüggerită	206,060
Media	206,051

Aceste rezultate sunt o confirmare excelentă a așteptărilor teoretice. Dealtfel, mai recent, a putut fi studiat spectrul de emisie al depozitului inactiv rămas după extincția practică completă a preparatelor de Pb. Acest spectru este identic cu acela al plumbului obișnuit, atât în vizibil cât și în ultra-violet.

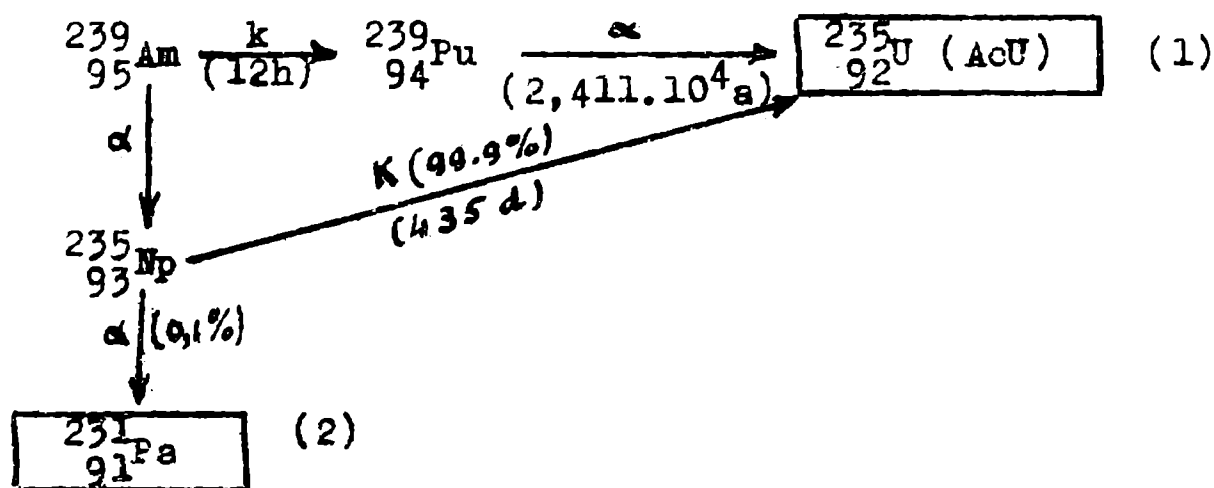
k) Pentru a termina cu seria (4 n + 2), vom da într-un tabel, cantitățile de echilibru radioactive ale termenilor familiei U - Ra, raportate la 1 g Ra element.

E l e m e n t	Cantitate de echilibru	E l e m e n t	Cantitate de echilibru
$^{238}_{92}\text{U}$ (UI)	2,77 tone	Ra ($^{222}_{86}\text{Rn}$)	$5,3 \cdot 10^{-6}$ grame
($^{234}_{90}\text{Th}$) UX ₁	$4 \cdot 10^{-5}$ grame	RaA ($^{218}_{84}\text{Po}$)	$3,54 \cdot 10^{-9}$ "
($^{234}_{91}\text{Pa}$) UX ₂	$0,13 \cdot 10^{-8}$ "	RaB ($^{214}_{82}\text{Pb}$)	$3,05 \cdot 10^{-8}$ "
($^{234}_{91}\text{Pa}$) UZ	$0,16 \cdot 10^{-8}$ "	RaC ($^{214}_{83}\text{Bi}$)	$2,25 \cdot 10^{-8}$ "
$^{234}_{92}\text{U}$ (UII)	$6,6 \cdot 10^2$ "	RaC' ($^{214}_{84}\text{Po}$)	$5 \cdot 10^{-13}$ "
($^{230}_{90}\text{Th}$) Io	49 "	RaC'' ($^{210}_{81}\text{Tl}$)	$6 \cdot 10^{-13}$ "
$^{226}_{88}\text{Ra}$	1 gram	RaD ($^{210}_{82}\text{Pb}$)	$9,4 \cdot 10^{-3}$ "
		RaE ($^{210}_{83}\text{Bi}$)	$7,8 \cdot 10^{-6}$ "
		RaF ($^{210}_{84}\text{Po}$)	$2,19 \cdot 10^{-4}$ "

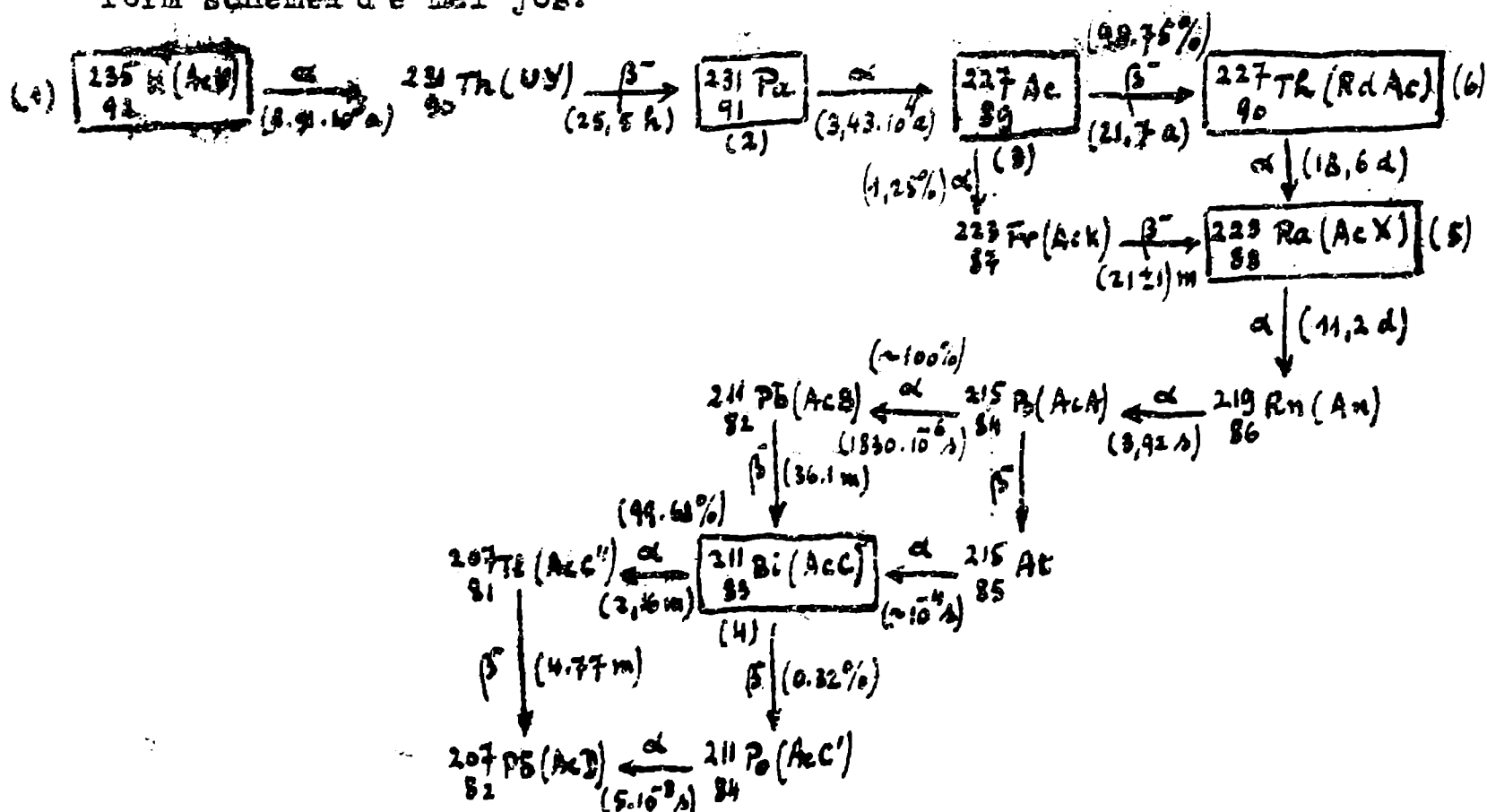
65.-Seria radioactivă de tip de masă ($4n + 3$). Familia Actiniului.- După datele actuale, elementul inițial al acestei serii trebuie socotit izotopul artificial $^{239}_{95}\text{Am}$, care apare din următoarele reacții nucleare:



Acest element are o perioadă $T = 12$ h; quasi-totalitatea nucleelor se transmite prin captură K; numai 0,1% din ele se desintegrează prin α . Inceputul seriei se prezintă precum urmează:



Izotopul $^{235}_{92}\text{U}$, numit și Actinouraniu, există în natură, formând 0.714% din pleiada de număr atomic 92. El este primul element al familiei Actiniului, parte integrantă a seriei ($4n + 3$). Ramura principală (naturală) a acestei serii este constituită conform schemei de mai jos:

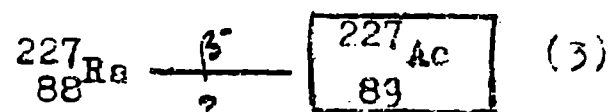


Astfel, familia Ac și - în general - seria (4n+3) se termină cu izotopul 207 al pleiadei Pb, care formează 21,11% din plumbul stabil. Pe ramura principală a seriei, în punctele notate prin cifre, se înserează următoarele ramuri laterale:

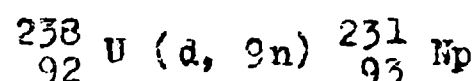
a) Prin bombardarea cu neutroni a Radiului natural, are loc următoarea reacție nucleară:



