

ACADEMIA ROMÂNĂ

MONOGRAFII ȘTIINȚIFICE

III

FIZICA NUCLEARĂ

I

ISOTOPI, MOMENTE NUCLEARE, RADIOACTIVITATE

DE

G. MANU



MONITORUL OFICIAL ȘI IMPRIMERIILE STATULUI
IMPRIMERIA NAȚIONALĂ. BUCUREȘTI, 1940

ACADEMIA ROMÂNĂ

MONOGRAFII ȘTIINȚIFICE

III

FIZICA NUCLEARĂ

I

ISOTOPI, MOMENTE NUCLEARE, RADIOACTIVITATE

DE

G. MANU



P R E F A Ț Ă

Academia Română editează o serie de monografii științifice pentru a oferi cetitorului român fie posibilitățile unei orientări precise în diferitele domenii moderne ale științei, fie materialul ajutător strict necesar urmării cu succes a chestiunilor de specialitate.

Fără a cădea în domeniul vulgarizării științifice, aceste monografii vor interesa tot așa de bine pe studenții înaintați — cei dela doctorate de exemplu — cât și pe profesorii de liceu care doresc să se țină la curent, cu rigoare științifică, de problemele zilei, precum și, mai ales, pe specialiștii doriți de o orientare imediată în problemele anexe preocupărilor lor curente.

Lucrarea prezentată de d-l Gheorghe Manu răspunde, în mod fericit, acestor cerințe.

Fizica nucleară face obiectul unei intense activități în laboratoarele și institutele teoretice din lume. Mecanicele ondulatorii au introdus un nou mod de gândire și de sistematizare, care a ușurat simțitor înțelegerea faptelor experimentale din ultimii ani.

Descoperirile fulgerătoare ale constituentilor elementari ai materiei, încă necunoscuți până acum câtva timp, ca electronul pozitiv, neutronul, mesotronul, precum și mijloacele eficace găsite în explorarea nucleilor, încercarea artificială de nuclei nestabili, au adus un material experimental de o bogăție excepțională. Cunoașterea acestor fenomene au permis o înțelegere mai bună a razelor cosmice, indicatori prețioși de gigantice catastrofe nucleare, mărin și modificând în mod simțitor, cunoștințele noastre cosmogonice și atomistice.

Această uluitoare recoltă de fapte și înțelegeri nouă ale naturii se găsește risipită în mii de publicații, apărute în ultimii ani în revistele de specialitate.

A da o vedere de ansamblu, prezentată cu toată rigoarea științifică, și aceasta în spațiul redus a monografiilor de față, nu era ușor.

D-l Manu s'a achitat admirabil de această sarcină grea.

După o introducere a chestiunilor clasice ajutătoare, domnia sa ne oferă, cu o claritate perfectă și cu o fericită împărțire a materiei, prima din monografiile de fizică nucleară care urmează să apară în această colecțiune.

Alegerea judicioasă a literaturii citate va constitui un ajutor prețios pentru acei cari vor dori să întreprindă, mai în deaproape, studiul nucleului.

Activitatea științifică, bine cunoscută pretutindeni, a d-lui Manu, în special acea din fizica particulelor α , face că domnia-sa era admirabil indicat să ofere publicului românesc o vedere justă și luminoasă a acestui domeniu de preocupare modernă.

Felicit călduros pe d-l Manu pentru rezultatul atins și dacă putem manifesta o dorință, e, ca în cel mai scurt timp, să ne prezinte și celelalte volume promise asupra studiului nucleului atomic.

București, 26 Ianuarie 1940.

HORIA HULUBEI

CUVÂNT ÎNAINTE

Monografia de față alcătuiește un fel de introducere la studiul propriu zis al Fizicei nucleare. Ea întrunește patru capitole ce nu au între ele decât puține legături dar care, luate împreună, descriu temelia experimentală pe care cercetătorii au clădit, în ultimii ani, știința de astăzi a nucleului atomic.

În primul capitol se amintesc experiențele cruciale ale lordului Rutherford și ale colaboratorilor săi asupra deviației razelor α în trecerea lor prin materie. Aceste experiențe impun modelul planetar al atomului, cu nucleul pozitiv și greu în centrul său iar cu electronii negativi și ușori de jur-împrejur. Desvoltarea acelorași experiențe arată că nucleul central ocupă un volum extraordinar de mic și duce la măsurarea exactă a sarcinei electrice pozitive purtate de el.

Al doilea capitol arată cum din studiul legilor de desintegrare ale radioelementelor iese noțiunea de isotopie, adică de atomi cu proprietăți chimice, electrice și optice identice dar cu masă atomică diferită. Experiențele făcute mai târziu, cu deosebire de Aston și urmașii săi, arată că și elementele chimice obișnuite sunt formate din amestecuri de isotopi cu greutatea atomice întregi. Desvoltarea acestor idei dă naștere ipotezei că nucleul este el însuși o clădire complexă formată din două feluri de particule, protonii cu sarcină electrică pozitivă și neutronii fără sarcină electrică. Clădirea nucleară, formată din aceste două feluri de « cărămizi », este menținută de un « ciment » reprezentat printr'o energie de legătură foarte mare.

Al treilea capitol arată ce se știe până astăzi despre momentele nucleare. Momentul mecanic (spinul) și momentul magnetic pot fi considerați ca izvorînd dintr'o rotație a

nucleului; un moment electric cuadripolar se datorește unor disimetrii în clădirea protonilor intranucleari.

Al patrulea capitol descrie cele trei feluri de radiații emise de substanțele radioactive, radiații descoperite și analizate de Pierre și Marie Curie, de lordul Rutherford și urmașii lor. Aceste radiații ne lămuresc multe idei în privința constituției, stabilității și dimensiunilor nucleului, precum și asupra câmpurilor de forțe din jurul sau din interiorul lui.

Bibliografia celor patru capitole este în curent până în Ianuarie 1940.

O introducere în studiul Fizicei nucleare cere neapărat și o urmare. Dacă bunăvoința Academiei Române ne va fi menținută și în viitor, vom căuta să realizăm această urmare prin două noi monografii. Intr'una din ele vom descrie frumoasele rezultate obținute în domeniul transmutărilor, aceste moderne înfăptuiri ale unui vis vechiu de mii de ani; în cealaltă vom trata problema nucleului atomic din punctul de vedere teoretic. Deși alcătuiesc un tot, cele trei monografii sunt, pe cât se poate, de sine stătătoare. Totuși, pentru a ocoli repetiții fără rost, am fost uneori siliți să facem trimiteri dela una la alta. Vom însemna aceste trimiteri cu *I*, *II*, *III*, după cum va fi vorba de monografia de față (*I*), de cea privitoare la transmutări (*II*) sau de cea finală (*III*).

Acest studiu al Fizicei nucleare își are originea într'un ciclu de conferințe pe care le-am ținut în fața Societății Române de Fizică în anii 1936-37. El a luat forma monografiilor de față în urma îndemnului lui Gheorghe Țițeica. Fie-mi îngăduit să aduc aci prinosul meu de recunoștință amintirii sale.

București, 1 Martie 1940.

G. MANU

CAP. I

ATOMUL NUCLEAR AL LUI RUTHERFORD SARCINA ELECTRICĂ A NUCLEULUI

1. Teoria atomică la începutul veacului al XX-lea

Pentru a înțelege bine cum s'a impus noțiunea de nucleu atomic, noțiunea acestei concentrări extreme de materie într'un spațiu foarte mic, trebuie să ne întoarcem înapoi cu vreo patruzeci de ani și să amintim pe scurt schimbarea treptată a ideilor în privința structurii adânci a materiei, de atunci și până acum.

Pe la sfârșitul veacului trecut, chimiștii și unii fizicieni își făcuseră despre materie o idee destul de limpede. Ei admiteau că există un număr restrâns, vreo câteva zeci, de specii de particule foarte mici de materie numite *atomi*, fiecare specie corespunzând unui *element chimic* dat. Acești atomi se pot lega unii de alții în condiții bine definite pentru a forma clădiri mai complicate numite *molecule*. O juxta-punere de molecule identice între ele formează un *corp pur*. O juxta-punere de molecule de diferite feluri alcătuiește un *amestec de corpuri*, așa cum le întâlnim de obicei în viața de toate zilele.

Din legea proporțiilor definite, legea proporțiilor multiple, legea lui Avogadro și alte date chimice, fizice și chiar mineralogice, chimiștii reușiseră să determine foarte exact masele relative ale atomilor. Punând prin definiție masa atomului de oxigen egală cu 16, ei adoptaseră o scară de mase în care se exprimă și acum *greutățile atomice*. Așa, de pildă, cel mai ușor atom cunoscut, cel de hidrogen, are greutatea atomică 1,008, atomul de heliu, care îi urmează,

are greutatea atomică 4,003, și așa mai departe până la uraniu, cel mai greu atom cunoscut, cu greutatea atomică 238,07.

Către 1869, chimistul rus Mendeleiev făcuse o observație foarte interesantă. Dacă înșirăm elementele chimice cunoscute, în *ordinea greutăților atomice crescânde*, proprietățile chimice ale atomilor se reproduc în mod periodic. Dacă lăsăm de o parte hidrogenul, primele opt elemente sunt *He, Li, Be, B, C, N, O, F*. După acestea urmează alte opt, *Ne, Na, Mg, Al, Si, P, S, Cl*, ale căror proprietăți chimice sunt respectiv foarte asemănătoare cu acelea ale elementelor corespunzătoare din primul grup. Urmează *A, K, Ca*, elemente care reproduc de asemeni proprietățile primelor trei din cele două grupuri precedente. După aceea lucrurile se complică, dar se regăsesc de mai multe ori periodicități analoage. Mendeleiev exprimase aceste constatări prin *clasificarea periodică* sau tabloul care-i poartă numele și a cărei formă actuală e dată alăturat. Tabloul este astfel alcătuit încât elementele analoage se află așezate unele sub altele în aceeași coloană. Trebuie observat că pentru respectul analogiilor chimice, a trebuit să se inverseze ordinea normală în trei cazuri și anume: argonul, cobaltul și telurul, mai grele, sunt așezate respectiv înaintea potasiului, nichelului și iodului, mai ușoare. Tot pentru respectarea analogiilor chimice, unele locuri din tablou au trebuit să fie lăsate neocupate. Pe vremea lui Mendeleiev rămăseseră vreo 20 de locuri goale. Astăzi, n'au rămas decât 6 elemente care să nu fi fost obținute în cantități ponderabile și anume acelea care poartă numerele de ordine 43, 61, 84, 85, 87, 89. Dintre acestea, elementele 84 (poloniul) și 89 (actiniul) sunt cunoscute de multă vreme prin radioactivitatea lor (cf. §10). Elementele 43 și 87, poate și 61, au fost identificate prin radiațiile lor X caracteristice (cf. § 8). Numai elementul 85 este încă necunoscut.

Cu toate succesele obținute de teoria atomică sub forma de mai sus, mulți învățați nu erau mulțumiți de ea. Li se părea supărător să admită fără vreo încercare de explicare existența a 92 de feluri de atomi. Mulți credeau că trebuie să existe numai unul sau doi componenți universali ai materiei care, combinați în diferite feluri, să dea cele 92 de

TABLOUL I. — Sistemul periodic al lui Mendeleiev

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII—0
1 1 H 1,0081							2 He 4,003
2 3 Li 6,940	4 Be 9,02	5 B 10,82	6 C 12,010	7 N 14,0080	8 O 16,0000	9 F 19,00	10 Ne 20,183
3 11 Na 22,997	12 Mg 24,32	13 Al 26,97	14 Si 28,06	15 P 30,98	16 S 32,06	17 Cl 35,457	18 A 39,944
4 19 K 39,096	20 Ca 40,08	21 Sc 45,10	22 Ti 47,90	23 V 50,95	24 Cr 52,01	25 Mn 54,93	26 Fe 27 Co 28 Ni 55,84 58,94 58,69
	29 Cu 63,57	30 Zn 65,38	31 Ga 69,72	32 Ge 72,60	33 As 74,91	34 Se 78,96	35 Br 79,916
5 37 Rb 85,48	38 Sr 87,63	39 Yt 88,92	40 Zr 91,22	41 Nb 92,91	42 Mo 95,95	43 Ma —	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101,7 102,91 106,7
	47 Ag 107,880	48 Cd 112,41	49 In 114,76	50 Sn 118,70	51 Sb 121,76	52 Te 127,61	53 I 126,92
6 55 Cs 132,91	56 Ba 137,36	57-71 Pământuri rare	72 Hf 178,6	73 Ta 180,88	74 W 183,92	75 Re 186,31	76 Os 77 Ir 78 Pt 190,2 193,1 195,23
	79 Au 197,2	80 Hg 200,61	81 Tl 204,39	82 Pb 207,21	83 Bi 209,00	84 Po 210	85 — —
7 87 MI —	88 Ra 226,05	89 Ac 227	90 Th 232,12	91 Pa 231	92 U 238,07	93 — —	94 — 95 — 96 — — — —

Baza O = 16,0000
(scara chimică)Pământuri
rareGreutăți atomice admise de
comisia internațională în 1939

57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 —	62 Sm	63 Eu	64 Gd
138,92	140,13	140,92	144,27	—	150,43	152,0	156,9
65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu	
159,2	162,46	163,5	167,2	169,4	173,04	175,0	

specii de atomi. Cea mai veche ipoteză în această privință fusese a englezului *Prout*, care presupunea, către începutul veacului al XIX-lea, că toți atomii nu sunt decât agregate mai mult sau mai puțin complicate de atomi de hidrogen. Ipoteza lui *Prout* fusese părăsită din pricina existenței unor greutate atomice tipic fracționare cum este de pildă a clorului, a cărei valoare 35,46 nu poate fi obținută nici cu 35, nici cu 36 atomi de *H*. Rămânea totuși straniu faptul că trei sferturi din greutățile atomice sunt foarte apropiate de numere întregi.

În ultimii ani ai veacului trecut, această credință nelămurită a învățaților în existența unor componenți universali ai materiei își găsește o primă îndreptățire. Într'adevăr rând pe rând se descoperă razele catodice, efectul fotoelectric, efectul termionic, radioactivitatea... Toate aceste fenomene se explică în același fel: sub acțiunea unor anumiți agenți, sau chiar spontan, materia poate emite corpuscule încărcate cu electricitate negativă și cu masa foarte mică, de 1840 ori mai mică decât a atomului de hidrogen. Aceste corpuscule au fost numite *electroni*. Studiul sistematic al fenomenelor amintite arată înainte de toate că electronii obținuți sunt toți identici între ei, oricare ar fi materia din care sunt extrași și oricare ar fi fenomenul care le-a dat naștere. Electronii sunt întotdeauna caracterizați prin aceeași sarcină, $e = -4,80 \cdot 10^{-10}$ U.E.S. și aceeași masă, $0,00055$ unități atomice sau $9,1 \cdot 10^{-28}$ g. în valoare absolută.

Pe vremea aceea principiul lui *Lavoisier*, «nimic nu se pierde, nimic nu se creiază», era încă nediscutat. Electronii scoși din materie trebuiau să preexiste în materie. Aceasta fiind alcătuită din atomi, electronii trebuie să existe chiar în atom și ei putând fi extrași din orice materie trebuie să existe în *toți* atomii. Iată cum s'a pus problema structurii atomului, celui presupus până atunci indivizibil.

2. Difuzia razelor X. Numărul electronilor dintr'un atom

Primul fenomen care a dat lămuriri despre *numărul* electronilor cuprinși într'un atom a fost difuzia razelor X.

După cum se știe, razele X sunt radiații electromagnetice foarte asemănătoare cu lumina, de care se deosebesc numai prin lungimea lor de undă mult mai mică. Pe când lungimile de undă ale radiațiilor luminoase vizibile sunt cuprinse între 4000 și 7500 Å, lungimile de undă ale razelor X obișnuite sunt cuprinse între 0,1 și 10 Å. Ele sunt deci de câteva mii de ori mai mici.

Să considerăm un fascicol paralel de raze X și să-l facem să treacă printr'un strat de materie. Din pricina lungimii lor de undă foarte mici, razele X vor putea pătrunde în interiorul atomilor acestui strat și vor putea face să vibreze fiecare electron independent unul de altul. Câmpul electric oscilant $E = E_0 \sin \omega t$ al radiației X va supune sarcina electrică e a unui electron forței eE și îi va da deci o acce-

lerație $\frac{e E}{m} = \frac{e E_0}{m} \sin \omega t$. Electronul va fi pus astfel în vi-

brație. O sarcină electrică supusă unei accelerații emite o radiație a cărei frecvență este în cazul nostru aceeași cu a vibrației electronului și deci cu a radiației incidente. Câmpul electric oscilant al radiației reemise, la distanța r de electron și într-o direcție care face un unghi θ cu direcția accelerației electronului este dat de relația

$$E' = \frac{e \sin \theta}{r c^2} \cdot \frac{e E}{m} = \frac{e^2 \sin \theta \cdot E_0}{r m c^2} \sin \omega t.$$

Raportul intensităților radiației incidente și radiației re-emise de electron este raportul pătratelor câmpurilor electrice,

$$(1) \quad \frac{I'}{I} = \left(\frac{E'}{E} \right)^2 = \frac{e^4 \sin^2 \theta}{r^2 m^2 c^4}.$$

Trebue observat că, pe când radiația I este paralelă, radiația I' este emisă în toate direcțiile, deci difuză. Unghiul θ poate avea o valoare oarecare. Totul se petrece ca și cum electronii stratului material ar difuza radiația incidentă.

Să considerăm lucrurile mai de aproape. Fie Ox direcția fascicolului incident de raze X, pe care îl presupunem

nepolarizat. Fie O poziția electronului pus în vibrație și OP direcția în care observăm (fig. 1). Câmpul electric al radiației X este în planul perpendicular pe Ox , în care este pus în vibrație și electronul. În acest plan alegem două axe perpendiculare Oy, Oz astfel ca axa Oy să fie în planul xOP ,

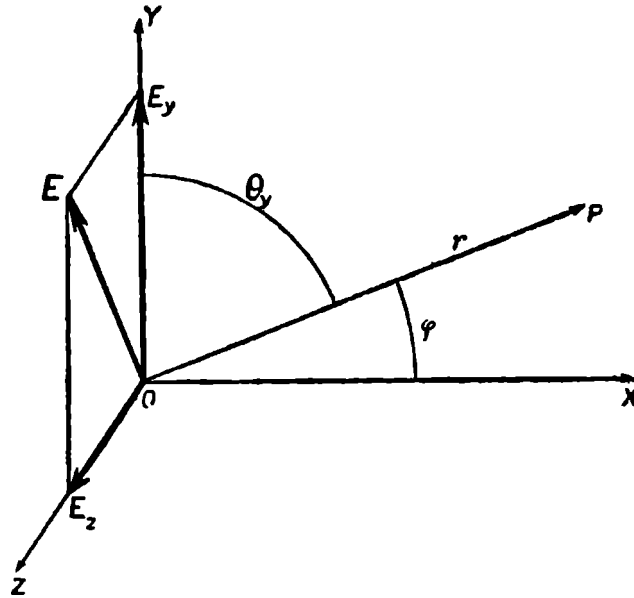


Fig. 1.

definit de direcția fascicolului și de direcția în care observăm. Vectorul $\vec{E}$, a cărui direcție în planul yOz este oarecare, poate fi descompus în două componente $\vec{E}_y$ și $\vec{E}_z$ astfel ca $E_y^2 + E_z^2 = E^2$. În medie în timp, $E_y = E_z$, și $E_y^2 = E_z^2 = \frac{1}{2} E^2$, deci

$$I_y = I_z = \frac{1}{2} I,$$

I_y și I_z fiind intensitățile componentelor. În radiația difuzată în direcția OP , intensitatea datorită componentei E_y este, după (1),

$$I'_{\varphi Ey} = I_y \frac{e^4 \sin^2 \theta_y}{r^2 m^2 c^4} = \frac{1}{2} I \frac{e^4}{r^2 m^2 c^4} \cos^2 \varphi,$$

φ fiind unghiul pe care îl face direcția OP cu raza incidentă. Intensitatea difuzată datorată componentei E_z va fi

$$I'_{\varphi ez} = I_z \frac{e^4 \sin^2 \theta}{r^2 m^2 c^4} = \frac{1}{2} I \frac{e^4}{r^2 m^2 c^4},$$

θ_z fiind prin construcție egal cu $\pi/2$. Intensitatea totală difuzată de *un singur* electron în direcția OP va fi

$$I'_{\varphi e} = I'_{\varphi ey} + I'_{\varphi ez} = \frac{e^4 I}{2 r^2 m^2 c^4} (1 + \cos^2 \varphi).$$

Dacă în O se află un volum de materie ν cu dimensiuni mici față de distanța r , intensitatea totală difuzată în direcția OP va fi

$$(2) \quad I'_{\varphi} = \frac{e^4 \nu INZ}{2 r^2 m^2 c^4} (1 + \cos^2 \varphi),$$

N fiind numărul atomilor pe cm^3 , iar Z numărul electronilor pe atom¹⁾.

Intensitatea unei radiații fiind egală cu cantitatea medie de energie transportată pe secundă prin unitatea de suprafață perpendiculară pe direcția de propagare, cantitatea de energie difuzată pe secundă în elementul de unghi solid $d\omega$ în jurul direcției OP va fi

$$W'_{\varphi} d\omega = \frac{e^4 \nu INZ}{2 m^2 c^4} (1 + \cos^2 \varphi) d\omega.$$

Dacă integrăm această expresie pentru toate direcțiile OP posibile, obținem expresia pierderii totale de energie prin difuzie sub forma

$$- \Delta W = \int_0^{\pi} W'_{\varphi} 2\pi \sin \varphi d\varphi = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4 NZ \nu I}{m^2 c^4}.$$

¹⁾ Afară de electroni, atomii conțin și nucleei purtând sarcina pozitivă Ze . Contribuția acestora la difuzie ar alcătui fracțiunea Zm^2/M^2 din cea a electronilor, M fiind masa nucleului. Din pricina mărimii acesteia, fracțiunea este extrem de mică, de ordinul milionimii. Contribuția nucleilor la difuzie nu trebuie deci luată în seamă.

Dacă secțiunea fascicolului incident este S și grosimea stratului material străbătut este dx , volumul v este Sdx iar energia medie pe secundă transportată de fascicolul incident este $W = SI$. Putem scrie atunci

$$-dW = \frac{8\pi NZ e^4}{3 m^2 c^4} S I dx = \frac{8\pi NZ e^4}{3 m^2 c^4} W dx.$$

Dacă stratul material are grosimea x , obținem imediat prin integrare

$$W = W_0 e^{-\frac{8\pi}{3} \frac{NZ e^4}{m^2 c^4} x}$$

sau, împărțind cu factorul S ,

$$I = I_0 e^{-\frac{8\pi}{3} \frac{NZ e^4}{m^2 c^4} x}.$$

Se vede dar că expresia

$$(3) \quad \sigma = \frac{8\pi NZ e^4}{3 m^2 c^4}$$

reprezintă coeficientul de absorpție prin difuzie al razelor X în stratul material considerat. Dacă nu există altă cauză de absorpție, coeficientul σ va reprezenta fracțiunea absorbită a fascicolului după ce a trecut prin unitatea de grosime a stratului material. El nu depinde de frecvență. După teoria electromagnetică clasică, difuzia razelor X se face în același fel pentru razele de înaltă frecvență sau *dure* ca și pentru razele de mică frecvență sau *moi*.

Teoria difuziei razelor X așa cum am expus-o aci a fost dată de sir J. J. Thomson¹⁾. Pentru verificarea ei experimentală și pentru determinarea numărului Z al electronilor dintr'un atom, se poate întrebuița fie formula (3) măsurându-se slăbirea fascicolului incident după ce a trecut prin x cm. de materie, fie formula (2), măsurându-se inten-

¹⁾ Sir J. J. Thomson, *Conduction of Electricity through Gases*, 2-d edit. 1906, p. 325. Cf. și A. H. Compton, *X-Rays and Electrons*, London 1928, Macmillan & Co., p. 58.

sitatea difuzată într-o direcție făcând un unghi φ cu fascicolul incident.

Prima metodă este mult mai simplă dar și mai nesigură. Într'adevăr, afară de procesul de absorpție prin difuzie, mai există alte mecanisme prin care energia fascicolului incident este absorbită de stratul material, mecanisme printre care fenomenul fotoelectric joacă rolul cel mai însemnat. Coeficientul experimental total de absorpție al razelor X se va putea scrie

$$\mu = \sigma + \tau$$

unde τ reprezintă contribuția efectului fotoelectric și a celorlalte mecanisme de absorpție. Coeficientul τ , spre deosebire de σ , variază foarte mult cu lungimea de undă a radiației (cf. § 8). Pentru a putea identifica coeficientul de absorpție experimental μ cu coeficientul de difuzie σ , va trebui să folosim raze X destul de dure, astfel ca τ să fie mic față de σ . Pentru elementele ușoare, dela hidrogen și până la magneziu sau aluminiu, razele X obișnuite, cu lungimi de undă de ordinul angströmului, sunt foarte indicate. Problema a fost studiată mai cu seamă de Barkla și colaboratorii săi¹⁾, care au publicat mai multe serii de rezultate obținute între 1904 și 1918. Ei au arătat că pentru elementele ușoare, μ este într'adevăr aproape independent de lungimea de undă, cu condiția ca aceasta să nu fie nici prea mare nici prea mică. Identificând atunci pe μ cu σ și aplicând formula (3) Barkla găsește $Z = 1$ pentru hidrogen iar pentru celelalte elemente ușoare pe Z aproximativ egal cu jumătatea greutății atomice. Pentru metalele grele, coeficientul μ variază destul de repede cu lungimea de undă, ceea ce arată că coeficientul τ este de aceeași ordine de mărime cu σ . Dacă se întrebuițează totuși raze X cu lungime de undă mai scurtă, de ordinul zecimei de Å, se găsește o regiune unde μ variază mai puțin. O identificare a lui μ cu σ ne dă atunci pentru Z valori ceva mai mici decât jumătatea greutății atomice.

¹⁾ C. G. Barkla, *Phil. Mag.* **21**, 648, 1911; **22**, 396, 1911; C. G. Barkla și J. C. Dunlop, *ibid.* **31**, 229, 1916; C. G. Barkla și White, *ibid.* **34**, 270, 1917; C. G. Barkla și Sadler, *ibid.* **36**, 550, 1918.

În acest domeniu își face însă apariția un fenomen nou, difuzia cu schimbarea lungimii de undă sau efectul Compton, căruia nu se aplică teoria clasică a lui J. J. Thomson (cf. § 42).

Aplicarea formulei (2) în domeniul lungimilor de undă ceva mai mari ar putea duce la rezultate mai sigure, difuzia fiind astfel studiată direct, fără perturbațiile datorite celorlalte mecanisme de absorbție. Realizarea experimentală este însă mai grea. Hewlett¹⁾ a făcut cercetarea pentru carbon studiind toată distribuția unghiulară (φ de la 0 la π) a intensității difuzate pentru raze X de 0,7 Å. El găsește pentru unghiuri nu prea mici ($\varphi > 30^\circ$) o potrivire destul de bună cu formula (2). Prin integrarea curbei obținute el găsește o valoare medie a numărului de electroni din atomul de carbon egală cu $6,0 \pm 0,3$.

3. Deviația razelor α și atomul nuclear

Electronii poartă o sarcină electrică negativă și masa lor este extrem de mică. Atomul chimiștilor este neutru și masa lui este de câteva mii de ori mai mare decât a electronilor pe care îi cuprinde. Dacă admitem că o parte a atomului este alcătuită din electroni, trebuie să admitem că există și o altă parte, care poartă o sarcină electrică pozitivă și totdeodată aproape toată masa. În privința acestei părți încă necunoscute a atomului se propun către începutul veacului nostru mai multe ipoteze²⁾. Una din cele dintâi, propusă de Jean Perrin³⁾ în 1901, asimilează atomul cu un sistem planetar în miniatură, electronii negativi și ușori gravitând în jurul unui centru pozitiv și greu. Această imagine foarte simplă este însă în contradicție cu teoria electromagnetică clasică, atunci încă unanim admisă. Într'adevăr, electronii descriind orbite închise, au în fiecare clipă accelerații foarte mari; după teoria electromagnetică, ei vor emite radiații, își vor pierde cu încetul energia cinetică și

¹⁾ C. W. Hewlett, *Phys. Rev.* **19**, 266, 1922; **20**, 688, 1922.

²⁾ Cititorul poate găsi amănunte asupra teoriilor mai vechi ale atomului în rapoartele congreselor Solvay din 1912, 1913 și 1921: *Rayonnement et quanta*; *Structure de la matière*; *Atomes et électrons*. Paris, Gauthier-Villars.

³⁾ *Revue Scientifique* 1901. Cf. « *Les Atomes* », de același autor, p. 259.

vor cădea pe centrul pozitiv. Atomul ar fi deci un sistem nestabil, ceea ce este cu totul împotriva experienței, care ne arată cu prisosință că proprietățile atomului sunt extrem de stabile. Imaginea lui Jean Perrin a fost totuși impusă de experiență în 1911, în urma lucrărilor lordului Rutherford asupra deviației particulelor α în trecerea lor prin materie. Contrazicerea cu teoria electromagnetică a fost și ea înlăturată în 1913 de Niels Bohr, pe baza teoriei cuantelor, și de atunci modelul planetar al atomului a rămas definitiv introdus în știință.

Razele α emise de corpurile radioactive (cf. §§ 9 și 37) sunt nuclei de heliu cu iuteală foarte mare, adică particule cu masa atomică 4 și două sarcini elementare pozitive. Să considerăm un fascicol paralel și isocinetic de asemenea raze în trecere printr'un strat foarte subțire de materie. Particulele α străbat astfel câmpul electric al diferitelor corpuscule care alcătuiesc stratul și sunt supuse unor forțe al căror efect va fi pe de o parte o încetinire — energia cinetică a particulelor fiind transmisă corpusculilor stratului material — iar pe de altă parte o eventuală deviere. Asemenea devieri se pot măsura ușor așezând un ecran cu sulfură de zinc ¹⁾ în dosul stratului material (fig. 2).

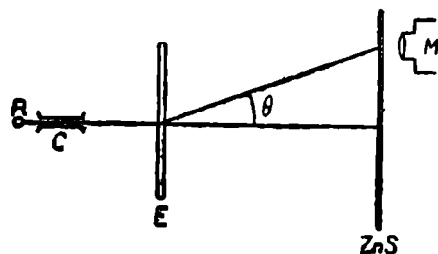


Fig. 2
Deviația razelor α

R izvorul de raze α
C canalizator
E strat material subțire
Zn S ecran de observație
M microscop

Câmpul electric al electronilor este destul de intens pentru a încetini particula α însă masa electronilor fiind foarte mică, devierea particulelor va fi extrem de mică. Pentru ca particula să fie deviată cu un unghi de câteva grade, ea va trebui să treacă pe lângă foarte mulți electroni, ale căror

¹⁾ După cum se știe, sulfura de zinc este o substanță fosforescentă. Când o particulă α lovește un strat de ZnS, se produce o fosforescență de scurtă durată, localizată în punctul lovit și cu înfățișarea unei scântei. Pentru observații se întrebuințează un strat foarte subțire de praf de ZnS lipit pe o lamă de sticlă. Scânteiile se observă în întunec cu microscopul.

câmpuri să lucreze *mereu în același sens*. Probabilitatea unui asemenea eveniment ar fi cu totul redusă, de ordinul milioanei pentru particulele α obișnuite. Experimental se constată cu totul altceva ¹⁾. E drept că cele mai multe particule își păstrează traectoria quasi rectilinie. Totuși, deviațiile de câteva grade nu sunt prea rare, probabilitatea lor fiind de ordinul sutimii, iar câteodată se observă devieri de câteva zeci de grade și chiar particule cari se întorc înapoi, deviarea lor fiind de aproape 180° .

Pentru a explica asemenea deviații, suntem nevoiți să admitem că sarcinile electrice pozitive din interiorul atomilor sunt legate de mase mult mai mari decât a electronului și chiar a particulei α . Pentru îndeplinirea acestei condiții, lord Rutherford adoptă modelul planetar al atomului. El admite că toată sarcina pozitivă și aproape toată masa atomului sunt concentrate în centrul său, alcătuind un *sâmbure* sau *nucleu* de dimensiuni foarte mici ($\sim 10^{-13}$ cm.), electronii negativi gravitând în jurul lui pe orbite mai depărtate ale căror diametre definesc dimensiunile obișnuite ale atomului ($\sim 10^{-8}$ cm.). Atomul fiind neutru în totalitatea sa, numărul Z de sarcini elementare pozitive ale nucleului este egal cu numărul electronilor periferici. Pe această bază, Rutherford face o teorie completă a deviației razelor α pe care experiența o confirmă până în amănunte și cu ajutorul căreia se pot determina atât sarcina cât și diametrul aproximativ al nucleului.

4. Teoria ciocnirii între particule α și nuclei (Rutherford)

Spre a-și duce calculul la bun sfârșit, Rutherford ²⁾ admite că atât nucleul cât și particula α pot fi considerate ca sarcini punctuale și că legea lui Columb se aplică

¹⁾ Primele indicații în această direcție au fost obținute de Rutherford (*Phil. Mag.* **12**, 134, 1906). Rezultate mai precise au fost date de Geiger (*Proc. Roy. Soc.* **81**, 174, 1908; **83**, 492, 1910) și apoi de Geiger și Marsden (cf. § 5).

²⁾ E. Rutherford, *Phil. Mag.* **21**, 669, 1911. Cf. și E. Rutherford, J. Chadwick și C. D. Ellis, *Radiations from radioactive substances*, Cambridge 1930, University Press, p. 191.

interacțiunii acestor sarcini până la cele mai mici distanțe ¹⁾).

Câmpul de forțe al nucleului fiind newtonian, particula α va descrie o conică cu nucleul într'unul din focare. Atât nucleul cât și particula α purtând sarcini pozitive, cele două corpuscule se vor respinge și particula α va descrie o hiperbolă cu nucleul în focarul exterior. Dacă avem de-a-face cu un metal greu, masa nucleului va fi de câteva zeci de ori mai mare decât a particulei α , nucleul *nu* va fi pus în mișcare în urma ciocnirii și mișcarea relativă a particulei α față de nucleu va fi chiar mișcarea ei absolută. În capitolul acesta, vom presupune tot timpul că masa nucleului este mare față de a particulei α .

Fie $+2e$, M , V , sarcina, masa și iuțeala inițială a particulei α , fie v iuțeala ei în punctul C , cel mai apropiat de nucleu (fig. 3), și fie $+Ze$ sarcina nucleului. Vom însemna cu l distanța NC sau *distanța de maximă apropiere* și cu b distanța între nucleu și linia inițială de mișcare a particulei sau *parametrul de ciocnire*, în cazul nostru distanța dela focarul N la asimptota hiperbolei. Distanța NC este egală cu suma semidistanței focale și a semiaxe mari a hiperbolei. Parametrul de ciocnire este egal cu semiaxa mică, adică $b = NP = CD$. Rezultă de aci, cu notațiile figurii,

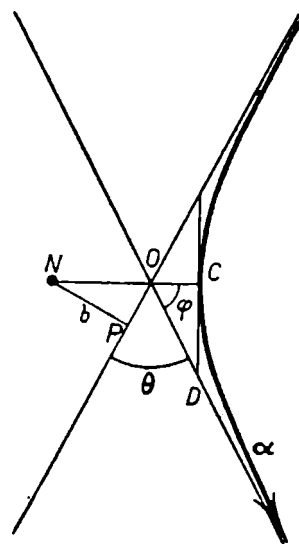


Fig. 3

$$(4) \quad l = NO + OC = \frac{b}{\sin \varphi} + \frac{b}{\operatorname{tg} \varphi}$$

Să considerăm particula α la infinit și în punctul C . Conser-

¹⁾ Vom vedea mai târziu că această ipoteză nu e riguros exactă (cf. § 45). Pentru metalele grele de care e vorba aci ea poate fi totuși folosită fără teamă, deoarece distanța de cea mai mare apropiere între particula α și nucleul lor rămâne destul de mare.

varea momentului cantității de mișcare și conservarea energiei ne dau ¹⁾

$$bMV = lM\varphi \qquad \frac{1}{2}MV^2 = \frac{1}{2}M\varphi^2 + \frac{2Ze^2}{l}$$

Prin eliminarea lui φ , ținând seama de (4) și de faptul că $\varphi + \frac{\theta}{2} = \frac{\pi}{2}$, obținem

$$(5) \quad b = \frac{2Ze^2}{MV^2} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} \qquad l = \frac{2Ze^2}{MV^2} \left(1 + \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} \right)$$

Aceste relații foarte însemnate leagă parametrul de ciocnire b și distanța de maximă apropiere l cu unghiul de deviație θ . Pentru un parametru de ciocnire nul, adică o ciocnire centrală, deviația este de 180° , cele două asimptote ale hipeborlei se confundă și particula α se întoarce înapoi pe traectoria ei, după ce a ajuns la distanța $l_0 = \frac{4Ze^2}{MV^2}$ de nucleu (fig. 4).

Pentru un parametru de ciocnire $b = \frac{1}{2}l_0$, deviația este de 90° .

Să considerăm acum un fascicol paralel de particule α având toate aceiași viteză V și trecând în jurul nucleului N (fig. 4). Toate particulele

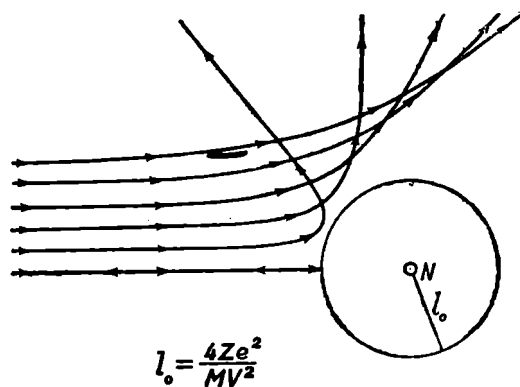


Fig. 4

al căror parametru de ciocnire va fi cuprins între b și $b + db$ vor fi deviate cu un unghi cuprins între θ și $\theta + d\theta$. Fie q numărul particulelor care trec prin unitatea de suprafață perpendiculară pe direcția lor inițială. Particulele cu parametru de ciocnire cuprins între b și $b + db$ se vor afla în coroana circu-

lară cu centrul în N , cu raza b și grosimea db , deci cu suprafața $2\pi b \cdot db$. Se poate spune că această suprafață este

¹⁾ Viteza particulelor α nefiind prea mare (1 până la $2 \cdot 10^9$ cm/sec.), corecțiile de relativitate se pot trece cu vederea.

secțiunea efectivă a nucleului pentru ciocnirile care duc la o deviație cuprinsă între θ și $\theta + d\theta$. Numărul particulelor deviate între aceste limite va fi deci $2\pi qb \cdot db$ sau, în virtutea ecuației (5),

$$dq = \frac{4\pi q Z^2 e^4}{M^2 V^4} \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}} d\theta.$$

Fie S secțiunea fascicolului de particule; dacă acesta trece printr'un strat subțire de materie de grosime L în care se găsesc N nuclei pe cm^3 , numărul particulelor deviate între θ și $\theta + d\theta$ va fi $SLN dq$ sau

$$(6) \quad dQ = \frac{4\pi QLNZ^2 e^4}{M^2 V^4} \cdot \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\theta$$

unde $Q = Sq$ este numărul total al particulelor α considerate. Grosimea stratului material este presupusă foarte mică, așa că pe de o parte probabilitatea ca o particulă să fie deviată de două ori este foarte mică, iar pe de altă parte iuțeala V a particulelor rămâne practic aceeași după străbaterea stratului (pentru metalele grele de cari e vorba aci $L \sim 10^{-4}$ cm.). Secțiunea S a fascicolului este de asemeni mică față de distanța la care observăm.

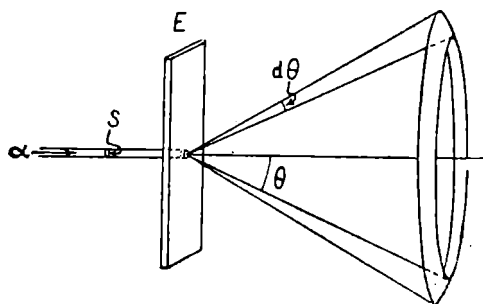


Fig. 5

Cele dQ particule date de (6) sunt răspândite în unghiul solid în formă de coroană sferică a cărei valoare este

$2 \pi \sin \theta \cdot d\theta$ (fig. 5). Pe unitatea de unghi solid vor fi

$$\frac{dQ}{d\omega} = \frac{2 Q L N Z^2 e^4}{M^2 V^4} \cdot \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} \cdot \frac{1}{\sin \theta}$$

particule sau, înlocuind pe $\sin \theta$ prin $\frac{1}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2}$,

$$(7) \quad \frac{dQ}{d\omega} = \frac{Q L N Z^2 e^4}{M^2 V^4} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}.$$

Un aparat de detecție așezat la o distanță r de stratul material și a cărui suprafață utilă, perpendiculară pe r , este Δs , va înregistra

$$(7') \quad \Delta Q = \frac{Q L N Z^2 e^4}{M^2 V^4 r^2} \frac{\Delta s}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

particule din totalul de Q particule considerate.

5. Verificarea teoriei lui Rutherford. Experiențele lui Geiger și Marsden

Prima verificare a teoriei lui Rutherford a fost făcută de doi colaboratori ai acestuia, Geiger și Marsden¹⁾. Dispozitivul lor este dat de fig. 6. B este o cutie solidă de metal închisă la partea superioară cu un capac rodat P și care se poate roti pe un rodaj uns C , în atingere cu un suport fix E . Un cerc gradat prevăzut cu un vernier determină poziția cutiei. În aceasta este montat un microscop pus la punct pe un ecran de ZnS . În axa cutiei, însă independent de aceasta și montat rigid pe suportul fix E , se află ecranul material de deviere F . Izvorul R de particule α se află de

¹⁾ H. Geiger și E. Marsden, *Phil. Mag.* **25**, 604, 1913. Cf. și Rutherford, Chadwick, Ellis, *op. cit.*, p. 195.

asemeni montat rigid pe suportul fix. În timpul experiențelor, cutia B e golită de aer prin V . Diafragma D de admitere a particulelor poate fi reglată după trebuință.

Primul punct verificat a fost variația cu $1/\sin^4 \frac{\theta}{2}$. Deviațiile au fost obținute cu foi subțiri de aur și argint. Legea a fost verificată între $\theta = 5^\circ$ și $\theta = 150^\circ$, variabila $1/\sin^4 \frac{\theta}{2}$ luând în acest interval valori dela 276000 la 1,15. Numărul n de scânteieri observate într'un interval de timp dat a variat în aceleași proporții, produsul $n \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}$ rămânând constant cu bună aproximație.

Al doilea punct verificat de Geiger și Marsden a fost proporționalitatea cu grosimea L a ecranului F , care a fost găsită foarte exactă în cazul aluminului, cuprului, argintului și aurului¹⁾. Trebuie notat că pentru grosimile ceva mai mari se face corecția de scădere a iuțelii razelor α . Coeficientul unghiular al drepțelor $n(L)$ crește cu greutatea atomică, ceea ce arată că numărul Z trebuie să crească el însuși cu greutatea atomică.

Al treilea și ultimul punct verificat a fost variația cu iuțea. Pentru aceasta s'au interpus pe diafragma D foi de mică de grosimi din ce în ce mai mari. Iuțea inițială a particulelor era astfel redusă la valori din ce în ce mai mici. Deși experiențele nu puteau fi foarte precise, proporționalitatea cu V^4 s'a verificat destul de bine (cf. și § 7).

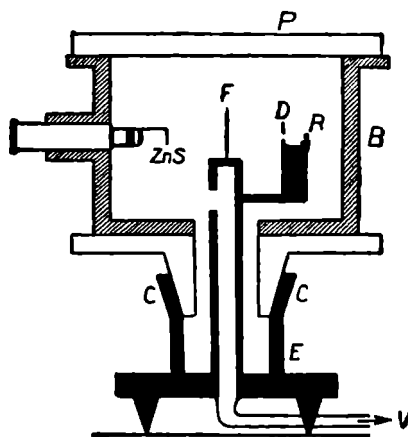


Fig. 6. — Aparatul lui Geiger și Marsden

¹⁾ Aparatul întrebuițat pentru această verificare este mai simplu decât cel din fig. 6, nemaî fiind nevoie de variația unghiului θ .

6. Numărul atomic. Determinarea sarcinei nucleare (Chadwick)

Această triplă verificare a teoriei lui Rutherford poate fi considerată ca îndestulătoare pentru ca modelul nuclear al atomului să fie definitiv admis. Rămânea ca prin numărători suficient de precise să se determine din (7) valoarea exactă a lui Z . Numărătorii lui Geiger și Marsden arătasera că pentru elementele ușoare (Al , Cu) Z este aproximativ egal cu jumătatea greutății atomice iar pentru elementele grele (Ag , Sn , Au) cu ceva mai puțin de această jumătate. Aceste evaluări provizorii erau în perfect acord cu rezultatele lui Barkla (cf. § 2).

În 1913, Van den Broek¹⁾ propune următoarea ipo-

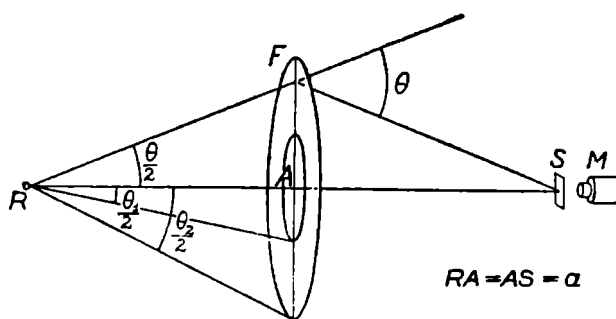


Fig. 7

teză: numărul Z al sarcinilor elementare pozitive ale nucleului, egal cu numărul Z al electronilor periferici, este dat de numărul de ordine al elementului respectiv în clasificarea lui Mendeleiev. Așa,

de pildă, $Z = 1$ pentru hidrogen, 2 pentru heliu, 3 pentru litiu, ... și așa mai departe până la 92 pentru uraniu. Tabloul I dă numărul de ordine alături de simbolul elementului. Acestei constante fundamentale i s'a dat numele de *număr atomic*. Ipoteza extrem de simplă a lui Van den Broek a fost imediat admisă și a fost verificată exact, mai întâi de către Moseley (cf. § 8) și apoi de către Chadwick în 1920 printr'o determinare absolută a lui Z pentru Cu , Ag și Pt .

Schema dispozitivului experimental întrebuințat de Chadwick²⁾ este dată de fig. 7. Izvorul R de raze α se află la

¹⁾ Van den Broek, *Phys. Zs.* **14**, 32, 1913.

²⁾ J. Chadwick, *Phil. Mag.* **40**, 734, 1920.

distanța a de planul A al foiței de metal F , în formă de coroană circulară, care deviază razele. De cealaltă parte a planului A , pe aceeași dreaptă și la aceeași distanță a se află ecranul de ZnS care se observă prin microscopul M .

Unghiul solid sub care se vede din R coroana elementară cuprinsă între $\frac{\theta}{2}$ și $\frac{\theta}{2} + d\frac{\theta}{2}$ este $2\pi \sin \frac{\theta}{2} d\frac{\theta}{2}$ și dacă Q este numărul total de particule emise de R într'un interval de timp dat, vor cădea pe această coroană, în același interval de timp,

$$dQ = \frac{Q}{4\pi} 2\pi \sin \frac{\theta}{2} d\frac{\theta}{2} = \frac{Q}{2} \sin \frac{\theta}{2} d\frac{\theta}{2}$$

particule. Dintre acestea, unele vor fi deviate cu unghiul θ și vor cădea pe ecranul S . În virtutea ecuației (7'), numărul lor, pe unitatea de suprafață a ecranului S , presupusă perpendiculară pe RS , va fi

$$\begin{aligned} dy &= \frac{Q}{2} \sin \frac{\theta}{2} d\frac{\theta}{2} \cdot \frac{L}{\cos \frac{\theta}{2}} \cdot \frac{NZe^4}{M^2 V^4} \cdot \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{a^2} \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \cdot \cos \frac{\theta}{2} \\ &= \frac{QLNZ^2 e^4}{2 M^2 V^4 a^2} \cdot \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\frac{\theta}{2}. \end{aligned}$$

Dacă integrăm această valoare pentru discul F complet, obținem numărul total de particule care ating unitatea de suprafață a ecranului S în intervalul de timp dat

$$y = \frac{QLNZ^2 e^4}{2 M^2 V^4 a^2} \int_{\frac{\theta_1}{2}}^{\frac{\theta_2}{2}} \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\frac{\theta}{2}$$

sau efectuând cuadratura

$$(8) \quad y = \frac{QLNZ^2 e^4}{4M^2 v^4 a^2} \left[\frac{\cos \frac{\theta_1}{2}}{\sin^2 \frac{\theta_1}{2}} - \frac{\cos \frac{\theta_2}{2}}{\sin^2 \frac{\theta_2}{2}} + \log \operatorname{tg} \frac{\theta_1}{4} - \log \operatorname{tg} \frac{\theta_2}{4} \right]$$

Numărul de particule care ar sosi direct din R pe unitatea de suprafață a ecranului în același interval de timp ar fi

$$(9) \quad Y = \frac{Q}{16 \pi a^2}.$$

Acest număr este de obicei mult prea mare pentru a putea fi determinat direct. El se determină admitând numai o fracțiune din particulele incidente, ceea ce se poate face așezând în fața ecranului S o roțiță opacă pentru razele α dar prevăzută cu o gaură de dimensiuni cunoscute. Dacă roțița face un număr dat de rotații pe minut, vom putea calcula fracțiunea din numărul Y pe care o determinăm experimental. Ecuația (9) ne va da atunci pe Q și introducând această valoare în (8) vom putea calcula pe Z din valoarea experimentală a lui y , celelalte cantități fiind cunoscute. În cursul numărărilor făcute pentru determinarea lui y , se apără S împotriva particulelor sosite direct din R prin interpunerea în A a unei plăci de plumb destul de groase, care absoarbe complet razele α și celelalte radiații emise de R ¹⁾. Particulele care sosesc în S sunt atunci într'adevăr numai cele deviate de F , care ocolesc placa de plumb. Aparatul întreg este închis într'o cutie golită de aer.

Chadwick determină cu acest aparat sarcinile nucleare ale Cu , Ag și Pt , pe care le găsește respectiv egale cu 29,3;

¹⁾ Razele β și γ produse de corpurile radioactive nu dau scânteieri pe ZnS , dar provoacă o luminosități difuză care este foarte supărătoare pentru numărarea exactă a scânteierilor.

46,3 și 77,4 sarcini elementare. Numerile de ordine ale acestor elemente în clasificarea lui Mendeleiev sunt respectiv 29, 47 și 78. Erorile experimentale probabile fiind cuprinse între 1 și 2%, se vede că ipoteza lui Van den Broek este cât se poate de bine verificată.

7. Legea lui Coulomb și dimensiunile nucleului

În teoria expusă mai sus, lord Rutherford presupune în mod esențial că nucleul și particula α sunt punctuale și se resping după legea lui Coulomb. Dacă în jurul nucleului legea de forță ar fi alta, s'ar modifica în primul rând variația cu $1/V^4$ în formula (7)¹⁾.

Am văzut mai sus că Geiger și Marsden găsiseră exactă variația cu $1/V^4$ a lui $\frac{dQ}{d\omega}$. Verificarea a fost reluată în mai multe rânduri²⁾ și variația cu $1/V^4$ găsită cu atât mai exactă cu cât experiențele erau ele înșile mai exacte. Dacă ne referim la formula (5) (cf. și fig. 4), constatăm că deviațiilor mari le corespunde o apropiere strânsă a particulei α de nucleu iar deviațiilor mici o apropiere mai puțin strânsă. Verificarea formulei (7), și în special a variației cu $1/V^4$, pentru deviațiile mari corespunde deci cu validitatea legii lui Coulomb aproape de nucleu pe când verificarea pentru deviațiile mici corespunde cu validitatea acestei legi mai departe de nucleu. Experimental, s'a verificat că legea lui Coulomb reprezintă exact câmpul de forță în jurul nucleilor de Cu, Ag, Pt, Au, dela limita superioară $2 \cdot 10^{-10}$ cm. până la limitele inferioare respective $1,2 \cdot 10^{-12}$ cm. pentru Cu, $1,8 \cdot 10^{-12}$ pentru Ag, $3,2 \cdot 10^{-12}$ pentru Pt și Au.

În legătură cu aceasta s'au făcut experiențe foarte interesante de către Rutherford și Chadwick în 1925 și de către Chadwick în 1930³⁾ cu privire la deviația parti-

¹⁾ C. G. Darwin, *Phil. Mag.* **27**, 499, 1914.

²⁾ Sir E. Rutherford și J. Chadwick, *Phil. Mag.* **50**, 889, 1925; Rose, *Proc. Roy. Soc.* **111**, 677, 1926.

³⁾ Sir E. Rutherford și J. Chadwick, *loc. cit.* Rutherford, Chadwick, Ellis, *op. cit.* p. 322.

culelor α de către uraniu. Experiențele au fost făcute pentru unghiuri de deviație foarte mari, $135\text{--}155^\circ$, și iuțeli diferite. S'a constatat că legea lui Coulomb se aplică exact în jurul nucleului de uraniu până la limita inferioară $3,8 \cdot 10^{-12}$ cm.

După cum vom vedea mai târziu, nucleii unor atomi grei ca cei de care este vorba aci trebuie considerați ca alcătuiți din câteva zeci sau chiar sute de corpuscule. Faptul că legea lui Coulomb se aplică în jurul lor până la distanțe de ordinul 10^{-12} cm. înseamnă că la această distanță nucleul se mai comportă ca o sarcină punctuală. Structura sa exactă nu joacă încă niciun rol. Particulele constitutive ale nucleilor se află deci într'un volum simțitor mai mic decât sfera cu raza indicată de limitele inferioare date mai sus. Așa dar, studiul deviației razelor α ne dă nu numai valoarea sarcinei nucleului ci și o limită superioară a dimensiunilor lui.

8. Legile lui Moseley și determinarea numărului atomic

Metoda lui Chadwick pentru determinarea lui Z , descrisă în § 6, este o metodă directă și absolută, dar a cărei aplicație practică este destul de anevoioasă. De fapt, ea nu s'a întrebuintat niciodată pentru determinarea numărului atomic al unui element nou descoperit. În asemenea cazuri s'a folosit îndeobște o metodă de comparație care se sprijină pe legile spectrelor de emisie și absorpție ale razelor X, legi descoperite empiric de către Moseley ¹⁾ în 1913 și regăsite aproape în același timp pe cale teoretică de către Bohr și Kossel ²⁾. Deși raționamentele lui Bohr și ale lui Kossel par simpliste în cadrul Mecanicii cuantice de astăzi, ele rămân totuși îndestulătoare pentru explicarea calitativă a legilor lui Moseley.

Să considerăm atomul format din nucleul cu sarcina $+Ze$ și din cei Z electroni cari gravitează în jurul lui. Să ne oprim atenția asupra unuia din acești electroni, pe care

¹⁾ H. G. J. Moseley, *Phil. Mag.* **26**, 1024, 1913 și **27**, 703, 1914.

²⁾ N. Bohr, *Phil. Mag.* **26**, 476, 1913. W. Kossel, *Verh. dtsch. phys. Ges.* **16**, 899 și 953, 1914 și **18**, 339, 1916.

Îl vom presupune în mișcare cu energia cinetică $m\nu^2/2$ pe o orbită staționară la distanța r de nucleu. Orbita fiind staționară, atracția electrică a nucleului este egală și de semn contrar cu forța de inerție centrifugă, deci

$$(10) \quad \frac{Ze^2}{r^2} = \frac{m\nu^2}{r} .$$

Pe de altă parte, condiția de cuantificare a lui Bohr cere ca momentul cantității de mișcare $r m \nu$ pe o orbită staționară să fie un multiplu întreg al constantei lui Planck împărțite cu 2π , deci

$$(11) \quad 2\pi m \nu r = n h .$$

Energia totală a electronului este egală cu energia lui cinetică plus energia lui potențială, adică

$$(12) \quad W_n = \frac{1}{2} m \nu^2 - \frac{Z e^2}{r} .$$

Eliminând pe r și ν între cele trei ecuații (10), (11), (12) obținem

$$(13) \quad W_n = - \frac{1}{2} \frac{Z e^2}{r} = - \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{n^2 h^2} .$$

Expresia aceasta a energiei presupune că electronul considerat este singur în spațiu cu nucleul. De fapt atomul conține Z electroni și nu se pot lăsa la o parte cu oarecare motiv decât acțiunile electronilor care circulă pe orbite exterioare celei considerate. Expresia (13) nu se aplică deci decât electronilor care circulă pe orbita cea mai apropiată de nucleu, numită de obicei orbita K , și care corespunde lui $n = 1$. Vom avea deci

$$W_K = - \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} .$$

Orbita următoare este orbita L , pentru care $n = 2$ ¹⁾. Ea este exterioară orbitei K și electronii așezați pe aceasta din urmă vor respinge electronii de pe orbita L . Totul se va petrece ca și cum sarcina nucleului ar fi redusă cu λe , λ fiind numărul electronilor²⁾ de pe nivelul K . Pentru nivelul L vom avea deci

$$W_L = - \frac{2 \pi^2 m (Z - \lambda)^2 e^4}{4 h^2}.$$

Afară de hidrogen, $\lambda = 2$ în starea normală sau *fundamentală* a atomului. În chip asemănător, vom avea pentru nivelele următoare

$$W_M = - \frac{2 \pi^2 m (Z - \mu)^2 e^4}{9 h^2}, \quad W_N = - \frac{2 \pi^2 m (Z - \nu)^2 e^4}{16 h^2}, \dots$$

$\mu, \nu, \dots$ reprezintă respectiv numărul total al electronilor interiori²⁾ nivelelor $M, N, \dots$. Numerele $\mu, \nu, \dots$ nu sunt independente de numărul atomic decât pentru elementele grele, μ dela neon în sus, ν dela argon în sus și așa mai departe.

Dacă un electron trece dela un nivel superior B la un nivel A mai apropiat de nucleu, el pierde energia $W_B - W_A$, care va fi emisă de atom sub forma unei radiații electromagnetice a cărei frecvență va fi dată conform teoriei cuantelor de relația

$$h\nu = W_B - W_A$$

Să considerăm de pildă un electron care trece dela nivelul L la nivelul K . Radiația emisă în urma acestui salt,

¹⁾ Trebuie să amintim că în forma de astăzi a schemei de structură intraatomică, lucrurile se arată ceva mai puțin simple, fiecare nivel, afară de K , cuprinzând mai multe subnivele de *structură fină* datorite unor noi cuantificări în periferia electronică a atomului (cuantificare azimutală și spin, cf. § 24 a). Forma legilor spectrale, și în special a legilor lui Moseley, rămâne totuși neschimbată. Acestea se subdivid numai în legi parțiale pentru fiecare subnivel (cf. fig. 8, nivelele L). În privința tuturor problemelor legate de periferia atomului se pot consulta cu folos: A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, 5-te Aufl. Braunschweig 1936—39, Vieweg & Sohn; E. Bloch, *Ancienne et nouvelle théorie des quanta*, Paris 1930, Hermann & C-ie sau R. Țițeica, *Spectroscopie*, București 1939, Col. Monografii Șt. Acad. Rom.

²⁾ În forma de azi a problemei, numerele $\lambda, \mu, \nu, \dots$ au o semnificație mai complexă.

radiație numită de obicei linia K_α din spectrul de emisie al elementului considerat, va avea frecvența

$$\nu_{K\alpha} = \frac{W_L - W_K}{h} = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{3}{4} Z^2 + \frac{\lambda}{2} Z - \frac{\lambda^2}{4} \right).$$

Dacă Z este destul de mare, termenul din paranteză va varia ca un pătrat perfect și vom putea scrie relația precedentă sub forma simplă

$$(14) \quad \sqrt{\nu_{K\alpha}} = A (Z - B),$$

A și B fiind constante universale, independente de Z pentru $Z > 2$. Aceasta este *legea lui Moseley* pentru linia K_α . Valorile energiilor W_K și W_L sunt astfel încât frecvențele $\nu_{K\alpha}$ se găsesc, dela neon în sus, în domeniul razelor X. Pentru elementele ușoare, frecvențele $\nu_{K\alpha}$ se găsesc în domeniul intermediar al lui Holweck, între razele X și ultravioletul extrem, iar pentru hidrogen linia K_α este prima linie a seriei lui Lyman.

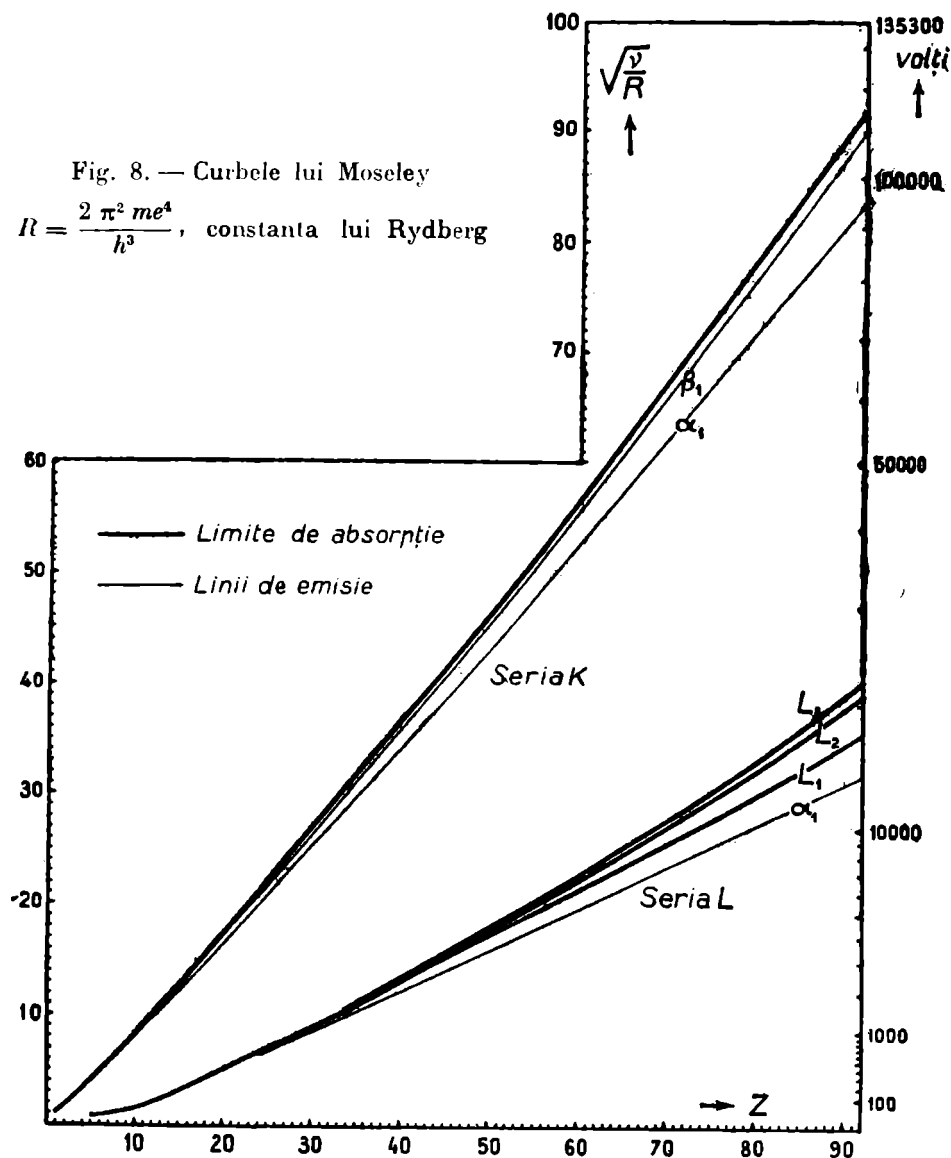
Este de observat că se pot deduce legi ale lui Moseley aproximative pentru toate liniile obținute prin combinarea a câte două nivele de energie. Ele vor fi totuși mai puțin exact lineare decât cea privitoare la linia K_α .

Deși regăsite numai printr'un raționament schematic și un calcul aproximativ, legile lui Moseley au un sens experimental foarte clar. Rădăcina pătrată a frecvențelor $\nu_{K\alpha}$ ale elementelor cunoscute se așează în funcție de Z pe o curbă foarte regulată care nu se îndepărtează decât foarte puțin de linia dreaptă. Curbele corespunzătoare celorlalte linii din spectrul de raze X sunt și ele foarte regulate (fig. 8).

Dacă trebuie determinat numărul atomic al unui element nou, se va așeza mineralul sau substanța care îl conține pe anticatodul unui tub de raze X și se va examina spectrul emis cu metodele obișnuite. O comparație cu spectrele elementelor vecine ale căror numere atomice sunt presupuse cunoscute și o interpolare sprijinită pe legea lui Moseley ne va da numărul atomic căutat. Printre ultimele lucrări făcute în această direcție sunt acelea ale lui Horia Hulubei, care a descoperit astfel elementul 87 (moldaviu) în anumite

minerale de cesiu ¹⁾ și a putut găsi și elementul 93 în anumite minerale de uraniu și reniu ²⁾.

Putem obține o lege Moseley și pentru *spectrele de absorpție* ale razelor X. Intr'adevăr, să facem să treacă un



spectru continuu de raze X printr'un corp simplu cu număr atomic Z . Razele X vor fi absorbite și energia lor va fi

¹⁾ H. Hulubei, *C. R.* **202**, 1927, 1936, **205**, 854, 1937; **209**, 675, 1939.

²⁾ H. Hulubei și Y. Cauchois, *C. R.* **207**, 333, 1938; **209**, 476, 1939.

transmisă electronilor corpului simplu. Dacă energia razelor este destul de mare, ea va scoate electronii din nivelele lor intraatomice și le va da o energie cinetică anumită, provocând astfel un *efect fotoelectric*. Să studiem spectrul X transmis după trecerea prin corpul considerat, în vecinătatea unei valori ν_n a frecvenței astfel ca $\nu_n = W_n/h$, W_n fiind energia unuia din nivelele intraatomice ale corpului absorbant. Pentru valorile ceva mai mici decât ν_n , quantumul $h\nu$ al radiației nu va fi îndeșulător pentru a putea extrage electronii din nivelul W_n . Radiația nu va putea extrage decât electronii din nivelele exterioare lui W_n și absorpția ei nu va fi datorită decât acestor extrageri. Când frecvența radiației atinge valoarea critică ν_n , quantumul ei devine dintr'odată îndeșulător pentru extragerea unui electron din nivelul W_n . Absorpția radiației, mai precis coeficientul de absorpție μ va crește brusc din pricina aceasta și variația din punctul ν_n va fi discontinuă. Ecuația generală $\nu_n = W_n/h$ ne va da valorile frecvențelor critice pentru cari vom observa discontinuitățile de absorpție

$$\nu_K = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^3}, \quad \nu_L = \frac{2\pi^2 m (Z - \lambda)^2 e^4}{4 h^3}, \dots$$

ceea ce se poate scrie sub forma generală

$$\sqrt{\nu_n} = A_n (Z - B_n)$$

adică tot o lege Moseley, găsită de astădată fără aproximații în calcule.

De fapt, experiența arată că pentru valorile nu prea mici ale lui Z , discontinuitățile de absorpție urmează într'adevăr legi lineare. Discontinuitatea K , de pildă, urmează o variație aproape exact lineară dela neon în sus (fig. 8).

Pentru determinarea experimentală a lui Z , se trece spectrul continuu de raze X al unui anticatod prin corpul pe care îl studiem. Spectrul se descompune apoi cu un spectrograf cu cristal rotitor, prinzându-se pe o placă fotografică. Discontinuitățile de absorpție vor apare ca minime de înegrire ale plăcii, foarte net limitate în spre lungimile de

undă scurte. Trebuie notat că pe plăcile fotografice obișnuite cu $AgBr$, se vor găsi limitele de absorpție inversate ale argintului și bromului. Intr'adevăr, o creștere în absorpția argintului sau bromului va aduce o activare mai intensă a plăcii, deci o *creștere* a înegririi în locul discontinuităților.

Putem observa cu acest prilej că regiunea spectrală de raze X căreia se aplică oarecum teoria clasică de difuzie a lui J. J. Thomson (§ 2) este regiunea situată dincolo de discontinuitatea K , spre micile lungimi de undă. Se explică astfel cum această teorie se aplică mai cu seamă elementelor ușoare a căror discontinuitate K e situată în domeniul razelor X moi sau chiar în ultraviolet.

În altă ordine de idei, putem observa că inversiunile $A-K$, $Co-Ni$, $Te-I$ din tabloul lui Mendeleiev (§ 1) se regăsesc în diagrama lui Moseley, care confirmă astfel până în amănunte ipoteza lui Van den Broek. Legile experimentale ale lui Moseley mai prezintă și alte particularități foarte însemnate pentru structura periferică a atomului, dar cari nu privesc studiul propriu zis al nucleului.

găsește în materia radioactivă și care trebuie să fie creat chiar în interiorul atomului radioactiv, odată cu desfacerea sau *desintegrarea* acestuia. Atomii de heliu de două ori ionizați, adică *nucleii de heliu*¹⁾ care formează particulele α au o masă destul de mare și poartă o sarcină pozitivă. În modelul lui Rutherford, masa și sarcina pozitivă sunt localizate în nucleu. Particula α trebuie deci să iasă chiar din nucleul radioactiv, care trebuie să se desintegreze el însuși și nu poate fi deci o particulă elementară.

A doua radiație emisă de elementele radioactive, radiația β , este o emisiune de electroni. Aceasta trebuie să fie considerată și ea ca nucleară, deși electronii au o masă foarte mică și poartă o sarcină negativă. Într'adevăr, atomul radioactiv, după emisiunea β , își schimbă cu totul proprietățile chimice, ceea ce nu s'ar întâmpla dacă electronii β ar ieși din părțile sale periferice (cf. § 10).

A treia radiație emisă de corpurile radioactive, radiația γ , este de natură electromagnetică. Din caracteristicile ei, și mai cu seamă din valoarea cuantelor ei, se deduce că și această radiație ia naștere în nucleu. Acesta din urmă ar putea emite o radiație electromagnetică fără să se descompună. Trebuie totuși să admitem că el suferă prin aceasta o alterare internă, că există ceva în interiorul lui care se poate schimba, într'un cuvânt că el are o structură.

Înainte de a cerceta mai de aproape informațiile pe care ni le pot da radiațiile corpurilor radioactive despre structura nucleilor (cf. cap. IV), vom aminti foarte pe scurt²⁾ legile însăși ale transmutării *radioelementelor*. Vom vedea astfel cum se introduce o noțiune nouă, cea de *isotopie*.

¹⁾ Atomul de heliu este al doilea în clasificarea lui Mendeleiev. El nu are deci decât doi electroni periferici și atomul de heliu de două ori ionizat e redus la nucleul gol.

²⁾ Cititorul care ar dori o expunere mai amănunțită va putea cerceta tratatele speciale de radioactivitate, de pildă: Marie Curie, *Radioactivité*, Paris, Hermann & Cie, 1935; sir E. Rutherford, J. Chadwick și C. D. Ellis, *Radiations from Radioactive Substances*, Cambridge, University Press, 1930; S. Meyer și E. von Schweidler, *Radioaktivität*, Leipzig, Teubner, 1927.

CAP. II

ISOTOPI. MASA NUCLEULUI

9. Nucleul are o structură

Până acum am caracterizat nucleul ca o particulă materială cu un volum foarte mic, al cărui diametru e mai mic de $7 \cdot 10^{-12}$ cm., cu o sarcină pozitivă dată de numărul atomic Z și cu o masă dată de greutatea atomică A . Dacă am admite că nucleul este o particulă elementară, el ar trebui considerat ca complet cunoscut și Fizica nucleară nu ar mai avea niciun rost. De fapt însă, există o proprietate a materiei, descoperită cu mult înainte ca nucleul să fi pătruns în știință și care ne apare astăzi ca un fenomen tipic de desagregare nucleară. Această proprietate este *radioactivitatea*. Studiul ei ne arată imediat că cel puțin anumiți nuclei nu pot fi considerați ca particule elementare ci dimpotrivă ca agregate mai mult sau mai puțin complicate care se pot desface spontan.

Din prima clipă, imediat după descoperirea ei, radioactivitatea a fost caracterizată de Marie Curie ca o proprietate intraatomică (1899). S'a constatat anume că oricare ar fi combinația chimică din care face parte, oricare ar fi starea lui fizică și oricare ar fi condițiile exterioare ca temperatura, presiunea, etc., un element radioactiv emite radiațiile sale în același fel, și anume strict proporțional cu numărul atomilor prezenți. Radioactivitatea trebuia deci considerată ca manifestarea unei părți foarte interne a atomului, care să fie la adăpost de acțiunea agenților exteriori.

Una din radiațiile emise de atomii radioactivi, radiația α , este alcătuită din atomi de heliu ionizați, heliu care nu se

10. Legile desintegrării radioactive. Familii de radioelemente

Din primele zile ale studiului radioactivității, s'a constatat că activitatea ¹⁾ radioelementelor care pot fi obținute în cantități ponderabile este proporțională cu numărul atomilor prezenți (Marie Curie). Activitatea fiind la rândul ei proporțională cu numărul particulelor emise, fie ele α sau β , iar acest număr fiind egal cu acel al atomilor desintegrați, rezultă că ecuația diferențială a desintegrărilor radioactive este

$$(1) \quad -dN = \lambda N dt$$

adică: numărul atomilor transformați pe unitatea de timp este proporțional cu numărul atomilor prezenți. Coeficientul de proporționalitate λ , care diferă de la un element la altul, e numit *constanta radioactivă*. Ecuația (1) se integrează imediat sub forma

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

Numărul atomilor radioelementului considerat descrește exponențial cu timpul. Dacă introducem în (1) valoarea (2) a lui N , constatăm că activitatea unui radioelement descrește de asemeni exponențial cu timpul, ceea ce se poate verifica și experimental pentru radioelementele care se distrug destul de repede.