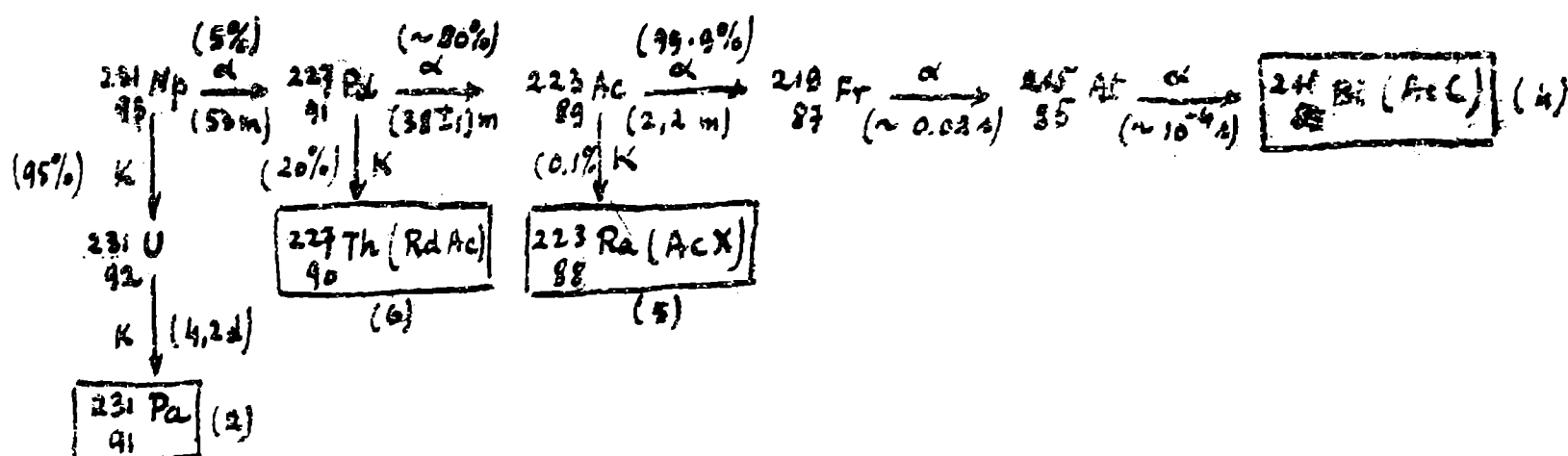
și mai departe:



b) Prin reacția nucleară



ia naștere izotopul 231 al Neptuniului, care se desintegrează în parte prin α (5%) și în parte (95%) se transmută prin captură K. În felul acesta ia naștere următoarea serie de radionuclide:



În total, această serie cuprinde actualmente 24 specii nucleare aparținând la 15 pleiade, de la Z = 81 la Z = 95.

Vom încheia cu câteva informații relative la principalii termeni ai familiei naturale a Actiniului.

Elementul UY a fost izolat în 1911, de G.N. Antonoff, din Urania. Radiația β^- a acestui izotop de Th este caracterizată prin $\mu_{\text{Ac}} = 500 \text{ cm}^2$.

Protoactiniul ($^{231}_{91}\text{Pa}$) a fost descoperit în 1918, de O. Hahn și L. Meitner. Cât despre $^{227}_{89}\text{Ac}$ (Actiniu), amintim că el a fost izolat încă în 1900, de A. Debierne, din fracțiunea leuteniferă a reziduiilor de pechblendă.

Aplicarea legilor de deplasare radioactivă duce la concluzia că termenul final al seriei este un Pb de număr masic 207. Acest rezultat teoretic e confirmat de experiență. Hönigschmidt și Horowitz, analizând un amestec de 30% AcD și 97% RaG, au găsit o pondere atomică egală cu 206,05. Ținând seama de faptul că ponderea atomică a RaG ($^{206}_{88}\text{Pb}$) este 206, se calculează pentru AcD ($^{207}_{89}\text{Pa}$) ponderea atomică 207, conform așteptărilor.

CAPITOLUL VIII

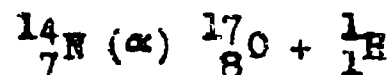
CHIMIA NUCLEARĂ

(Transmutații. Radioactivitate artificială. Fiziune nucleară)

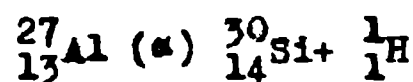
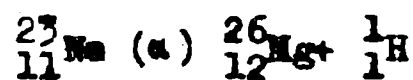
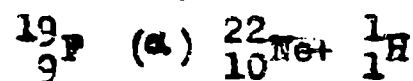
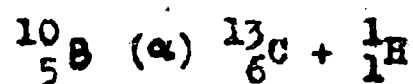
66.-Introducere.-În repetate rânduri, dar mai ales în Capitolul VII, am făcut uz de rezultate obținute în domeniul transmutațiilor nucleare provocate, în special în ceea ce privește radioactivitatea "artificială". Ne propunem acum să coordonăm într-o scurtă expunere sistematică, principalele aspecte teoretice și experimentale ale metodelor prin care fizicianul intervine în mod activ în lumea microcosmului atomic, spre a obține efecte pe care Natura (cel puțin pe Pământ, în era geologică actuală) nu le realizează. Printre aceste efecte, în afară de crearea a numeroși izotopi instabili ai elementelor chimice existente în natură (radioelemente artificiale), se numără sinteza elementelor transuraniene (de număr atomic mai mare ca 92), precum și fiziunea nucleară, cu masiva degajare de energie care însoțește acest proces.

Ansamblul metodelor prin care natura nucleelor atomice poate fi modificată formează ceea ce numeroși autori numesc "Chimia nucleară". Această cea mai tânără ramură a fizicii atomului, a luat naștere în 1914-1919, perioadă în care a fost realizată prima transmutație provocată, de către Marrden și Rutherford.

Precum știm (vezi Cap. IV, pag. 102) menunții autori au obținut transmutarea Azotului în Oxigen, prin bombardament de raze α de Th C, C')



În anii următori, Rutherford a realizat, prin același procedeu, și alte transmutații, ca de ex.:



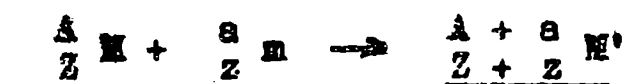
În toate aceste reacții, ia naștere nucleu compus transitoriu, care ejectează imediat câte 1 proton, transformându-se în izotopi stabili existenți în natură, cu următoarele frecvențe procentuale:

$$^{13}\text{C} : 1,1\%; \quad ^{22}\text{Ne} : 9,21\%; \quad ^{26}\text{Mg} : 11,29\%; \quad ^{30}\text{Si} : 3,13\%.$$

În urma acestor rezultate, s'a pus în mod firesc problema transmutațiilor provocate, în toată generalitatea ei. Termenii acestei probleme sunt următorii.

Dacă bombardăm un nucleu-țintă cu un proiectil corpuscular și dacă acesta pătrunde în nucleu, mărim în mod brusc numărul nucleonilor sistemului, ne putem aștepta ca echilibrul intern al nucleului-țintă să fie rupt. Nucleul bombardat va trece de la o stare staționară (sau quasi-staționară) la o stare staționară (sau quasi-staționară) diferită, modificându-și pentru aceasta constituția, prin ejectarea uneia sau mai multor particule elementare constitutive. Tocmai această tranziție formează "transmutația nucleară".

Nucleul compus care ia naștere în prima fază a reacției nucleare poate avea o existență tranzitorie, ca în cazurile citate mai sus. Se poate desăsemeni concepe (cel puțin teoretic) că nucleul compus realizează o stare staționară (nucleu stabil) sau quasi-staționară (nucleu radioactiv). În orice caz, dacă A și Z sunt numerele masice și atomice ale nucleului-țintă, și a și z, caracteristicile similare ale corpusculului-proiectil, și dacă aplicăm procesului de contopire legea conservării masei și legea sarcinei electrice, va trebui să avem:



Randamentul metodei folosite de Rutherford și anume: bombardarea nucleelor cu particule α de substanțe radioactive naturale, s'a dovedit extrem de scăzut. Din 400.000 de traectorii de Th C, C', fotografiate într-o cameră Wilson umplută cu N la presiune normală, numai 8 prezintă furca de transmutație; cu alte cuvinte, din 50.000 particule α , numai 1 izbutește să pătrundă în mod eficace într-un nucleu de N.

Dacă ținem seama că secțiunea transversală a nucleului de N este $4 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$, se poate calcula că pentru o particulă α de parcurs 5 cm în azot sub presiune normală, probabilitatea unei ciocniri este $5 \cdot 10^{-4}$. Însă marea majoritate a acestor ciocniri are ca efect devierea particulei α incidente, nucleul ciocnit primind în același timp un anumit impuls (vezi Cap. IV, paragr. 31 și urm.). Probabilitatea unei ciocniri eficace din punct de vedere al transmutației este mult mai mică decât $5 \cdot 10^{-4}$. Rezultatele experienței citate mai sus dă pentru această probabilitate valoarea $2 \cdot 10^{-5}$, în cazul particulelor α de Th C, C'.

Este deci limpede că bombardamentul cu raze α naturale nu ne poate permite să obținem - chiar în cazul nucleelor ușoare - cantități ponderabile de materie transmutată. Să presupunem de pildă că am vrea să preparăm ^{17}O prin bombardament de raze α de Ra. Numărul particulelor α emise pe secundă de 1 g Ra element este $3,7 \cdot 10^{10}$. Admițând că randamentul ar fi, și în acest caz, $2 \cdot 10^{-5}$, am obține într-o zi:

$$3,7 \cdot 10^{10} \times 2 \cdot 10^{-5} \times 86400 = 62 \cdot 10^9 \text{ atomi de } ^{17}\text{O}.$$

Aceasta înseamnă:

$$\frac{62 \cdot 10^9 \times 17}{6 \cdot 10^{23}} \times 17,6 \cdot 10^{-13} \text{ grame}$$

Cu alte cuvinte, pentru a fabrica în acest mod 10^{-9} grame de oxigen, am avea nevoie de 1 an și jumătate.

67.-Transmutații prin particule electropozitive.- Cunoaștem liniile mari ale teoriei mecanic-ondulatorii cu ajutorul căreia Gamow a interpretat fenomenul de desintegrare α și fenomenul de transmutație nucleară prin bombardament de particule α naturale (Cap. IV, p. 104 și urm.). Această teorie, dezvoltată ulterior de Gurney, Poise etc., duce între altele la concluzia - verificată de experiență - că pentru valori ale energiei cinetice a corpusculului electropozitiv incident, mai mici decât un anumit "prag de transmutație" numărul nucleelor transmutate rămâne nul sau neglijabil. Pentru energii mai mari ca acest prag, randamentul transmutației crește cu energia. De altă parte, e ușor de văzut că înălțimea barierii de potențial care apără un nucleu de număr atomic Z, de intrarea unei particule electropozitive va fi:

$$\frac{2Ze^2}{r_0} \quad \text{pentru o particulă dublu încărcată (helion, } \alpha \text{)}$$

$$\frac{Ze^2}{r_0} \quad \text{pentru o particulă cu o singură sarcină (proton, deuton).}$$

Din toate acestea rezultă interesul de a obține, printr-o tehnică adecvată, corpusculi electropozitivi de sarcină unică, accelerați la energii cât mai mari, în vederea obținerii unor randamente de transmutație cât mai importante. Fără a ne ocupa aici de tehnica accelerării ionilor pozitivi, să considerăm rezultatele esențiale obținute.