În locul constantei radioactive se întrebuințează adesea, ca constantă caracteristică a radioelementelor, viața lor mijlocie θ dată de

$$(3) \quad \theta = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty N dt = \frac{1}{\lambda}$$

Se mai întrebuințează și *perioada* ²⁾ de înjumătățire T , adică

¹⁾ « Activitatea » unui radioelement se măsoară obișnuit printr'o metodă de ionizație (cf. § 33). Numărul total al ionilor produși de o singură particulă într'o cameră de ionizare fiind întotdeauna același dacă e vorba de particule α și în medie același dacă e vorba de particule β , activitatea este într'adevăr proporțională cu numărul particulelor emise.

²⁾ Termenul este întru câtva impropriu, radioactivitatea neavând niciun caracter periodic. El este echivalentul termenilor francez *période* și englez *period*. Termenul german *Halbwertszeit* sau timp de înjumătățire ni s'a părut prea greoiu, deși mai exact.

timpul necesar pentru ca o cantitate dată dintr'un radioelement să se reducă pe jumătate. Din (2) rezultă imediat

$$(4) \quad T = \frac{\log_e 2}{\lambda} = 0,693 \theta$$

Când un atom radioactiv se desintegrează, el emite o particulă α , adică un nucleu de heliu, sau o particulă β , adică un electron. Ce rămâne după această emisiune constituie un atom nou, aparținând altui element. Intr'adevăr, fie A masa atomică și Z numărul atomic al atomului desintegrat. Se pot deosebi două cazuri:

I. Atomul se distruge cu emiterea unei particule α . Nucleul său pierde atunci masa și sarcina nucleului de heliu, adică patru unități de greutate atomică ¹⁾ și două sarcini elementare pozitive. Nucleul nou, rămas după desintegrare, are masa atomică $A-4$ și numărul atomic $Z-2$.

II. Atomul se distruge cu emiterea unei particule β . Nucleul pierde atunci masa neînsemnată a electronului ²⁾ și o sarcină elementară negativă. Masa atomică a nucleului rămas este practic egală cu a nucleului primitiv, dar sarcina lui pozitivă este sporită cu o unitate; masa atomică rămâne A iar numărul atomic devine $Z+1$.

Aceste două *legi de mutare* în sistemul periodic au fost date de Fajans și Soddy în 1912.

Nucleul rămas după desintegrarea radioactivă poate fi format fie direct în starea lui normală, fie într'o stare excitată. În acest din urmă caz, el se va întoarce la starea normală emitând energia de excitare sub forma unui quantum electromagnetic pe care îl vom observa sub formă de radiație γ .

¹⁾ De fapt, pierderea de masă e ceva mai mare. Intr'adevăr, particula α este emisă cu o energie cinetică foarte mare (cf. § 37), echivalentă după relația generală a lui Einstein cu o anumită masă, care se scade și ea din masa nucleului primitiv. Corecția e de câteva miimi de unitate atomică (cf. § 22).

²⁾ Se pierde masa electronului și echivalentul energiei sale cinetice. În schimb, numărul electronilor periferici crește cu o unitate. În total, *atomul* nou format nu pierde decât echivalentul energiei cinetice a electronului emis (mai precis, echivalentul limitei superioare a spectrului β ; cf. § 39).

Nucleul rămas poate fi stabil sau poate fi el însuși radioactiv. În acest din urmă caz, el se va desintegra după legile expuse mai sus, emițând o particulă α sau β și lăsând în urmă un nou nucleu, care va putea fi la rândul său radioactiv ș. a. m. d. Se pot alcătui astfel adevărate familii de radioelemente. Deoarece o transformare β nu schimbă masa atomică iar o transformare α o schimbă cu patru unități, elementele unei familii radioactive date vor avea mase diferind între ele cu multipli de patru. Ar putea deci exista patru familii de radioelemente, caracterizate prin $A = 4n$; $4n + 1$; $4n + 2$; $4n + 3$. Radioelementele naturale sunt însă grupate numai în trei familii și anume: a uraniului ($4n + 2$), a toriului ($4n$) și a actiniului ($4n + 1$). Familia $4n + 3$ nu este cunoscută în natură.

Familia uraniului coboară din elementul uraniu I, cu greutatea atomică 238 și numărul atomic 92. Filiația ei cuprinde radiul și poloniul¹⁾ și este dată de tabloul II. Schema a fost făcută astfel ca elementele cu același număr atomic să se afle pe o aceeași linie orizontală. Mutările se fac după legea lui Fajans-Soddy. În tablou se găsesc mai multe exemple de elemente cu același număr atomic dar cu greutatea atomice diferite. Asemenea elemente se numesc *isotope* ($\iota\sigma\omicron$ = același, $\tau\omicron\pi\omicron\varsigma$ = loc). Ele ocupă același loc în tabloul lui Mendeleiev.

În filiația familiei se observă și două bifurcări, una între elementele UX_1 și U_{II} , cealaltă între elementele RaC și RaD . Prima se datorește elementului UX_1 care se poate desintegra prin două emisiuni β deosebite. Cei mai numeroși atomi UX_1 dau prin desintegrare radioelementul UX_2 , care se desintegrează la rândul său cu perioada scurtă de 1,14 min., dând elementul U_{II} . O mică parte din atomi elementului UX_1 dau însă prin desintegrare alt radioelement, UZ , care se transformă și el în U_{II} însă cu perioada mult mai lungă $T = 6,7$ ore. Elementele UX_2 și UZ au mase atomice și numere atomice identice însă proprietăți radioactive

¹⁾ Constanta radioactivă a poloniului a fost determinată de d-ra. S. Mărăci-
neanu (Thèses, Paris, 1924).

diferite; ele sunt *isomere nucleare* ¹⁾. A doua bifurcare se datorește elementului RaC , care se poate desintegra fie prin raze β dând RaC' , fie prin raze α dând RaC'' . Prima desintegrare e mult mai probabilă. Elementele RaC' și RaC'' se desintegrează respectiv prin raze α și β dând același radioelement RaD .

Termenul final al familiei uraniului este un element cu greutatea atomică 206 și cu numărul atomic 82. El este așa dar un izotop al plumbului.

Familia toriului coboară din elementul toriu, cu greutatea atomică 232 și numărul atomic 90. Filiația ei e dată și ea în tab. II. Se vede că filiația familiei toriului între elementul 90, radiotoriu, și elementul 82, toriu D , este identică cu filiația familiei uraniului între ioniu ($Z = 90$) și radiu D ($Z = 82$) inclusiv bifurcarea între elementele 83 și 82. Elementele corespunzătoare din cele două familii sunt izotope. Termenul final al familiei toriului are greutatea atomică 208 și numărul atomic 82, este deci și el un izotop al plumbului.

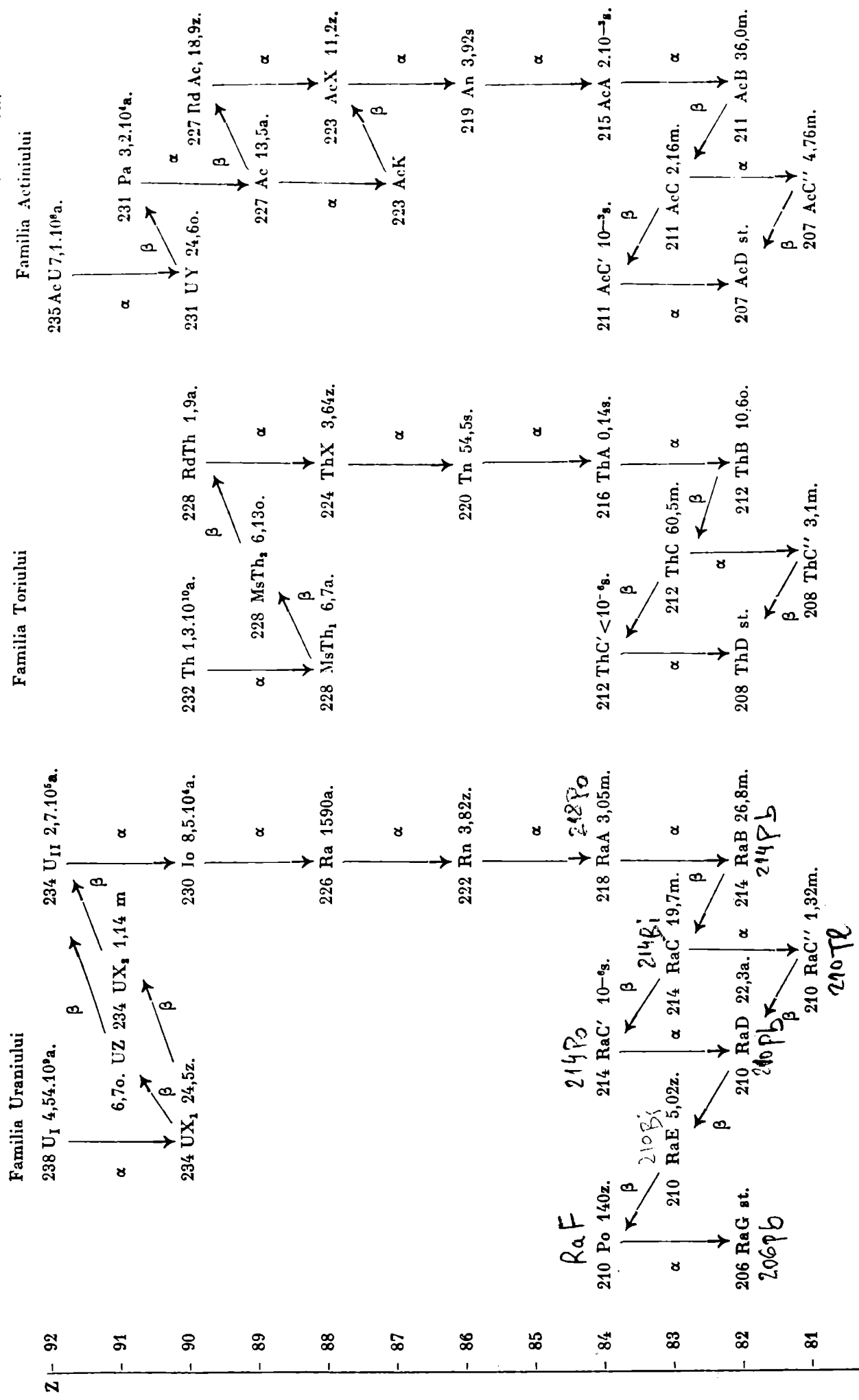
Familia actiniului coboară dintr'un izotop al uraniului, actinouraniu, cu greutatea atomică 235 și numărul atomic 92. Filiația ei este și ea dată de tab. II. Ca și în familiile precedente, întâlnim mai mulți izotopi. De asemeni, filiația între elementele 90 și 82 este identică cu cea a celorlalte două familii. Afară de bifurcarea între elementele C și D , mai există în familia actiniului o bifurcare descoperită de curând ²⁾, între actiniu ($Z = 89$) și actiniu X ($Z = 88$).

¹⁾ Posibilitatea unei isomerii nucleare a fost câțva timp pusă la îndoială și existența radioelementului UZ a fost considerată ca nesigură, deși acesta fusese descoperit din 1921 (O. Hahn, *Ber. dtsh. chem. Ges. B* **54**, 1131, 1921). Astăzi, existența isomeriei nucleare a fost definitiv dovedită prin rezultatele transmutărilor artificiale prin neutroni lenti (cf. II, cap. V). Cazul particular al UZ a fost studiat mai de aproape de N. Feather și E. Bretscher (*Proc. Roy. Soc.* **165**, 531, 1938) și de Feather și J. V. Dunworth (*ibid.* **168**, 566, 1938). Din punct de vedere teoretic, isomeria nucleară se poate explica dacă admitem existența unor stări excitate ale nucleului, care să corespundă cu o tranziție interzisă față de starea fundamentală (stări metastabile). Interzicerea tranziției se poate datorî unei diferențe mari între spinul stării fundamentale și al celui al stării metastabile (cf. cap. III), după cum a arătat-o C. F. von Weizsäcker (*Naturwiss.* **24**, 813, 1936).

²⁾ M. P é r e y, *J. de phys.* **10**, 435, 1939.

La stînga simbolului chimic a radioelementului e însemnată greutatea lui atomică, la dreapta perioada lui, Prescurtări: a=ani, z=zile, o=ore
m=minute, s=secunde.

TABLOUL II
Familiiile de Radioelemente



Transmutarea se face fie prin radioactiniu ($Z = 90$), fie prin actiniul K , singurul radioelement cu numărul atomic 87. Termenul final al familiei actiniului este și el un izotop al plumbului, cu greutatea atomică 207.

Locul în sistemul periodic al diferitelor radioelemente, mai cu seamă ale celor cu viață scurtă, a fost determinat prin legile de mutare ale lui Fajans - Soddy. Acest loc a putut fi verificat și chimicește în mai multe cazuri, prin metode foarte delicate a căror descriere eșe din cadrul nostru ¹⁾. Toate metodele chimice și electrochimice au confirmat numărul atomic indicat de legile de mutare. S'au putut obține și spectre de raze X pentru unele radioelemente ca radiul și protactiniul ²⁾. În sfârșit s'au determinat, din spectrele β și γ secundare, nivelele W_K și emisiunile K_α ale mai tuturor radioelementelor (cf. §§ 41 și 42). Aplicarea legilor lui Moseley a confirmat și ea numerile atomice găsite. Individualitatea diferitelor radioelemente fiind astfel statornicită, rămâne dovedit că pot exista elemente cu același număr atomic dar cu greutăți atomice și radioactivități deosebite. Un exemplu caracteristic este elementul 82, al cărui prototip este plumbul inactiv obișnuit și căruia îi găsim în tabloul II izotopii radioactivi RaB , RaD , ThB , AcB , cu perioade foarte diferite, și termenii finali RaG , ThD , AcD , toți inactivi dar cu greutăți atomice deosebite.

11. Izotopii plumbului în mineralele radioactive

Prima întrebare care se pune firesc după descoperirea izotopilor radioactivi este dacă isotopia nu e cumva o proprietate generală a materiei și dacă elementele obișnuite, inactive, nu sunt cumva și ele amestecuri de izotopi. După cum se știe, numărul atomic Z determină complet structura electronică a periferiei atomului și deci toate proprietățile

¹⁾ Cf. de pildă F. Soddy, *Chemistry of the Radioelements*, Oxford 1914; Marie Curie, *L'isotopie et les éléments isotopes*, Paris, Les Presses Universitaires, 1924, precum și tratatele citate p. 36.

²⁾ Spectrele L al radiului și poloniului, de pildă, au fost studiate de H. Hulubei (*J. de phys.* 8, 260, 1937; H. Hulubei, Y. Cauchois și S. Cotellet, *C. R.* 207, 1204, 1938).

chimice, optice și electrice ale acestuia. Masa propriu zisă a nucleului nu intervine decât în mici chestiuni de amănunt. Este deci de prevăzut ca proprietățile chimice, optice și electrice a doi isotopi să fie aproape identice. Separarea directă a unui amestec eventual de isotopi va fi prin urmare foarte grea și studiul pe această cale a problemei isotopilor ar fi foarte anevoios (cf. § 24). S'au folosit deci alte metode.

O primă verificare directă a noțiunii de isotopie pentru elementele obișnuite poate fi obținută din măsurarea greutății atomice a plumbului extras din mineralele radioactive. Intr'adevăr, în mineralele foarte vechi de uraniu care nu conțin și toriu, se adună în cursul veacurilor, pe măsură ce se distrug uraniul și urmașii săi, termenul final *RaG*, isotop inactiv al plumbului cu greutatea atomică 205,99 (în scara chimică, cf. § 20). Prin urmare, chiar dacă admitem că exista la început în aceste minerale plumb obișnuit cu greutatea atomică 207,21, acumularea treptată a isotopului 206 trebuie să scadă greutatea atomică a amestecului isotopic de plumburi prezent. Aceste prevederi sunt exact confirmate de experiență. Măsurători mai vechi ale lui Hönigschmid și Richards arată că plumbul dintr'unele minerale de uraniu norvegiene are greutatea atomică 206,1¹⁾. Determinări mai noi dau pentru plumbul din pechblendă de Katanga (Congo belgian), care nu conține deloc toriu, o greutate atomică 206,04, practic identică cu valoarea prevăzută, dacă se ține seama și de puținul actiniu prezent²⁾. Pe de altă parte, în mineralele vechi de toriu care nu conțin deloc uraniu, se adună în cursul veacurilor termenul final. ThD, isotop al plumbului cu greutate atomică 207,99. Dacă determinăm greutatea atomică a amestecului isotopic de plumburi din asemenea minerale, trebuie să

¹⁾ O. Hönigschmid și S. Horowitz, *Zs. f. Elektrochem.* **20**, 1914; T. W. Richards și C. Wadsworth, *J. Amer. Chem. Soc.* **38**, 2613, 1916.

²⁾ O. Hönigschmid, R. Sachtleben și H. Baudrexler, *Zs. anorg. allgem. Chem.* **214**, 103, 1933; G. P. Baxter și C. M. Alter, *J. Amer. Chem. Soc.* **55**, 2785, 1935; Baxter, J. H. Faull și F. D. Tuemmler, *ibid.* **59**, 702, 1937. Compoziția isotopică a plumbului de Katanga este de 94% *Pb* 206 (plumb de uraniu) și 6% *Pb* 207 (plumb de actiniu), ceea ce ar corespunde cu o greutate atomică medie 206,05 în scara chimică (J. L. Rose și R. K. Strathman, *Phys. Rev.* **50**, 792, 1936; A. O. Nier, *ibid.* **55**, 150, 1939).

găsim valori mai mari decât cea obișnuită. Într'adevăr, Hönigschmid găsește pentru anumite torite foarte pure valori până la 207,95 ¹⁾. După cum se vede, existența isotopilor plumbului este confirmată direct prin măsurători obișnuite de greutate atomică ²⁾.

12. Deviația electrică și magnetică a particulelor electrice

Pentru cercetarea existenței isotopilor printre elementele obișnuite, metoda cea mai simplă este analiza electrică și magnetică a fasciculelor de ioni pozitivi.

Să considerăm o particulă cu masa M , purtând o sarcină electrică e , în mișcare cu viteza v , și să presupunem că această particulă se mișcă într'un câmp electric E a cărui direcție e constantă și perpendiculară pe direcția inițială a vitezei v . Fie Ox direcția inițială a vitezei și Oy direcția câmpului electric (fig. 9). Dacă deviația rămâne mică, mărimea vitezei v poate fi considerată o constantă și vom avea

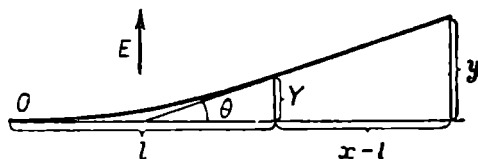


Fig. 9. — Deviația electrică

$$M \frac{d^2 y}{dt^2} = e E \quad \frac{dx}{dt} = v.$$

Din identitatea $\frac{d^2 y}{dt^2} = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 \frac{d^2 y}{dx^2}$ rezultă atunci $\frac{d^2 y}{dt^2} = v^2 \frac{d^2 y}{dx^2}$,

deci $\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{e E}{M v^2}$ și

$$y = \frac{e}{M v^2} \int_0^l dx \int_0^x E dx$$

¹⁾ O. Hönigschmid, *Zs. f. Elektrochem.* **24**, 163, 1918 și **25**, 91, 1919.

²⁾ Plumbul obișnuit este un amestec de isotopi 204, 206, 207, 208 în proporțiile respective 1,5%, 23,5%, 23%, 52%. Proporțiile pot varia în anumite limite, chiar în mineralele fără radioelemente (A. O. Nier, *Phys. Rev.* **53**, 680, 1938 și *J. Amer. Chem. Soc.* **60**, 1571, 1938. Cf. și K. T. Bainbridge și E. B. Jordan, *Phys. Rev.* **50**, 282, 1936). Termenii finali *RaG*, *AcD*, *ThD* ai familiilor radioactive sunt respectiv identici cu isotopii 206, 207, 208 ai plumbului obișnuit.

unde y este deviația după ce particula a străbătut distanța l în câmpul considerat ¹⁾. Dacă e vorba de un câmp uniform, deviația y va fi

$$Y = \frac{e E}{m v^2} \frac{l^2}{2}$$

iar dacă observăm particula la distanța x de origină, după ce a străbătut distanța l în câmpul uniform și distanța $x - l$ într'un câmp nul, vom avea

$$y = Y + (x - l) \operatorname{tg} \theta = Y + (x - l) \left(\frac{dy}{dx} \right)_l = \frac{1}{2} \frac{e E}{M v^2} l^2 + (x - l) \frac{e E}{m v^2} l$$

sau în definitiv,

$$(5) \quad y = \frac{e E}{M v^2} l \left(x - \frac{l}{2} \right).$$

Se vede că deviația este proporțională cu $x - \frac{l}{2}$. Totul se petrece ca și cum particula ar pleca din punctul cu abscisa $\frac{l}{2}$, adică din centrul regiunii de câmp electric uniform, și ar urma o traiectorie rectilinie într'o direcție făcând cu axa Ox un unghi dat de $\operatorname{tg} \theta = \frac{e E}{M v^2} l$.

Să considerăm acum aceeași particulă de masă M , sarcină e și iuțală v , de astădată într'un câmp magnetic de intensitate H , perpendicular pe direcția iuțelii. Axa Ox va fi în direcția iuțelii inițiale iar axa Oy în direcția câmpului (fig. 10). Axa Oz va fi în direcția forței magnetice, care este perpendiculară pe planul definit de H și de v și care nu schimbă deci valoarea lui v . Valoarea forței este Hev , dacă e este dat în unități electromagnetice, și este egală cu produsul masei prin accelerația normală Mv/R , unde R e raza de curbură a traiectoriei particulei în punctu

¹⁾ Distanțele l și x se măsoară în direcția iuțelii inițiale, deci pe axa Ox , și nu pe traiectoria curbilinie descrisă de particulă.

considerat. Dacă H e constant, dacă avem prin urmare de-a-face cu un câmp uniform, R va fi și el constant.

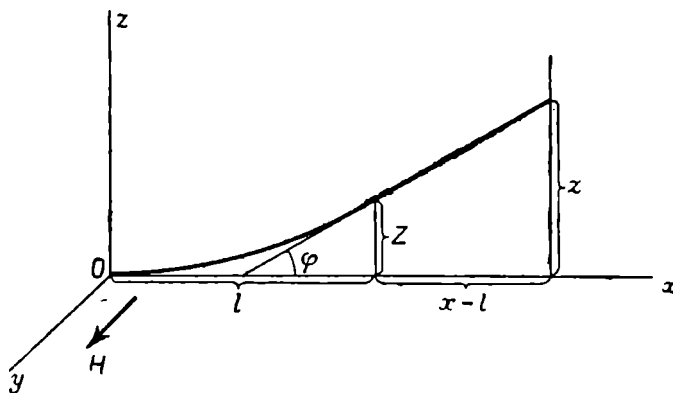


Fig. 10. — Deviația magnetică

Traectoria va fi un arc de cerc în planul xOz , cu raza

$$(6) \quad R = \frac{mv}{eH}$$

Deviația după ce particula a descris distanța l în câmpul considerat va fi

$$Z = R \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{l}{R} \right)^2} \right)$$

sau, dezvoltând radicalul și lăsând la o parte termenii superiori ¹⁾.

$$Z = \frac{l^2}{2R} = \frac{eH}{2MV} l^2$$

Dacă observăm particula la distanța x de origină, după ce a străbătut distanța l în câmpul uniform și distanța $x-l$ într'un câmp nul ²⁾, vom avea

$$z = Z + (x-l) \left(\frac{dz}{dx} \right)_l = Z + \frac{l(x-l)}{R \sqrt{1 - \left(\frac{l}{R} \right)^2}}$$

¹⁾ Cu dispozitivele experimentale obișnuite, intensitatea câmpului e reglată astfel încât $\frac{1}{100} < \frac{l}{R} < \frac{1}{10}$. Termenii superiori, în $(l/R)^4, \dots$, pot fi lăsați atunci la o parte fără inconvenient. În experiențele de mare precizie se poate de altminteri ține seama de ei.

²⁾ cf. nota p. 44.

sau, dezvoltând inversul radicalului, lăsând la o parte termenii superiori și înlocuind pe R prin valoarea sa (6)

$$(7) \quad z = \frac{eH}{Mv} l \left(x - \frac{l}{2} \right)$$

Deviația este iarăși proporțională cu $x - \frac{l}{2}$.

Este de observat că atât la deviația electrică cât și la cea magnetică, particula străbate un scurt interval de câmp variabil când trece din regiunea de câmp uniform în regiunea de câmp nul. De aci rezultă o mică corecție care variază după condițiile experimentale și se determină de la caz la caz.

Să presupunem acum că particula străbate o regiune în

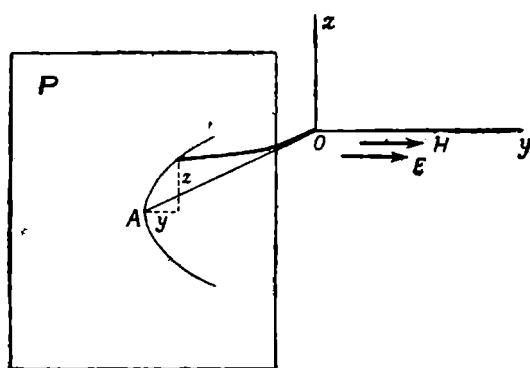


Fig. 11

care câmpurile electric și magnetic lucrează simultan, amândouă în direcția Oy , iuțea inițială a particulei fiind ca mai sus în direcția Ox . Dacă deviațiile y și z datorite acestor câmpuri rămân mici, ele vor putea fi considerate ca independente una de alta și le vom calcula tot prin formulele (5) și (7).

Ele vor reprezenta atunci coordonatele punctului în care particula atinge un plan de observație P paralel cu yOz , la distanța x de O (fig. 11). Dacă formăm rapoartele z/y și z^2/y din ecuațiile (5) și (7) obținem ¹⁾

$$(8) \quad \frac{z}{y} = \frac{H}{E} v \quad \frac{z^2}{y} = \frac{H^2}{E} l \left(x - \frac{l}{2} \right) \frac{e}{M}$$

Primul raport e independent de e/M și proporțional cu v , al doilea e independent de v și proporțional cu e/M .

¹⁾ Pentru ca formulele (8) să fie valabile, trebuie bine înțeles exprimate câmpurile H și E în același fel de unități, fie U.E.S., fie U.E.M.

Dacă considerăm acum un fascicol de particule în loc de una singură, fascicol care să fie canalizat în direcția axei Ox , acțiunea combinată a câmpurilor va separa particulele după iuțelile lor v și după valoarea raportului e/M . Dacă e vorba de particule cu aceeași iuțeală, prima ecuație (8) ne arată că locul geometric al deviațiilor este o dreaptă trecând prin A ; fiecărui e/M diferit îi va corespunde un punct diferit pe dreaptă. Dacă e vorba de particule de aceeași natură (aceiași e/M), a doua ecuație (8) ne arată că locul geometric al punctelor unde ele ating planul P este o parabolă cu axa paralelă cu Oy și cu vârful în punctul A , unde axa Ox atinge planul P . Fiecărei iuțeli diferite îi va corespunde un punct diferit al parabolei iar iuțelii maxime îi va corespunde punctul cel mai apropiat de vârful A .

13. Ionii pozitivi și formarea lor ¹⁾

Pentru a putea aplica metoda deviațiilor electrice și magnetice la determinarea masei atomilor, trebuie să dispunem de atomi purtând sarcini electrice și având iuțeli destul de mari. Asemenea ioni repezi se pot obține prin mai multe metode, pe care le vom descrie acum.

a) *Razele canal.* Să considerăm un tub Crookes, adică un tub cu gaz sub presiune foarte redusă (între 10^{-2} și 10^{-3} mm. Hg), în care se află doi electrozi între cari se menține o diferență de potențial destul de ridicată (câteva zeci de mii de volți). Sub influența câmpului electric foarte intens, se stabilește prin gaz o descărcare în timpul căreia catodul emite electroni. Aceștia sunt accelerați de câmp și străbat tubul cu iuțeli foarte mari, alcătuind bine cunoscutele *raze catodice*. Razele catodice ciocnesc moleculele și atomii gazului foarte rarefiat și ionizează aceste particule prin expulsarea unui electron. Restul atomului sau moleculei capătă astfel o sarcină pozitivă și, fiind supus câmpului intens

¹⁾ Pentru tot ce privește ionii pozitivi, cititorul va putea consulta cu folos: sir J. J. Thomson, *Rays of Positive Electricity*, London, Longmans, Green & Co., 1933 și J. Thibaud, L. Cartan, P. Comparat, *Techniques actuelles de Physique Nucléaire*, Paris, Gauthier-Villars, 1938.

din tub, este pus în mișcare formând o *rază pozitivă*. Razele pozitive se îndreaptă spre catod pe care îl bombardează, contribuind astfel la extragerea electronilor care alcătuiesc razele catodice. Dacă se străpunge catodul printr'un canal, razele pozitive îl vor putea străbate și vor putea eși în spatele lui, în regiunea *P* (fig. 12), unde câmpul electric este

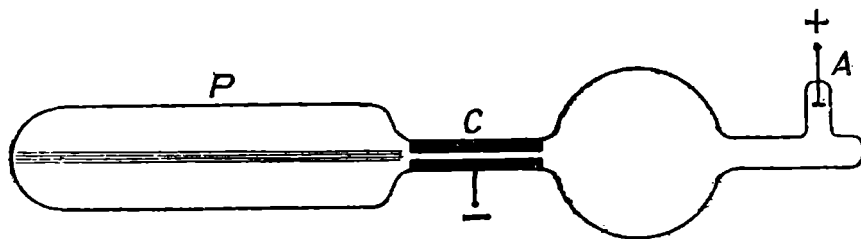


Fig. 12

nul și unde vor putea fi studiate. Aceste *raze canal* au fost descoperite de Goldstein în 1886.

Marele inconvenient al razelor canal este sarcina lor variabilă. Intr'adevăr regiunea din spatele catodului fiind în echilibru de presiune cu tubul de descărcare, conține un gaz ale cărui molecule pot fi ciocnite de razele canal. Acestea pot fixa electroni extrași în cursul ciocnirilor, schimbându-și astfel sarcina. S'au putut observa în urma acestui fenomen raze canal neutre și chiar negative. Pentru înlăturarea acestui neajuns, se întrebuițează tuburi de descărcare cu volum foarte mare, în care presiunea poate fi mult mișcorată fără a se întrerupe descărcarea. Pe de altă parte, canalul catodic este foarte lung și îngust, așa că se poate menține o diferență de presiune destul de mare între tub și regiunea din spatele catodului. Aceasta este pusă în legătură cu o pompă care o golește pe cât se poate iar pentru a se menține descărcarea se introduce gaz în tub printr'un tub capilar foarte lung și îngust.

Alt cusur al razelor canal este lipsa de omogeneitate a iuțelilor lor. Intr'adevăr, razele pozitive se pot forma în orice punct al tubului de descărcare, și ele nu sunt accelerate decât de diferența de potențial între acest punct și catod. Pentru a fi accelerate de toată diferența de potențial

între catod și anod, trebuie ca ele să fie formate în imediata apropiere a anodului.

b) *Razele anodice*. Bine înțeles, nu se pot obține raze canal decât cu corpurile destul de volatile pentru ca vaporii lor să poată umplea un tub de descărcare. Cele mai multe metale nu au tensiuni de vaporizări îndeajuns de mari, și nici nu alcătuiesc compuși destul de volatili pentru a fi examinați sub formă de raze canal. Totuși, metalele pot fi examinate ca raze pozitive sub formă de *raze anodice*. Acestea au fost descoperite în 1906 de Gehrcke și Reichenheim, care au observat că un anod încălzit și acoperit cu săruri alcaline emite raze alcătuite din ionii pozitivi ai metalelor respective. Mai târziu s'a descoperit că fenomenul e mai general și că se pot obține pe această cale ionii a numeroase metale¹⁾. Anodele se încălzesc fie printr'un curent electric auxiliar, fie direct prin bombardamentul catodic, concentrând razele catodice prin construcția geometrică a aparatului²⁾. Defectul cel mai de seamă al anodelor încălzite, este scăderea și dispariția destul de repede (câteva ore) a puterii lor de emisiune. Mecanismul însuși al emisiunii anodice e destul de complicat și e datorit suprapunerii mai multor efecte, dintre cari cele mai însemnate par a fi pe de o parte vaporizarea metalului și ionizarea lui ulterioară prin electronii catodici iar pe de altă parte emiterea termionică directă a ionilor pozitivi. Incetarea emisiunii pare datorită unei alterări a suprafeței anodului, alterare pricinuită atât de descărcare cât și de gazul din tub.

c) *Ioni prin vaporizare catodică*. Se pot obține ioni pozitivi și prin vaporizarea suprafeței catodului³⁾. Se știe că în cursul descărcării electrice în gaze, catodul este foarte mult încălzit de afluxul ionilor pozitivi și se pulverizează cu încetul distilând pe pereții tubului. În timpul trecerii lor de pe catod pe pereții tubului, atomii și moleculele

¹⁾ Cf. F. W. Aston, *Mass-Spectra and Isotopes*, London, Arnold & Co., 1933, p. 63.

²⁾ G. P. Thomson, *Phil. Mag.* **42**, 857, 1921; F. W. Aston, *ibid.* **47**, 385, 1923 și *op. cit.*, p. 65. Vezi și M. Morand, *Ann. de phys.* **7**, 103, 1927.

³⁾ K. T. Bainbridge, *Phys. Rev.* **39**, 847, 1932; K. T. Bainbridge și E. B. Jordan, *ibid.* **50**, 282, 1936.

vaporizate sunt în mare parte ionizate de ciocnirile lor cu electronii catodici. Ionii pozitivi astfel formați sunt accelerați de câmpul electric din tub, se întorc în spre catod și pot trece și în spatele acestuia ca raze canal. Ionii astfel extrași din catod sunt foarte numeroși atunci când tubul conține neon pur, din pricina potențialului de ionizare foarte ridicat al acestui gaz, care transportă deci greu curentul și ușurează astfel formarea ionilor pozitivi pe altă cale. S'au putut obține în acest fel ionii a foarte numeroase metale. Se poate alcătui catodul însuși din metalul de examinat sau se pot depune numai pe suprafața sa sărurile, amestecurile sau aliajele necesare.

★

Cele trei metode de mai sus derivă toate din descărcarea în gazele rarefiate. Ionii sunt produși și accelerați de mecanismul descărcării. Alte metode, pe care le vom descrie acum, dau ioni pozitivi în golul cel mai perfect. Acești ioni sunt accelerați în urmă de un potențial auxiliar. Controlul experienței este mult ușurat, intensitatea curentului de ioni și energia lui putând fi reglate independent una de alta.

d) *Ioni prin ciocniri cu electroni lenți*. Se știe că electronii cu energii cinetice chiar mici (câteva zeci de volți) pot ioniza atomii prin ciocniri. Primul care a obținut prin acest procedeu fascicule de ioni pozitivi a fost Dempster¹⁾, care încălzea cu un curent electric metalul conținut într'o capsulă *A* (fig. 16) și ioniza vaporii acestuia prin ciocniri cu electronii emiși de un filament înroșit *F* și accelerați de o tensiune de câteva zeci de volți menținută între *A* și *F*. Ionii formați erau apoi accelerați de o tensiune de câteva sute de volți. De atunci, metoda a fost întrebuințată sub formele cele mai diverse. Se ionizează fie vapori difuși de metale²⁾, fie vapori formând curenți moleculari³⁾, fie chiar

¹⁾ A. J. Dempster, *Phys. Rev.* **20**, 631, 1922.

²⁾ A. O. Nier, *Phys. Rev.* **50**, 1041, 1936; **25**, 933, 1937.

³⁾ W. Bleakney, J. P. Blewett, R. Sherr, R. Smoluchowski, *Phys. Rev.* **50**, 545, 1936. M. P. Sampson și W. Bleakney, *ibid.* **50**, 732, 1936.

gaze expuse bombardării electronice sub formă de curenți reglabili cu debit foarte mic ¹⁾). În toate cazurile, ionii sunt accelerați ulterior de o diferență de potențial convenabilă.

c) *Ioni din săruri încălzite.* Am văzut că sărurile metalice încălzite emit ioni pozitivi când sunt așezate pe anodul unui tub de descărcare și că-și pierde puterea de emisiune după puține ore. Emisiunea e mult mai stabilă în gol. Rezultatele sunt special de bune pentru metalele alcaline, alcaline-pământoase și pământoase. Unul din izvoarele cele mai bogate de ioni sunt granulele întrebuințate pentru cataliza sintezei amoniacului și care conțin oxid de fier cu fosfat sau nitrat alcalin și câteodată puțin aluminiu ²⁾). Ionii emiși sunt cei ai metalelor alcaline, iar debitul total este foarte mare (aproape un miliamper). Aceste granule au fost întrebuințate pentru separarea izotopilor litiului și potasiului (cf. § 24). Debite mari se obțin și cu unii alumino-silicați alcalini, naturali sau sintetici, încălziți pe la 1000°, cari dau ioni alcalini. Oxizii alcalino-pământoși (MgO , CaO , SrO , BaO) și cei de Al , Ga , Ir , încălziți pe la 1600° dau și ei ionii respectivi însă cu intensitate mai mică ³⁾). Problema cea mai complicată pentru emisiile de acest fel este concentrarea lor asupra fantelor de ieșire.

f) *Ioni prin scânteie de înaltă frecvență între ioni metalici.* Dacă se produce o scânteie între electrozi metalici, se obțin ioni din metalul electrozilor, lucru bine cunoscut în spectroscopie. Dempster ⁴⁾ a construit un aparat care dă o scânteie oscilantă de înaltă frecvență în gol între electrozi special construiți și obține astfel un debit foarte regulat de ioni. Aceștia sunt accelerați apoi de o tensiune continuă destul de mare. Dempster a putut obține astfel ionii metalelor refractare tuturor metodelor descrise mai sus (Pd , Pt , Au), precum și ai toriului și uraniului.