Teoria - confirmată de experiență - arată că numărul de nuclee transmutate depinde, pe de o parte, de înălțimea barierei de potențial nuclear, de altă parte de "transparența" acestei bariere; dar celelalte condiții fiind aceleași, ea depinde și de o "funcție de transmutație", care exprimă un fenomen de rezonanță al nucleului bombardat.

În adevăr, transparența barierei de potențial a nucleului⁽¹⁾ crește continuu cu energia corpusculului incident, conform relației

$$P = \exp \left[- \frac{4\pi\sqrt{M}}{h} \int_{r_0}^{\infty} \sqrt{W_n - E} dr \right] \quad (\text{VIII}, 1)$$

în care: E este energia particolei; W_n este energia potențială a sistemului format din nucleu (de număr atomic Z) și corpuscul (de sarcină pozitivă q); r_0 este raza nucleului; r este abscisa punctului în care corpusculul atinge povârnișul exterior al barierei de potențial. Este limpede că P tinde spre 1 când E tinde spre W_n .

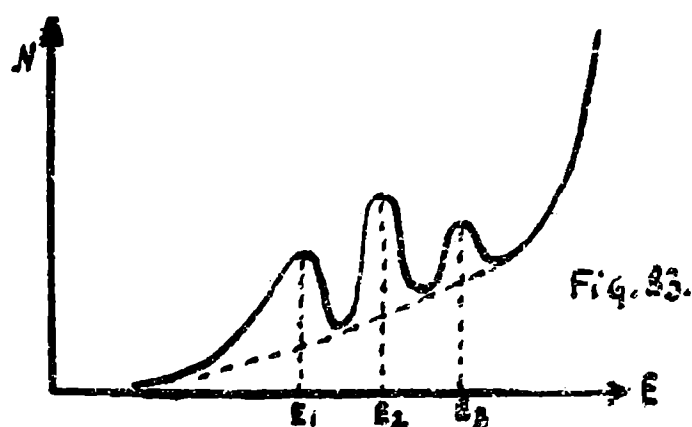


Fig. 23.

Totuși, curba reprezentativă a variației numărului de nuclee transmutate în funcție de energia proiectilului corpuscular nu crește monoton. Ea prezintă un șir de maxime relative, pentru energii definite, $E_1, E_2, \dots, E_n$, ale corpusculului, așa cum arată fig. 23. Aceasta pune în evidență existența "funcției de transmutație", ale căror maxime corespund cu aceeași nume "nivelele de rezonanță" ale nucleului

bombardat. Dacă deci "transparența" barierei de potențial exprimă probabilitatea pentru corpusculul incident de a pătrunde în nucleu, funcția de transmutație exprimă probabilitatea realizării efective a transmutației. Această probabilitate trece printr-un maxim (relativ) oricâteori energia totală (cinetică și de coeziune) a particolei-proiectil, adunată cu energia nucleului bombardat, este egală cu energia uneia din stările quasi-staționare (nivele energetice) în care poate exista nucleul compus (prin contopirea - chiar tranzitorie - a particolei cu nucleul bombardat). Este lesne de înțeles, astfel, scăderea randamentului transmutației pentru energii ale particolei-proiectil, cuprinse între două nivele de rezonanță-succesi-

(1) Vezi Cap. IV, pag. 106.

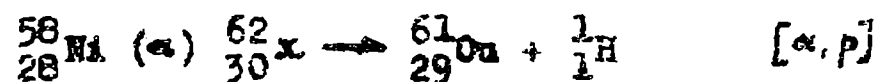
ve ale nucleului-țintă.

Forma curbei din fig. 83, care reprezintă funcția de transmutație, arată de altă parte că fiecare nivel de rezonanță al nucleului-țintă posedă o anumită lățime, ceea ce ne permite să vorbim nu de "linii" ci de "bande" de absorpție prin rezonanță, ale nucleului-țintă, față de diferitele corpuscule electropozitive. Lățimea bandelor definește ceea ce numim "secțiunea eficace de captură" a nucleului bombardat, pentru corpusculul considerat. Teoria stabilește că lățimea acestor bande este egală cu lățimea nivelurilor energetice ale nucleului compus, și că ea este dată de suma probabilităților de emisiune, din nucleul compus, a particulelor (α , p, n, fotoni), care pot fi ejectate în cursul proceselor de desintegrare radioactivă.

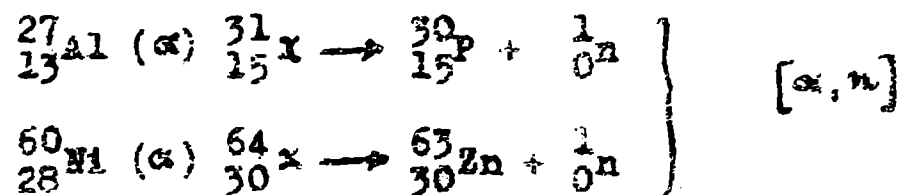
Dacă în fine energia E a particolei incidente e mai mare decât nivelul de rezonanță cel mai înalt, al nucleului bombardat, randamentul transmutației crește repede și continuu, tinzând către 1, așa cum cere relația (VIII, 1) - adică așa cum s'ar petrece lucrurile oricare ar fi valoarea lui E, dacă n'ar exista funcția de transmutație.

Să considerăm acum tipurile de reacții de transmutație la care dau loc particulele electropozitive.

a) În cazul transmutațiilor prin helioni, nucleul compus tranzitoriu va fi de forma $A + {}^4_2\text{He}$. El ejectează imediat fie un proton, ca în reacțiile citate la paragr. 65, sau ca în reacția:



fie un neutron, ca în reacțiile



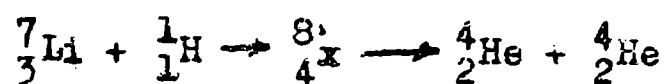
În vreme însă ce nucleele finale obținute în reacțiile citate la paragr. 66 sunt stabile, nucleele finale obținute în reacțiile de mai sus sunt instabile și se desintegrează conform legilor statistice ale desintegrării radioactive. Avem:



Se obțin astfel, așașar, izotopi radioactivi, artificiali, ai elementelor chimice obișnuite.

b) În cazul transmutațiilor prin protoni, nucleul tranzitoriu va fi de forma $A + {}^1_1\text{H}$.

Primele transmutații prin protoni au fost realizate în 1931 (Cockroft și Walton) prin bombardarea unei pelicule de Li cu ioni H^+ accelerați sub o diferență de potențial de 280 KV. Se observa că elementul iradiat emitea - atâta timp cât dura bombardamentul - particule α de parcurs în aer $R_0 = 8,4$ cm. Reacția nucleară este:



Ori, în această reacție, s'ar părea că nu avem conservarea nici a masei, nici a energiei. Să atăruiam deci asupra ei.

În ceea ce privește masele avem:

$$H = 1,0078; \text{Li} = 7,0146; \text{He} = 4,00216.$$

Făcând bilanțul maselor am avea:

$$7,0146 + 1,0078 = 8,0224 \quad \text{în membrul 1 al ecuației}$$

$$4,00216 + 4,00216 = 8,00432 \quad " \quad " \quad 2 \quad " \quad "$$

săică un defect de masă egal cu 0,01808 unități de masă.

De altă parte, cele 2 particule α iau cu sine o energie cinetică totală, egală cu 17 MeV, în vreme ce energia protonului incident este neglijabilă (280.000 eV).

Pentru a ieși din acest impas aparent, trebuie să ținem seama de dinamica relativistă și să aplicăm legile de conservare a masei și energiei sunei (masă + energie), ținând seama că masa unei particule materiale însestrată cu energia cinetică E crește, față de masa ei de repaus, cu cantitatea

$$\Delta m = \frac{E}{c^2}$$

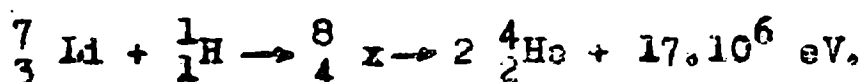
Creșterea masei protonului incident, datorită energiei sale cinetice este $\Delta m = 0,0003$; în schimb, se calculează că creșterea masei celor doi helioni, datorită energiei lor cinetice, este $\Delta m = 0,0183$.

Dacă ținem seama de aceste valori în bilanțul de masă al reacției de mai sus, vom căpăta:

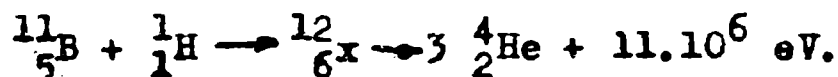
$$8,0224 + 0,0003 = 8,0227 \quad \text{în membrul 1.}$$

$$8,00432 + 0,0183 = 8,02262 \quad " \quad " \quad 2.$$

rezultat care constituie o confirmare remarcabilă a postulatelor teoriei lui Einstein. Ecuația de transmutație a Li prin protoni trebuie deci scrisă corect, în modul următor:



Ea constituie un prim exemplu de conversiune a masei inert în energie. În mod analog s'a obținut:



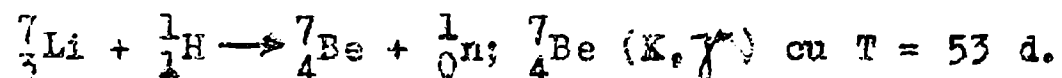
Aci moleculă tranzitoriu pare a fi un izomer nestabil al izotopului stabil ${}^{12}_6\text{C}$.

În regulă generală, dacă facem să crească energia protonului incident, crește numărul transmutațiilor raportat la numărul protonilor, tinzând spre o limită superioară atunci când energia protonului se apropie de valoarea corespunzătoare înălțimii barierei de potențial a nucleului bombardat. În ceea ce privește însă tipul reacției nucleare la care dă loc bombardamentul prin protoni, rezultatele sunt variabile:

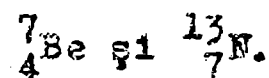
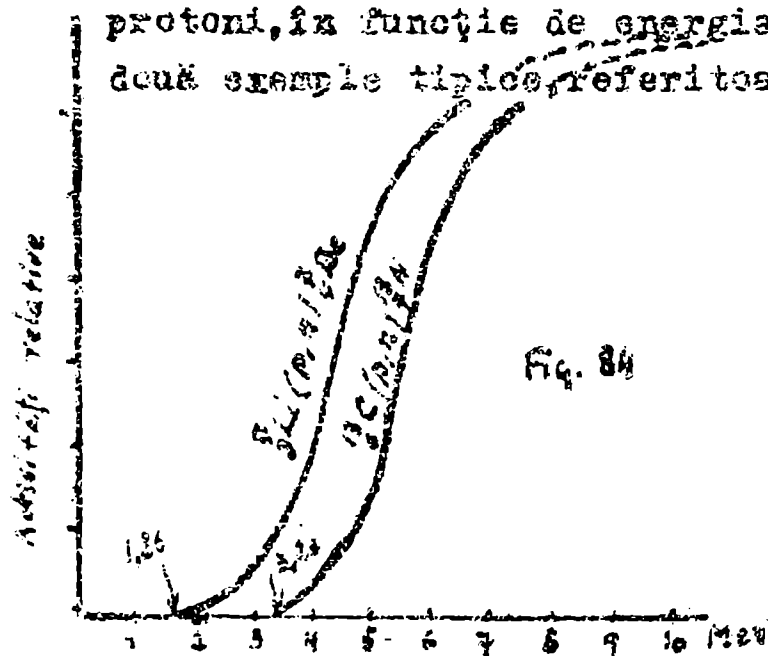
Exemple de reacții	Caracteristicile nucleului final.	Tipul reacției
${}_{13}^{27}\text{Al}(p) {}_{14}^{28}\text{Si}$	Stabil, 92%	simplă captură
${}_{9}^{19}\text{F}(p) {}_{10}^{20}\text{Ne}$	Stabil, 90,5%	" "
${}_{5}^{11}\text{B}(p) {}_{6}^{12}\text{C}$	Stabil, 98,9%	" "
${}_{8}^{18}\text{O}(p) {}_{9}^{19}\text{F} \rightarrow {}_{7}^{15}\text{N} + {}_{2}^{4}\text{He}$	St., 0,38%	[p, α]
${}_{5}^{11}\text{B}(p) {}_{6}^{12}\text{C} \rightarrow 3 {}_{2}^{4}\text{He}$	St., 100%	[p, 3 α]

Se știe actualmente că dacă se folosesc protoni de energie superioară celei corespunzătoare înălțimii barierei de potențial a nucleului bombardat, reacția nucleară dă loc la o emisiune de neutroni, iar nucleul compus este un izotop radioactiv artificial.

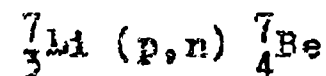
De exemplu:



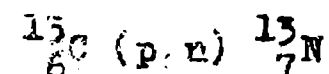
Un studiu sistematic al transmutațiilor prin protoni, extins la toate elementele clasificării periodice, a arătat modul cum variază radioactivitatea artificială provocată prin bombardament de protoni, în funcție de energia acestora. Curbile din fig. 84 prezintă două exemple tipice, referitoare la izotopii radioactivi artificiali



Pragul de transmutație este 1,85 MeV pentru reacția



și 3,20 MeV pentru reacția



În ambele cazuri, activitatea crește cu energia protonilor, tinzând spre un palier de saturație, care este atins pentru

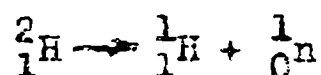
valori ale energiei de ordinul 9 - 10 MeV.

c) Transmutații prin deutoni. Să amintim în primul rând împrejurările în care a fost descoperită existența izotopului de masă 2 al pleiadei Hidrogenului.

Aston (1924) arătase, prin metoda spectrografiei de mase, că ponderea atomică a Hidrogenului este ceva mai mică decât valoarea dedusă din proprietățile chimice ale acestui element. Birge și Nonzel (1931) au sugerat că diferența poate fi interpretată dacă se admite că elementul H este un amestec de 2 izotopi, în care izotopul de masă 1 ar fi prezent în proporția de 99.9844%, iar cel de masă 2 (hidrogen greu, Deuteriu) ar fi prezent în proporție de 0.0156%. - Bleackney a identificat deuteriul prin spectrografie de masă, în 1932.

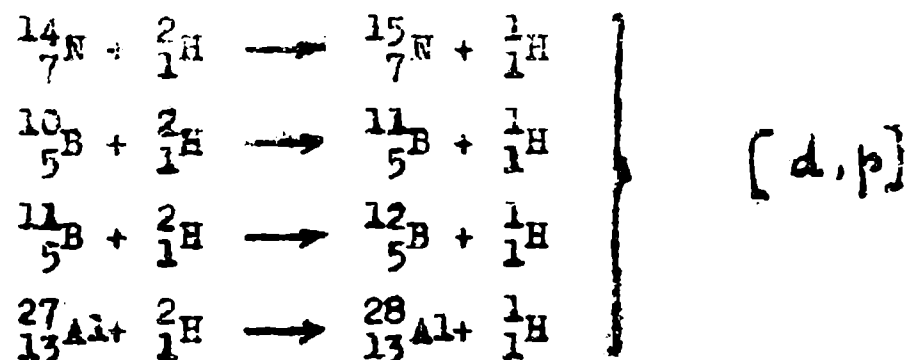
Concentrarea Deuteriului a fost realizată pentru prima dată în 1932, prin distilarea fracționată a Hidrogenului lichid. Deuteriul se concentrează în fracțiunea de condă. În general, deuteriul poate fi concentrat și separat cu ajutorul fenomenelor în care izotopul ușor joacă rolul cel mai activ (difuzie, distilare fracționată, electroliză). Actualmente se obține în mod curent deuteriu 99,9%.

Tomul de deuteriu, deutoniul d (${}^2_1\text{H}$), accelerat la viteze mari s'a dovedit un agent de transmutație extrem de eficient. Pentru interpretarea acestei eficacități, remarcabilă chiar pentru deutoni de energie relativ redusă, s'a propus urmărirea ipotezei, în sfera de explicație generală bazată pe teoria mecanic-ondulatoare a interacțiunii nucleu-particulă electropozitivă: atunci când deutoniul ajunge în apropierea unui nucleu al țintei, el s'ar scindea într'un neutron și un proton:

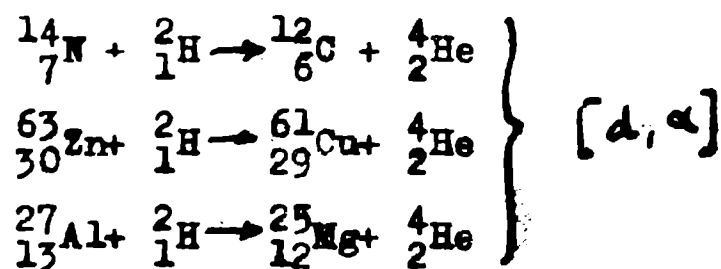


Această scindare este teoretic posibilă dacă energia cinetică a deutoniului este mai mare decât energia de legătură proton-neutron, în nucleul de deuteriu. Neutronul, mulțumită lipsei sale de sarcină, poate pătrunde în nucleul-țintă, în vreme ce protonul, pozitiv, este respins și difuzat. În această concepție deci, transmutațiile prin deutoni ar fi de fapt transmutații prin neutroni.

Reacțiile nucleare mai jos citate ar confirma acest punct de vedere:

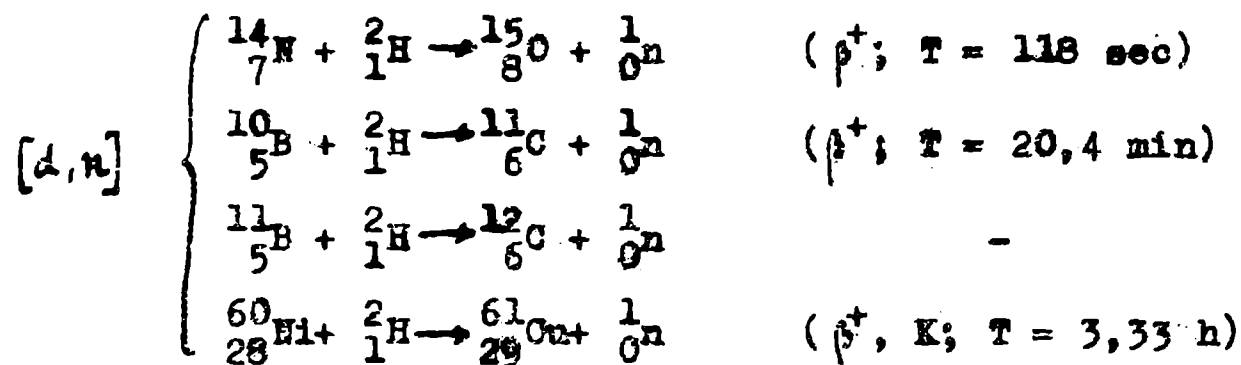


În toate aceste reacții, nucleul final este un izotop greu al nucleului bombardat. Dar există numeroase alte reacții de transmutație operate prin deutoni, la care interpretarea de mai sus nu pare aplicabilă. Astfel:



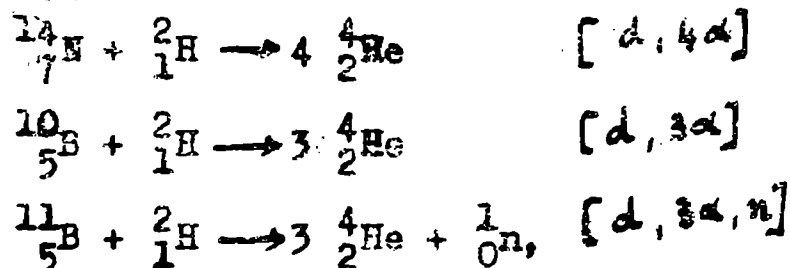
În aceste reacții se formează probabil un nucleu compus tranzitoriu de tipul ${}^{A+2}_{Z+1}\text{M}'$, care ejectează imediat un helion.