*

¹⁾ W. Bleakney, *Phys. Rev.* **40**, 496, 1932. J. P. Blewett, *ibid.* **49**, 900, 1936.

²⁾ C. H. Kunsman, *J. Franklin Inst.* **203**, 635, 1927.

³⁾ J. P. Blewett și E. J. Jones, *Phys. Rev.* **50**, 464, 1936.

⁴⁾ A. J. Dempster, *Rev. Sci. Instr.* **7**, 46, 1936; *Phys. Rev.* **53**, 64, 1938. Sheng Lin Ch'u, *ibid.* **50**, 212, 1936.

Toate metodele de mai sus au fost folosite pentru a produce ioni pozitivi analizați în urmă prin metode magnetice și electrice pentru studiul isotopilor.

14. Metoda parabolilor. Isotopii neonului

Prima metodă pentru analiza rezelor pozitive este metoda parabolilor, pusă la punct de sir J. J. Thomson în 1911¹⁾. Această metodă se sprijină pe a doua ecuație (4).

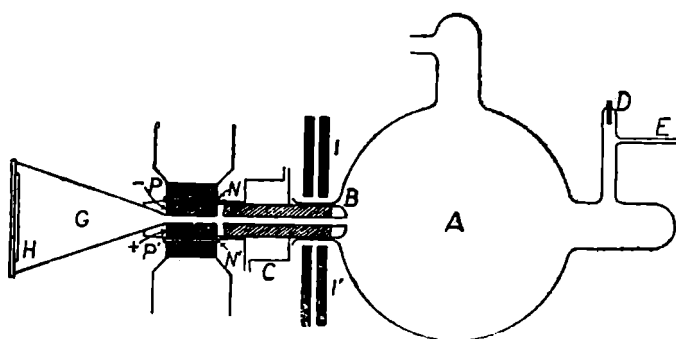


Fig. 13. — Aparatul lui sir J. J. Thomson

Aparatul lui Thomson e dat în fig. 13. Tubul de descărcare A de volum foarte mare, conține anodul D și catodul B. Catodul, răcit printr'o circulație de apă C, este străpuns

de un canal lung de 8 cm. și cu diametrul de 0,1 mm. Se vede că razele sunt foarte bine canalizate și deci fascicolul lor foarte bine definit. Razele trec apoi într'o regiune de câmpuri electrice și magnetice uniforme. Câmpul electric este stabilit între plăcile de fer PP' așezate în capetele polilor unui puternic electromagnet care produce câmpul magnetic. Plăcile PP' sunt izolate electric de masa electromagnetului prin foi subțiri de mică N, N' . Razele trec apoi în camera de analiză G, riguros golită de orice gaz prin pompe cu debit mare și sunt înregistrate de placa fotografică H. Ecranele de fier I, I' sunt așezate pentru apărarea descărcării electrice de câmpul magnetic. Din pricina lungimii și îngustimii canalului catodic, se poate menține între A și G o diferență de presiune destul de mare. Gazul pompat prin canal este înlocuit pe măsură prin tubul capilar E astfel ca presiunea din A să rămână aproximativ constantă, de

¹⁾ Sir J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **21**, 225, 1911. Cf. și *Rays of Positive Electricity*, de același autor.

obiceiu sub $1 \mu Hg$. Diferența de potențial între anod și catod e de câteva zeci de mii de volți.

Câmpurile electric și magnetic ce lucrează asupra razelor sunt paralele și se întind pe aceeași distanță. Se aplică deci exact cazul tratat la sfârșitul § 12. Pe placa H , care ocupă locul planului P din fig. 11, se vor înregistra atâtea arcuri de parabolă câte feluri de ioni se află în gazul din A . Dacă gazul din tubul de descărcare este un amestec de atomi cu mase $m_1, m_2 \dots m_n$ și dacă acești atomi pot avea sarcinile $e, 2e, \dots ke$, vom găsi pe placa H arcurile de parabolă corespunzând valorilor $e/m_1, e/m_2, \dots e/m_n, 2e/m_1, \dots ke/m_n$. Vom găsi și parabole corespunzând unor raze moleculare

de tip $\frac{ze}{k' m_p + k'' m_q}$.

Primul exemplu de isotopie descoperit prin metoda parabolilor este acela al neonului. Clișeul 1 din pl. I este unul din cele obținute de sir J. J. Thomson în 1912 (parabolele din stânga sunt obținute cu un câmp electric inversat și mai intens). Afară de parabolele corespunzând ionilor Ne^+, CO^+, CO_2^+ , se observă și o parabolă care ar corespunde unui ion cu sarcina $+e$ și masa atomică 22. Crezându-se că e vorba de ionul cu două sarcini CO_2^{++} , s'au luat cele mai mari precauții pentru eliminarea tuturor urmelor din acest gaz. Lucrându-se cu neon din ce în ce mai pur, s'a observat că parabola 44, corespunzătoare ionului CO_2^+ , dispare cu desăvârșire pe când parabola 22 rămâne neatinsă, intensitatea ei fiind mereu în același raport cu cea a parabolei 20. Trebuie să admitem atunci că neonul obișnuit este un amestec în proporție de 10 la 1 de două feluri de atomi, cei mai numeroși cu masa 20 cei mai rari cu masa 22. Cu alte cuvinte, neonul are doi isotopi.

Deși metoda parabolilor nu este destul de sensibilă pentru a fi transformată în metodă de precizie, ea a mai fost întrebuințată în diferite rânduri, cu diferite îmbunătățiri experimentale privind mai cu seamă finețea fascicolului. Ea a permis în primul rând descoperirea isotopilor liti-

ului¹⁾ și apoi studiul izotopilor argonului, fierului, nichelului etc.²⁾.

15. Spectrograful de mase al lui Aston

O metodă mai precisă de analiză prin deviații magnetice și electrice a fost aplicată cu începere din 1919 de F. W. Aston³⁾. Aparatul lui Aston, în care câmpurile electric și magnetic nu mai lucrează paralel, ci perpendicular, a devenit clasic sub numele de *spectrograf de mase*. Principiul lui este un fel de « acromatizare » a dispersiei electrice printr'o dispersie magnetică în sens invers.

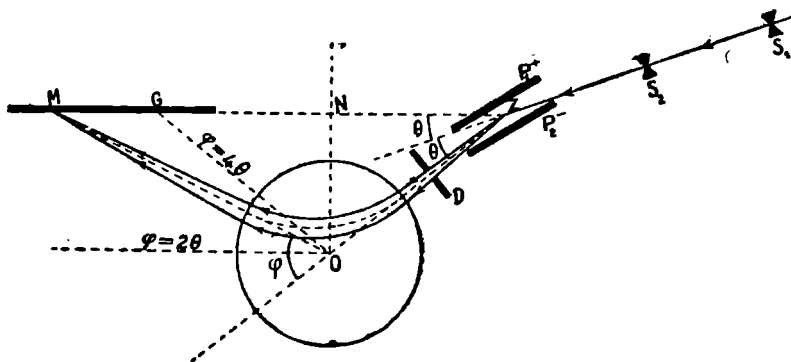


Fig. 14. — Schema spectrografului lui Aston

Schema simplificată a spectrografului de mase e dată în fig. 14. Razele pozitive trecute prin canalul catodic se mai canalizează odată prin sistemul de fante S_1 , S_2 , definindu-se astfel un fascicol de raze cât mai exact paralele. Fascicolul trece apoi în câmpul electric uniform dintre plăcile condensatorului $P_1 P_2$ unde este deviat și împrăștiat, razele cu iuțeli mai mici fiind deviate mai mult decât cele

¹⁾ F. W. Aston și G. P. Thomson, *Nature* **106**, 828, 1921; G. P. Thomson, *Phil. Mag.* **42**, 857, 1921.

²⁾ H. Kallman și W. Lasareff, *Zs. f. Phys.* **80**, 237, 1933; J. de Gier și P. Zeeman, *Proc. K. Akad. W. Amsterdam*, **38**, 810 și 959, 1935; L. Cartan, *J. de Phys.* **8**, 453, 1937.

³⁾ F. W. Aston, *Phil. Mag.* **38**, 709, 1919. Teoria completă a spectrografului de mase a fost dată de Fowler (Aston și R. H. Fowler, *Phil. Mag.* **43**, 514, 1922). Teoria simplificată reprodușă aci a fost dată chiar de Aston (cf. *Mass-Spectra and Isotopes*, p. 39).

cu iuțeli mai mari. Cu ajutorul diafragmei D așezate după condensator, se aleg acele raze ale căror deviații sunt cuprinse între θ și $\theta + \delta\theta$. Dacă acestea au un e/M dat, iuțelile lor vor fi cuprinse între ν și $\nu + \delta\nu$. Teoria deviației electrice (cf. § 12) ne arată că totul se petrece ca și cum fascicolul de raze ar pleca în direcția θ din centrul geometric Z al condensatorului, unghiul θ fiind dat de

$$(9) \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{e E}{M \nu^2} l_e$$

în care l_e este lungimea plăcilor condensatorului. Unghiul θ fiind mic (cam 7° . El e foarte exagerat în fig. 14), putem pune chiar $\theta = \frac{e E}{M \nu^2} l_e$ și deci $\delta\theta = \frac{2 e E}{M \nu^3} l_e \delta\nu$ sau încă

$$\frac{\delta\theta}{\theta} = \frac{2\delta\nu}{\nu}.$$

Dincolo de diafragma D , razele pătrund într-o regiune de câmp magnetic uniform cu centrul în O , astfel așezată încât punctele Z , D , O sunt în linie dreaptă. Câmpul magnetic e perpendicular pe câmpul electric și pe planul figurii, iar sensul lui e ales astfel încât deviația magnetică — φ este inversă deviației electrice θ . Teoria deviației magnetice ne arată că totul se petrece ca și cum razele ar porni mai departe din punctul O , în direcția

$$(10) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{e H}{M \nu} l_m$$

l_m fiind diametrul polilor electromagnetului. În aceleași condiții ca și pentru deviația electrică și tot pentru un e/M dat,

$$\text{găsim } -\varphi = \frac{e H}{M \nu} l_m, \quad -\delta\varphi = -\frac{e H}{M \nu^2} l_m \delta\nu \text{ și deci } \frac{\varphi}{\delta\varphi} = \frac{\delta\nu}{\nu}.$$

În definitiv

$$(11) \quad \frac{\delta\theta}{\theta} = \frac{2\delta\varphi}{\varphi}$$

pentru un grup de raze de aceeași natură, adică cu e/M constant.

Dacă punem $ZO = b$, lărgimea fascicolului dispersat în spectru de iuțeli de câmpul electric în vecinătatea punctului O va fi $b \cdot \delta\theta$. La distanța r dincolo de O se va adăuga și dispersia magnetică. Lărgimea fascicolului va fi $b\delta\theta + r\delta(\theta - \varphi)$ sau, dacă ținem seama de (11), $b\delta\theta + r\delta\theta - r\varphi \frac{\delta\theta}{2\theta}$. Intensi-
tățile câmpurilor sunt alese astfel încât $\varphi > 2\theta$. Lărgimea fascicolului va scădea deci după trecerea prin câmpul magnetic și se va anula dacă

$$(12) \quad r(\varphi - 2\theta) = 2\theta b.$$

Ecuatiile (10), (12) definesc, în coordonate polare față de O și direcția ZO locul unui punct M în care dispersia electrică este anulată de cea magnetică în care fascicolul este *focalizat*. Toate particulele cu același e/M cari vor fi trecut prin D se vor aduna în punctul M , în care vom obține o imagine a fantelor S_1, S_2 . Alt grup de particule, cu alt e/M , va da o imagine analoagă, relațiile (10), (12) fiind independente de e/M . Unghiul θ fiind constant prin construcția aparatului, diafragma D va lăsa să treacă particulele acestui al doilea grup cu o iuțeală v diferită, dată de (9), căruia corespunde un φ diferit dat de (10) și un r diferit dat de (12). Dacă fascicolul de raze analizat este complex, format din mai multe grupuri cu e/M diferiți, fiecare grup va da o imagine într'un punct de coordonate r, φ , legate de ecuația (12), care reprezintă astfel locul geometric al imaginilor. Unghiurile $\varphi - 2\theta$ și 2θ fiind mici, putem scrie (12) sub forma

$$r \sin(\varphi - 2\theta) = b \sin 2\theta$$

ceea ce reprezintă ecuația unei drepte trecând prin Z și paralelă cu direcția $\varphi = 2\theta$. Dreapta aceasta face unghiul $-\theta$ cu direcția primitivă $S_1 S_2 Z$ a fascicolului de raze. Dacă așezăm o placă fotografică de-a-lungul dreptei astfel definite, vom putea înregistra imaginile fantelor S_1, S_2 . Acestea fiind lineare, vom obține pe placa fotografică un șir de linii, corespunzând fiecare unui anumit e/M , linii asemănătoare cu acelea ale unui spectru optic. Aston a

numit aceste imagini « spectre de masă », de unde și numele aparatului său (cf. clișeu 2, pl. I).

Pentru a determina pe e/M din locul liniei corespunzătoare în spectrul de masse, trebuie să cunoaștem relația dintre ele. O relație directă exactă nu poate fi stabilită, în primul rând din pricina câmpurilor variabile care mărginesc câmpurile uniforme. Aston întrebuintează în consecință relații parțiale de etalonare și metode de coincidență și semi-coincidență.

1^o. În primul rând, Aston găsește că curba de etalonare care dă masa în funcție de depărtare pe placă, este lineară cu o aproximație destul de bună. Observația se poate regăsi teoreticește. Într'adevăr, θ fiind constant prin construcția aparatului iar e , E , l , de asemeni constanți, se deduce din (9) că toate razele care trec prin diafragma D au același Mv^2 , adică aceeași energie cinetică W . Raza R a cercului descris în câmpul magnetic, proporțională cu Mv , va fi proporțională cu $\sqrt{MW}$, deci cu $\sqrt{M}$, deoarece W e constant. Pe de altă parte, se vede ușor că $\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = l_m/2R$ și deci

$$(13) \quad \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = \sqrt{\frac{M_0}{M}},$$

dacă însemnăm cu M_0 un factor care nu depinde decât de valorile lui H , E (prin v) și de dimensiunile aparatului. În sfârșit, distanța x între punctele N și M (fig. 14) este, punând $ON = p$,

$$x = p \cotg (\varphi - 2\theta).$$

Din relațiile (13) și (14) se poate deduce expresia funcției $x(M)$ și se găsește că derivata a doua a ei se anulează în vecinătatea valorii $\varphi = 4\theta$. Curba $x(m)$ este deci lineară în vecinătatea punctului G de pe placă, simetric cu Z față de ON și ale cărui coordonate sunt $r = b$ și $\varphi = 4\theta$. Vom putea scrie, pentru această regiune,

$$x = a (M + b)$$

și determinarea a două valori ale lui x^1) pentru valori M cunoscute ne va da constantele a și b (a depinde de valorile câmpurilor, b de dimensiunile aparatului). Obișnuit se determină M în scara greutateilor atomice, așa că se întrebuițează pentru etalonare liniile corespunzătoare ionilor O^+ , O^{++} , O_2^+ , O_2^{++} , cărora li se atribue respectiv masele aparente 16, 8, 32, 16. Se constată că etalonarea rectilinie nu este perfectă. Se pot atunci construi curbe empirice de corecție sau se pot folosi direct ecuațiile (13), (14), determinând constantele M_0 și p cu ajutorul liniilor diverșilor ioni ai oxigenului.

2^o. Dacă masele de comparat sunt prea depărtate unele de altele, curba de etalonare nu mai poate da rezultate foarte precise. Se poate întrebuița în acest caz o *metodă de coincidență*. Să presupunem că linia corespunzând unei mase necunoscute M se găsește într'un anumit loc pe placă, valoarea câmpului electric fiind E . Fie M' o masă de comparație cunoscută și să presupunem că dăm câmpului electric o nouă valoare astfel ca linia masei M' să vie exact în același loc ²⁾ cu linia masei M din prima experiență. Drumurile celor două particule sunt atunci identice, unghiul φ este același, deci după (10) și produsul $M\nu$, deoarece H a rămas neschimbat. Unghiul θ fiind constant prin construcție, se vede din (9) că $E/M\nu$ rămâne de asemeni neschimbat, deci și raportul E/ν , deoarece $M\nu$ a rămas același. E fiind astfel proporțional cu ν , trebuie să fie invers proporțional cu m , produsul $M\nu$ fiind constant, sau

$$E'/E = M/M'$$

Raportul E'/E se măsoară foarte precis prin raportul diferențelor de potențial aplicate condensatorului $P_1 P_2$, așa că putem determina direct raportul M/M' , chiar dacă el e foarte

¹⁾ Experimental se determină distanța între linia de studiat și o linie de reper fixă a cărei loc față de N e cunoscut prin construcția aparatului și care se imprimă pe placă prin imaginea unei fante luminoase.

²⁾ O coincidență cu totul exactă este de prisos. Dacă rămâne o mică depărtare, ea se măsoară exact și corecția corespunzătoare se face ușor cu ajutorul curbei de etalonare.

diferit de 1. Câmpul magnetic trebuie să rămână evident foarte exact constant în cursul celor două măsurători.

Aston a mai întrebuintat și alte metode de semi coincidență (metoda parantezelor, măsurarea dubleților, etc.).

După principiile descrise mai sus, Aston a realizat trei spectrografe, primul în 1919, al doilea în 1925 ¹⁾, al treilea în 1934 ²⁾. Cercetările lui, din ce în ce mai precise, s'au întins asupra întregului sistem al elementelor. S'a găsi astfel că cele mai multe elemente sunt alcătuite din amestecuri de isotopi (cf. § 18 și tab. III). Proporțiile amestecurilor de isotopi se determină din intensitățile microfotometrice ale diverselor linii obținute pe placă.

Spectrografe asemănătoare cu al lui Aston au fost construite și de alți autori ³⁾.

16. Spectrografe de masă cu focalizare magnetică (Dempster)

S'au realizat și spectrografe de mase sprijinite pe principii cu totul deosebite de acelea ale lui Aston. Printre acestea, multe se sprijină pe metoda de focalizare magnetică prin traectorie semicirculară creată de Classen pentru studiul electronilor ⁴⁾ și foarte mult aplicată pentru studiul razelor α și β (cf. §§ 37 și 39). Principiul metodei este dat de fig. 15. Un ion pozitiv p_0 dat de izvorul S descrie într'un câmp magnetic uniform un semicerc cu raza R în jurul centrului O , până în punctul P . Un ion p_1 cu acelaș e/M , emis de S într'o direcție făcând unghiul α cu direcția razei p_0 descrie o traectorie cu centrul în O_1 , cu aceeași rază R , și care taie linia OP în punctul P_1 . Se vede ușor că $SP = 2R \cos \alpha$ și deci, dezvoltând $\cos \alpha$ în serie, că $P_1 P_2 = R \alpha^2$. Dacă

¹⁾ Cf. *Mass-Spectra and Isotopes*, p. 72.

²⁾ *Nature*, **137**, 357, 1936; *Proc. Roy. Soc.* **163**, 391, 1937. Al treilea spectrograf al lui Aston e cu focalizare dublă (cf. § 17). Condensatorul $P_1 P_2$ nu mai e plan ci o porțiune dintr'un condensator cilindric iar câmpul electric e astfel radial. Marginile câmpului magnetic sunt modificate în consecință. Teoria spectrografului modificat a fost făcută de W. W. Sawyer, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **32**, 453, 1936, dar a fost criticată de R. Herzog și V. Hawk, *Zs. f. Phys.* **108**, 609, 1938.

³⁾ Cf. între alții J. L. Costa, *Ann. de Phys.* **4**, 425, 1925; K. P. Jakowlew, *Zs. f. Phys.* **64**, 378, 1930.

⁴⁾ J. Classen, *Phys. Zs.* **9**, 762, 1908.

ionul p_0 descrie mijlocul fascicolului și ionul p_1 marginea lui, lărgimea totală a fascicolului în P va fi

$$(14) \quad l = R \alpha^2,$$

deoarece ionul p'_1 care ar urma traectoria simetrică cu p_1 față de p_0 ar atinge linia OP în același punct P_1 (fig. 15). Pentru orice alt unghi de deviație, lărgimea ar fi de ordinul lui α . Deviația semicirculară este singura care reduce lărgimea fascicolului la o cantitate de ordinul al doilea, adică focalizează fascicolul divergent.

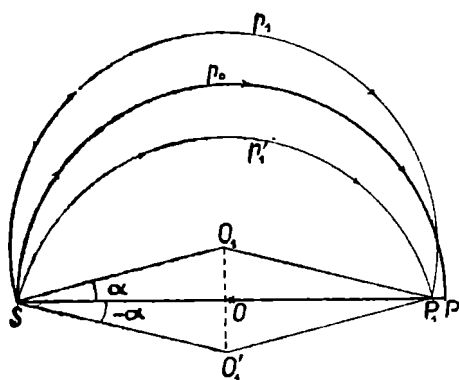


Fig. 15. — Focalizarea prin deviație magnetică la 180°

Dacă se așează un receptor oarecare (placă fotografică, tub numărător, etc.) se va putea defini foarte exact R și deci e/M . Practic α poate atinge câteva grade.

*Spectrograful lui Dempster*¹⁾ este extrem de simplu (fig. 16). Ioni pozitivi emiși de un izvor încălzit (cf. § 13, d) sunt accelerați de o diferență de potențial V între canalul B și

fanta S_1 . Ei trec apoi într-o regiune de câmp magnetic uniform unde sunt deviați în semicerc, trecând prin diafragma D care oprește razele parazite, și intră printr-o fantă S_2 într-un cilindru al lui Faraday în legătură cu un electrometru sensibil. Energia cinetică a ionilor este $Mv^2/2 = eV$. Avem deci $v^2 = 2V \cdot e/M$. Raza semicercului magnetic fiind $R = Mv/eH$, vom avea

$$\frac{e}{M} = \frac{2V}{R^2 H^2}.$$

Pentru a cerceta spectrul de mase putem face să varieze fie pe H , fie pe V , deoarece R este dat prin construcție. Măsurarea câmpurilor magnetice fiind anevoioasă, se schimbă de obicei V și se construiesc curbe $q(V)$, q fiind deviația

¹⁾ A. J. Dempster, *Phys. Rev.* **11**, 316, 1918; **20**, 631, 1922.

electrometrului, proporțională cu numărul ionilor care pătrund prin S , în unitatea de timp. Fiecare maxim al acestei curbe corespunde cu un tip bine definit de ioni. Introducând în (15) valoarea corespunzătoare maximului, vom putea calcula raportul e/M al acestor ioni. De obicei, e este egal cu o singură sarcină elementară, așa că se obține imediat M .

Fig. 17 dă ca exemplu curba de analiză a mercurului, obținută de Nier¹⁾ cu un spectrograf de tip Dempster. Se vede că mercurul este alcătuit din 7 isotopi, dintre cari unul foarte rar. Abscisele figurii sunt gradate direct în mase atomice. Abundențele isotopilor sunt, respectiv, următoarele. Pentru isotopul cu masa atomică 196, 0,15%; pentru $A=198$, 10,1%; 199, 17,0%; 200, 23,3%; 201, 13,2%; 202, 29,55%; 204, 6,7%. Amestecul în aceste proporții ar avea greutatea atomică mijlocie 200,60²⁾, identică cu greutatea atomică chimică 200,61.

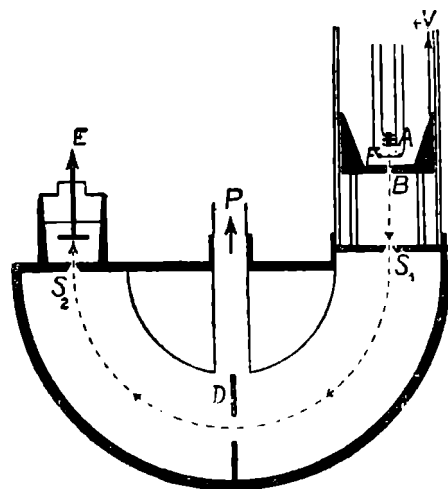


Fig. 16. — Spectrograful lui Dempster
 → E la electrometru
 → P la pompe

Spectrografe de tip Dempster au fost întrebuințate, cu diverse îmbunătățiri sau adaptări parțiale, de foarte numeroși cercetători³⁾. Aceste spectrografe nu au o putere de separare foarte mare și nu sunt deci adaptate măsurătorilor foarte exacte de mase. Ele dau în schimb rezultate foarte exacte și ușor de interpretat asupra abundenței relative a diferiților isotopi ai unui același element.

¹⁾ O. A. Nier, *Phys. Rev.* **52**, 934, 1937.

²⁾ S'a ținut seama de efectul de condensare (cf. § 21) și de transformarea în scara chimică (cf. § 20). Cele două corecții se neutralizează aproape exact pentru Hg .

³⁾ Cf. de pildă Swann, *J. Franklin Inst.* **210**, 751, 1930; **212**, 317, 1931; K. T. Bainbridge, *Phys. Rev.* **40**, 130, 1932; **42**, 1, 1932; A. K. Brewer și P. D. Kueck, *Phys. Rev.* **46**, 895, 1934; M. D. Sampson și W. Bleakney, *Phys. Rev.* **50**, 456, 1936; P. T. Smith, W. W. Lozier, L. G. Smith și W. Bleakney, *Rev. Sci. Instr.* **8**, 51, 1937 și alții.

17. Spectrografele cu dublă focalizare

Spectrograful lui Aston focalizează, adică concentrează într'un același punct, ionii de aceeași natură cu iuțeli (energii) diferite, nu însă aceia cari sosesc din direcții diferite. Fascicolul său de particule este de aci foarte bine canalizat prin fantele S_1 , S_2 (fig. 14), unghiul de divergență fiind mai mic de $1'$. Canalizarea se face bine înțeles în dauna intensității.

Diafragma D , care canalizează energiile, poate fi mult mai deschisă.

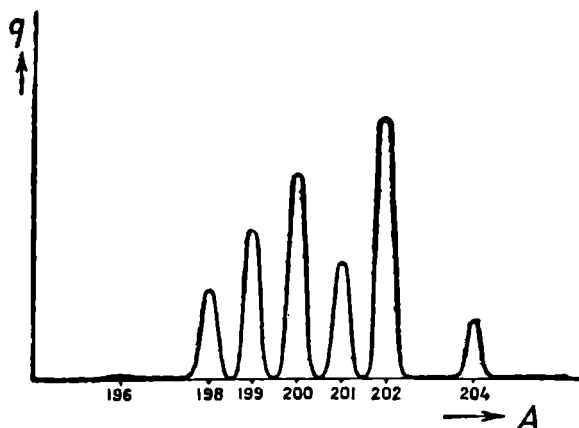


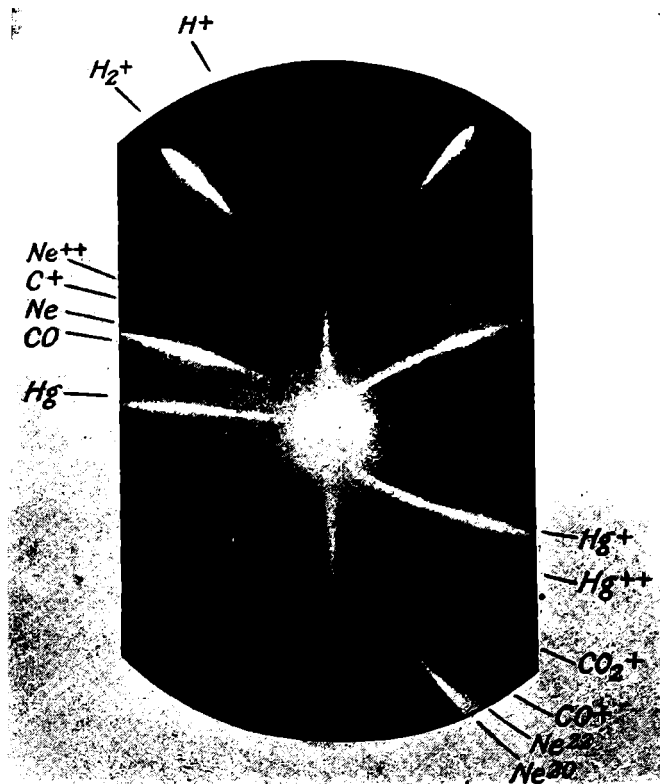
Fig. 17. — Isotopii mercurului (Nier)

Spectrografele de tip Dempster focalizează, dimpotrivă, ionii emiși în direcții diferite, mulțumită semicercului magnetic. Ionii cu iuțeli diferite nu sunt însă focalizați și ating dispozitivul de înregistrare în puncte

diferite, lărgind maximele de tipul fig. 17. De aceea, Dempster caută să dea ionilor o energie cinetică uniformă, supunându-i aceluiasi potențial accelerator V , procedeu întrebuințat în general și de ceilalți autori care au folosit spectrografe de acest tip. Uneori s'a încercat întrebuințarea unui filtru de iuțeli (Bainbridge). S'a constatat însă că se strică astfel focalizarea unghiulară.

Ar fi evident foarte interesant să se poată reliza o « dublă focalizare », adică să se poată concentra într'un punct atât razele emise în direcții diferite cât și cele având energii (iuțeli) diferite. Problema aceasta a fost mai întâi cercetată teoretic¹⁾. Calculele făcute pentru găsirea condițiilor de

¹⁾ A. J. Dempster, *Phys. Rev.* **20**, 638, 1922; W. Bartky și A. J. Dempster, *ibid.* **33**, 1019, 1929; A. L. Hughes și V. Rojansky, *ibid.* **34**, 284, 1929; W. R. Smythe, *ibid.* **45**, 299, 1934; R. Herzog, *Zs. f. Phys.* **89**, 447, 1934; W. E. Stephens, *Phys. Rev.* **45**, 513, 1934; L. Cartan, *J. de phys.* **8**, 453, 1937 și *Ann. de Phys.* **10**, 426, 1938; R. Herzog și V. Hauk, *Ann. der Phys.* **33**, 89, 1938 și *Zs. f. Phys.* **109**, 609, 1938.



cl. 1.

Parabolele lui
J. J. Thomson

Pata mare centrală este a razelor nedeviate. În dreapta, parabole obținute cu un sens al câmpului electric și ambele sensuri ale câmpului magnetic. În stânga, arcuri de parabolă obținute cu câmpul electric inversat și un singur sens al câmpului magnetic. Se observă lămurit, în dreapta, parabolele datorite celor doi isotopi ai neonului.

(cl. Aston, *Mass Spectra and Isotopes*).



cl. 2. — Spectru de mase obținut cu aparatul lui Aston. Liniile 12, 13, 14, 15 sunt ale ionilor C, CH, CH₂, CH₃; dubletul 16 este al ionilor O și CH₄ (cl. Aston, *Mass Spectra and Isotopes*).



cl. 3. — Spectre de mase obținute cu un spectrograf cu dublă focalizare (Mattauch); în stânga dublet la masa 14; în centru triplet la masa 16; în dreapta dublet la masa 28 (cl. Mattauch, *Phys. Zs.* 39, 892, 1938).

dublă focalizare sunt lungi și complicate și nu-și pot găsi locul aci ¹⁾. Rezultatele lor esențiale sunt următoarele. Dubla focalizare se poate realiza prin combinarea unui câmp electric radial și a unui câmp magnetic perpendicular pe cel electric. Câmpul electric radial se obține într'o porțiune de condensator cilindric a cărui rază este mare față de depărtarea plăcilor. O diafragmă așezată la ieșirea din acest condensator alege ionii pozitivi cari au urmat traectoria circulară mijlocie în condensator. Dacă r este raza acestei traectorii mijlocii, ionii care o descriu sunt astfel încât forța centrifugă Mv^2/r este egală cu forța electrică eV/d , V fiind diferența de potențial iar d distanța între plăcile condensatorului. Diafragma alege deci ionii cu energia cinetică în anumite limite în jurul lui $Mv^2/2 = reV/2d$. Focalizarea razelor emise în direcții puțin deosebite și cu energii puțin deosebite se obține dacă deschiderea unghiulară θ a câmpului electric radial, limitele câmpului magnetic, distanța între câmpuri și depărtările plăcii fotografice și izvorului de ioni sunt legate de anumite condiții geometrice. Dubla focalizare pentru ioni cu e/M diferit poate avea ca loc geometric o dreaptă sau o linie cu curbura mică de-a-lungul căreia se va așeza placa fotografică. Pe aceasta se poate obține în anumite condiții o etalonare lineară în e/M .

În ultimii ani s'au realizat mai multe spectrografe cu dublă focalizare.

Spectrograful lui Bainbridge și Jordan ²⁾ este alcătuit dintr'o combinație de câmpuri a cărei schemă e dată de fig. 18. Ionii pozitivi sunt dați de tubul de descărcare A , fie direct din gaz, fie prin vaporizare catodică. Tubul de descărcare este apărat împotriva câmpului magnetic de un blindaj gros de fier. Ionii pozitivi trec prin canalul catodic, sunt canalizați de două fante și trec apoi printr'un condensator radial D în care sunt deviați cu $\theta = \pi/\sqrt{2} = 127^\circ$. Ei mai sunt canalizați de o diafragmă J , parcurg o anumită distanță, pătrund într'o regiune de câmp magnetic uniform

¹⁾ Cititorul va putea găsi indicații destul de complete asupra lor în J. Thibaud, L. Cartan, P. Comparat, *op. cit.*, pp. 115—161.

²⁾ K. T. Bainbridge și E. B. Jordan, *Phys. Rev.* **50**, 282, 1936.

în care sunt deviați cu un unghi $\varphi = \pi/3 = 60^\circ$ și sunt prinși în sfârșit pe placa fotografică F . Condițiile de dublă focalizare sunt cele din figură. Expresia care leagă masa unui ion de poziția liniei corespunzătoare pe placă se poate calcula a priori și e destul de complicată. În primă aproxi-

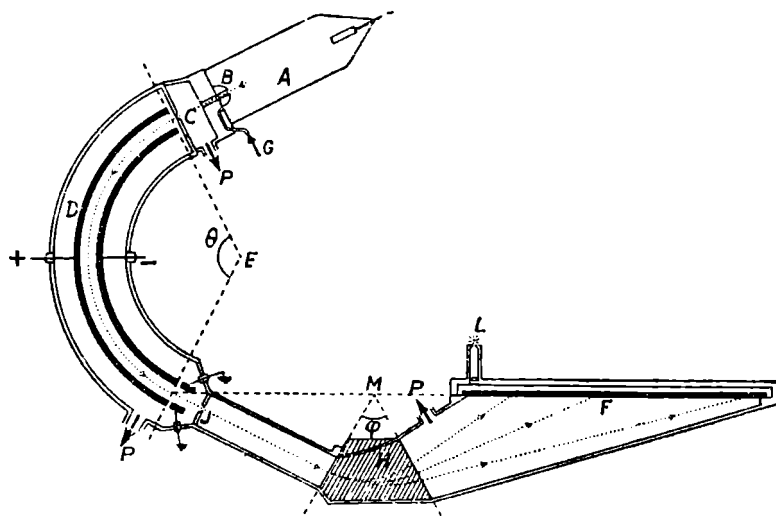


Fig. 18. — Spectrograful lui Bainbridge și Jordan

- G intrarea gazului în A
- P la pompele de vid
- Mersul ionilor în aparat

nație ea este însă lineară, ceea ce ușurează aplicarea metodelor de semicoincidentă. Dubla focalizare este destul de exact realizată de-a-lungul plăcii fotografice întregi.

*Spectrograful lui Dempster*¹⁾ cuprinde ca izvor de ioni un dispozitiv de scânteie de înaltă frecvență în vid (cf. § 14, *f*). Câmpul electric radial dă o deviație $\theta = 90^\circ$. Ionii trec imediat după aceea în câmpul magnetic unde descriu un semicerc ($\varphi = 180^\circ$), întocmai ca în primul aparat al aceluiași autor. Placa fotografică e așezată pe diametrul semicercului. Dubla focalizare nu este realizată decât într'un domeniu destul de restrâns al ei și scara de mase pe placă nu este lineară ci în $\sqrt{M}$.

¹⁾ A. J. Dempster, *Proc. Amer. Phil. Soc.* **75**, 555, 1935 și *Phys. Rev.* **51**, 7, 1937; **53**, 64, 1938.