Un alt tip de reacții, des observat, este cel însoțit de o emisie de neutroni. De exemplu:

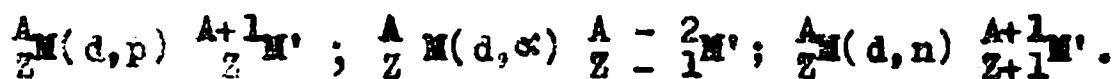


În acest tip de reacții, protonul constituent al deutoniului este fixat în nucleul transmutat, iar neutronul este ejectat. În majoritatea cazurilor, nucleul transmutat este radioactiv prin β^+ , conform regulii generale cunoscute (excedent de protoni în raport cu nucleele stabile din pleiada respectivă).

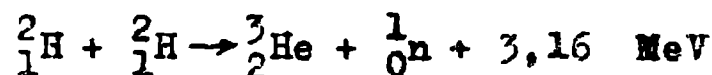
În sfârșit, bombardamentul cu deutoni poate provoca reacții de tipul (d, α) sau (d, α, n) . De ex.:



În definitiv, bombardamentul de deutoni provoacă următoarele tipuri principale de reacții nucleare:

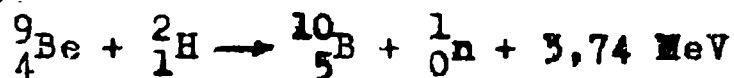


1. - Reacția (d, n). - Una din cele dintâi reacții cunoscute, de acest tip, e dată de iradierea cu deutoni a gheții de apă grea (D_2O). Pentru deutoni foarte puțin energiei ($\sim 100 \text{ kV}$) are loc reacția:



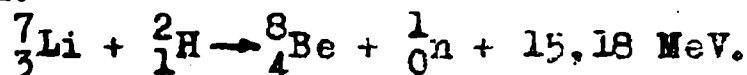
(Energia de 3,16 MeV corespunde excesului de masă $\Delta m = 0,0034$ unități de masă, în membrul întâi al ecuației).

O altă reacțiune, care constituie sursa de neutroni actualmente cea mai utilizată în cercetările și aplicațiile biologice, este următoarea:



Această reacțiune se obține cu deutoni de energie mică; neutronii posedă o energie de ordinul 3,7 MeV. Pentru a obține

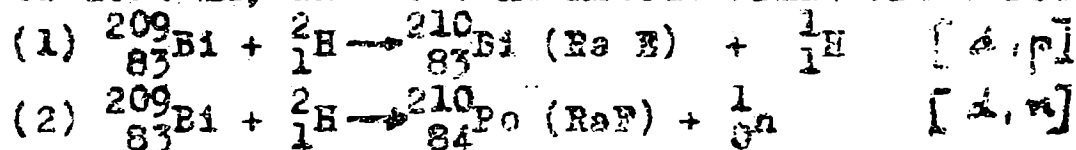
neutroni foarte energici se utilizează următorul proces, cu deutoni de mare viteză:



Neutronii proiectați "însinte" pe direcția fascicolului de deutoni incidenți posedă o energie egală cu suma energiei deutoniului și energia liberată de reacție. Astfel, cu deutoni de 10 MeV, se obțin neutroni de 25 MeV.

2.-Reacția (d,p).- Această reacție se produce concomitent cu cea precedentă, într-o aceeași țintă bombardată cu deutoni. În cazul unor deutoni de energie mică, probabilitatea reacției (d,p) este mai mare ca aceea a reacției (d,n). Ori, ne-am putea aștepta, dimpotrivă, ca probabilitatea ieșirii unui proton, din nucleul compus tranzitoriu, să fie mult mai mică decât pentru un neutron. În adevăr, bariera nucleară care se opune intrării unei particule electropozitive, trebuie să se opună deasemenea ieșirii ei. În multe cazuri însă, această previziune nu este îndeplinită. Este tocmai ceea ce justifică ipoteza scindării deutoniului într-un proton și un neutron, de care am vorbit mai sus (proces Oppenheimer-Phillips).

Să ilustrăm cele spuse printr-un exemplu concret. Dacă se bombardează ${}^{209}_{83}\text{Bi}$ cu deutoni, au loc concomitent următoarele reacții



Prin desintegrare β^- cu perioadă de 5 d., Ra E trece în Ra F. Acesta se desintegrează prin α cu o perioadă de 140 d. Numărând particulele α emise pe secundă imediat după încetarea iradierii, contorul G.M. ne dă o măsură a cantității de Ra F format conform reacției (2). Urmărind apoi, în curs de câteva zile creșterea activității α (date-

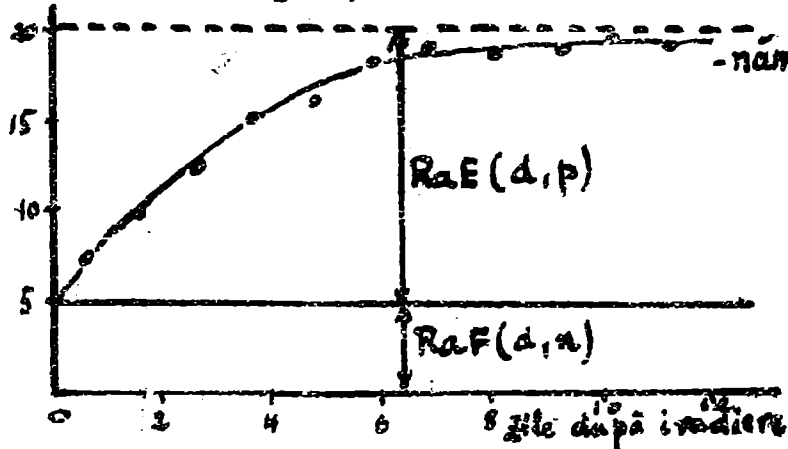


Fig. 85

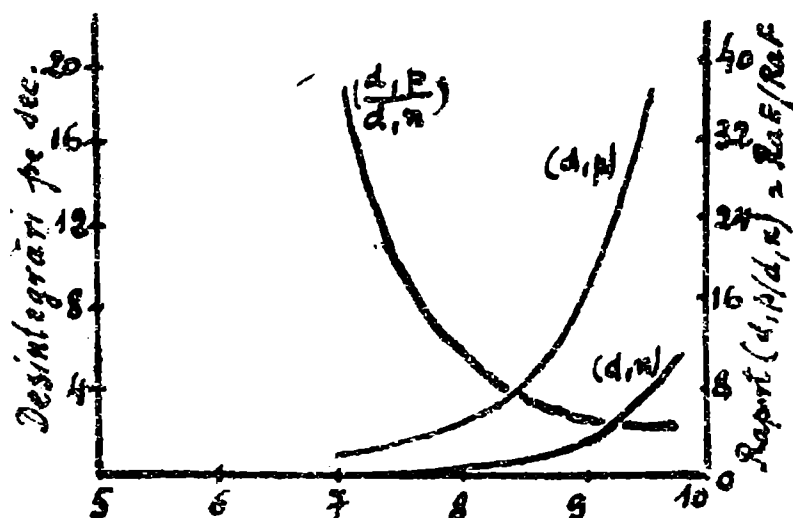


Fig. 86.

rită tranziției Ra E $\rightarrow$ Ra F), determinăm existența la $t = 0$ (încetarea iradierii). Se obține o diagramă ca aceea din fig. 85 din care se vede clar că reacția (1) (d,p) este mult mai probabilă decât reacția (2) (d,n). Raportul $\frac{d,p}{d,n} = \frac{\text{Ra E}}{\text{Ra F}}$

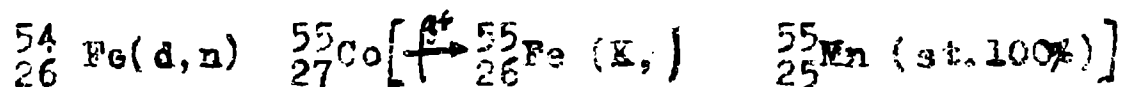
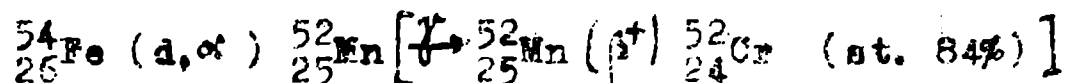
variază cu energia deutoniilor incidenți, așa cum arată curbele din fig. 86. Curba notată (d,p) arată cantitatea de Ra E formată, în răstimpuri egale, prin iradierea Bi cu deutoni de energie variabilă între 7 și 10 MeV. Curba (d,n) arată cantitatea de Ra F formată în aceleași condiții. Ambele curbe sunt crescătoare, dar raportul ordonatelor lor scade cu creșterea energiei deutoniilor, de la valoarea inițială ~ 37 la valoarea

~ 5 . - În ultimii ani, studiul fenomenului a fost împins până la energii de 14,5 MeV, valoare la care procesul de scindare ($d \rightarrow p+n$) începe să fie important. Totuși se pare că raportul $\frac{d,p}{d,n}$ rămâne și în acest domeniu de energii, de ordinul de mărime 5.

3.-Reacția (d,α). -Există numeroase exemple sigure de reacții de acest tip. Emisiunea de particule α dintr-o țintă bombardată cu deutoni poate fi pusă în evidență fie cu ajutorul metodei traecțiilor de ceață, fie prin identificarea izotopilor radioactivi produși de bombardament.

Adesea, procesul (d,α) intră în concurență cu un proces (d,n) concomitent, și este posibil să se compare cantitativ probabilitățile celor două fenomene.

Să luăm ca exemplu cele două reacții concomitente:



${}^{52}\text{Mn}$ apare excitat și trece la starea sa fundamentală printr-o radiație γ de 2,56 MeV, cu o perioadă T=21 12 min. Mai departe, ${}^{52}\text{Mn}$ se desintegrează prin β⁺ (0,582 MeV) (55%) și prin captură K (35%), cu perioada T=5,8 d. -De altă parte, ${}^{55}\text{Co}$ se desintegrează prin β⁺ [2 grupuri: 1,01 MeV (50%); 1,50 MeV (50%)] cu perioada T=18,2 h.

Pentru a determina raportul (d,n) al probabilităților celor două procese concurente, s'a procedat (d,α) în felul următor (Cork și Halpern, 1940). Ținta iradiată cu deutoni este o stivă de foițe de fier extrem de pur. Toate foițele sunt străbătute de un număr de deutoni practic egal, dar a căror energie scade treptat până la zero. Se obține astfel o serie de foițe de fier activate prin deutoni de energii medii descrescătoare, energii care pot fi determinate.

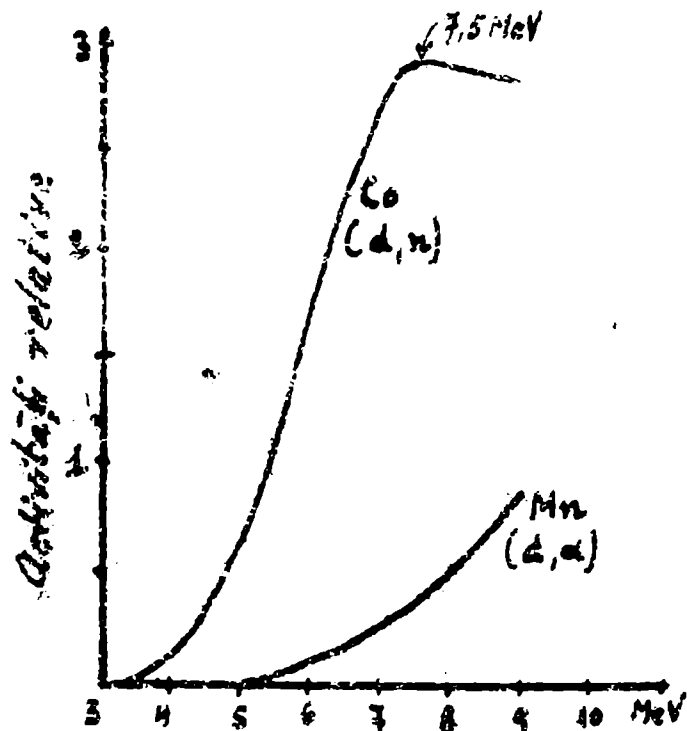


Fig. 87.

Se studiază separat fiecare foiță, determinându-se valorile inițiale (în momentul încetării bombardamentului de deutoni) ale activităților de 18,2 h și 5,8 d. Aceste valori servesc la trasaarea unei curbe (fig. 87) care arată cum variază randamentele celor două procese (d,n) și (d,α) în funcție de energia deutoniilor. Se vede că randamentul reacției (d,n) pare a trece printr'un maxim pentru deutoni de aproximativ 7,5 MeV și prezintă apoi o ușoară tendință de scădere. Dimpotrivă, reacție (d,α) - care începe la un prag de transmutație de aproximativ 5 MeV - are un randament crescător în funcție de energie, rămânând însă mult mai puțin probabilă decât reacția concurentă (d,n) - cel puțin până la energii de 9 MeV.

Vom observa, în concluzie, că procesele studiate aci nu pot fi interpretate prin fenomenul Oppenheimer-Phillips (solindarea d → p + n, în câmpul nuclear). Trebuie să admitem că deutonii pătrund aci în întregime, în nucleu.-

63. - Neutronul. -

Vom aminti pe scurt împrejurările în care a fost descoperită această particulă elementară. În 1930, Bothe și Becker, bombardând cu particule α de Po, folii subțiri din metale ușoare (B, Be) au constatat că ținta bombardată emite o radiație, slabă ca intensitate, dar foarte penetrantă, mai penetrantă decât cele mai dure quante γ emise de radionuclidele naturale (singurele cunoscute în acea vreme). Această radiație încetează odată cu bombardamentul α care o excită. Bothe și Becker au sugerat ideea că ar fi vorba de fotoni γ ultrașcurți.

Porcând dela această ipoteză, s'a măsurat coeficientul de absorpție în plumb, și presupusei radiații γ . Pentru radiația excitată în B, s'a găsit $\mu = 0,227 \text{ cm}^{-1}$; pentru cea excitată în Be, $\mu = 0,147 \text{ cm}^{-1}$.

Fiind vorba de o radiație γ foarte dură, absorbită într'un element greu (Pb), era firesc să se admită că absorpția se datorează esențialmente efectului Compton. Aplicând formula cunoscută a lui Klein și Nishina, unde se pune 62μ , s'a calculat energia presupusei raze γ ultracure. S'a găsit circa 11 MeV pentru radiația excitată în B, 15 - 20 MeV pentru cea excitată în Be.

Dacă în 1930 ar fi fost cunoscut fenomenul de "materializare" a fotonilor duri în elemente grele și s'ar fi știut că pentru fotoni de energii cuprinse între 10 și 20 MeV, coeficienții de absorpție globali în Plumb sunt de ordinul $0,8 \text{ cm}^{-1}$, adică mult mai mari decât valorile găsite, ipoteza naturii electromagnetice a radiației descoperită de Bothe și Becker ar fi apărut dela început inacceptabilă.

Prima pas pentru identificarea naturii reale a radiației l-a constituit experiențele din 1932 ale lui Irène și Frédéric Joliot-Curie, experiențe care au condus la descoperirea așa numitului "efect Curie-Joliot".

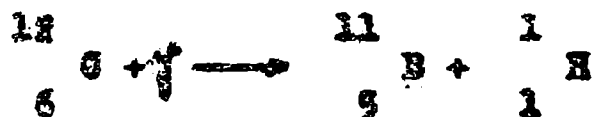
O lamă de Ag, pe care se găsește depun Po, este fixată între două pastile de Beriliu, în care este excitată ipotetic

radiație γ . Această sursă se așează în apropierea unei camere de ionizare pentru raze penetrante. Atâta timp cât camera este umplută cu aer sub presiune normală, curentul de ionizare este foarte slab. Dacă însă se înlocuiește aerul prin Hidrogen sau Heliu la aceeași presiune, curentul de ionizare crește brusc, până la valori relativ mari. Este deci limpede că ipotetica radiație γ e capabilă să "proiecteze" prin șoc ioni H^+ sau He^{++} , cu energii cinetice destul de mari pentru ca acești ioni primari să creeze o ionizație secundară considerabilă. În ipoteza naturii γ a radiației lui Bethe - Becker, efectul Curie - Joliot se prezintă ca un efect Compton extins la protoni și helioni. Că într'adevăr șocul presupunerilor quante γ ultradure proiectează ioni H^+ sau He^{++} , lucrul a fost pe deplin dovedit de clișeele obținute în camera Wilson: traectoriile de ceață ale particulelor proiectate în atmosfera de hidrogen sau heliu a camerei prezintă aspectul caracteristic, perfect cunoscut, al traectoriilor de protoni sau helioni.

Dar efectul Curie - Joliot nu putea fi, totuși, interpretat ca un fenomen Compton generalizat. În adevăr, teoria ~~arată că, pentru ca o cantitate γ să poată proiecta o particulă,~~ efectului Compton γ sau γ , energia ei trebuie să fie mai mare ca 50 MeV. Az văzat însă că măsurile de absorpție dădeau - pentru presupusele quante γ - energii cuprinse între 10 și 20 MeV.

De altă parte, dacă se iradiază cu razele lui Bethe - Becker o placă de parafină, aceasta emite un flux de protoni, de parcă până la 26 cm. aer normal.

În ipoteza că ar fi vorba de o reacție de foto-desintegrare a Carbonului din parafină, de tipul



bilanțul de masă și energie al acestei reacții ar cere ca energia quantelor γ să fie de aproximativ 55 MeV, ceea ce încă nu concordă cu rezultatele de absorpție.

Pentru a ieși din acest impas teoretic, J. Chadwick

(1932) a emis o nouă ipoteză, definitiv confirmată apoi. El a sugerat că radiația lui Bothe și Becker e formată dintr'un flux de corpusculi, de masă aproximativ egală cu aceea a protonului, dar lipsită de sarcină electrică.

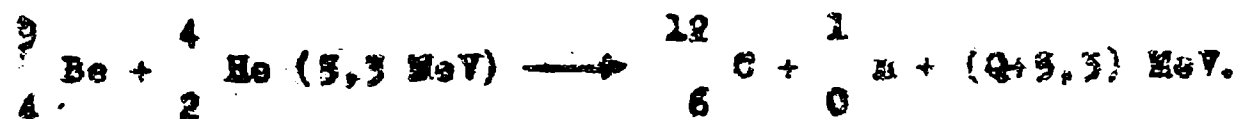
Că această particulă trebuie să fie neutră, o dovedește lipsa proprietății ionizante precum și marea putere de penetrație a radiației, determinată tocmai de faptul că particula nu pierde energie prin șocuri ionizante cu atomii mediului străbătut. Singurul mecanism capabil să perturbeze mișcarea unei particule neutre este ciocnirea ei (în sensul propriu) cu un nucleu. Dacă acest nucleu are o masă egală sau aproape egală cu a particulei, nucleul va fi "proiectat" în spațiu iar particula va fi încetinită; dacă nucleul are o masă mare față de aceea a particulei, impulsul preluat de nucleu va fi mic sau practic nul, iar particula va fi numai difuzată. Ori, efectul Curie - Joliot arată că nucleele proiectate sunt cele $^{12}_{6}\text{C}$ și mai ales de H . De aci concluzia că masa particulei este aproximativ egală cu aceea a protonului. Chadwick a propus să se dea particulei neutre de masă 1, numele de neutron (^1_0n).

În locul să menționăm că încă din 1920, Rutherford emisese ideea existenței unui "atom neutru", de număr atomic zero, format prin captura în nucleul de H a unui electron planctar al acestui atom.