Spectrograful lui Mattauch și Herzog ¹⁾ este realizat astfel ca locul geometric de dublă focalizare să fie exact o linie dreaptă. Scara masselor este în $\sqrt{M}$.

În sfârșit, ultimul *spectrograf al lui Aston* este și el cu focalizare dublă (cf. § 15).

Spectrografele cu dublă focalizare dau spectre de masă cu linii foarte fine, pe cari citirile se pot face cu o precizie extremă (cf. clișeele 3, pl. I). Pentru a se evita orice greșală datorată etalonării se măsoară obișnuit cu spectrografele de dublă focalizare numai așa zișii *dubleți naturali*, adică diferențele de masă foarte mici ale unor ioni cu aproape același e/M , de pildă ${}^1\text{H}_2^+ - {}^2\text{H}^+$; ${}^2\text{H}_2^+ - {}^4\text{He}^+$; ${}^2\text{H}_3^+ - {}^{12}\text{C}^{++}$; ${}^4\text{He}_2^+ - {}^{16}\text{O}^{++}$; ${}^{12}\text{C} \text{ } {}^1\text{H}_4^+ - {}^{16}\text{O}^+$; ... ²⁾.

18. Isotopii elementelor obișnuite. Mase atomice întregi. Protoni și neutroni

Diversele spectrografe în funcție dela 1919 încoace au arătat dela început, prin analiza ionilor pozitivi, că cele mai multe elemente chimice obișnuite sunt amestecuri de isotopi, mai precis că aceste elemente, caracterizate chimicește printr'o anumită greutate atomică, sunt alcătuite din amestecuri de mai multe feluri de atomi, cu mase vecine dar diferite. Spre deosebire de greutatețile atomice chimice, care sunt adesea fracționare, greutatețile atomice ale diversilor isotopi sunt aproape exact întregi.

Isotopia, departe de a fi mărginită la radioelemente, este deci o proprietate foarte generală a materiei. Așa de pildă, elementul cel mai ușor, hidrogenul, este un amestec de două feluri de atomi, cu masele respective, 1,0081 și 2,0147, primii fiind de altminteri cu mult cel mai numeroși ³⁾. Oxi-

¹⁾ J. Mattauch și R. Herzog, *Zs. f. Phys.* **89**, 786, 1934; *Phys. Rev.* **50**, 617, 1936.

²⁾ Pentru notația isotopilor cf. § urm.

³⁾ Raportul abundențelor ${}^1\text{H}/{}^2\text{H}$ în compuşii naturali ai hidrogenului, în special în apă, este cam de 7000 (cf. J. A. Swartout și M. Dole, *J. Amer. Chem. Soc.* **61**, 2025, 1939). În hidrogenul comercial din bombe, proporția e mult mai mică, datorită unei separări parțiale prin procedeul industrial de preparare. Un isotop cu masa 3,017 al hidrogenului a fost obținut prin transmutări artificiale

genul el însuși, afară de atomii cu masă 16, conține și unii atomi cu masele 17 și 18. Elemente ca staniul, cadmiul și xenonul au până la zece isotopi. Tabloul III dă toți isotopii a căror existență în natură a fost confirmată până astăzi. Ei sunt în număr de peste 250.

Pentru a deosebi în scriere isotopii unui același element, se pune în indice superior, la stânga simbolului chimic, numărul întreg cel mai apropiat de masa lui atomică, întreg numit *numărul de masă*. Vom scrie de pildă 1H , 2H pentru isotopii hidrogenului, ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O pentru ai oxigenului, etc. Când e vorba de nucleu, se adaugă adesea și numărul atomic în indice inferior: 1_1H , $^{16}_8O$, etc. ¹⁾.

Prima consecință însemnată a descoperirii isotopilor a fost explicarea fără altă bătaie de cap a greutăților atomice hotărât fracționare. Neonul, de pildă, cu greutatea atomică 20,2, este un amestec în proporție de 10 la 1 de atomi cu greutatea 20 și de atomi cu greutatea 22; magneziul, cu greutatea atomică 24,3 e un amestec de isotopi 24, 25, 26 în proporții astfel ca media ponderată să dea exact greutatea atomică chimică. Am văzut mai sus (§ 16) cât de exact se regăsește greutatea atomică chimică a mercurului din proporțiile amestecului de isotopi. Clorul, cuprul, staniul, etc. sunt în același caz.

Proporțiile amestecului de isotopi care alcătuiește un element dat sunt aceleași cu foarte bună aproximație, oricare ar fi origina corpului analizat. Proporțiile sunt aceleași chiar în meteorite. S'au putut totuși găsi unele mici variații, însă atât de mici încât greutatea atomică rezultantă, găsită prin mijloace chimice, rămâne aceeași în limita erorilor de experiență ²⁾. Singurele diferențe mari de compoziție cunoscute

(cf. II). El nu a putut fi găsit în hidrogenul natural (cf. R. S h e r r, L. G. S m i t h și W. B l e a k n e y, *Phys. Rev.* **54**, 388, 1938) și pare a fi nestabil (cf. L. W. A l v a r e z și R. C o r n o g, *ibid.* **56**, 613, 1939).

¹⁾ Această notație a fost adoptată de congresul Solvay din 1933. Ea nu e încă unanim admisă și se mai găsesc unele publicații cu unul sau ambii indici în dreapta simbolului chimic, de pildă gO^{16} sau O_8^{16} .

²⁾ De fapt, proporțiile amestecurilor de isotopi găsite de autori diferiți arată uneori mici diferențe între ele. Acestea trebuie atribuite însă metodelor experimentale și în primul rând producerii ionilor. Într'adevăr, sunt procedee de ionizare care pot favoriza formarea ionilor mai grei, altele a ionilor mai ușori, așa că amestecul

până acum sunt ale plumburilor din mineralele radioactive (cf. § 11).

Dispariția greutateilor atomice fracționare învie imediat, către 1920, vechia ipoteză a lui P r o u t. După cum părțile periferice ale atomilor sunt alcătuite din electroni, tot așa se admite atunci că nucleii sunt și ei agregate mai mult sau mai puțin complicate alcătuite din nucleul cel mai simplu, cel de hidrogen cu masa 1, pentru care R u t h e r f o r d propune numele de *proton* ($\pi\rho\tau\omicron\nu$ = cel dintâi), adică substanța primordială.

E drept că un nucleu cu masa atomică A are de obicei un număr atomic Z mult mai mic decât A . Dacă ar fi alcătuit din A protoni, nucleul ar trebui să aibă sarcina $+Ae$. Faptul că sarcina nu e decât $+Ze$ arată că o parte din protoni, și anume $A-Z$, se comportă *ca și cum nu ar avea sarcină*. S'a presupus atunci, prin 1920, în cadrul ipotezelor atunci în ființă, că în structura nucleului intră și $A-Z$ electroni ale căror sarcini negative anulează pe cele pozitive a tot atâția protoni. Existența electronilor în nucleu explica în mod firesc și emisia β a radioelementelor. Această imagine calitativă a structurii nucleare a fost în general admisă până în 1932, deși se iviseră împotriva ei, încă din 1926, anumite obiecțiuni de principiu. Astăzi se admite că în interiorul nucleului *nu pot* exista electroni și că « protonii fără sarcină » alcătuiesc particule elementare de sine stătătoare, numite *neutroni*. Existența neutronului a fost dovedită experimental de către C h a d w i c k în 1932, în urma transmutării beriliului prin razele α ¹⁾. Vom admite deci și noi că un nucleu cu număr atomic Z și cu masă atomică A este alcătuit din Z protoni și $A-Z$ neutroni. Radiația β se explică atunci admitându-se că electronii sunt creați chiar

de ioni poate să nu aibă exact aceeași compunere cu amestecul isotopic din natură. Nu pot fi considerate ca demonstrative decât diferențele de compunere găsite cu exact același procedeu de ionizare și cu același spectrograf de masă. Asemenea diferențe au fost găsite pentru hidrogen (S w a r t o u t și D o l e, *loc. cit.*), carbon (A. O. N i e r și E. A. G u l b r a n s e n, *J. Amer. Chem. Soc.* **61**, 697, 1939), oxigen (cf. § 20) și pentru plumbul obișnuit din mineralele inactive (N i e r, *Phys. Rev.* **53**, 680, 1938 și *J. Amer. Chem. Soc.* **60**, 1571, 1938).

¹⁾ cf. II, cap. II.

TABLOUL III

Isotopi naturali

t mase determinate din datele energetice ale transmutărilor
tm mase obținute cu spectrograful de mase și controlate prin transmutări.

* Isotopi nestabili
() Isotopi a căror existență e nesigură
d isobari cu numere de masă consecutive.

Tabloul reproduce cu unele completări pe acel dat de O. H a h n, S. F l ü g g e și J. M a t t a u c h (*Phys. Zs.* 41, 1, 1940). Bibliografia se va găsi în §§ 18—22. Cf. și M. S. L i v i n g s t o n și H. A. B e t h e, *Rev. Mod. Phys.* 9, 366, 1937.

Element	Z	A—Z	A	Masa	Abundența %	Element	Z	A—Z	A	Masa	Abundența %
H	1	0	1	1,00813	99,985		18	20	38		0,06
	1	1	2	2,01473	0,015		18	22	40	39,9756	99,63
He	2	1	3	3,0170 t	$\approx 10^{-5}$	K	19	20	39		93,4
	2	2	4	4,00384	≈ 100		19	21	40*		0,012*
Li	3	3	6	6,01687t	7,9		19	22	41		6,6
	3	4	7	7,01813tm	92,1	Ca	20	20	40		96,97
Be	4	5	9	9,0150 tm	100		20	22	42		0,64
B	5	5	10	10,0162 tm	20		20	23	43		0,143
	5	6	11	11,0129 tm	80		20	24	44		2,06
C	6	6	12	12,00389	98,9		20	26	46		0,003
	6	7	13	13,00753tm	1,1		20	28	48		0,183
N	7	7	14	14,00753	99,62	Sc	21	24	45	44,9701 t	100
	7	8	15	15,00494tm	0,38	Ti	22	24	46		7,94
O	8	8	16	16,00000	99,76		22	25	47		7,75
	8	9	17	17,00450t	0,04		22	26	48	47,9653	73,45
	8	10	18	18,0049 t	0,20		22	27	49	48,964	5,52
F	9	10	19	19,0045 tm	100		22	28	50	49,963	5,34
Ne	10	10	20	19,99893	90,00	V	23	28	51	50,9600 t	100
	10	11	21	20,9998	0,27	Cr	24	26	50		4,49
	10	12	22	21,9986	9,73		24	28	52	51,959	83,78
Na	11	12	23	22,9963 t	100		24	29	53		9,43
Mg	12	12	24	23,9926 t	77,4		24	30	54		2,30
	12	13	25	24,9941 t	11,5	Mn	25	30	55		100
	12	14	26	25,9899 t	11,1	Fe	26	28	54	53,9595	6,0
Al	13	14	27	26,9902 tm	100		26	30	56	55,9608	91,6
Si	14	14	28	27,9870 tm	89,6		26	31	57		2,1
	14	15	29	28,9865 t	6,2		26	32	58		0,28
	14	16	30	29,9834 tm	4,2	Co	27	32	59		100
P	15	16	31	30,9851 t	100	Ni	28	30	58		68,0
	16	16	32	31,9823	95,1		28	32	60	59,959	27,2
S	16	17	33	32,982 t	0,74		28	33	61		0,1
	16	18	34	33,9804	4,15		28	34	62		3,8
	(16)	(20)	(36)		(0,016)		28	36	64		0,9
Cl	17	18	35	34,9805 tm	75,4	Cu	29	34	63	62,9565	68
	17	20	37	36,9786	24,6		29	36	65	64,9551	32
A	18	18	36	35,9791	0,31	Zn	30	34	64	63,956	50,9

TABLOUL III (urmare)

Element	Z	A-Z	A	Masa	Abundența %	Element	Z	A-Z	A	Masa	Abundența %
Ga	30	36	66	65,952	27,3	Ru	44	52	96	95,945	5
	30	37	67		3,9		(44)	(54)	(98)		urme
	30	38	68	67,956	17,4		44	55	99	98,943	12
	30	40	70	69,954	0,5		44	56	100		14
Ge	31	38	69	68,955	61,2	Rh	44	57	101		22
	31	40	71	70,953	38,8		44	58	102		30
	32	38	70		21,2		44	60	104		17
	32	40	72		27,3		45	58	103	102,945	100
As	32	41	73		7,9	Pd	46	56	102		0,8
	32	42	74		37,1		46	58	104	103,946	9,3
	32	44	76		6,5		46	59	105	104,945	22,6
	33	42	75		100		46	60	106	105,945	27,2
Se	34	40	74		0,9	Ag	46	62	108	107,943	26,8
	34	42	76		9,5		46	64	110	109,942	13,5
	34	43	77		8,3		47	60	107	106,948	52,5
	34	44	78		24,0		47	62	109	108,947	47,5
Br	34	46	80		48,0	Cd	48	58	106		1,4
	34	48	82		9,3		48	60	108		1,0
	35	44	79		50,6		48	62	110		12,8
	35	46	81		49,4		48	63	111		13,0
Kr	36	42	78		0,35	In	48	64	112		24,2
	36	44	80		2,01		48	65	113d	←	12,3 d
	36	46	82		11,53		48	66	114	←	28,0
	36	47	83		11,53		48	68	116	←	7,3
Rb	36	48	84		57,11	Sn	49	64	113d	←	4,5 d
	36	50	86		17,47		49	66	115d	←	95,5 d
	37	48	85		72,8		50	62	112		1,1
	37	50	87*		27,2*		50	64	114		0,8
Sr	38	46	84		0,56	Sb	50	65	115d	←	0,4 d
	38	48	86		9,86		50	66	116	115,942	15,5
	38	49	87		7,02		50	67	117		9,1
	38	50	88		82,56		50	68	118	117,943	22,5
Y	39	50	89		100	Te	50	69	119	118,943	9,8
	40	50	90		48		50	70	120	119,943	28,5
	40	51	91		11,5		50	72	122		5,5
	40	52	92		22		50	74	124		6,8
Zr	40	54	94		17	Sb	51	70	121		56
	40	56	96		1,5		51	72	123d	←	44 d
	41	52	93		100		52	68	120		urme
	42	50	92		15,5		52	70	122		2,9
Nb	42	52	94		8,7	Te	52	71	123d	←	1,6 d
	42	53	95	94,945	16,3		52	72	124		4,5
	42	54	96	95,946	16,8		52	73	125		6,0
	42	55	97	96,945	8,7		52	74	126		19,0
Mo	42	56	98	97,944	25,4	I	52	76	128		32,8
	42	58	100	99,942	8,6		52	78	130		33,1
	43	—	—	—	—		53	74	127		100
Ms	43	—	—	—	—		53	74	127		100

TABLOUL III (urmare)

Element	Z	A—Z	A	Masa	Abundencia %	Element	Z	A—Z	A	Masa	Abundencia %
Xe	54	70	124	128,946	0,094	Tb	65	94	159		100
	54	72	126		0,088	Dy	66	92	158		0,1
	54	74	128		1,90	66	94	160	1,5		
	54	75	129		26,23	66	95	161	22		
	54	76	130	4,07	66	96	162	24			
	54	77	131	21,17	66	97	163	24			
	54	78	132	131,946	26,96	66	98	164	28		
	54	80	134	10,54	Ho	67	98	165	100		
Cs	54	82	136	8,95	Er	68	94	162	0,25		
	55	78	133	100	68	96	164	2			
	Ba	56	74	130	0,101	68	98	166	35		
	56	76	132	0,097	68	99	167	24			
	56	78	134	2,42	68	100	168	29			
	56	79	135	6,6	68	102	170	10			
	56	80	136	7,8	Tm	69	100	169	100		
	56	81	137	11,3	Yb	70	98	168	0,25		
La	56	82	138	71,7	70	100	170	2			
	57	82	139	100	70	101	171	9			
	Ce	58	78	136	urme	70	102	172	23		
	58	80	138	urme	70	103	173	17			
	58	82	140	89	70	104	174	37			
	58	84	142	11	70	106	176	12			
	Pr	59	82	141	100	Lu	71	104	175	97,5	
	Nd	60	82	142	25,95	71	105	176*	2,5 *		
Pr	60	83	143	13,0	Hf	72	102	174	0,3		
	60	84	144	22,6	72	104	176	5			
	60	85	145	9,2	72	105	177	19			
	60	86	146	16,5	72	106	178	28			
	60	88	148	6,8	72	107	179	18			
	60	90	150	5,95	72	108	180	30			
	Il	61	—	—	—	Ta	73	108	181	100	
	Sm	62	82	144	3	W	74	106	180	0,2	
Eu	62	85	147	7	74	108	182	22,6			
	62	86	148*	14 *	74	109	183	17,3			
	62	87	149	15	74	110	184	30,1			
	62	88	150	5	74	112	186	29,8			
	62	90	152	26	Re	75	110	185	38,2		
	62	92	154	20	75	112	187d	61,8 d			
	Eu	63	89	151	50,6	Os	76	108	184	0,018	
	63	90	153	49,4	76	110	186	1,59			
Gd	64	88	152	0,2	76	111	187d	1,64d			
	64	90	154	1,5	76	112	188	188,037			
	64	91	155	21	76	113	189	13,3			
	64	92	156	22	76	114	190	16,2			
	64	93	157	17	76	116	192	190,038			
	64	94	158	22	Ir	77	114	191	26,4		
	64	96	160	16	77	116	193	192,038	40,9		
								191,040	38,5		
							193,041	61,5			

TABLOUL III (urmare)

Element	Z	A—Z	A	Masa	Abundența %	Element	Z	A—Z	A	Masa	Abundența %
Pt	78	114	192		0,8	Tl	80	124	204		6,72
	78	116	194	194,040	30,2		81	122	203	203,050	29,1
	78	117	195	195,040	35,2		81	124	205	205,050	70,9
	78	118	196	196,039	26,6	Pb	82	122	204	204,058	1,5
	78	120	198	198,044	7,2		82	124	206		23,5
Au	79	118	197	197,039	100		82	125	207		22,7
Hg	80	116	196		0,15		82	126	208	208,057	52,3
	80	118	198		10,11	Bi	83	126	209	209,055	100
	80	119	199		17,03	Th	90	142	232*	232,119	100 *
	80	120	200		23,26	U	92	142	234*		0,006*
	80	121	201		13,17		92	143	235*	235,125	0,720*
	80	122	202		29,56		92	146	238*	238,132	99,274*

în clipa emiterii lor, prin transformarea unui neutron în proton ¹⁾).

19. Statistica izotopilor

Dacă se privește atent tabloul III al izotopilor existenți și se cercetează și răspândirea lor în natură, se pot face multe observații interesante.

În primul rând, afară de protonul însuși și de izotopul ³He, nu există niciun nucleu cu $Z > A/2$. În imaginea clădirii din protoni și neutroni, aceasta înseamnă că nu există în natură, afară de excepțiile amintite, niciun nucleu în care să intre mai mulți protoni decât neutroni.

Izotopii cu greutate atomică pară ale elementelor ușoare satisfac relația $Z = A/2$ până la ¹⁶O inclusiv. Prima excepție este izotopul rar ¹⁸O. Dacă se ține seama numai de izotopul cel mai răspândit al fiecărui element, relația $Z = A/2$ pentru

¹⁾ Cf. III, cap. I și III. Imposibilitatea existenței electronului în nucleu derivă din dimensiunile prea reduse ale nucleului, din masa prea mică a electronului, din valorile prea reduse ale defectului de masă și din principiile fundamentale ale Mecanicii cuantice (relația de nedeterminare).

A par este satisfăcută până la $^{32}_{16}\text{S}$ inclusiv. Prima excepție este a argonului, al cărui izotop $^{36}_{18}\text{Ar}$ este mai puțin răspândit decât $^{40}_{18}\text{Ar}$. Nucleii ușori au deci tendința să cuprindă un număr egal de protoni și neutroni. Dimpotrivă, în nucleii grei neutronii sunt întotdeauna mai numeroși decât protonii. Raportul Z/A , egal cu 0,50 pentru nucleii ușori, scade cu încetul pe măsură ce crește masa atomică, și ajunge la 0,39 pentru uraniu.

Elementele cu număr atomic par au de regulă isotopi mult mai numeroși decât cei cu număr atomic impar. Există vreo 220 isotopi stabili cu Z par și numai vreo 60 cu Z impar. Niciun element cu Z impar nu are mai mult de doi isotopi stabili ¹⁾. Dintre isotopii cu Z par, peste 160 au pe A par și numai vreo 55 pe A impar. Dintre cei cu Z impar, numai 4 isotopi stabili au pe A par, și anume ^2_1H , ^3_6Li , $^{10}_5\text{B}$, $^{14}_7\text{N}$; dintre aceștia, ^2_1H e foarte rar iar ^6_3Li și $^{10}_5\text{B}$ sunt mai puțin răspândiți decât isotopii lor respectivi ^7_3Li și $^{11}_5\text{B}$. Se mai cunosc în natură și doi isotopi *nestabili* cu Z impar și A par; aceștia sunt $^{40}_{19}\text{K}$ și $^{176}_{71}\text{Lu}$ (cf. § 44).

Un nucleu dat conține Z protoni și $A-Z$ neutroni. Din cele de mai sus rezultă că cei mai numeroși nuclei, peste 160, sunt alcătuiți din numere pare de protoni și neutroni; printre ei sunt isotopii cei mai abundenți ai elementelor celor mai răspândite în natură (O , Si , Ca , Fe). Un număr mai redus de isotopi, vreo 110, au numai pe unul din constituenți în număr par, celălalt fiind în număr impar. În sfârșit, numai patru isotopi stabili, dintre cari numai unul ($^{14}_7\text{N}$) ceva mai răspândit în natură, au atât protonii cât și neutronii lor constitutivi în număr impar. Din toate acestea putem deduce că particulele constitutive ale nucleilor au o vădită tendință de împerechere.

Toate numerele de masă dela 1 la 209 sunt ocupate de isotopi stabili, afară poate de numerile 5 și 8, reprezentate de ^5_3He și ^8_4Be . Intr'adevăr, acești doi isotopi sunt cunoscuți numai din rezultatele transmutărilor artificiale și nu se știe

¹⁾ Dacă izotopul ^3_1H ar fi stabil, hidrogenul ar face excepție dela această regulă.

până azi cu siguranță dacă sunt stabili sau nu¹⁾. Unele numere de masă sunt ocupate de câte doi isotopi, cu numere atomice diferite, cari se numesc atunci *isobari*. Prima pereche de isobari ar fi ${}^3_1\text{H}$ și ${}^3_2\text{He}$, dacă ${}^3_1\text{H}$ ar fi stabil²⁾. Ar urma ${}^{36}_{16}\text{S}$ și ${}^{36}_{18}\text{Ar}$, dacă se confirmă existența isotopului rar ${}^{36}_{16}\text{S}$, apoi ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ și ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ (cărora se adaugă isotopul nestabil cu viață foarte lungă ${}^{40}_{19}\text{K}$) și alte perechi, în total vreo 60. Există și patru tripleți, pentru numerele de masă 96 (*Zr, Mo, Ru*), 124 (*Sn, Te, Xe*), 130 (*Te, Xe, Ba*) și 136 (*Xe, Ba, Ce*)³⁾. De obicei, isobarele au numere atomice care diferă cu două unități (regula lui *M a t t a u c h*). Perechile de isobare indiscutabile cu numere consecutive sunt numai patru, și anume ${}^{113}_{48}\text{Cd}$ și ${}^{113}_{49}\text{In}$; ${}^{115}_{49}\text{In}$ și ${}^{115}_{50}\text{Sn}$; ${}^{123}_{51}\text{Sb}$ și ${}^{123}_{52}\text{Te}$; ${}^{187}_{75}\text{Re}$ și ${}^{187}_{76}\text{Os}$.

20. Baza greutăților atomice. Scara fizică și scara chimică

Prin descoperirea isotopilor oxigenului se pune o nouă problemă, aceea a bazei greutăților atomice. Intr'adevăr, pentru scara maselor relative ale atomilor, chimiștii aleseseră ca bază atomul neutru de oxigen, punând prin definiție masa acestuia egală cu 16. În primele lucrări asupra isotopiei, se alesese ca bază isotopul 16 al oxigenului, în credința că scara astfel definită e identică cu a chimiștilor.

În 1929 însă, *Giauque și Johnston*⁴⁾ descoperă pe cale spectroscopică (cf. § 23 e) existența unor isotopi ${}^{17}\text{O}$ și ${}^{18}\text{O}$. În anii următori se fac numeroase cercetări pentru determinarea proporțiilor în care se găsesc în natură acești noi isotopi. Cele mai precise dau ca valori medii de abundență

¹⁾ Pentru ${}^5_2\text{He}$, cf. *F. Joliot și I. Zlotowski, C. R.* **206**, 1256, 1938 și *P. Jensen, Zs. f. Phys.* **115**, 55, 1940. iar pentru ${}^8_4\text{Be}$, cf. *O. Laaff, Ann. der Phys.* **32**, 743, 1938.

²⁾ Stabilitatea isotopului ${}^3_2\text{He}$ pare foarte probabilă în urma descoperirii lui în heliul natural de către *Alvarez și Cornog (Phys. Rev.* **56**, 613, 1939). După aceiași autori, ${}^3_1\text{H}$ e nestabil.

³⁾ Se adaugă tripleții 40 (*A, K*, Ca*) și 176 (*Yb, Lu*, Hf*) care cuprind isotopii nestabili ${}^{40}_{19}\text{K}$ și ${}^{176}_{71}\text{Lu}$.

⁴⁾ *W. F. Giauque și H. L. Johnston, Nature*, **123**, 318 și 831, 1929.

$^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 510$ și $^{18}\text{O}/^{17}\text{O} = 5$, atât în mineralele pământeste cât și în meteorite¹⁾. Dacă se ia ca bază atomul neutru $^{16}\text{O} = 16,0000$, atunci amestecul isotopic de oxigeni din natură ar avea greutatea atomică 16,0047. Dacă se ia ca bază greutatea atomică medie a amestecului isotopic, acea a isotopului neutru ^{16}O ar fi 15,9953. Prima e scara întrebuințată de fizicienii cari studiază spectrele de masă, a doua e folosită de chimiști. Factorul de conversiune, cu compunerea încă nu foarte precis cunoscută a amestecului de oxigeni pe care am dat-o mai sus, este

$$(15) \quad \alpha = A_{\text{Fiz.}}/A_{\text{Chim.}} = 1,00027$$

Se vede că diferența este destul de mică. Totuși, cu precizia de astăzi în determinările spectrelor de masă, ea nu poate fi trecută cu vederea.

21. Defectul de masă

Cu începere din 1927, odată cu punerea în funcție al celui de al doilea spectrograf al lui Aston, măsurătorile de mase se fac din ce în ce mai precise. Se constată atunci că diferenții isotopi au într'adevăr greutatea atomice foarte apropiate de numerele întregi, dar care nu sunt totuși exact întregi. Diferențele nu sunt mari, de ordinul sutimilor sau miimilor, dar sunt totuși cu mult mai mari decât erorile experimentale cu puțință. Așa de pildă, dacă greutatea isotopului ^{16}O e luată prin definiție egală cu numărul întreg 16, greutatea atomului de hidrogen nu este exact 1, ci 1,00813. Diferența atinge aproape o sutime și fusese observată chiar dela începutul cercetărilor lui Aston. Din bilanțurile energetice ale experiențelor de transmutare²⁾ rezultă

¹⁾ Mecke și Childs, *Zs. f. Phys.* **80**, 237, 1933; S. H. Manian, H. C. Urey și W. Bleakney, *J. Amer. Chem. Soc.* **56**, 2609, 1934. Trebuie observat că M. Dole (*ibid.* **57**, 2731, 1935 și *J. Chem. Phys.* **4**, 778, 1936) găsește pentru oxigenul din aer o greutate atomică ceva mai mare decât pentru oxigenul din apă (cu $1,1 \cdot 10^{-4}$ unități atomice). Concentrația isotopului ^{18}O ar fi deci ceva mai mare în aer decât în apă (cf. și T. O. Jones și N. F. Hall, *J. Amer. Chem. Soc.* **59**, 259, 1937; J. A. Swartout și M. Dole, *ibid.* **61**, 2025, 1939).

²⁾ Cf. II, cap. V.

că și masa neutronului este ceva mai mare decât 1 și anume 1,00895. Dacă nucleul de oxigen ar fi alcătuit din 8 protoni și 8 neutroni ¹⁾, așa cum o cer numărul de masă și numărul atomic, ar trebui ca masa atomului neutru ¹⁶O să fie $8 + 1,00813 + 8 \times 1,00895 = 16,137$. Prin condensarea a 8 protoni și 8 neutroni într'un nucleu ¹⁶O se pierde deci masa atomică 0,137. Acest *defect de masă* se găsește, mai mic sau mai mare, la toți nucleii a căror masă a fost măsurată cu precizie. De pildă, atomul obișnuit de heliu ⁴He are masa 4,00384. Dacă nucleul ⁴He ar fi alcătuit din doi protoni și doi neutroni, ar trebui ca masa atomului să fie $2 \times 1,00813 + 2 \times 1,00895 = 4,0342$. Prin condensarea celor doi protoni și a celor doi neutroni s'a pierdut deci masa atomică 0,0304.

Măsurătorile de mase făcute în ultimii ani cu spectrografele cu dublă focalizare, a căror precizie trece de 10^{-5} , permit să se urmărească destul de bine defectul de masă în tot lungul scării greutăților atomice. Din motive de comoditate, nu se lucrează obișnuit cu defectul de masă față de proton și neutron ci cu diferența între masa atomică exactă și numărul întreg cel mai apropiat (numărul de masă), în scara fizică a greutăților atomice în care ¹⁶O = 16 și ¹H = 1,00813. Vom numi această diferență *efect de condensare* (packing effect după terminologia lui Aston). Fig. 19 arată mersul efectului de condensare în funcție de masa atomică pentru nucleii cu $A < 40$, regiune în care măsurătorile sunt foarte precise și pot fi verificate prin bilanțurile de energie ale transmutărilor artificiale ²⁾. Se vede că curba $\Delta A (A)$ are un mers periodic cu minime adânci pentru A multiplu de 4 și anume pentru ⁴He, ⁸Be, ¹²C, ¹⁶O, ²⁰Ne.

¹⁾ Nucleul de oxigen este alcătuit din opt protoni și opt neutroni. Atomul de oxigen mai cuprinde și opt electroni periferici. Greutatea 1,00813 este a atomului de hidrogen, adică a unui proton plus un electron periferic. Greutatea calculată mai sus este deci într'adevăr a atomului de oxigen. Procedul este general, un atom cu număr atomic Z având Z protoni în nucleu și Z electroni periferici, deci Z atomi compleți de hidrogen.

Dacă nucleul ¹⁶O ar fi alcătuit din 16 protoni și 8 electroni, așa cum se credea acum câțiva ani, masa atomului ¹⁶O ar fi trebuit să fie $16 \times 1,00813 = 16,130$. Defectul de masă ar fi fost aproape același.

²⁾ Cf. II, cap. II. și urm.

Minimele sunt din ce în ce mai puțin adânci pe măsură ce A crește și pentru $A > 24$ curba nu mai are decât mici oscilații. Efectul de condensare este la început pozitiv, se anulează în dreptul oxigenului și neonului și devine apoi negativ. El scade mereu până în dreptul argintului ($\Delta A = -0,053$) paladiului ($-0,058$) și staniului ($-0,06$) dar crește apoi din nou și devine pozitiv pentru $A > 170$. În domeniul elemen-

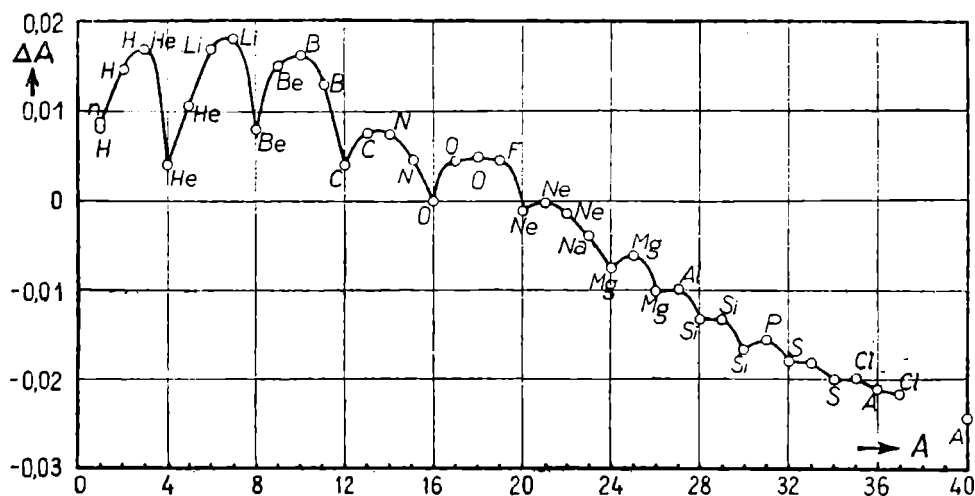


Fig. 19. — Efectul de condensare al elementelor ușoare

telor grele avem, după ultimele determinări ale lui Dempster¹⁾, $\Delta A = +0,039$ pentru ^{197}Au , $0,119$ pentru ^{232}Th , $0,125$ pentru ^{235}U și $0,132$ pentru ^{238}U .

De fapt, curba efectului de condensare absolut nu e bine definită în domeniul maselor mari. Într'adevăr, greșelile experimentale posibile cu spectografele de masă sunt aproximativ proporționale cu masa. Ele sunt deci în cazul uraniului sau toriului de vreo 200 ori mai mari decât în cazul hidrogenului. Pentru a construi o curbă corectă, de-a-lungul căreia eroarea experimentală să fie aproximativ constantă, Aston împarte efectul de condensare cu numărul de masă și studiază variația acestui efect relativ pe care îl numește *fracțiune de condensare* (packing fraction). Curba din fig. 20 reprezintă variația fracțiunii de condensare în funcție de A

¹⁾ A. J. Dempster, *Phys. Rev.* **53**, 64 și 869, 1938.

după ultimele rezultate obținute cu spectrografele cu dublă focalizare¹⁾. În regiunea maselor mici, se observă periodicitățile de care am vorbit mai sus. În regiunea maselor mari, curba se sprijină pe ultimele rezultate ale lui Dempster (*loc. cit.*). Se observă anumite schimbări în panta curbei, schimbări care pot da loc la interpretări interesante (cf. § urm.).

22. Defectul de masă și stabilitatea nucleilor

La prima vedere, existența unui defect de masă pare greu de explicat în cadrul imaginii unui nucleu clădit din protoni și neutroni. Această nerespectare aparentă a principiului conservării materiei își găsește totuși deslușirea firească în cadrul principiului mai general al echivalenței între masă și energie. Acest principiu se exprimă prin relația lui Einstein

$$(16) \quad mc^2 = W,$$

unde W este energia « internă » care se liberează prin distrugerea masei m , iar c este viteza luminii. Defectul de masă se explică atunci foarte ușor. Într'adevăr, experiența ne arată că nucleul este o clădire extrem de stabilă. E deci firesc să presupunem că particulele care îl alcătuiesc au o energie de legătură foarte mare. Ca să întrebuițăm o comparație datorită lui Weizsäcker, « cărămizile » din care e făcut nucleul trebuie să fie legate printr'un « ciment » foarte solid. Acest ciment, această energie de legătură, este tocmai originea defectului de masă. Într'adevăr, dacă presupunem că cei Z protoni și cei $A-Z$ neutroni se împreunează spre a alcătui nucleul cu număr atomic Z și număr de masă A , acest nucleu va elibera energia lui de legătură W , echiva-

¹⁾ K. T. Bainbridge și E. B. Jordan, *Phys. Rev.* **51**, 385, 1937; alte rezultate ale lui Bainbridge și Jordan sunt date de H. A. Bethe și M. S. Livingston în *Rev. Mod. Phys.* **9**, 368—70, 1937; F. W. Aston, *Proc. Roy. Soc.* **163**, 391, 1937; A. J. Dempster, *Phys. Rev.* **53**, 64 și 869, 1938; K. T. Bainbridge, *Phys. Rev.* **53**, 922, 1938; J. Mattauch, *Phys. Zs.* **39**, 892, 1938; A. C. Graves, *Phys. Rev.* **55**, 863, 1939. Cf. și raportul lui O. Hahn, S. Flügge și J. Mattauch în *Phys. Zs.* **41**, 1, 1940.

lentă în virtutea ecuației generale (16) cu o anumită masă care se va pierde. Invers, dacă vrem să desfacem un nucleu A , Z în particulele lui constitutive, va trebui să-i restituim înainte de toate energia de legătură, pentru a reface masa pierdută la creare adică defectul de masă. Acesta din urmă măsoară deci direct stabilitatea nucleului. Dacă introducem în ecuația generală (16) expresia defectului de masă, vom putea calcula energia de legătură a clădirii nucleare. Energia aceasta va fi, pentru un singur nucleu

$$(17) \text{ ergi } W = \frac{c^2}{N} [0,00813 \cdot Z + 0,00895 (A - Z) - \Delta A]$$

N fiind numărul lui A v o g a d r o iar ΔA efectul de condensare definit mai sus. În loc de ergi, putem exprima pe W , așa cum se face de obicei în Fizica atomică, în electron volți¹⁾. Vom avea în acest caz

$$e\text{-volți } W = \frac{10^{-7} c^2}{\alpha F} [0,00813 \cdot Z + 0,00895 (A - Z) - \Delta A]$$

unde $F = 96489$ este valoarea echivalentului lui F a r a d a y eN , exprimat în coulombi absoluți, iar α este factorul de transformare din scara chimică în scara fizică dată de (15). Înlocuind și pe c prin valoarea lui numerică $2,99776 \cdot 10^{10}$ cm/s. obținem

$$(18) e\text{-volți } W = 0,9311 \cdot 10^9 [0,00813 \cdot Z + 0,00895 (A - Z) - \Delta A]$$

Să dăm câteva exemple. Să unim de pildă un proton și un neutron pentru alcătuirea unui deuteron²⁾ (nucleu de hidrogen greu 2_1H). Obținem

$$W({}^2_1H) = 0,931 \cdot 10^9 (0,00813 + 0,00895 - 0,01473) = 2,19 \cdot 10^6 eV$$

¹⁾ Un electron-volt este energia W_0 pe care o capătă sarcina elementară e parcurgând o diferență de potențial de un volt. Dacă W_0 este exprimat în jouli, $W_0 = e$, e fiind exprimat în coulombi. Dacă W_0 este exprimat în ergi, $W_0 = 10^7 \cdot e = 1,601 \cdot 10^{-12}$ ergi. Valorile numerice ale energiei unui fenomen elementar exprimat în electroni volți sunt independente de valoarea sarcinei elementare e și a numărului lui Avogadro N . Ele nu depind decât de produsul $eN = F$, cunoscut cu foarte mare precizie din determinări electrolitice.