În interpretarea lui Chadwick, curând recunoscută ca valabilă, emisia de neutroni rezultă din reacția nucleară, astăzi clasică:

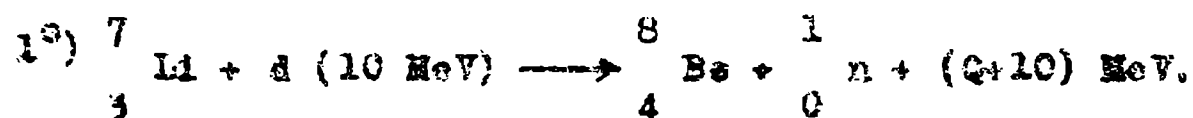


Se constituie și astăzi o sursă de neutroni de utilizare curentă. Într'un tub de sticlă se află pilitură de Be în prezența unei atmosfere de Rn. Reacția se scrie :

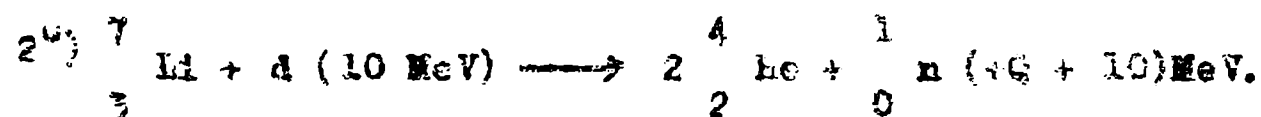


Particulele α de Rn au o energie de 5,3 MeV. Defectul de masă este egal cu 0.00600 u.m., echivalent cu 5,6 MeV. Inseamnă că energia liberată de fiecare desintegrare este egală cu 10,9 MeV, din care cea mai mare parte este preluată de neutron. Obținem astfel neutroni rapizi.

Cercetări ulterioare au arătat că mai toate elementele sistemului periodic emit neutroni, sub bombardamentul de particule electropozitive de energie mare. Exemple de asemenea reacții neutronegene au fost date la paragraful consacrat transformărilor prin particule electropozitive: p, d, α . În ~~de foarte mare energie bombardând li cu deutoni~~ particular se pot obține neutroni de 10 MeV. Aici au loc două reacții nucleare concomitente, a căror probabilitate se dovedește a fi egală:

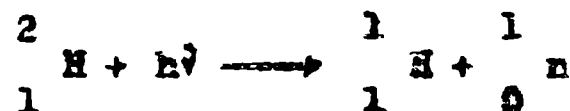


În această reacție, defectul de masă este egal cu 0,01632, echivalent cu 15,2 MeV. Neutronul ejectat „înainte” pe direcția fasciculului de deutoni are o energie cinetică de circa 25 MeV.



Defectul de masă este aici mai mare, și anume 0,026254 u.m. Cele două particule α au un parcurs de 7,8 cm. aer, ceea ce reprezintă o energie de 8,7 MeV pentru ambele particule la un loc. Neutronul ia cu sine aproximativ 16 MeV.

Am văzut că, în conformitate cu ipoteza lui Chadwick, neutronul trebuie să aibe o masă aproximativ egală cu aceea a protonului. Stim de asemenea că masa neutronului a putut fi calculată cu ajutorul bilanțului masă-energie a reacției de fotodesintegrare a deutoniului:



Ținând seama de valoarea pregăzită de fotodesintegrare ($h\nu = 2,18 \text{ MeV}$) și de valorile socotite cele mai bune, pentru masa deuteriului și masa protonului, rezultă pentru masa neutronului valoarea corectată:

$$\underline{m_n = 1,008937 \pm 0,0000073 \text{ u.m.}}$$

Rezultă mai departe că neutronul trebuie considerat ca particulă primordială. În adevăr, dacă am admite pentru o clipă ipoteza (Rutherford) după care neutronul ar rezulta din contopirea unui proton cu un electron, atunci datorită defectului de masă, ar trebui să avem:

$$\begin{array}{rcccl} m_p & + & m_e & \longrightarrow & m_n \\ 1,007582 & + & 0,00054 & & \\ \hline 1,0081306 & & & & m_n \end{array}$$

Ori, conform celor spuse mai înainte, $m_n = 1,008937 > 1,0081306$. - ⁽¹⁾

62. - Transformații prin neutroni.

Interacțiunea neutronilor cu moleculele mediului străbătut poate fi considerată ca o ciocnire mecanică și aceasta poate fi elastică sau neelastică.

În acest din urmă caz poate avea loc captura neutronului incident de către nucleu. Captura poate avea loc chiar dacă neutronul are o energie foarte mică, corespunzătoare energiei de agitație termică la temperatura camerei. Un asemenea neutron poartă numele de neutron termic, sau neutron 3.

Procesul de captură conduce foarte adesea la formarea unor izotopi noi, instabili (radioactivi) fie ai elementului

Radioactivitate. - Prof. Alex. Sanielevici. - Fascicula 28. -

(1) Lucrări recente par totuși a fi pus în evidență desintegrarea neutronului liber, într-un proton și un electron negativ.

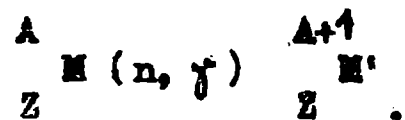
bombardat, fie al elementului vecin cu acesta în clasificarea periodică. Tipul de reacție nucleară provocată de captură neutronului depinde în primul rând de energia neutronului incident. Aceste tipuri de reacție sunt:

$$(n, \gamma); (n, p); (n, \alpha); (n, 2n); (n, 3 \text{ particule})$$

și în fine, fisiunea.

a) Tipul (n, γ) .

În această reacție, nucleul compus reține neutronul capturat și elimină energia excedentară sub formă unei quante γ . Nucleul format va avea deci același număr atomic ca și nucleul bombardat, va fi un izotop al aceleiași pleiade, dar de număr masic superior cu o unitate

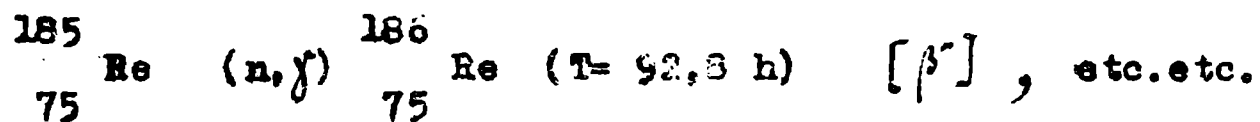
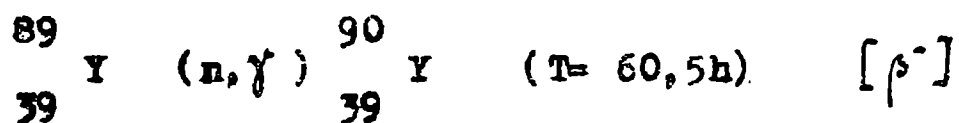
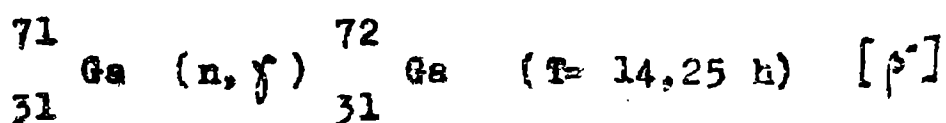
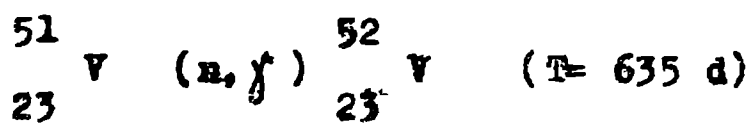
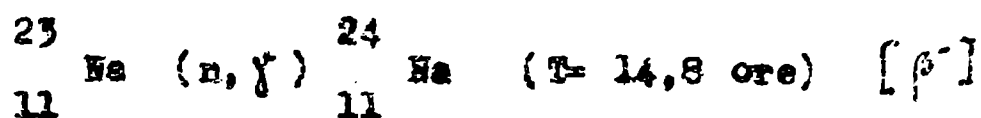
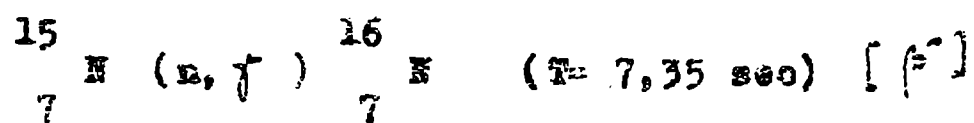
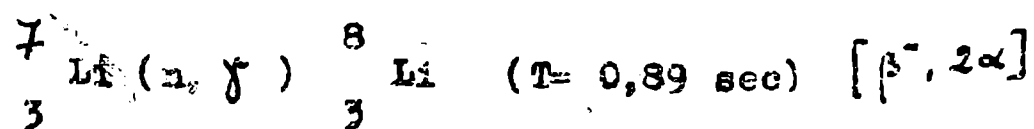


Dacă acest izotop M' nu există în natură, el este cu siguranță radioactiv. Reacțiunea descrisă are o probabilitate mare pentru neutronii termici. Energia liberată sub formă γ este echivalentă cu defectul de masă al bilanțului reacției nucleare $\Delta m = (m + m_n - m')$.

Studiul sistematic al reacției de simplă captură cu neutroni termici ⁽¹⁾ a fost făcut de Fermi și colaboratorii săi în 1935, asupra unui mare număr de elemente ale sistemului periodic. În cursul acestor cercetări a fost obținută o primă listă de 43 izotopi radioactivi ai elementelor bombardate.

(1) Energia unui neutron termic este de ordinul 0,04 eV.

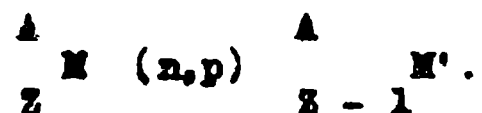
Ulterior, acest număr a putut fi mărit în mod considerabil.
Iată câteva din reacțiile (n, γ) obținute:



b) Tipul (n, p) .