²⁾ Dela δευτερον = al doilea. S'au folosit și numirile de *deuton* și *diplon*. Gazul hidrogen greu 2H_2 se numește *deuteriu*.

Se vede că energie de legătură a deuteronului nu este așa de mare și că ea e accesibilă mijloacelor experimentale de astăzi¹⁾. Dacă unim însă doi protoni și doi neutroni pentru alcătuirea unui nucleu ${}^4_2\text{He}$, adică a unei particule α , am văzut că se pierde 0,0304 unități de masă sau 28,3 milioane de volți. Particula α este deci foarte stabilă și niciunul din mijloacele noastre actuale nu o poate desface. Chiar dacă am încerca să desintegrăm particula α în trepte, operația ar fi încă cu neputință. Intr'adevăr, am putea de pildă să încercăm să scoatem un proton din ea, transformând-o în ${}^3_1\text{H}$. Diferența de masă între cele două particule este ${}^4\text{He} - {}^3\text{H} = 4,0038 - 3,0170 = 0,9868$. Pentru a completa masa protonului, ar trebui să mai cheltuim o energie echivalentă cu 0,0213 unități atomice sau 19,8 milioane de volți. Dacă am încerca transformarea ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}$ prin extragerea unui neutron, am găsi printr'un calcul asemănător că energia necesară ar fi de $20,5 \cdot 10^6 \text{ eV}$. Transformarea ${}^4\text{He} \rightarrow {}^2\text{H}$ ar cere și ea $23,8 \cdot 10^6 \text{ eV}$. Stabilitatea particulei α este atât de mare încât ea poate fi privită pentru multe probleme ca un fel de subunitate în clădirea nucleilor mai grei (cf. de pildă § 45, teoria lui Gamow).

În legătură cu mersul fracțiunii de condensare în funcție de A se poate face o observație interesantă. Se vede că $\Delta A/A$ este, dela ${}^{12}\text{C}$ în sus, mai mic de o miime. Aceasta înseamnă că în interiorul tuturor nucleilor dela carbon în sus, particulele constitutive, protoni și neutroni, au masa mijlocie $1,000 \pm 0,001$. Diferența între această valoare și masele respective 1,008 și 1,009, afară din nucleu se pierde sub formă de energie medie de legătură pentru fiecare proton sau neutron din nucleu. Energia medie de legătură a unui proton sau a unui neutron față de restul clădirii nucleare este deci de vreo 8 milioane de volți și este aproape constantă oricare ar fi nucleul, cu excepția celor mai ușori. Cu alte cuvinte, energia totală de legătură a tuturor parti-

¹⁾ De fapt, dezintegrarea deuteronului s'a și realizat. Determinarea directă a lui W (${}^2_1\text{H}$) este data experimentală cea mai exactă din care se poate deduce masa neutronului (cf. II, cap. IV, efectul fotonuclear).

culelor constitutive ale unui nucleu este proporțională cu numărul lor. Această observație are o foarte mare însemnătate din punctul de vedere al teoriilor nucleare¹⁾.

Diferența de masă între doi atomi cu numere de masă vecine, isotopi sau nu, nu atinge nicăeri în tabloul lui Mendeleiev valoarea 1,008. O desintegrare spontană, fără aport străin de energie, a unui nucleu mai greu într'unul mai ușor cu emiterea unui proton cu masa 1,008 sau a unui neutron cu masa 1,009 este deci cu neputință. Nu poate exista radioactivitate cu emisie de protoni sau de neutroni. Din motive asemănătoare, nu pot exista nici desintegrări spontane cu emisie de deuteroni sau de particule ${}^3_1\text{H}$ și ${}^3_2\text{He}$. Dimpotrivă, desintegrarea cu emiterea unei particule α nu este exclusă *a priori* în anumite regiuni ale tabloului lui Mendeleiev. Mai precis, această desintegrare este cu putință dacă diferența de masă între doi atomi A_Z și ${}^{A-4}_{Z-2}$ este mai mică decât 4,00384, deci în regiunile tabloului lui Mendeleiev unde derivata mijlocie $d\Delta A/dA$ a curbei efectului de condensare este pozitivă și mai mare decât $0,0384/4=0,00096$. Se vede din fig. 20²⁾ că pentru $209 < A < 238$, între bismut și uraniu, valoarea mijlocie a derivatei este $A \cdot d(\Delta A/A)/dA = 0,003$. În această regiune se află radioelementele naturale care emit raze α . În fig. 20 s'au așezat și punctele reprezentative ale acestor radioelemente, calculându-se masele lor din acelea ale uraniului și toriului prin scăderea masei și echivalentului energiei cinetice a particulelor α emise. Se observă în jurul lui $A = 220$ o schimbare de pantă care corespunde cu o împărțire a radioelementelor în două clase; în dreapta sunt cele cu viață medie lungă și care emit particule α cu energie mică (cf. § 37) iar în stânga, cu $209 < A < 220$, cele cu viață medie scurtă, care emit particule α cu energie mare. Pentru $180 < A < 209$, între tungsten și bismut, $A \cdot d(\Delta A/A)/dA = 0,0007$. În această regiune nu este cu putință o desintegrare cu emisie α . Se explică astfel de ce filiația celor trei familii radioactive se

¹⁾ Cf. III, cap. I și II.

²⁾ A. J. Dempster, *Phys. Rev.* **53**, 869, 1938.

oprește în dreptul plumbului. În regiunea $130 < A < 180$, care corespunde pământurilor rare, derivata mijlocie a defectului de masă este 0,0015. Desintegrarea α este din nou cu puțință. De fapt se și cunoaște în această regiune un nucleu, izotop al samariului, care se desface spontan cu emiteria unei particule α (cf. § 44).

23. Efectul isotopic de masă în spectrele atomice

Existența izotopilor se poate pune în evidență și prin efectele lor asupra spectrelor optice atomice și moleculare. Efectul de masă în spectrele atomice este cel mai simplu dintre aceste efecte isotopice. El a dus la descoperirea deuteriului.

Frecvența unei linii spectrale emise de un atom este dată de diferența a doi termeni corespunzând respectiv stărilor energetice ale atomului înainte și după emisie. Forma analitică a acestor termeni sub forma lor cea mai simplă este dată de formulele lui Bohr (cf. § 8). În orice caz, această formă analitică conține masa m a electronului, masă care trebuie înlocuită cu masa redusă $mM/(m + M)$ ($M = m_{\text{ssa}}$ nucleului) dacă se ține seama și de mișcarea nucleului în jurul centrului de greutate al atomului. În cazul hidrogenului atomic, de pildă, formulele lui Bohr dau expresia exactă a termenilor energetici. Introducând și masa redusă, expresia care dă frecvența ν a liniilor spectrale va fi

$$(19) \quad \frac{\nu}{c} = \frac{2 \pi^2 e^4 m}{h^3 \left(1 + \frac{m}{M}\right)} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

Ea conține masa nucleului în termenul corectiv dela numitor. Dacă hidrogenul analizat conține și hidrogen greu (deuteriu), atomii acestuia vor emite și ei linii spectrale, a căror frecvență va fi dată tot de (19). Termenul corectiv fiind de două ori mai mic, liniile deuteriului vor avea o frecvență ceva mai mare și vor întovărăși pe ale hidroge-

nului ca un fel de «sateliți». Diferența de frecvență între liniile corespunzătoare aceleiași tranziții va fi

$$\frac{\Delta\nu}{c} = \frac{\nu_d - \nu}{c} = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \left(\frac{1}{1 + \frac{m}{M_d}} - \frac{1}{1 + \frac{m}{M_h}} \right)$$

sau, în primă aproximație, proporțională cu frecvența însăși de care e vorba

$$\frac{\Delta\nu}{c} = \frac{\nu}{c} m \frac{M_d - M_h}{M_d M_h} = 0,00027 \frac{\nu}{c}.$$

În seria lui Balmer, diferențele de frecvență între satelitul datorit deuteriului și liniile hidrogenului obșnuit sunt¹⁾, respectiv, 4,16; 5,61; 6,29; 6,65; ... cm⁻¹, ceea ce corespunde unor diferențe de lungimi de undă cuprinse între 1 și 2 Å. În clișeu 1, pl. II sunt reproduse primele două linii din seria Balmer împreună cu sateliții lor, așa cum au fost descoperiți de Urey și colaboratorii săi în hidrogenul natural²⁾. Atribuirea acestor linii satelite deuteriului a fost confirmată de faptul că ele se făceau tot mai intense pe măsură ce creștea concentrarea deuteriului prin fracționarea hidrogenului examinat (cf. § 25). În spectrul deuteriului pur, liniile principale ale hidrogenului sunt ele înșile reduse la rolul de sateliți, corespunzători urmelor de ¹H rămase.

Sateliții datoriti acestui efect de masă al izotopilor rari au fost observați și în cazul litiului, ei fiind dați de ⁶Li pe lângă liniile principale ale ⁷Li. Teoria este mult mai complicată în cazul acesta, deoarece trebuie să se țină seama și de acțiunea celorlalți doi electroni periferici, acțiune care diferă puțin dela un izotop la altul. Calculele au putut fi făcute și corespund exact cu efectul experimental observat³⁾.

¹⁾ De obicei se exprimă frecvența nu în număr de vibrații pe sec. ν ci în număr de unde pe cm. $\nu/c = 1/\lambda$. Aceasta deoarece lungimea de undă λ e dată direct de experiență cu foarte mare precizie (până la 10⁻⁷), pe când ν se calculează împărțind prin λ viteza luminii c , care e mult mai puțin bine cunoscută ($\sim 10^{-5}$).

²⁾ H. C. Urey, F. G. Brickwedde și G. M. Murphy, *Phys. Rev.* **40**, 1, 1932.

³⁾ D. Hughes și C. Eckart, *Phys. Rev.* **36**, 694, 1930; Hughes, *ibid.* **38**, 857, 1931.

S'au găsit sateliți și pe lângă liniile borului, ei fiind dați de ^{10}B . O teorie satisfăcătoare s'a putut face și pentru acest caz ¹⁾.

Pentru atomii mai grei, diferențele de frecvență datorite efectului isotopic de masă devin prea mici și nu mai sunt observabile decât cu dispozitivele interferometrice folosite pentru studiul structurii hiperfine ²⁾. Pentru atomii cu $A > 100$, efectul de masă devine cu totul neobservabil, fiind acoperit de alte efecte isotopice (cf. § 31).

24. Efecte isotopice în spectrele moleculare

Banđele spectrale emise de molecule, și în special de cele diatomice, depind de masele atomilor lor constitutivi într'o măsură mult mai mare decât liniile spectrale ale atomilor de masa nucleului. Efectele isotopice sunt prin urmare mult mai mari în spectrele moleculelor. Ele au dus chiar la descoperirea mai multor isotopi rari, cum sunt de pildă ai carbonului, azotului și oxigenului. Nu vom vorbi aci decât de spectrele moleculelor diatomice, care sunt de fapt singurile ce au fost cercetate din punctul de vedere al efectelor isotopice.

Să considerăm o moleculă formată din doi atomi ai căror nuclei α , β sunt la distanța r unul de altul, centrul de greutate fiind la distanța r_α de α și la distanța r_β de β . Evident $r_\alpha + r_\beta = r$. Ca și în cazul spectrelor atomice, frecvențele bandelor emise de această moleculă sunt date de diferențele a doi termeni de energie cuantificată, conform relației $h\nu = W_i - W_j$. Molecula fiind alcătuită din cei doi nuclei α , β și din $Z_\alpha + Z_\beta$ electroni care gravitează în jurul lor, nivelele cuantificate se referă în parte la mișcarea electronilor în jurul nucleilor și în parte la mișcările nucleilor față de centrul lor de greutate.

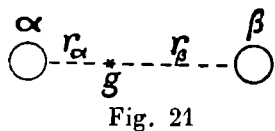


Fig. 21

¹⁾ S. M r o z o w s k i, *Zs. f. Phys.* **112**, 223, 1939; W. Opechowski și D. A. de Vries, *Physica*, **6**, 913, 1939.

²⁾ S'au găsit prin acest procedeu sateliți isotopici de masă pe lângă liniile argonului (^{36}Ar ; H. K o p f e r m a n n și H. K r ü g e r, *Zs. f. Phys.* **105**, 389, 1937).

Nivelele corespunzătoare mișcărilor nucleilor au energii mult mai mici decât cele electronice. Diferențele lor sunt și ele mult mai mici și corespund unor frecvențe mai joase; ele dau spectrul infraroșu al moleculei. Nivelele pot fi de rotație sau de vibrație. Intr'adevăr, molecula se poate roti în jurul axei $\alpha\beta$ sau în jurul unei axe perpendiculare și poate vibra în lungul axei $\alpha\beta$. Rotația în jurul axei $\alpha\beta$ dă energii foarte slabe ale căror cuantificări nu sunt observabile. Se observă numai cuantificarea rotației în jurul unei axe perpendiculare pe $\alpha\beta$, trecând prin centrul de greutate, și cuantificarea vibrației în lungul axei $\alpha\beta$. Energia de vibrație este de altminteri mult mai mare decât cea de rotație.

Cu o variație dată a cuantului de vibrație se pot combina toate variațiile posibile ale cuantului de rotație. Energiile de vibrație fiind mult mai mari decât cele de rotație, variația totală de energie a tranziției, deci frecvența liniei spectrale, va fi dată în primă aproximație de variația cuantului de vibrație; fiecare variație posibilă a cuantului de rotație nu va face decât să adauge sau să scadă un mic termen suplimentar diferit. Prin urmare, liniile spectrale corespunzătoare unei variații date a cuantului de vibrație și tuturor variațiilor posibile ale cuantului de rotație vor avea frecvențe destul de apropiate. Diferitele *linii de rotație* se vor grupa în ceea ce se numește o *bandă de vibrație*. Atât energiile de rotație cât și cele de vibrație depind de masele nucleilor α , β . Diferenții isotopi ai unui aceluiași element vor da deci linii diferite, ale căror intensități vor fi proporționale cu abundențele respective (cf. fig. 23).

Nivelele electronice corespund unor energii mai mari și diferențele lor dau frecvențe mai mari, situate de obicei în vizibil și ultraviolet. Energia electronică este mult mai mare decât cea de vibrație, întocmai cum aceasta din urmă este mult mai mare decât cea de rotație. Prin analogie, întocmai cum o bandă de vibrație este alcătuită din linii de rotație, o tranziție electronică dată va cuprinde un spectru întreg alcătuit dintr'un număr de bande de vibrație compuse fiecare din linii de rotație. Spectrul total al moleculei va fi alcătuit din două sau trei asemenea spectre parțiale,

corespunzând fiecare cu altă tranziție electronică¹⁾. Efectele isotopice se observă și în bandele de vibrație- rotație din spectrele electronice. Ele se studiază chiar mai ușor, intensitatea spectrelor fiind mai mare în vizibil și ultraviolet.

Pentru a studia mai exact efectele isotopice în spectrele moleculare, va trebui să cercetăm mai întâi condițiile de cuantificare ale energiilor de rotație și de vibrație²⁾.

a) *Nivelele de rotație.* Să considerăm molecula diatomică în spațiu, mobilă în jurul centrului ei de greutate luat ca origină și să lucrăm în coordonate polare. Parametrii independenți de care depinde sistemul vor fi cele două unghiuri θ , φ ce definesc poziția axei $\alpha\beta$. Molecula fiind rigidă și nefiind supusă niciunei forțe exterioare, energia ei potențială este nulă. Energia ei cinetică este, dacă însemnăm cu $\dot{\theta}$ și $\dot{\varphi}$ derivatele respective ale lui θ și φ în raport cu timpul,

$$T = \frac{M_{\alpha}}{2} (r_{\alpha}^2 \dot{\theta}^2 + r_{\alpha}^2 \sin^2 \theta \cdot \dot{\varphi}^2) + \frac{M_{\beta}}{2} (r_{\beta}^2 \dot{\theta}^2 + r_{\beta}^2 \sin^2 \theta \cdot \dot{\varphi}^2)$$

sau, dacă introducem momentul de inerție

$$I = M_{\alpha} r_{\alpha}^2 + M_{\beta} r_{\beta}^2 = \frac{M_{\alpha} M_{\beta}}{M_{\alpha} + M_{\beta}} r^2, \quad 2T = I (\dot{\theta}^2 + \sin^2 \theta \dot{\varphi}^2).$$

Conform metodelor generale, expresia laplacianului care trebuie introdusă în ecuația lui Schrödinger relativă la problema noastră se definește cu ajutorul coeficienților diferențialelor de ordinul al doilea în expresia elementului de arc în spațiul θ , φ . Acest element de arc fiind dat de

$$ds^2 = 2 T dt^2 = I (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

¹⁾ Primul din aceste spectre nu corespunde de fapt cu o tranziție, ci cu o stare electronică neschimbată (tranziția $0 \rightarrow 0$) și este alcătuit din bandele de vibrație- rotație pure din infraroșu. Al doilea corespunde cu prima tranziție electronică ($1 \rightarrow 0$) și se găsește de obicei în vizibil sau ultravioletul apropiat. Al treilea, ($2 \rightarrow 0$), dacă există, se află în ultravioletul depărtat. Uneori, dacă există spectrul ($2 \rightarrow 0$), se mai poate observa în ultravioletul mai apropiat un spectru foarte puțin intens dat de tranziția ($2 \rightarrow 1$). Spectrele următoare n'ar putea fi obținute decât prin excitarea moleculei pe nivele superioare a căror energie ar fi mai mare decât energia ei de legătură. Molecula s'ar disocia deci înainte de a putea emite sau absorbi spectrele de care e vorba.

²⁾ Teoriile date aci sunt simplificate, dar îndestulătoare pentru studiu efectelor isotopice. Pentru o teorie mai riguroasă, cf. de pildă W. Jevons, *Report on Band Spectra of diatomic Molecules*, Cambridge, University Press, 1932.

expresia laplacianului căutat este

$$\Delta \psi = \frac{1}{I \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \right],$$

iar ecuația lui Schrödinger relativă la problema noastră se scrie, E fiind energia totală,

$$(20) \quad \frac{1}{\sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \right] + \frac{8\pi^2 I E}{h^2} \psi = 0.$$

Sub această formă, ecuația lui Schrödinger este o ecuație cu derivate parțiale de un tip cunoscut, ale cărei integrale sunt funcțiile armonice sferice ale lui Laplace $S(\theta, \varphi)$. Acestea din urmă trebuie să fie continue și uniforme pe toată sfera de rază 1 pentru ca să poată reprezenta funcția de undă de rotație. Condiția nu e îndeplinită decât dacă coeficientul lui ψ din (20) e de forma

$$\frac{8\pi^2 I E}{h^2} = J(J + 1),$$

unde J este un număr întreg. Valorile cuantificate ale energiei se introduc astfel firesc și se scriu, dacă înlocuim pe I prin expresia sa și însemnăm cu μ masa redusă $M_\alpha M_\beta / (M_\alpha + M_\beta)$,

$$(21) \quad E_r = \frac{h^2}{8\pi^2 r^2 \mu} J(J + 1) = h B J(J + 1).$$

Energia de rotație e invers proporțională cu masa redusă a moleculei¹⁾. Frecvențele liniilor emise sau absorbite de moleculă când acesta își schimbă stările de rotație fiind date

¹⁾ Afară de cea a energiei, o quantificare interesantă este cea a momentului impulsului de rotație. Fie K acest moment, egal cu $M_\alpha r_\alpha v_\alpha + M_\beta r_\beta v_\beta$. Mișcarea moleculei fiind o rotație cu vitează unghiulară uniformă ω , se vede ușor că $v_\alpha / r_\alpha = v_\beta / r_\beta = \omega$. Ținând seama de expresia momentului de inerție se poate scrie $K = I \omega$ și, deoarece energia potențială e nulă și deci $E_r = T = \frac{1}{2} I \omega^2$, $K = \sqrt{2E_r I}$ sau, ținând seama de (21'), $K = \sqrt{J(J + 1)} \frac{h}{2\pi}$.

de diferențe de termeni de forma (21) vor fi și ele invers proporționale cu masa redusă μ ,

$$(22) \quad \nu_r = \frac{h}{8\pi^2 r^2 \mu} [J(J+1) - J'(J'+1)],$$

J, J' fiind numerele cuantice respective ale celor două nivele între cari se face tranziția. Tranzițiile efectiv observabile *nu* corespund cu toate combinațiile cu puțință între diferitele nivele luate două câte două. Se observă numai acele tranziții pentru care $J - J' = \pm 1$. Cu alte cuvinte, dacă cuantul de rotație al nivelului de plecare este J , cuantul de rotație al nivelului final nu poate fi decât $J + 1$ sau $J - 1$. Se zice că cuantul de rotație este supus unor *reguli de selecție*. Ținând seama de acestea, expresia frecvențelor de rotație devine

$$(23) \quad \nu_r = \frac{h}{8\pi^2 r^2 \mu} 2J = 2BJ.$$

Dacă unul din elementele α, β are mai mulți isotopi, liniile de rotația absorbite sau emise de moleculele conținând isotopi diferiți vor avea frecvențe diferite, masele reduse fiind ele înșile diferite. În locul unei singure linii, vom avea atâtea linii câți isotopi sunt, rapoartele lor de intensitate fiind identice cu acelea de abundență ale isotopilor respectivi. Deoarece r nu se schimbă decât foarte puțin dela o moleculă conținând isotopul α_I la o moleculă conținând isotopul α_{II} , raportul frecvențelor sateliților de linii datorite acestor molecule va depinde numai de masele reduse μ_I, μ_{II} și anume $\nu_{rI}/\nu_{rII} = \mu_{II}/\mu_I$ sau

$$(24) \quad \Delta\nu_r = \nu_{rII} - \nu_{rI} = (\rho^2 - 1) \nu_{rI}$$

dacă punem $\sqrt{\mu_I/\mu_{II}} = \rho$. Liniile de rotație *pure* se găsesc în infraroșul depărtat și nu au fost studiate din punct de vedere isotopic.

b) *Nivele de vibrație*. Dacă considerăm pe unul din cei doi nuclei, fie β , ca nemișcat în spațiu, și studiem mișcarea

celuilalt față de poziția lui de echilibru, așezată la distanța fixă r de β , ecuația bine cunoscută a mișcării vibratorii este¹⁾

$$(25) \quad \ddot{x} + 4 \pi^2 \omega^2 x = 0$$

unde $\ddot{x}$ este, după notația obișnuită, derivata a doua în raport cu timpul a elongației x , iar ω este frecvența vibrației. Energia potențială a acestei mișcări este $U = 2 \pi^2 \omega^2 M_\alpha x^2$. Dacă ținem seama și de mișcarea lui β față de centrul de greutate, se înlocuește, după o metodă generală în Mecanica rațională, masa M_α a nucleului α cu masa redusă $\mu = M_\alpha M_\beta / (M_\alpha + M_\beta)$ a sistemului. Expresia energiei potențiale devine atunci $U = 2 \pi^2 \omega^2 \mu x^2$, iar ecuația lui Schrödinger a sistemului se scrie

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{8 \pi^2 \mu}{h^2} (E - 2 \pi^2 \omega^2 \mu x^2) \psi = 0,$$

unde E este energia totală. Putem simplifica formal această ecuație punând

$$(26) \quad q = 2\pi x \sqrt{\mu \omega / h} \quad c = 2 E / h \omega,$$

ceea ce ne dă

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + (c - q^2) \psi = 0.$$

Această ecuație diferențială de ordinul II are o integrală generală căreia trebuie să-i impunem condiția să fie peste tot finită și continuă și să se anuleze la infinit, ceea ce nu se poate decât dacă c este un număr întreg impar $2\nu + 1$. A doua ecuație (26) ne dă atunci

$$(27) \quad E_\nu = \left(\nu + \frac{1}{2} \right) h \omega.$$

Se vede că energia totală este cuantificată. Frecvențele radiațiilor absorbite sau emise de molecule prin sau după excitarea nivelelor de vibrație vor fi date de diferențe de

¹⁾ Se admite că vibrație este armonică. Existența unor mici termeni de anarmonicitate nu schimbă nimic din punct de vedere isotopic (cf. mai jos).

termeni de forma (27) și vor fi deci egale cu frecvența însăși a vibrației sau cu multipli întregi ai acesteia,

$$(28) \quad \nu_\nu = (\nu - \nu') \omega.$$

Să presupunem că elementul α are mai mulți isotopi. Câmpurile de forță intranucleare nu depind decât de proprietățile electrice ale atomilor constitutivi. Ele sunt independente de masele atomilor și două molecule conținând isotopi diferiți ai unui același element vor avea câmpuri de forță interne identice. În particular, forțele de vibrație vor fi aceleași, $M_{\alpha I} \ddot{x} = M_{\alpha II} \ddot{x}_{II}$ și prin urmare $\mu_I \ddot{x}_I = \mu_{II} \ddot{x}_{II}$, iar în virtutea ecuației (25), $\mu_I \omega_I^2 = \mu_{II} \omega_{II}^2$. Frecvențele vibrațiilor sunt invers proporționale cu rădăcinile pătrate ale maselor reduse sau, cu notația (22),

$$(29) \quad \Delta \nu_\nu = \nu_{\nu II} - \nu_{\nu I} = (\rho - 1) \nu_{\nu I}.$$

Frecvențele de vibrație a moleculelor diatomice obișnuite se găsesc în infraroșul apropiat. Ele au fost studiate din punctul de vedere isotopic ca bande de vibrație- rotație.

c) *Bande de vibrație- rotație și efecte isotopice.* Energia de rotație este mult mai mică decât energia de vibrație, factorul fiind de ordinul 50—100 pentru moleculele obișnuite. Se poate deci considera, în primă aproximație, rotația ca o mică perturbație care se adaugă vibrației fără termeni de interacțiune. Energia totală de vibrație- rotație poate fi considerată atunci ca suma energiilor de vibrație și de rotație date respectiv de (21) și (27)

$$(30) \quad E = E_\nu + E_r = \left(V + \frac{1}{2} \right) h\omega + J(J+1)hB.$$

Unui quantum de vibrație dat pot corespunde toate valorile cuantului de rotație J . Fiecare nivel de energie de vibrație va fi astfel descompus într'un sistem de subnivele de vibrație- rotație (fig. 22).

Frecvențele liniilor de vibrație- rotație vor fi date de diferențele între nivele și anume

$$(31) \quad \nu = \nu_\nu \pm \nu_r = (\nu - \nu') \omega \pm 2BJ$$

Semnul $\pm$ arată că tranziția considerată poate fi compusă fie din tranziții parțiale cu același semn pentru ν_v și ν_r , fie din tranziții cu semne opuse. De pildă dacă e vorba de spectre de absorpție, unei absorpții a lui ν_v poate corespunde fie o absorpție, fie o emisie a lui ν_r . Frecvența rezultantă

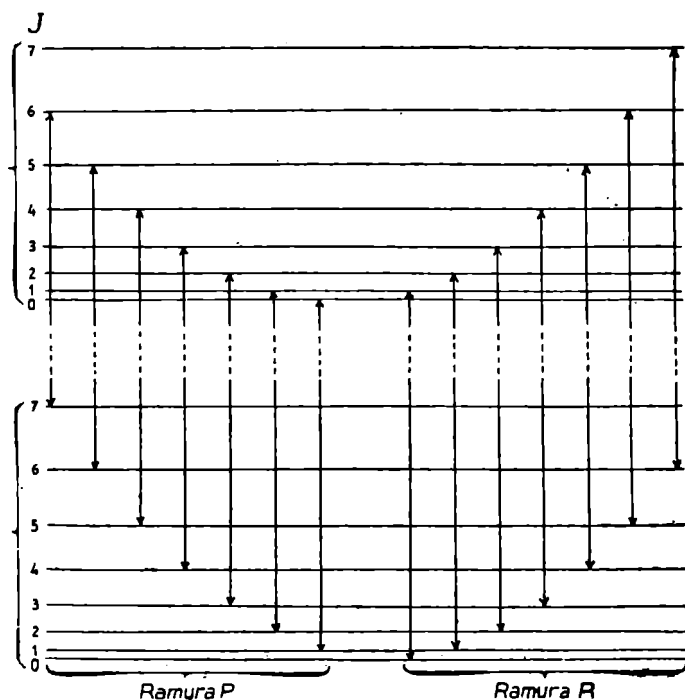


Fig. 22. — Structura de linii de rotație a unei bande de vibrație. Liniile sunt date de tranzițiile între diferitele subnivele de rotație ale celor două nivele de vibrație

de absorpție va putea fi astfel mai mare sau mai mică decât ν_v . Liniile de vibrație-rotatie corespunzând diferitelor valori ale lui J și cari alcătuiesc împreună *banda de vibrație-rotatie* se împart firesc în două clase, după cum avem deaface cu semnul $+$ sau cu semnul $-$ în (31). Cele corespunzătoare semnelui $+$ formează ramura zisă R iar cele corespunzătoare semnelui $-$ ramura zisă P . Linia de vibrație pură care ar corespunde cu $\nu = (\nu - \nu') \omega$ nu se observă în mod normal, deoarece ar corespunde cu tranziția interzisă $0 \rightarrow 0$

pentru J . Ea nu se observă decât în anumite cazuri particulare, când regula de selecție pentru J cade din pricina unor perturbații exterioare.

Dacă formula (30) ar fi riguroasă, intervalele de frecvență între liniile succesive de rotație ar fi constante. De fapt, termenii de interacțiune între rotație și vibrație strică această egalitate. Ei depărtează între ele liniile ramurei P și apropie dimpotrivă pe acelea ale ramurei R ¹⁾.

Efectul isotopic într'o bandă de vibrație-rotație se compune din suprapunerea efectului de vibrație dat de (29) și

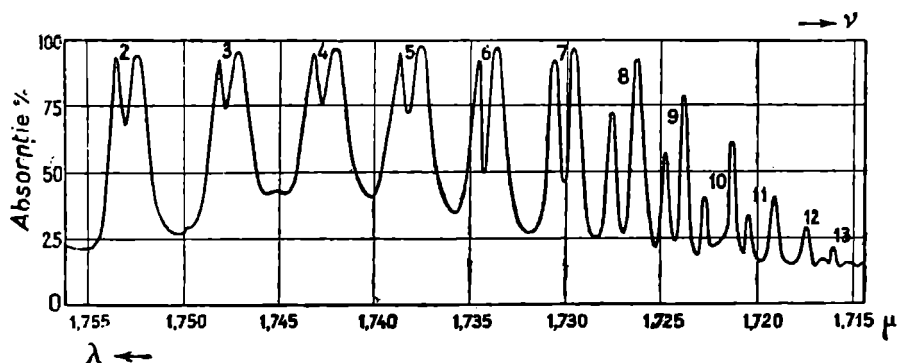


Fig. 23. — Ramura R a bandei (2,0) de vibrație-rotație a HCl, cu efectul isotopilor ^{35}Cl și ^{37}Cl (Hardy și Sutherland)

a efectului de rotație dat de (22). Efectul de vibrație este același pentru toate liniile de vibrație-rotație dintr'o bandă anumită (aceiași tranziție $\nu \rightarrow \nu'$), iar efectul de rotație crește cu J . Intervalul între sateliții isotopici crește deci cu numărul de ordine al liniei de vibrație-rotație considerate. Pentru determinările de precizie ale lui ρ ar trebui bine înțeles să se țină seama și de perturbațiile datorite termenilor de interacțiune între rotație și vibrație. De fapt, dacă numerele cuantice ale tranziției de vibrație ν și ν' sunt mici și dacă se consideră linii de rotație cu J mic, termenii de perturbație nu au nicio influență perceptibilă asupra efectului isotopic.

¹⁾ Termenii de interacțiune în expresia energiei provin pe de o parte din perturbarea energiei de rotație prin variația momentului de inerție I în timpul vibrației iar pe de altă parte din perturbarea forței de vibrație prin forța centrifugă de rotație, perturbare care introduce și termeni de anarmonicitate. Termenii de perturbație cresc cu ν și cu J^2 .

Experimental, bandele de vibrație- rotație se studiază mai cu seamă ca bande de absorpție, prin metodele obișnuite în infraroșu. Efectele isotopice au fost studiate mai cu seamă pentru molecula HCl , întâi ca efect al isotopilor 35 și 37 ai clorului și mai târziu ca efect al isotopilor hidrogenului. Efectul isotopilor clorului a fost descoperit către 1920¹⁾ și studiat apoi de numeroși autori pe măsură ce se îmbunătățeau metodele spectrografice în infraroșu. Fig. 23 ne arată o parte din ramura R a bandei de vibrație (2,0) a HCl , cu $\nu = 1,763 \mu$, așa cum a fost obținută cu un aparat foarte dispersiv de către Hardy și Sutherland²⁾. Separația celor doi sateliți corespunzători moleculelor $H^{35}Cl$ și $H^{37}Cl$ este foarte clară și creșterea separației cu numărul de ordine al liniei de rotație se observă destul de bine. Hardy, Barker și Dennison³⁾ au căutat și sistemul de bande de absorpție al moleculei 2HCl . Din pricina maselor foarte diferite ale atomilor 1H și 2H efectul isotopic este atât de mare încât bandele 2HCl sunt complet despărțite de ale 1HCl și formează sisteme de sine stătătoare. (Banda (2,0) de pildă se găsește la $2,5 \mu$ în loc de $1,76 \mu$). Studiul lor e mult îngreuiat din pricina rarității isotopului 2H . Bandele 2HCl n'au putut fi găsite și cercetate decât cu o celulă de absorpție de 7 m. lungime. Din valoarea lui $\Delta\nu$ față de 1HCl și ținând seama de toate corecțiile, se găsește $\rho = 0,51443$ deci $^2H = 2,0147$, valoare identică cu cea găsită prin spectrografia de mase.

e) *Spectrele electronice*. Energia internă totală a unei molecule se compune, după cum am spus-o mai sus, din energia electronică și din energiile de vibrație- rotație. Dacă termenii de interacțiune între aceste energii ar putea fi lăsați de o parte, am putea scrie

$$(32) \quad E = E_n + E_v + E_r,$$

¹⁾ Imes, *Astrophys. J.* **50**, 251, 1919; F. W. Loomis, *Nature*, **106**, 179, 1920; *Astrophys. J.* **52**, 248, 1920; A. Kratzer, *Zs. f. Phys.* **3**, 460, 1920 și **4**, 476, 1921.

²⁾ J. D. Hardy și G. B. Sutherland, *Phys. Rev.* **41**, 471, 1932. Cf. și G. Herzberg și J. Spinks, *Zs. f. Phys.* **89**, 474, 1934.

³⁾ J. D. Hardy, E. F. Barker și D. M. Dennison, *Phys. Rev.* **42**, 279, 1932.

energiile de vibrație și de rotație fiind date de expresiile respective (27) și (21). Diferențele între nivele ar fi de aceeași formă și frecvențele ar fi date la rândul lor de expresia

$$(33) \quad \nu = \nu_n + \nu_v + \nu_r$$

în care frecvențele de vibrație și de rotație ar fi date respectiv de ecuațiile (28) și (22). Termenii de interacțiune nu modifică forma generală a relațiilor (32) și (33). Fiecare nivel electronic E_n se desface în subnivele de vibrație iar fiecare subnivel de vibrație are la rândul lui o structură de nivele de rotație. Fiecare spectru electronic, corespunzând unei tranziții anumite, are o structură de bande de vibrație iar fiecare bandă de vibrație o structură de linii de rotație, alcătuind două ramuri, P și R .

Intervenția termenilor de interacțiune modifică însă expresia analitică a frecvențelor ν_v și ν_r , în special a acesteia din urmă. Intr'adevăr, momentul de inerție al moleculei are valori foarte diferite pentru două stări electronice deosebite și frecvența de rotație nu mai poate fi calculată prin formula (22). Dacă însemnăm respectiv cu B și B' valorile termenului $h/8\pi^2 r^2 \mu$ pentru cele două nivele *electronice* între care se face tranziția considerată, se deduce imediat din (21) și din regulile de selecție pentru J că frecvența de rotație ν_r care figurează în (33) este dată de

$$(34) \quad \nu_r = (B + B') M + (B - B') M^2$$

unde am pus $M = J$ pentru $J > 0$ și $M = -J$ pentru $J < 0$. Existența unei relații parabolice între ν_r și J (parabola lui *F o r t r a t*), în locul celei lineare (23), schimbă înfățișarea bandelor de vibrație-rotatie din spectrele electronice față de acelea observate în infraroșu. În loc să fie alcătuite din două ramuri mai mult sau mai puțin simetrice față de $\nu_0 = \nu_n + \nu_v$, bandele de vibrație-rotatie din spectrele electronice sunt alcătuite după cum o arată fig. 24, în care se deduce înfățișarea spectrală din arcurile de parabolă $\nu_r(J)$ date de (34). Una din ramuri, R dacă $B > B'$ și P dacă $B < B'$, nu se depărtează decât până la o anumită limită, numită capul bandei, dela care se întoarce înapoi spre ν_0 . În spectru,

deoarece intensitatea liniilor scade cu J pentru valorile mari ale acestuia, liniile ramurii întoarse (P în cazul fig. 24) se deosebesc de celelalte prin intensitatea lor mai redusă în regiunea unde cele două ramuri se suprapun. Pentru unele tipuri de molecule există în bandele de vibrație- rotație și o a treia ramură, zisă Q , care corespunde cu $J - J' = 0$ și

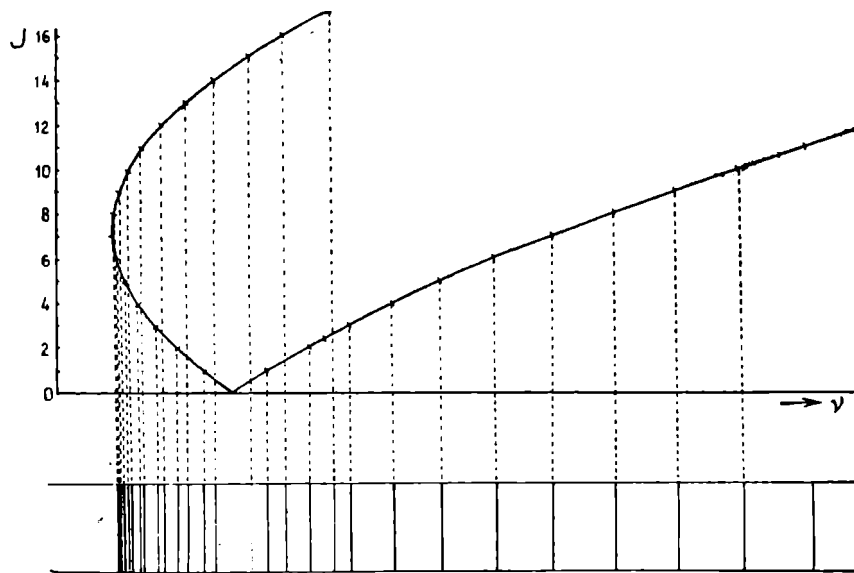


Fig. 24. — Parabola lui Fortrat și liniile de rotație-vibrație dintr'un spectru electronic

ale cărei linii, la J egal, se află între acelea ale ramurii R și acelea ale ramurii P .

Termenii de perturbație între energia electronică și cea de vibrație nu schimbă nimic esențial în înfățișarea bandelor și nici în efectele isotopice. Spectrele electronice cu structura lor de bande de rotație-vibrație se găsesc pentru moleculele obișnuite în vizibil și ultraviolet. Ele se cercetează prin metodele spectrografice obișnuite, în general ca spectre de emisie. Din punctul de vedere al efectelor isotopice se studiază mai cu seamă primul spectru electronic, care corespunde tranziției $1 \rightarrow 0$.

Efectele isotopice în spectrele electronice se compun din suprapunerea efectelor parțiale asupra celor trei frecvențe ν_n , ν_v , ν_r . Efectul asupra frecvenței pur electronice ν_n este

foarte mic și inaccesibil metodelor experimentale obișnuite ¹⁾. Efectul asupra frecvenței de vibrație e dat de (29) iar efectul asupra frecvenței de rotație de (24), în care ν_r este dat de (34). Efectele cresc respectiv cu ν și J^2). Pentru valorile mari ale lui ν și J încep să intervină și termenii de interacțiune.

Experimental se măsoară de obicei efectul isotopic în liniile de vibrație-rotatie cu ν , ν' și J mici, pentru a se elimina pe cât se poate orice influență a termenilor de interacțiune. Sateliții isotopici având adesea intensități reduse, se determină uneori efectul isotopic pentru capetele de bandă. Corecția de rotație se poate face prin aproximații succesive și se poate afla astfel exact efectul de vibrație și deci ρ din (29). Se pot determina și rapoartele de abundență ale izotopilor din rapoartele de intensitate ale sateliților respectivi. Studiul acestor efecte isotopice a fost foarte intens între 1925 și 1933, înainte ca spectrografele de masă cu dublă focalizare să fi fost puse la punct. S'au găsit atunci numeroși izotopi rari, care scăpaseră spectrografelor de masă mai vechi. Primii au fost izotopii rari ai siliciului, $^{29}_{14}\text{Si}$ și $^{30}_{14}\text{Si}$, descoperiți de Mulliken în 1925 ³⁾. Au urmat izotopii oxigenului, al căror efect a fost găsit în bandele de absorpție atmosferice de către Giaume și Johnston ⁴⁾, apoi izotopii $^{15}_7\text{N}$, $^{13}_6\text{C}$, ... S'au făcut și numeroase determinări de rapoarte de mase și de abundențe ⁵⁾. Clișeul 2, pl. II arată banda

¹⁾ Teoretic se poate presupune că acest efect trebuie să fie analog cu structura hiperfină din spectrele atomice (cf. cap. III), deci accesibil numai metodelor interferometrice.

²⁾ În banda întoarsă se vede că efectul nu crește regulat cu J . El trece printr'un maxim în dreptul capului bandei, scade apoi până ce ramura se întoarce în dreptul lui ν_0 . Aci efectul se anulează, își schimbă semnul și crește apoi cu J .

³⁾ R. S. Mulliken, *Phys. Rev.* 26, 319, 1925.

⁴⁾ W. F. Giaume și H. L. Johnston, *Nature*, 123, 318 și 831, 1929. Cf. și § 20.

⁵⁾ Mai multe amănunte, precum și o bibliografie a lucrărilor până în 1932—1933 se vor găsi în W. Jevons, *Report on Band Spectra of Diatomic Molecules*, pp. 211—228 și în F. W. Aston, *Mass Spectra and Isotopes*, pp. 200—210. Printre lucrările mai noi, se pot cita: G. M. Almy și G. R. Irwin, *Phys. Rev.* 49, 72, 1936 (spectrul Li în vizibil, raport de mase); A. R. Brosi și W. D. Harkins, *ibid.* 52, 472, 1937 (spectrul C în ultraviolet, raport de abundențe); F. A. Jenkins și D. E. Woolridge, *ibid.* 53, 137, 1938 (bande CN în violet, raport de mase, cf. clișeul 2, pl. II).

de vibrație (0,1) din primul spectru electronic al CN. Spectrul inferior corespunde cu abundența naturală (1,1%) a izotopului ^{13}C , ale cărui linii aproape nu se observă; spectrul superior corespunde cu o abundență mărită prin fracționare (cf. § urm.). Aci se observă foarte clar banda izotopului ^{13}C , al cărei cap coincide din întâmplare aproape exact cu linia absentă ν_0 din banda izotopului 12.

În afară de efectul masei nucleului asupra spectrelor moleculare, care dă sateliți izotopici în felul arătat mai sus, se mai cunosc în spectrele moleculare efecte isotopice în legătură cu spinul nuclear, efecte de cari vom vorbi la capitolul următor. (Cf. § 29).

25. Separarea izotopilor. Deuteriul

Izotopii unui același element nu se deosebesc decât prin structura lor intranucleară. Structura periferiei lor electronice este aproape exact aceeași, după cum o arată identitatea aproape totală a spectrelor lor atomice. Proprietățile lor electrice și chimice sunt identice, ca și cele optice, iar separarea lor va fi prin urmare foarte grea. S'au încercat totuși numeroase metode de fracționare cari depind mai de aproape de masă, cum sunt difuzia, distilarea, evaporarea la presiune redusă, electroliza, etc. Electroliza a dat rezultatele cele mai bune în cazul deuteriului, de care va fi vorba mai jos. În alte cazuri, cum sunt de pildă ale ^{13}C , ^{15}N , și ^{37}Cl s'au obținut concentrări parțiale și chiar separări totale prin difuzie fracționată (Hertz) și prin termodifuzie combinată cu convecție termică (Clusius și Dickel)¹⁾.

S'a încercat și adaptarea spectrografului de masă la separarea efectivă a izotopilor. Problema cea mai grea de

¹⁾ Pentru încercările mai vechi, cf. Aston, *Mass Spectra and Isotopes*, pp. 219—233. Printre încercările mai noi, cf. mai cu seamă G. Hertz, *Zs. f. Phys.* **79**, 108 și 700, 1932; **91**, 810, 1934; R. Sherr și W. Bleakney, *Phys. Rev.* **49**, 882, 1936; D. E. Woolridge și W. R. Smythe, *ibid.* **50**, 233, 1936; H. Barwich și W. Schütze, *Zs. f. Phys.* **105**, 395, 1937; H. C. Urey, J. R. Huffman, H. G. Thode și M. Fox, *J. Chem. Phys.* **5**, 856, 1937; Thode și Urey, *ibid.* **7**, 43, 1939; H. Krüger, *Zs. f. Phys.* **111**, 467, 1939; K. Clusius și G. Dickel, *Naturw.* **26**, 546, 1938; **27**, 148 și 487, 1939; *Zs. f. phys. Chem.* **44**, 397, 1939; R. Fleischmann, *Phys. Zs.* **41**, 14, 1940.

rezolvit este în cazul acesta cea de intensitate. Într'adevăr, izvoarele de ioni pozitivi, oricari ar fi ele, nu pot da o intensitate totală mai mare de câțiva miliamperi. În spectrografele de masă obișnuite se sacrifică totul preciziei. Fascicolul de ioni este canalizat în consecință și pierderea de intensitate este atât de mare încât curentul ionilor prinși de sistemul receptor atinge abia o fracțiune de microamper (cantitatea de substanță depusă nu atinge nici microgramul pe zi). Randamentul se poate îmbunătăți fie prin mărirea fantei de intrare în spectrograf, fie concentrând asupra acestei fante, focalizând pe ea, fascicolul de ioni produs. Mărirea fantei de intrare scade evident puterea de separare a aparatului și ea nu poate fi exagerată deoarece nu s'ar mai separa isotopii; « liniile » lor pe sistemul receptor s'ar încăleca. Focalizarea ionilor pozitivi asupra fantei de ieșire din incinta de producere a fost încercată cu oarecare succes și obținută prin mai multe procedee dintre cari unele amintesc optica electronică.

Separarea unor cantități utilizabile de isotopi cu spectrograful de masă a fost obținută mai întâi pentru litiu de către Oliphant, Shire și Crowther în 1934¹⁾. Cu aparate foarte simple, ei au putut obține cantități de ordinul a 10^{-8} g. de ${}^6\text{Li}$ și ${}^7\text{Li}$ puri, cu care au putut face experiențe de transmutare (cf. II, cap. III). Ceva mai târziu, problema a fost reluată de Smythe, Rumbaugh și colaboratorii lor²⁾. Cu un izvor alcătuit din granulele lui Kunsman (cf. § 13 e) încălzite printr'un dispozitiv electric și concentrând ionii formați asupra fantei de ieșire, acești autori au putut separa până la câteva mg. de Li , K , Rb în isotopii lor constitutivi. Un spectrograf pentru separarea isotopilor Li , B , C a fost construit de Yates³⁾, altul pentru separarea isotopilor Rb de către Walcher⁴⁾.

¹⁾ M. L. E. Oliphant, E. S. Shire și B. M. Crowther, *Proc. Roy. Soc.* **146**, 922, 1934.

²⁾ W. R. Smythe, L. H. Rumbaugh și S. S. West, *Phys. Rev.* **45**, 724, 1934; L. H. Rumbaugh, *ibid.* **49**, 882, 1936; Smythe și A. Hemmendinger, *ibid.* **51**, 178 și 1052, 1937.

³⁾ E. L. Yates, *Proc. Roy. Soc.* **168**, 148, 1938.

⁴⁾ W. Walcher, *Zs. f. Phys.* **108**, 376, 1938.

Deuteriul. Isotopii care sunt a priori cei mai ușor de separat sunt acei ai hidrogenului. Intr'adevăr, masa deuterionului fiind de două ori mai mare decât a protonului, este de prevăzut cu procedeele de fracționare bazate pe diferența de masă să dea rezultate mult mai bune decât în celelalte cazuri. De fapt, procedeul care a dat rezultatele cele mai bune a fost cel electrolytic.

Separarea electrolytică a deuteriului pornește dela o observație a lui Washburn și Urey¹⁾, cars au constatat că apa unei celule electrolytice vechi avea o densitate mai mare decât cea obișnuită. Chestiunea a fost imediat studiată mai de aproape, în primul rând de către Washburn, Lewis și colaboratorii lor, iar apoi de foarte numeroși alți cercetători²⁾. S'a constatat că, în timpul electrolyzei, hidrogenul obișnuit $^1\text{H}_2$ se degajă mai repede decât hidrogenul greu $^2\text{H}_2$. Apa rămasă în celulă conține astfel o proporție din ce în ce mai mare de « apă grea », formată din molecule $^2\text{H}_2^{16}\text{O}$. În cursul operației se poate împrosăta oxigenul pentru a nu concentra și isotopii 16 și 17 ai acestui element. Fraționându-se apa cam până la 10^{-5} sau 10^{-6} din cantitatea de plecare, se obține apă grea pură la 99,5%, cu densitatea 1,10. Astăzi, electrolyza fracționată se face industrial și apa grea se poate găsi în comerț. Din ea se poate extrage deuteriul prin electrolyză sau prin reacție cu un metal alcalin sau alcalin-pământos. Fizico-chimia deuteriului, care s'a desvoltat foarte mult în ultimii ani, nu intră în cadrul acestei lucrări. Din punctul de vedere al fizicii nucleare, separarea deuteriului are totuși o foarte mare însemnătate, deoarece prin ionii săi, deuteronii accelerați, s'au putut obține foarte numeroase transmutări (cf. II, cap. III și IV).

¹⁾ E. Washburn și H. C. Urey, *Proc. Nat. Acad. Sci.* 18, 496, 1932.

²⁾ Washburn, Smith și Frandsen, *J. Chem. Phys.* 1, 288 și 426, 1933; G. N. Lewis, *J. Amer. Chem. Soc.* 55, 1297, 1933; Lewis și R. T. Macdonald, *J. Chem. Phys.* 1, 341, 1933. Pentru lucrările posterioare și pentru un studiu mai amănunțit al proprietăților deuteriului și compuşilor săi, cf. E. Darmois, *Le Deutérium*, I și II, Paris Hermann & Cie, 1934 și 1936.

CAP. III

MOMENTE NUCLEARE

În capitolul trecut am arătat că nucleii sunt alcătuiți din A particule dintre cari Z protoni și $A - Z$ neutroni. Clădirea acestor A particule este menținută de o energie de legătură foarte mare și este deci foarte stabilă. Ea nu va putea fi spartă sau deformată decât cu mijloace excepționale pe care le vom studia într'altă parte. Această clădire, în totalitatea ei, va putea însă avea anumite mișcări și în primul rând o mișcare generală de rotație în jurul centrului ei de greutate. După principiile generale ale Mecanicii cuantice, rotația aceasta trebuie să fie cuantificată, momentul impulsului de rotație sau *spinul*¹⁾ fiind un multiplu întreg de $h/2\pi$. Pe de altă parte, nucleul purtând o sarcină electrică, rotația lui va da naștere unui moment magnetic și unei energii magnetice, iar valorile cuantificate ale acestora din urmă vor putea fi observate pe diferite căi, de pildă în spectre, întocmai cum se observă și stările magnetice ale periferiei atomice.

26. Spinul electronic și structura fină

Pentru o mai bună înțelegere a spinului nuclear, vom aminti pe scurt cum intervine spinul *electronic* în spectrele atomice²⁾. Se știe că nivelele de energie ale periferiei electronice sunt definite în primă aproximație, în imaginea unui câmp pur electrostatic, prin valorile întregi ale numărului cuantic total n , care intervine sub forma lui cea mai

¹⁾ Dela cuvântul englez *to spin* = a toarce, particula în rotație fiind asemănată cu fusul de tors.

²⁾ O expunere amănunțită și numeroase exemple se vor găsi în R. Țițeica, *Spectroscopic*, București, Monografii științifice, Acad. Rom. 1939.

simplă în formulele lui Bohr pentru atomii hidrogenoizi¹⁾ (cf. § 8). Datorită faptului că electronii descriu orbite închise asimilabile cu mici curenți electrici, se adaugă energiei coulombiene și o energie magnetică. Aceasta, mult mai mică decât energia coulombiană, este și ea cuantificată, din pricină că momentele magnetice sunt proporționale cu cele cinetice iar acestea sunt multipli întregi de $h/2\pi$. Fiecărei valori cuantificate a energiei coulombiene se adaugă astfel diferitele valori ale energiei magnetice, iar nivelele energetice $K, L, M, \dots$, corepunzătoare diferitelor valori ale lui n , se descompun dând o *structură fină*.

Momentul cinetic al unui electron este alcătuit din momentul cinetic al orbitei, plus momentul rotației proprii a electronului, ambele fiind cuantificate. Numărul cuantic corespunzător orbitei, zis *azimutal* și însemnat de obicei cu l , poate avea toate valorile întregi dela 0 la $n - 1$. Numărul cuantic corespunzător rotației electronului e numit pe scurt *spin* și valoarea lui poate fi numai $\pm 1/2$. Cele două momente sunt vectori ale căror poziții în spațiu sunt date de reguli cuantice și a căror sumă e și ea cuantificată²⁾. Numărul cuantic corespunzător acestei sume, numit *quantum intern*, este $j = l \pm 1/2$. Structura fină a nivelelor se înțelege atunci dela sine. Unui număr cuantic total n dat corespund n valori ale lui l și fiecărei valori ale lui l , afară de zero, câte două valori ale lui j . Numărul total de subnivele cu n dat va fi $2n - 1$. Nivelul K ($n = 1$) va fi simplu, nivelul L ($n = 2$) triplu, nivelul M va cuprinde 5 subnivele etc. (cf. fig. 8).

Momentul magnetic al unui electron pe orbita lui se datorește și el atât orbitei cât și rotației proprii. Conform teoriei electromagnetice clasice, momentul datorit orbitei este proporțional cu momentul cinetic $l h/2\pi$, coeficientul de proporționalitate fiind $e/2m$. Momentul magnetic datorit spinului este și el proporțional cu momentul cinetic $\frac{1}{2} h/2\pi$,

¹⁾ Se numește atom hidrogenoid un atom al cărui spectru poate fi explicat prin mișcarea unui singur electron în câmpul electrostatic al nucleului și al electronilor de pe stratele inferioare.

²⁾ Pentru cuantificarea în spațiu și adunarea cuantică a vectorilor, cf. Țițeica, *op. cit.*, p. 100 și urm.

dar coeficientul de proporționalitate nu este $e/2m$ ci, datorită anomaliei giromagnetice, e/m . Momentul magnetic total este prin urmare $(l \pm 1) eh/2\pi m$, deci în orice caz un multiplu întreg al unei cantități elementare, *magnetonul lui Bohr*, a cărui valoare este

$$\mu_B = \frac{eh}{2\pi m} = 0,26 \cdot 10^{-21} \text{ U.E.M.}$$

Cele de mai sus se aplică unui atom hidrogenoid. Atomii cu mai mulți electroni au momente totale egale cu suma momentelor electronilor. Din pricina simetriei stratelor interioare de electroni, acestea au, în starea normală a atomului, momente totale nule. Momentele atomului sunt date numai de electronii stratului extern, adică de electronii de valență. Ele se obțin în general sumând momentele orbitale de o parte, cele de rotație de alta și compunându-le apoi (împerechere de tip Russell-Saunders). Nivelele cu n și l egali și numai cu j diferit pot atunci fi destul de numeroase și destul de strânse. Lor li se aplică de obicei, într'un sens mai restrâns, expresia de structură fină.

Structura fină a liniilor spectrale, care sunt definite prin diferențe de nivele, este ceva mai complicată decât a acestora din urmă. Trebuie observat totuși că *nu* sunt în general cu puțință toate tranșițiile între diferitele nivele luate două câte două. Într'adevăr, afară de condiții cu totul excepționale de excitare, cuantul azimutal l nu poate varia decât cu ± 1 iar cuantul intern j decât cu ± 1 sau cu 0, tranșiția $0 \rightarrow 0$ fiind totuși interzisă (reguli de selecție). Liniile de structură fină sunt astfel mai puțin numeroase decât toate combinațiile posibile între nivele.

27. Spinul nuclear și structura hiperfină

După cum am văzut mai sus, nucleul poate avea și el un spin. Deoarece el nu este o particulă elementară, ci o clădire complicată de protoni și de neutroni, spinul său nu va fi neapărat $\pm 1/2$, ci va putea fi orice multiplu întreg al

acestei valori, inclusiv zero. Spinul nuclear va contribui și el la momentul total al atomului, și anume prin compunerea vectorială cu momentul electronic total, întocmai cum acesta din urmă se obține și el prin compunerea momentului orbital cu spinul electronic. Existența spinului nuclear va da o slabă energie magnetică suplimentară, care va avea mai multe valori cuantificate și fiecare nivel de structură fină va fi descompus astfel în subnivele de *structură hiperfină*.

Fie j numărul cuantic intern și i spinul nuclear. Numărul cuantic de structură hiperfină va fi f , dat de suma vectorilor j și i ; f va putea avea valorile $j + i$, $j + i - 1, \dots, |j - i|$, adică $2i + 1$, sau $2j + 1$ valori, după cum $j > i$ sau invers. Termenul de interacțiune între cei doi vectori i și j este proporțional cu produsul lor scalar, deci cu cosinul unghiului dintre ele, $V = \alpha \vec{i} \cdot \vec{j} = \alpha i j \cos \vec{i} \cdot \vec{j} = \frac{\alpha}{2} (f^2 - j^2 - i^2)$.

Deoarece în Mecanica cuantică valorile proprii ale pătratelor momentelor sunt de forma $f(f + 1)^1$, rezultă că energia magnetică adițională datorită existenței spinului nuclear este de forma

$$(1) \quad W_f = \frac{a}{2} [f(f + 1) - j(j + 1) - i(i + 1)]$$

unde a nu depinde de f , ci numai de momentul magnetic al nucleului, deci de valoarea constantă a lui i , precum și de valorile în vecinătatea nucleului ale funcțiilor de undă corespunzătoare electronilor nivelului considerat. Calculul a priori al lui a este destul de complicat și nu se poate face decât aproximativ²⁾. Valorile lui a sunt mai mari pentru nivelele cu $l = 0$ (nivele s) decât pentru celelalte, ceea ce se explică ușor dacă ne amintim că orbitele cu număr cuantic azimutal nul se reduc la o dreaptă care trece prin nucleu. E deci firesc ca structura internă a nucleului, deci și spinul

¹⁾ Cf. de pildă § 24 a , în notă.

²⁾ S. Goudsmit, *Phys. Rev.* **44**, 636, 1933; E. Fermi și E. Segré, *Zs. f. Phys.* **82**, 729, 1933. Cf. și raportul lui H. A. Bethe și R. F. Bacher în *Rev. Mod. Phys.* **8**, pp. 206 și urm., 1936.

său, să aibă un efect mai mare asupra nivelelor corespunzătoare. De fapt, structura hiperfină nu e adesea observabilă decât pentru nivelele s (cf. cl. 3, pl. II).

Dacă considerăm un nivel dat, a și j sunt constanți iar energiile adiționale de structură hiperfină vor fi, pentru diversele valori posibile ale lui f ,

$$a i j, a[i j - (i + j)], a[i j + 1 - 2(i + j)], a[i j + 3 - 3(i + j)], \dots$$

Diferențele între termenii succesivi vor fi

$$(2) \quad a(i + j), \quad a(i + j - 1), \quad a(i + j - 2) \dots$$

Parantezele sunt respectiv egale cu valorile lui f ale nivelului superior. Această *regulă a intervalelor* a fost dată de Landé¹⁾; factorul a este factorul de interval.

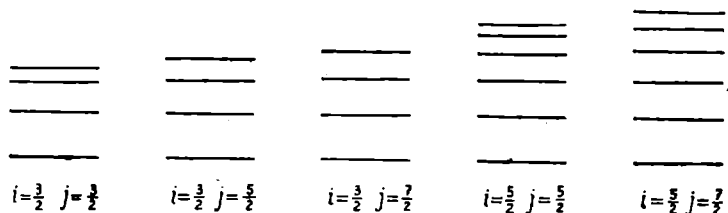


Fig. 25. — Descompunerea și variația intervalelor de structură hiperfină pentru diferite valori ale lui i și j .

Observația nu ne dă direct structura hiperfină a nivelelor, ci pe cea a liniilor spectrale. Acestea se obțin din combinarea nivelelor, regulile de selecție pentru f fiind aceleași ca și pentru j (variație de ± 1 sau 0, afară de $0 \rightarrow 0$). Liniile de structură hiperfină sunt foarte strânse. Intervalele ating rar o zecime de cm^{-1} și sunt obișnuit de ordinul sutimilor și chiar miimilor de cm^{-1} ; diferențele de lungimi de undă sunt de ordinul sutimilor și miimilor de Å. Liniile nu se pot separa și intervalele nu se pot măsura decât cu dispozitivele interferometrice cele mai precise. Intervalele se măresc cu numărul atomic și structura hiperfină a elementelor grele este mai accesibilă decât a elementelor ușoare.

¹⁾ A. Landé, *Zs. f. Phys.* **25**, 46, 1924.

Structura hiperfină a liniilor spectrale este formată din suprapunerea structurilor hiperfine ale nivelului de plecare și nivelului de sosire. Pentru ușurarea interpretării observațiilor experimentale se aleg tranziții între un nivel cu structură hiperfină cât mai largă și unul cu structură foarte strânsă sau neobservabilă (cf. cl. 3, pl. II).

Spinul nuclear i se poate determina în primul rând din numărul componentelor de structură hiperfină, care este egal cu $2i + 1$ dacă i este mai mic decât cuantul intern j al nivelului care dă structura observată. Dacă i este mare, metoda e greu de aplicat, deoarece nivelele cu j mai mare au structuri hiperfine foarte strânse și chiar neobservabile.

Spinul nuclear se mai poate determina cu ajutorul regulei intervalelor. Într'adevăr, dacă de pildă $h \cdot \Delta\nu_1$ este primul interval din șirul (2) și $h \cdot \Delta\nu_2$ al doilea, regula intervalelor ne dă

$$i = \frac{\Delta\nu_1 - j(\Delta\nu_1 - \Delta\nu_2)}{\Delta\nu_1 - \Delta\nu_2}$$

Se vede că pentru a putea folosi această formulă trebuie ca intervalele $\Delta\nu_1$ și $\Delta\nu_2$ să fie determinate cu oarecare precizie, ceea ce nu este ușor, ele fiind adesea la limita posibilităților experimentale. Pe de altă parte, nu trebuie să existe perturbații care să altereze regula intervalelor, cum ar fi de pildă vecinătatea altei linii spectrale sau vreun efect de cuadрупol electric (cf. § 32).

Mecanica cuantică dă și anumite relații de intensitate între componentele unui multiplet datorit împerecherei de tip Russell-Saunders între doi vectori cuantificați. Împerecherea între i și j fiind de acest tip, relațiile de intensitate ne vor putea da pe i dacă cunoaștem valorile lui j pentru ambele nivele ale unei tranziții și rapoartele de intensitate experimentale ale diferitelor linii de structură hiperfină dintr'un multiplet. Metoda nu e foarte exactă și e foarte expusă perturbațiilor de tot felul. Uneori ea este totuși singura aplicabilă.

Prin cele trei metode indicate mai sus s'au găsit, în condiții suficient de exacte, spinii nucleilor ${}^7_3\text{Li}$, ${}^{19}_9\text{F}$, ${}^{23}_{11}\text{Na}$, ${}^{27}_{13}\text{Al}$,

$^{39}_{19}\text{K}$ și a numeroase elemente mai grele¹⁾. Valorile găsite sunt trecute în tabloul IV. Ele privesc toate isotopi cu număr de masă impar. Nu s'a putut observa până acum nicio structură hiperfină în spectrele isotopilor cu număr de masă par²⁾, cu singura excepție a isotopului rar și nestabil $^{176}_{71}\text{Lu}$, al cărui spin este cel mai mare din toate cele cunoscute până acum și care a fost chiar descoperit prin sateliții lui de structură hiperfină, care întovărășesc liniile isotopului principal $^{175}_{71}\text{Lu}$ ³⁾.

Momentul magnetic nuclear se poate determina din valoarea experimentală a factorului de interval a .

Efectul Zeeman. Afară de cele trei metode arătate mai sus, se mai pot determina spinul și momentul magnetic nuclear cu ajutorul efectului Zeeman al structurii hiperfine. De fapt, acest efect Zeeman este mai degrabă un efect Paschen-Back, împerecherea de tip Russell-Saunders între j și i fiind ruptă de câmpurile magnetice de câteva mii

¹⁾ Se vor găsi mai multe amănunte și o bibliografie până în 1936 în raportul citat mai sus al lui Bethe și Bacher. Printre lucrările mai recente se pot cita: E. Rasmussen ($^{59}_{27}\text{Co}$), *Zs. f. Phys.* **102**, 229, 1936; H. Schöler și H. Korsching ($^{69}_{31}\text{Ga}$ și $^{71}_{31}\text{Ga}$), *ibid.* **103**, 434, 1936; H. Gollnow ($^{175}_{71}\text{Lu}$), *ibid.* **103**, 443, 1936; J. M. Lysshe de și E. Rasmussen ($^{67}_{30}\text{Zn}$), *ibid.* **104**, 434, 1937; H. Kopfermann și H. Wittke ($^{45}_{21}\text{Sc}$), *ibid.* **105**, 17, 1937; K. W. Meissner și K. F. Luft ($^{23}_{11}\text{Na}$), *Ann. der Phys.* **28**, 667, 1937; A. N. Benson și R. A. Sawyer, (Ba), *Phys. Rev.* **52**, 1127, 1937; S. Tolansky și G. O. Forester ($^{127}_{53}\text{I}$), *Proc. Roy. Soc.*, **168**, 78, 1938; M. Heyden și H. Kopfermann ($^{87}_{38}\text{Sr}$), *Zs. f. Phys.* **108**, 232, 1938; T. Schmidt, *ibid.* **108**, 408, 1938; M. Heyden și R. Ritschl ($^{27}_{13}\text{Al}$), *ibid.* **108**, 739, 1938; H. Korsching ($^{38}_{36}\text{Kr}$), *ibid.* **109**, 349, 1938; H. Schöler, J. Roig și H. Korsching ($^{171}_{70}\text{Yb}$ și $^{173}_{70}\text{Yb}$), *ibid.* **111**, 165 și 386, 1939; T. Schmidt ($^{127}_{53}\text{I}$), *ibid.* **112**, 199, 1939; L. Sibaiya (Ir), *Phys. Rev.* **56**, 768, 1939.

Pentru lucrările privitoare la efectul Zeeman, cf. notele următoare iar pentru lucrările privitoare la elementele grele, cu efecte isotopice, cf. § 31.

²⁾ Cei patru isotopi stabili cu A par și Z impar au spini egali cu 1 (tab. IV) și ar trebui să arate o structură hiperfină. Aceasta nu se poate observa din pricina unor factori de interval prea mici, datoriti la rândul lor unor momente magnetice foarte mici (tab. IV).

³⁾ H. Gollnow, *Zs. f. Phys.* **103**, 443, 1936; H. Schöler și H. Gollnow, *ibid.* **111**, 521, 1939. Cf. și J. Mattau ch și H. Lichtblau, *ibid.* **111**, 514, 1939.

de gauss ce se întrebuintează de obicei ¹⁾. Cei doi vectori se compun întâi fiecare cu câmpul magnetic și numai apoi între ei. Fiecare nivel j normal se desface din pricina câmpului magnetic în $2j + 1$ componente Zeeman destul de depărtate iar fiecare din acestea se desface la rândul ei în $2i + 1$ subnivele de structură hiperfină foarte apropiate. Deoarece orientarea vectorului i față de câmpul magnetic nu se poate schimba în cursul unei tranziții, nivelul de plecare și cel de sosire au același i . Fiecare linie Zeeman obținută din compunerea nivelelor j arată astfel aceeași structură hiperfină ca și nivelele adică în $2i + 1$ linii. Efectul Zeeman ne dă deci direct pe i , dacă intensitatea câmpului magnetic este suficientă pentru a desface cu totul pe i de j și dacă structura este destul de largă, ceea ce se obține destul de ușor cu nivelele s ($l = 0$).

Metoda a fost întrebuintată mai întâi ²⁾ pentru $^{209}_{83}\text{Bi}$, apoi ³⁾ pentru alte elemente grele (Tl , Cs , Hg , I) și, în sfârșit, de către Jackson și Kuhn ⁴⁾ pentru $^{107}_{47}\text{Ag}$, $^{109}_{47}\text{Ag}$, $^{39}_{19}\text{K}$, $^{23}_{11}\text{Na}$ și ^7_3Li . Clișeul 3, pl. II reproduce fotografiile acestor din urmă autori pentru linia D_2 a sodiului (tranziția $3S_{\frac{1}{2}} \rightarrow 3P_{\frac{3}{2}}$). Clișeul inferior, obținut cu un câmp nul, arată structura hiperfină obișnuită a liniei, adică descompunerea nivelului $3S_{\frac{1}{2}}$, care este mai largă ($\Delta\nu = 0,059 \text{ cm}^{-1}$; $\Delta\lambda = 0,020 \text{ \AA}$); dacă dispersia ar fi mai mare, s'ar putea observa că fiecare din componentele dubletului $3S_{\frac{1}{2}}$ este la rândul ei un triplet ⁵⁾ strâns datorit descompunerii nivelului $3P_{\frac{3}{2}}$ ($\Delta\nu$ total $\sim 0,0035 \text{ cm}^{-1}$). Clișeele superioare arată, pentru câmpuri din ce în

¹⁾ Câmpurile de câteva mii de gauss lasă neatinsă împerecherea de tip Russell-Saunders între l și spinul *electronic*, așa că cuantul intern j nu se descompune ca în efectul Paschen-Back obișnuit. Pentru câmpurile mai puțin intense, cf. § 22 c și fig. 26.

²⁾ E. Back și S. Goudsmit, *Zs. f. Phys.* **47**, 174, 1928; P. Zeeman, E. Back și S. Goudsmit, *ibid.* **66** 1, 1930.

³⁾ E. Back și J. Wulff, *Zs. f. Phys.* **66**, 31, 1930; H. Kopfermann și H. Krüger, *ibid.* **102**, 527, 1936; L. Sibaiya și T. S. Subbaraya, *Proc. Ind. Acad. Sci.* **9**, 211, 1939; A. S. Fry și R. A. Fisher, *Phys. Rev.* **56**, 669, 1939.

⁴⁾ D. A. Jackson și H. Kuhn, *Proc. Roy. Soc.* **158**, 372, 1937; **165**, 303, 1938; **167**, 205, 1938; **173**, 278, 1939.

⁵⁾ Nivelul $3P_{\frac{1}{2}}$ are de fapt patru subnivele. Regula de selecție pentru f interzice însă câte una din tranziții pentru fiecare componentă a nivelului $3S_{\frac{1}{2}}$.

ce mai intense, desfacerea treptată a structurii hiperfine de către câmpul magnetic. Pentru câmpurile cele mai intense se disting foarte lămurit cele două grupuri ($j = +1/2$ și $j = -1/2$) de câte patru componente care dau $i = 3/2$ pentru ${}^{23}_{11}\text{Na}$.

28. Deviația razelor atomice și moleculare în câmp magnetic neuniform

Structura hiperfină a nivelelor de energie magnetică se poate determina și direct prin deviația razelor atomice și moleculare într'un câmp magnetic neuniform, după metoda propusă de Stern și Gerlach¹⁾ pentru determinarea momentului magnetic și cuantului intern al atomilor.