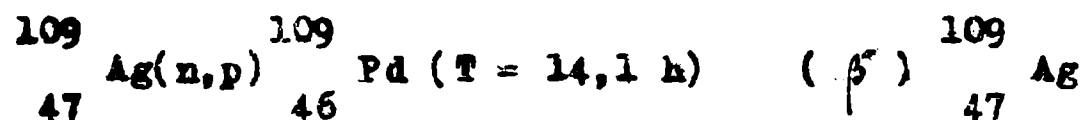
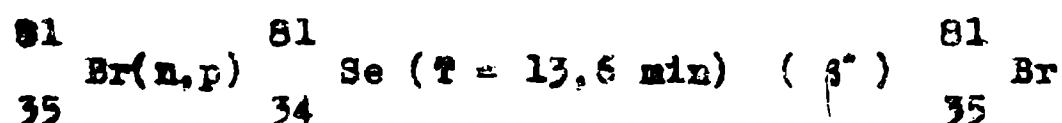
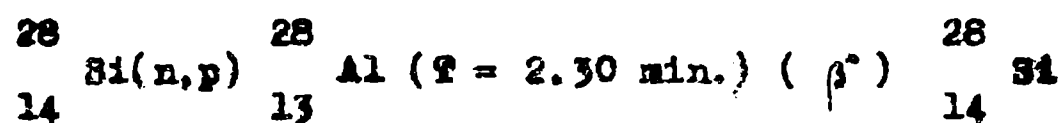
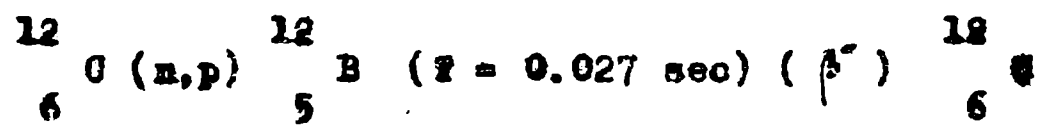
Acest proces intră în concurență cu procesul (n, γ) și probabilitatea lui crește cu energia neutronului incident. Totodată, probabilitatea procesului este mai mare la nucleele ușoare, unde înălțimea barierii de potențial, care se opune

ieșirii protonului este mică. Reacția duce la formarea unui nucleu izobar cu cel bombardat, dar de număr atomic inferior cu o unitate:



Energia Q , liberată în acest proces se împarte între nucleul M' și protonul ejectat. În general, nucleele M' sunt radioactive β^- , astfel că prin desintegrare se formează din nou nucleul inițial M .

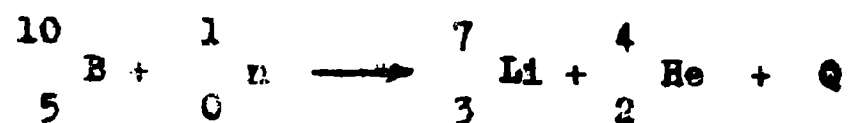
Iată câteva exemple:



c) Reacția (n, α) .

Acest tip de reacție are loc cu elementele ușoare bombardate cu neutroni de energie ridicată. Fenomenul de desintegrare prin emisie α , a nucleelor compuse tranzitorii, a putut fi pus în evidență, direct, prin metoda camerei Wilson. Se adaugă de pildă, în gazul camerei, o urmă de F_3B .

Neutronii cu care iradiăm camera provoacă reacția

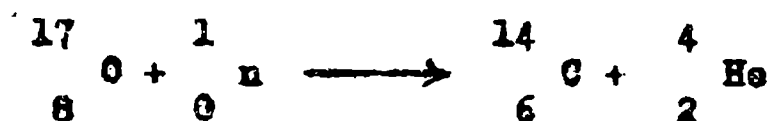


Defectul de masă este $0,0032 \text{ u.m.} \approx 3,0 \text{ MeV}$. Clipsele prezintă 2 traectorii groase emergente din punctul unde se afla nucleul de B ciocnit. Am mai citat reacția

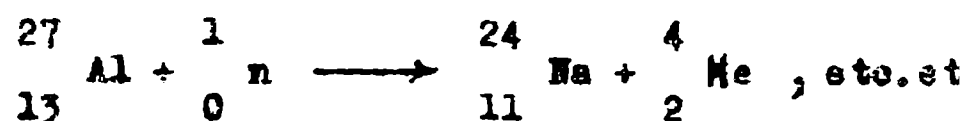


Cei doi helioni sunt proiectați în direcții diametral opuse.

Alt exemplu :



sau

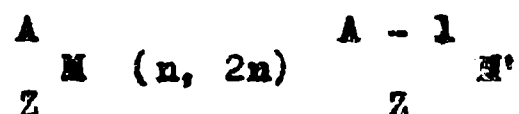


d) Reacția (n, 2n)

Massa a 2 isotopi vecini, în oricare dintre plăciadele grele, diferă între ele practic printr-o unitate de masă. Urmează că pentru a transforma un nucleu dat, în nucleul izotop inferior, trebuie să cheltuim o energie echivalentă cu diferența dintre masa neutronului și unitatea de masă, deci $0,00893 \approx 10 \text{ MeV}$. Cu alte cuvinte, bombardarea cu neutroni

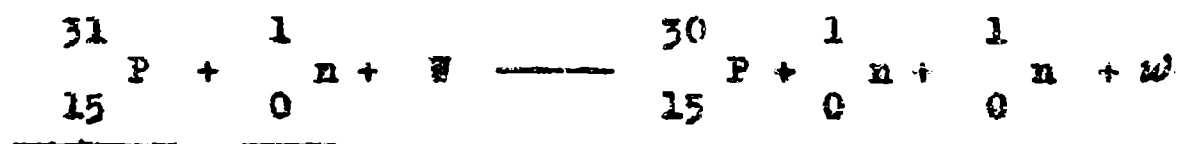
de 10 MeV sau mai mult, poate provoca reacția de tipul (n, 2n).

Vom avea:



Dacă nucleul M' format nu există în natură, este aproape sigur că el va fi radioactiv, pozitron.

Iată un exemplu de reacția studiată aici:



$$(30,9839 + 1,00893 + \bar{\nu}) = (29,9882 + 1,00893 + \nu)$$

Izotopul ${}^{30}_{15}P$ se desintegrează prin pozitoni de energie maximă 3,0 MeV. Perioada este 2,55 min.

Reacția a fost studiată pentru mai toate elementele sistemului periodic. Neutronii folosiți aveau o energie de 20 MeV și erau produși prin bombardament de deutoni de 10 MeV asupra unei ținte de Li.

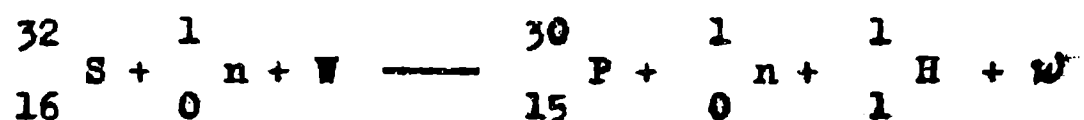
Printre izotopii astfel obținuți, un număr de 115 sunt radioactivi. Dintre aceștia, o treime sunt negatogeni și au fost recunoscuți identici cu izotopii obținuți de Fermi, prin simplă captură de neutroni termici. Celelalte două treimi ale activităților obținute prin reacția (n, 2n) sunt pozitogene.

e) Reacția (n, 3 particule). -

Pentru a smulge un neutron dintr'un nucleu, trebuie să

cheltuim 8 - 10 MeV.⁽¹⁾ Un neutron incident de energie mai mare ca 20 MeV poate deci provoca, în unele elemente, desintegrarea nucleelor ciocnite, prin emisiunea a 3 neutroni sau particule echivalente. Probabilitatea acestui tip de reacție crește cu energia neutronului incident. Am arătat că neutronii de energii 25 MeV și mai mult pot fi obținuți prin bombardarea Li cu deutoni de mare energie (neutroni emiși pe direcția fascicolului de deutoni).

Pentru a putea afirma că procesul de care ne ocupăm aici are loc în mod efectiv, e necesar să identificăm izotopul produs. Este de ex.ceeace s'a putut face în cazul sulfului, bombardat cu neutroni foarte energici. Izotopul produs a fost identificat ca un P de masă 30.



f) Fisiunea prin neutroni. - Nucleele foarte grele, devenite instabile prin captura unui neutron, se scindează în cel puțin 2 fragmente de mase comparabile, în loc să ejecteze una sau mai multe particule mici. Acesta este procesul de sfărâmare sau fisiune nucleară. El are loc, sau poate avea loc, pentru elementele de număr atomic cel puțin egal cu 90 (Th).

În cazul a doi dintre izotopii fisionabili, și anume $^{235}_{92}\text{U}$ și $^{239}_{94}\text{Pu}$, fisiunea este realizabilă prin neutroni lenți. Alți izotopi, dimpotrivă, sunt fisionabili numai prin neutroni de energie superioară unui anumit prag, caracteristic izotopului considerat, și care în unele cazuri poate atinge 1,5 MeV.

(1) Vezi mai sus.

Toate elementele fisibile sunt radioactive. Prin desintegrarea lor, extinsă pe un interval de timp egal cu cel puțin sece perioade radioactive, ele emit un șir de particule α sau beta, fiecare cu o energie considerabilă. În cursul fisiunii însă, energia totală a seriei de desintegrări este liberată dintr'odată. Acest "pachet de energie" liberat în cursul unui proces unic, poate atinge valoarea 190 MeV. De aceea acest proces unic al fisiunii este baza liberării energiei nucleare, cu toate aplicațiile posibile ale acestui fenomen.

Fenomenul de fisiune nucleară, obținut fără a-și da seama de el, încă din 1934, de Fermi, a fost recunoscut și identificat în 1939, de O. Hahn și F. Strassmann.

70. - Acțiunea fiziologică a neutronului. - Dozare.

Am văzut că orice radiație ionizantă în doză suficient de mare este "cytotoxică". Dat fiind că neutronii pot crea ioni secundari energici, urmează că și ei pot fi utilizați pentru distrugerea celulelor vii în multiplicare rapidă; de aci folosirea lor în medicină.

Intensitatea unei radiații neutronice se măsoară în unități "n". În procesele biologice, o unitate n este echivalentă cu un număr de unități "r" de raze X sau γ , cuprins între 2 și 10, după natura sursei folosite.

Dată fiind acțiunea mortală exercitată de radiație neutronică asupra țesuturilor vii, experimentatorii trebuie să ia precauțiuni de protecție eficace. Efectul iradierilor succesive este cumulativ.

Pentru iradiația cu X sau γ , se admite ca margine de securitate nedăunătoare, o doză mai mică decât 3 r pe lună. Pentru neutroni, al căror efect cu scadență lungă nu este încă bine cunoscut, marginea de securitate este evaluată actualmente la maximum 0,3 "n" pe lună. -