Se știe că în experiențele lui Stern și Gerlach un fascicol de atomi fără sarcină electrică trece pe o lungime l_H printr'o regiune de câmp magnetic neuniform. Câmpul și gradientul său sunt paraleli între ei, în direcția Oz , și perpendiculari pe direcția fascicolului. Atomii au iuțeala v , momentul magnetic μ_A , masa M și cuantul intern j . Dacă μ_z e proiecția momentului magnetic în direcția Oz , forța care se exercită asupra lor este $F = \mu_z \frac{\partial H}{\partial z}$. Din pricina cuantificării în spațiu, cosinul unghiului pe care-l face μ_A cu Oz nu poate avea decât anumite valori, date de m_j/j , unde m_j este cuantul magnetic, care poate avea toate valorile întregi dela $-j$ la $+j$, inclusiv 0. Accelerația atomilor este F/M iar deviația fascicolului este $z_H = Ft^2/2M$, dacă presupunem că ea rămâne mică față de l_H . Timpul t al trecerii prin câmpul magnetic fiind egal cu l_H/v , avem

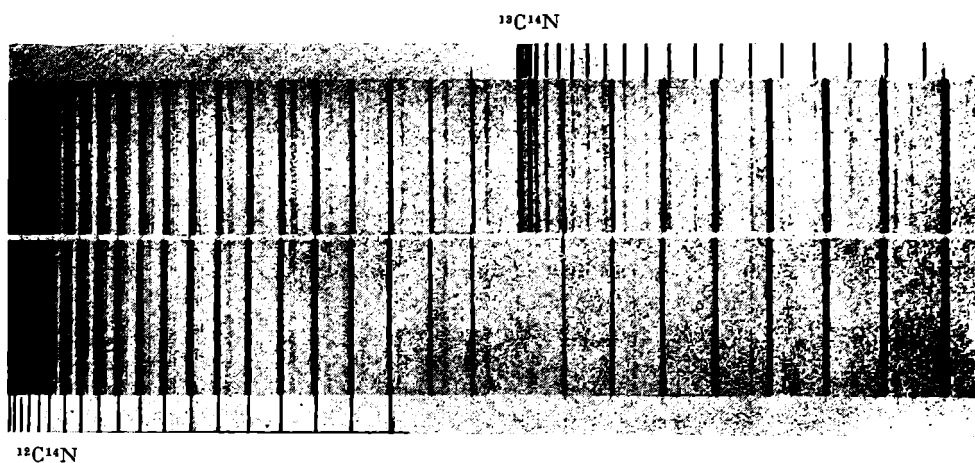
$$(3) \quad z_H = \frac{\mu_z l_H^2}{2Mv^2} \cdot \frac{\partial H}{\partial z} = \frac{\mu_A l_H^2}{2Mv^2} \frac{\partial H}{\partial z} \frac{m_j}{j}$$

Valorile posibile ale lui m_j/j fiind în număr de $2j + 1$, vom avea tot atâtea valori ale lui z_H și tot atâtea linii în spectrul

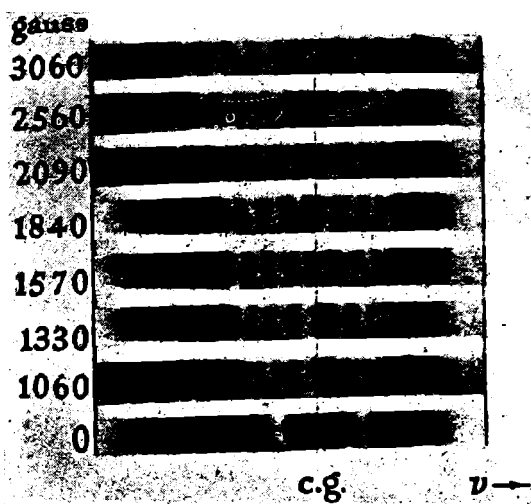
¹⁾ O. Stern, *Zs. f. Phys.* **7**, 249, 1921; W. Gerlach și O. Stern, *ibid.* **8**, 110, 1921; **9**, 349 și 353, 1922; *Ann. der Phys.* **74**, 674, 1924, etc. Cf. și E. Bloch, *Ancienne et nouvelle théorie des quanta*, Paris, Hermann & C-ie 1930, pp. 114 și urm.



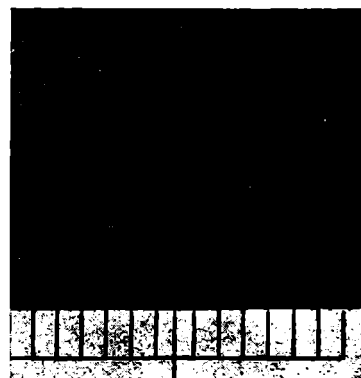
cl. 1. — Efectul isotopic de masă în spectrul hidrogenului atomic natural. Se observă sateliții slabi ai deuteriului la dreapta liniilor hidrogenului normal (cl. Urey, Brickwedde și Murphy).



cl. 2. — Efectul isotopic în banda de vibrație 4216 Å în spectrul violet al cianogenului. Jos, spectrul cu abundența naturală a izotopilor carbonului; sus, spectrul după îmbogățirea izotopului ^{13}C (cl. Jenkins și Woolridge, *Phys. Rev.* 58, 137, 1938).



cl. 3. — Efectul Zeeman de structură hiperfină al liniei D_2 a sodiului (cl. Jackson și Kuhn, *Proc. Roy. Soc.* 167, 205, 1938).



cl. 4. — Structura de rotație a liniei Raman excitate în molecula $^{14}\text{N}_2$ de linia 2537 Å a mercurului. Se observă lămurit intensitățile alternate (cl. Rasetti, *Zs. f. Phys.* 61, 593, 1930).

de deviații observat. Dacă atomii trec pe o lungime l_H în câmpul magnetic și continuă pe o lungime l_0 după ieșirea din câmpul magnetic, deviația totală va fi (cf. § 12).

$$(3') \quad z = z_H + l_0 \left(\frac{dz_H}{dl} \right)_{l_H} = \frac{\mu_A}{2M\varphi^2} \frac{\partial H}{\partial z} \frac{m}{j} (l_H^2 + 2 l_H l_0).$$

Intervenția structurii hiperfine modifică într-o oarecare măsură cele spuse mai sus. Dacă câmpul magnetic este destul de intens, fiecare din cele $2j + 1$ nivele de structură fină se descompune în $2i + 1$ subnivele de structură hiperfină, așa cum se constată din studiul efectului Zeeman. Dispozitivele de deviație magnetică fiind însă mai puțin dispersive decât cele spectroscopice, această descompunere nu se poate observa și existența spinului nuclear nu schimbă în aparență nimic.

Pentru valorile *mai mici* ale câmpului magnetic, structura hiperfină a nivelelor se poate observa (cf. fig. 26) iar spinul și momentul magnetic nuclear se pot determina prin mai multe metode. Folosirea razelor atomice în câmp magnetic neuniform pentru determinarea momentelor nucleare a fost propusă de Breit și Rabi¹⁾. Ea a fost apoi pusă la punct și aplicată sub diferite forme de către Rabi și colaboratorii săi.

Razele atomice sau moleculare se produc prin încălzirea electrică în cuptorașe mici a substanțelor respective²⁾. Atomii vaporizați scapă prin diafragme fine într'un spațiu perfect golit, în care trec prin câmpul magnetic neuniform. Iuțeala lor mijlocie se deduce din temperatura T a cuptorașului, prin legea lui Maxwell $\frac{1}{2} M\varphi^2 = kT$. Fascicolul lor trebuie să fie extrem de fin și e canalizat prin mai multe fante foarte înguste ($\sim 0,01$ mm.). Câmpurile magnetice neuniforme sunt date fie de curenți electrici foarte intensi care circulă în fire

¹⁾ G. Breit și I. I. Rabi, *Phys. Rev.* **38**, 2082, 1931; Rabi, *ibid.* **39**, 864, 1932.

²⁾ Temperatura nu trebuie să fie prea înaltă, spre a se evita orice excitare a particulelor fascicolului. Într'adevăr, o excitare ar putea schimba valoarea lui j și ar putea produce nedumeriri. Efectiv, temperaturile folosite au fost cuprinse între 180° pentru Cs și 1200° pentru In. În acest din urmă caz, temperatura fiind mai înaltă s'au obținut în fascicol și atomi de In în starea metastabilă $^2P_{1/2}$, pe lângă cei în starea fundamentală $^2P_{1/2}$.

paralele cu fascicolul de raze, fie de electromagneți ai căror poli au o formă ad-hoc ca în experiențele lui Stern și Gerlach. Distanțele l_H , l_0 sunt foarte mari, de ordinul mai multor zeci de cm. Detectarea razelor atomice și moleculare care cuprind metale alcaline se face pe un filament de tungsten încălzit, care reevaporă sub formă de ioni atomii alcalini care îl lovesc; aceștia sunt apoi înregistrați electric¹⁾. În alte cazuri se pot întrebuința detectori chimici. Dacă e vorba de curenți atomici mai intensi, care pot fi asimilați cu mici curenți de gaz, se poate folosi manometrul lui Pirani²⁾. Dispozitivul experimental și combinarea câmpurilor magnetice se pot realiza în mai multe feluri, după cum vom vedea imediat.

a) Dacă câmpul magnetic e foarte puțin intens, de ordinul câtorva zeci de gauss (regiunea dintre 0 și H_1 în fig. 26), nu se rupe legătura de tip Russell-Saunders între j și i . Vectorul care se combină cu câmpul magnetic nu este j ci f , iar numărul de componente observabile nu va mai fi $2j + 1$ ci $2f + 1$ pentru fiecare valoare posibilă a lui f , sau $\sum_{f=|j-i|}^{f=j+i} 2f + 1 = (2i + 1)(2j + 1)$ în total pentru un j dat. Atomii fascicolului fiind neexcitați, au cu toții aceeași valoare a lui j , acea care corespunde stării fundamentale³⁾. Din această valoare cunoscută a lui j și din determinarea experimentală a lui $\sum 2f + 1$ se va putea obține i . Din valoarea absolută a deviației, care va fi în cazul nostru

$$z = \frac{\mu_A}{2Mv^2} \frac{\partial H}{\partial z} \frac{m_f}{f} (l_H^2 + 2l_H l_0)$$

¹⁾ Metoda aceasta, zisă a ionizării superficiale, se datorește lui J. B. Taylor (Zs. f. Phys. 57, 242, 1929). Cf. și lucrările școalei din Cernăuți (H. Mayer, Ann. der Phys. 29, 129, 1937; *ibid.* 33, 419, 1937; Gr. Maciuc, Bull. Soc. Roum. Phys. 40, 3, 1939; D. Hacman, *ibid.* 40, 77, 1939).

²⁾ Amintim că manometrul lui Pirani e alcătuit dintr'un filament încălzit electric, montat într'o punte Wheatstone și a cărei rezistență e foarte sensibilă față de variațiile de temperatură. Dacă în jurul filamentului sosește un curent cât de slab de gaz, conductibilitatea termică a acestuia răcește filamentul și puntea înregistrează o scădere a rezistenței.

³⁾ S'ar putea crede că atomii se găsesc cu toții în starea de energie minimă și în ce privește subnivelele de structură hiperfină ale stării fundamentale. De fapt, aceste subnivele au energii atât de mici încât agitația termică e suficientă pentru a excita pe ele atomii fascicolului.

se va putea obține momentul magnetic total μ_A al atomului, iar din acesta momentul magnetic nuclear, deoarece se cunosc atât valoarea cât și orientările momentului magnetic total al periferiei electronice. Metoda a fost aplicată sub această formă isotopilor hidrogenului¹⁾. Razele atomice de hidrogen se obțin în anumite tuburi de descărcare (Wood), de unde pot ieși prin diafragme subțiri. Cu un aparat de acest tip s'a verificat și că $\mu=0$ pentru ${}^4_2\text{He}$, ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ și ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ ²⁾.

b) Numărul $(2i+1)(2j+1)$ al componentelor este foarte mare dacă i sau j au valori mai mari. Se pot obține componente mai puțin numeroase dacă facem să treacă razele atomice întâi printr'un câmp neomogen intens, care desface pe i de j și dacă alegem cu ajutorul unei fante cu poziție reglabilă numai razele corespunzând unui anumit m_j . Dacă facem să treacă apoi acest fascicol parțial printr'un câmp magnetic neomogen slab, nu vom mai observa decât $2i+1$ componente. Metoda a fost aplicată sodiului³⁾.

c) Trecerea de la desfacerea în $(2i+1)(2j+1)$ componente la acea în $2j+1$ componente se face treptat pe măsură ce se întărește câmpul magnetic. Pentru câmpurile inter-

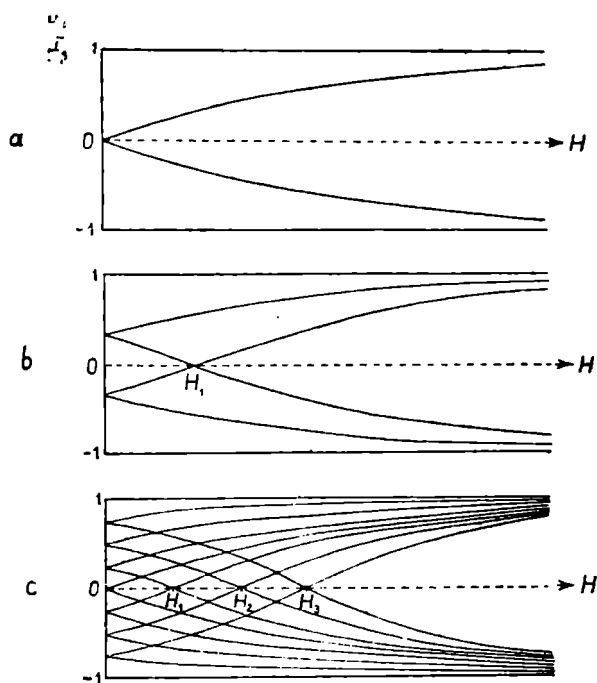


Fig. 26. — Variația lui μ_z cu câmpul magnetic. a, pentru $j=1/2$, $i=1/2$; b, pentru $j=1/2$, $i=1$; c, pentru $j=1/2$, $i=7/2$; μ_z este exprimat în magnetoni ai lui Bohr μ_B

¹⁾ I. I. Rabi, J. M. B. Kellogg și J. R. Zacharias, *Phys. Rev.* **46**, 157 și 163, 1934.

²⁾ J. M. B. Kellogg și N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **53**, 331, 1938.

³⁾ I. I. Rabi și V. W. Cohen, *Phys. Rev.* **46**, 707, 1934.

mediare, proiecția μ_z a momentului atomic total în direcția Oz nu mai este $\mu_A m_j/f$ și nu este încă $\mu_A m_j/j$, ci o valoare intermediară. Fig. 26 arată mersul desfacerii pentru $j=1/2$ și trei valori ale lui i , $1/2$, 1 și $7/2$, în funcție de valorile crescânde ale câmpului. În ordonate sunt purtate valorile μ_z ale proiecției momentului magnetic total al atomului pentru diferitele valori ale cuantului magnetic total $m_j=m_i+m_j$ sau, în cazul figurii, $m = m \pm 1/2$. Se vede că singurele valori ale lui μ_z care sunt independente de H sunt acelea pentru care $m_j = \pm (i + j)$. Celelalte variază cu H și se anulează două câte două pentru anumite valori $H_1, \dots, H_p$ ale câmpului magnetic. Deviația fiind proporțională cu μ_z , atomii corespunzând acestor momente nule nu vor fi deviați de câmpul neuniform pentru $H = H_1, \dots, H_p$. Dacă așezăm în punctul de deviație zero un aparat cu detectare proporțională a numărului atomilor înregistrați și facem să crească intensitatea câmpului magnetic, aparatul va înregistra maxime pentru $H = H_1, \dots, H_p$. Numărul p al acestor maxime depinde evident de j și de i . Dacă nu numărăm maximul întotdeauna prezent pentru $H=0$ și punem $j=1/2$, vom avea $p=1$ pentru $i=1$ sau $3/2, \dots$, $p=u$ pentru $i=u$ sau $u+1/2$. Pentru un p dat se pot deosebi cele două valori ale lui i după forma curbei de înregistrare în vecinătatea maximelor. Valoarea momentului magnetic se poate deduce din valorile lui $H_1, \dots, H_p$.

Această metodă a momentelor nule a fost aplicată tuturor isotopilor alcalini și indiului¹⁾.

d) O metodă puțin diferită a fost aplicată de Stern și colaboratorii săi²⁾ unor fascicule de *molecule* de hidrogen și deuteriu. Se știe că din punct de vedere magnetic aceste molecule pot avea două stări, după cum spinii celor doi

¹⁾ V. W. Cohen, *Phys. Rev.* **46**, 713, 1934; S. Millman, *ibid.* **47**, 739, 1935; M. Fox și L. I. Rabi, *ibid.* **48**, 746, 1935; J. H. Manley, *ibid.* **49**, 921, 1936; Millman și Fox, *ibid.* **50**, 220, 1936; Manley și Millman, *ibid.* **51**, 19, 1937; Millman, Rabi și J. R. Zacharias, *ibid.* **53**, 384, 1938; D. R. Hamilton, *ibid.* **56**, 60, 1939.

²⁾ R. Frisch și O. Stern, *Zs. f. Phys.* **85**, 4, 1933; I. Estermann și O. Stern, *ibid.* **85**, 17, 1933; Estermann, O. C. Simpson și Stern, *Phys. Rev.* **52**, 535, 1937.

nuclei sunt paraleli sau antiparaleli. În primul caz avem de-a-face cu molecule *orto*, în al doilea cu molecule *para*. Spinii celor doi electroni ai moleculei sunt întotdeauna antiparaleli în starea fundamentală și se anulează astfel reciproc.

Spinii nucleari ai moleculelor *orto* se anulează de asemenea și momentul magnetic al acestora nu este datorit decât rotației lor. Momentul magnetic al moleculelor *para* este datorit atât rotației cât și spinilor celor doi protoni sau deuteroni, cari se adună în loc să se anuleze reciproc. Experiența se face cu un dispozitiv de tip Stern-Gerlach și momentul magnetic total al celor două feluri de molecule se determină din (3). Din valoarea pentru moleculele *orto* se pot deduce corecțiile de rotație iar din valoarea pentru moleculele *para* se pot obține atunci spinul și momentul magnetic al protonului sau deuteronului. Stern, Estermann și Frisch

au găsit astfel în 1933 că momentul magnetic al protonului este mult mai mare decât se putea crede (cf. § 30).

e) Toate metodele de mai sus cer cunoștința iuțelii atomilor sau moleculelor pentru determinarea momentului magnetic. Aceasta se deduce după cum am văzut din temperatura cuptorașului care emite razele, admitând că acestea sunt în

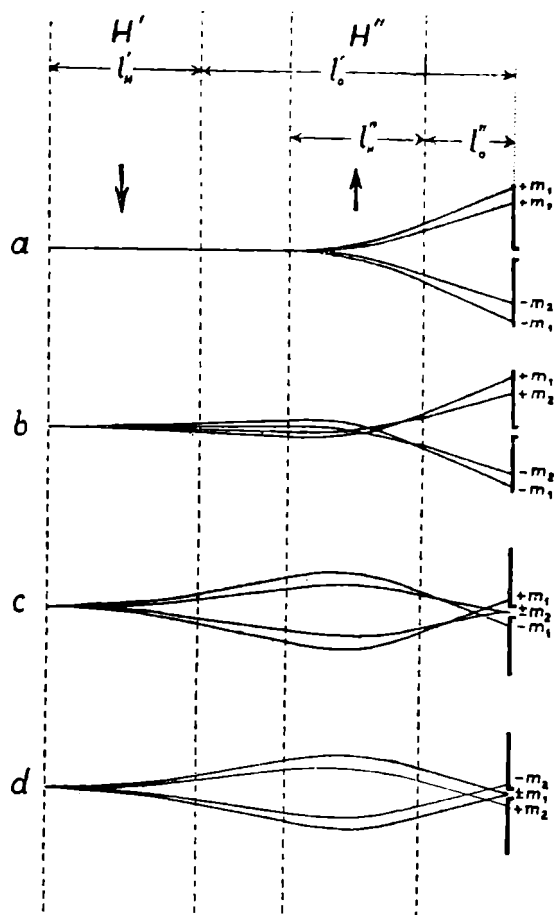


Fig. 27. — Schema metodei câmpurilor neomogene opuse pentru $j=1/2$, $i=1/2$. Câmpul H' e constant; câmpul H'' crește dela a la d; focalizarea e realizată în c și d

« echilibru de temperatură » cu vaporii din cuptoraș. Ipoteza este oarecum arbitrară și de aceea Rabi și colaboratorii săi au încercat să pună la punct metode independente de iuțea.

Prima metodă de acest fel a fost aplicată isotopilor hidrogenului¹⁾. Razele atomice sunt, ca și în *a*, emise de un tub de descărcare Wood și detectate de un manometru Pirani. Ele trec prin două câmpuri magnetice neuniforme H' și H'' așezate unul după altul (fig. 27). Aceste câmpuri sunt amândouă perpendiculare pe fascicolul de raze în direcția Oz , dar îndreptate în sens contrar; gradientele lor de asemeni. Fanta foarte subțire de intrare a manometrului Pirani se așează în punctul de deviație 0 și se stabilește câmpul H'' . Razele sunt deviate și manometrul nu înregistrează nimic (fig. 27 *a*). Se stabilește apoi progresiv câmpul H' . Deoarece $\frac{\partial H'}{\partial z}$ crește împreună cu H' , se va produce o

deviație inversă celei din H'' (fig. 27 *b*), deviație care o va putea anula pe acesta din urmă dacă intensitatea lui H' este destul de mare. Fascicolul este atunci « focalizat » asupra fantei de intrare a manometrului iar acesta va înregistra sosirea lui (fig. 27 *c* și *d*). Deviațiile fiind foarte mici, pot fi considerate ca independente una de alta. Ecuația (3) ne dă atunci

$$(4) \quad \mu'_z \frac{\partial H'}{\partial z} (l_H'^2 + 2 l_H' l_0') = \mu''_z \frac{\partial H''}{\partial z} (l_H''^2 + 2 l_H'' l_0'').$$

Cele două valori μ'_z , μ''_z corespund bine înțeles aceleiași valori $\pm m$ a cuantului magnetic, deoarece câmpurile H' , H'' sunt paralele iar în parcursul fascicolului între ele nu există nicio cauză de reorientare. Semnul $\pm$ pentru m arată că condițiile de focalizare sunt realizate simultan pentru valorile lui μ_z corespunzătoare celor două semne²⁾.

¹⁾ J. M. B. Kellogg, I. I. Rabi și J. R. Zacharias, *Phys. Rev.* **50**, 472, 1936.

²⁾ Condiția nu este exact realizată din pricina variației lui $\frac{\partial H'}{\partial z}$ și $\frac{\partial H''}{\partial x}$ cu z . Pentru a se obține maxime mai ascuțite în manometru se aleg atunci cu ajutorul unei fante cu poziție reglabilă numai valorile negative sau numai valorile pozitive ale lui μ_z .

Numărul de valori diferite ale lui H' pentru care focalizarea este realizată este atunci $2i + 1$ ¹⁾. Acest număr fiind de două pentru 1H și de trei pentru 2H , se confirmă valorile $i = 1/2$ pentru 1H și 1 pentru 2H . Momentul magnetic nuclear μ figurează în expresiile lui μ'_z și μ''_z . Toate celelalte cantități care figurează în (4) și în expresiile lui μ'_z , μ''_z fiind cunoscute, se poate calcula μ .

f) A doua metodă independentă de iuțeala dată de Rabi și colaboratorii săi²⁾ folosește fascicule de *molecule* a căror stare fundamentală este o stare Σ , adică cu momente electronice nule. Atât spinul cât și momentul lor magnetic

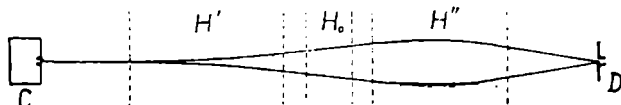


Fig. 28. — Schema metodei de rezonanță

se datoresc atunci numai nucleilor și, eventual, stărilor de rotație. Razele moleculare sunt date, ca și cele atomice, de un mic cuptoraș C încălzit electric. Moleculele, canalizate prin fante subțiri, trec prin *trei* câmpuri magnetice succesive H' , H_0 , H'' . (fig. 28) Câmpurile H' și H'' sunt neuniforme și dispuse ca în metoda *e*. Ele se întind fiecare pe mai multe zeci de cm. din parcursul razelor iar intensitățile lor se reglează astfel ca focalizarea să fie asigurată pentru una din valorile cuantului magnetic pe fanta de intrare a detectorului D . Câmpul H_0 este uniform și foarte intens. El e așezat pe o distanță mai mică (câțiva cm.) între H' și H'' și nu are niciun rol în deviație deoarece razele nu au sarcină electrică. În tot timpul trecerii moleculelor prin el se desface însă orice legătură între diferitele momente magnetice nucleare din fiecare moleculă, precum și între momentele de rotație. Fiecare din aceste momente își urmează

¹⁾ Deoarece $j = 1/2$ pentru proton și deuteron. În general am avea $(2i + 1)$. $(2j + 1)/2$ valori ale lui H' care ar da focalizarea.

²⁾ I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman și P. Kusch, *Phys. Rev.* **53**, 318, 1938; **55**, 526, 1939; J. M. B. Kellogg, I. I. Rabi, N. F. Ramsey și J. R. Zacharias, *ibid.* **55**, 595, 1939 și **56**, 728, 1939; P. Kusch, S. Millman și I. I. Rabi, *ibid.* **55**, 660, 680 și 1176, 1939; **56**, 165, 303, 527, 1939.

deci independent de celelalte precesia lui L a r m o r în jurul direcției lui H_0 , cu frecvența caracteristică

$$(5) \quad \nu = \frac{\mu H_0}{h i}$$

La ieșirea din H_0 , momentele se compun între ele cu aceleași orientări și desfacerea temporară rămâne fără urmări. Lucrurile se schimbă însă dacă se așează între polii electromagnetului care dă pe H_0 un fir în care trece un curent electric oscilant a cărui frecvență ν coincide cu una din frecvențele lui Larmor date de (5) firul fiind adus astfel încât câmpul magnetic slab H_ν dat de acest curent să fie perpendicular pe H_0 . Resonanța între H_ν și frecvența lui Larmor întrerupe atunci cuantificarea direcției momentului magnetic corespunzător, acesta își va putea schimba arbitrar orientarea iar la ieșirea din H_0 el nu-și va regăsi în general orientarea primitivă. Cuantul magnetic total al moleculei nu va mai fi același în trecerea prin H'' , condițiile de focalizare nu vor mai fi realizate și vom observa o scădere a numărului de molecule înregistrate de detector. Experimental, se alege o frecvență fixă ν a dispozitivului oscilant, deci a câmpului H_ν , și se variază progresiv H_0 . Valorile lui H_0 pentru care se înregistrează minime în detector corespund egalității între frecvența câmpului oscilant și cea a lui Larmor. Momentul magnetic corespunzător ne este dat atunci de (5), în funcție de H_0 și ν , dacă cunoaștem spinul respectiv i ¹⁾. Se vede că momentul magnetic nuclear este determinat astfel direct, pe când toate metodele descrise mai sus nu dau decât momentul magnetic total *al atomului*, din care se calculează momentul nuclear prin formule destul de complicate, obținute numai cu oarecare aproximație.

Dacă se pot folosi moleculele corpului simplu, se identifică fără nicio greutate minimul care corespunde cu momentul nuclear. Dacă nu se pot folosi moleculele corpului simplu, se cercetează mai multe molecule cu starea fundamentală Σ care conțin nucleul considerat. Minimul comun

¹⁾ Câmpul H_ν fiind în medie nul nu joacă niciun rol în (5).

tuturor acestor molecule va corespunde cu momentul căutat. S'au obținut astfel, cu precizie mult mai mare decât prin celelalte metode, momentele magnetice ale nucleilor ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^7_3\text{Li}$, ${}^9_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{11}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{19}_9\text{F}$, și a numeroși nuclei mai grei (cf. tab. IV).

29. Intensități alternate și statisticii nucleare

Să considerăm o moleculă diatomică simetrică, cum ar fi de pildă ${}^1\text{H}_2$, ${}^{14}\text{N}_2$, ${}^{14}\text{N}_2^+$, ${}^{16}\text{O}_2$, ... nu însă ${}^1\text{H}^2\text{H}$, ${}^{14}\text{N}^{15}\text{N}$, ... Mecanica cuantică arată că nivelele de rotație ale unei asemenea molecule se împart în două clase, simetrice și antisimetrice, și că nivelele succesive fac parte alternativ din cele două clase. Dacă facem abstracție de factorul de tem-

peratură al lui Boltzmann $e^{-\frac{\epsilon_{\text{rot}}}{kT}}$ și de spinul nuclear, probabilitatea ca să găsim molecula pe un nivel de rotație cu număr cuantic J (cf. § 24 a) este proporțională cu $2J + 1$. Existența spinului nuclear perturbază această probabilitate în mod diferit, după cum nivelul este simetric sau antisimetric.

Intr'adevăr, dacă spinul nuclear este i , vor putea exista $2i + 1$ orientări ale spinului fiecărui nucleu pentru un J dat, sau $(2i + 1)^2$ perechi de orientări diferite pentru spinii celor doi nuclei ai moleculei. Dintre acestea, $2i + 1$ perechi au spinii paraleli și corespund deci cu funcții de undă simetrice. Celelalte $2i(2i + 1)$ perechi de orientări se împart în două părți egale. Jumătate au proiecțiile spinilor pe direcția J îndreptate în același sens și jumătate în sens contrar. Primele corespund cu funcții de undă simetrice, ultimele cu funcții de undă antisimetrice. Numărul orientărilor cu funcții de undă simetrice este deci $(i + 1)(2i + 1)$ iar al orientărilor cu funcții de undă antisimetrice este $i(2i + 1)$. Raportul lor este $i/(i + 1)$.

Dacă cei doi nuclei identici ai moleculei urmează statistica lui Fermi, funcția lor de undă totală este antisimetrică. Ea fiind produsul funcțiilor de undă ale spinului și poziției,

va putea fi obținută fie cu o funcție de spin antisimetrică și o funcție de poziție simetrică, fie invers. Din pricina numărului mai mare de configurații cu funcția de spin simetrică, stările corespunzătoare cu o funcție simetrică de poziție sunt *mai puțin probabile* decât celelalte și anume în raportul $g_a/g_s = i/(i + 1)$.

Dacă cei doi nuclei ai moleculei urmează statistica lui Bose, funcția lor de undă totală este simetrică și poate fi obținută fie cu funcții simetrice de spin și de poziție, fie cu funcții antisimetrice de spin și de poziție. Stările corespunzătoare cu funcții simetrice de poziție vor fi deci *mai probabile* în același raport $g_s/g_a = i/(i + 1)$.

Nivelele de rotație corespunzând unor valori succesive ale lui J făcând parte alternativ din cele două clase, probabilitățile a două nivele succesive vor fi în orice caz în raportul $i/(i + 1)$. Intensitatea unei linii spectrale de rotație, fie în absorpție, fie în emisie, este proporțională cu probabilitatea nivelului de plecare al tranziției. Intensitatea liniilor succesive vor alterna deci și raportul lor ne va da pe $i/(i + 1)$, ținându-se bine înțelese seama în prealabil de factorul lui Boltzmann și de variația cu J . Pentru diferitele valori posibile ale lui i vom avea

i	0	1/2	1	3/2	5/2	7/2	9/2....
$i/(i+1)$	0	0,33	0,5	0,6	0,71	0,78	0,82....

Se vede că dacă spinul nuclear este nul, jumătatea din nivele lipsesc. Metoda intensităților alternate este singura care ne poate spune astfel cu siguranță dacă un spin nuclear este nul sau nu. Celelalte metode nu pot deosebi dacă spinul este într'adevăr nul sau dacă nu e decât momentul magnetic foarte mic. Metoda intensităților alternate nu dă însă rezultate bune decât pentru spinii mici. Într'adevăr, măsurătorile de intensitate fiind puțin precise, erorile de experiență pot fi ușor mai mari decât diferența între două valori succesive posibile ale raportului $i/(i + 1)$ pentru spini mari, de pildă 7/2 sau 9/2. Metoda intensităților alternate s'a

aplicat multor nucleii uşori, dela 1_1H la ${}^{35}_{17}Cl$, precum şi câtorva nucleii mai grei¹⁾.

Determinarea felului de simetrie al nivelelor cu probabilitate mai mare poate arăta ce fel de statistică urmează nucleii din molecula considerată. Din toate rezultatele cunoscute până acum reiese că nucleii cu A par urmează statistica lui Bose iar cei cu A impar statistica lui Fermi. După cum vom vedea mai jos, nucleii cu A par şi Z impar sunt cu deosebire interesaţi din acest punct de vedere. Nucleul ${}^{14}_7N$ de pildă, a fost cercetat de Rasetti²⁾ prin structura de rotaţie a liniilor Raman date de molecula ${}^{14}N_2$. Unul din clişeele lui e dat în pl. II. Intensităţile alternate se văd foarte clar şi dau spinul 1 iar ordinea liniilor mai intense arată că statistica urmată este a lui Bose.

30. Valorile spinului şi momentului magnetic nuclear

Am descris mai sus un număr de metode pentru determinarea spinului şi momentului magnetic nuclear. Valorile găsite astfel sunt date de tabloul IV.

În ce priveşte spinul, nucleii se pot împărţi în trei clase şi anume: 1^0 , cei cu A şi Z pari, care au spinul nul; 2^0 , cei cu A impar şi Z fie par, fie impar, care au spinul semi întreg; 3^0 , cei patru nucleii stabili cu A par şi Z impar, care au spinul egal cu 1. Nucleul rar şi nestabil ${}^{176}_{72}Lu$, şi el cu A par şi Z impar, alcătuieşte un caz aparte, spinul său fiind probabil întreg şi mai mare decât 7 (cf. § 27). Dintre ceilalţi nucleii nestabili, se cunoaşte numai spinul $3/2$ al ${}^{87}_{37}Rb$.

Spinul protonului, particulă elementară grea, este $1/2$. El este egal cu acel al electronului, particulă elementară

¹⁾ Se va găsi o bibliografie până în 1936 în raportul amintit mai sus al lui Bethe şi Bacher. Printre lucrările mai noi, se pot cita: L. A. Strait şi F. A. Jenkins (${}^{127}_{53}I$), *Phys. Rev.* **49**, 635, 1936; H. Krüger (${}^{15}_7N$), *Zs. f. Phys.* **111**, 467, 1939; C. H. Townes şi W. R. Smythe (${}^{13}_6C$), *Phys. Rev.* **56**, 1210, 1939.

²⁾ F. Rasetti, *Zs. f. Phys.* **61**, 598, 1930.

ușoară. Spinul deuterionului este 1. Deuterionul este cel mai simplu dintre nucleii compuși, el fiind alcătuit dintr'un proton și un neutron. Deoarece spinii sunt aditivi, trebuie să avem $i_D = i_p \pm i_n$, semnul + fiind dat de spini paraleli iar semnul — de spini antiparaleli. Deoarece $i_D = 1$ și $i_p = 1/2$, pare mai firesc să luăm semnul + și să atribuim neutronului ca și celorlalte particule elementare, spinul $1/2$.

Dacă admitem că atât protonul cât și neutronul au spinul $1/2$ și urmează statistica lui Fermi, sistematica spinilor nucleari se explică dela sine. Un număr par de protoni și neutroni, deci un nucleu cu A par, va avea un spin întreg iar un număr impar de protoni și neutroni, deci un nucleu cu A impar, va avea un spin semi întreg. Primul va urma statistica lui Bose, al doilea statistica lui Fermi. În particular, un nucleu cum este ${}^{14}_7N$, cu A par și Z impar, va avea un spin întreg și va urma statistica lui Bose, după cum o confirmă și experiența. Dacă am admite însă, cum se făcea acum câțiva ani, că nucleii sunt alcătuiți din protoni și electroni, nucleul ${}^{14}_7N$ ar fi format din 14 protoni și 7 electroni, deci dintr'un număr total impar de particule. Electronul având spinul $1/2$ și urmând și el statistica lui Fermi, ar trebui ca ${}^{14}_7N$ să aibă un spin impar și să urmeze statistica lui Fermi, ceea ce este împotriva experienței. Constatarea aceasta a fost unul din motivele pentru cari s'a părăsit ipoteza existenței electronilor în nucleu.

Faptul că toți nucleii cu A și Z pari, deci cu un număr par de protoni și un număr par de neutroni, au nu numai un spin întreg ci un spin nul, arată că particulele lor constitutive au două câte două spinii lor antiparaleli. Regăsim aci tendința de împerechere a particulelor intranucleare pe care o semnalasem cu prilejul sistematicii isotopilor (cf. § 18). Această tendință de împerechere există într'o oarecare măsură și la nucleii cu un număr impar de particule, deoarece spinii acestora nu sunt niciodată foarte mari. Chiar printre elementele foarte grele, cu peste 200 de particule constitutive, găsim nuclei impari cu spini mici, $1/2$ sau $2/3$, iar singurul spin mai mare de $9/2$ găsit până acum este al elementului nestabil ${}^{176}_{71}Lu$.

Cu privire la valorile momentelor magnetice nucleare, trebuie să facem mai întâi o observație însemnată. Dacă ele ar fi cuantificate în același fel ca și acelea ale periferiei electronice a atomului, ele ar trebui să fie multipli întregi ai unei cantități analoage cu magnetonul lui Bohr, în expresia căruia ar trebui numai înlocuită masa electronului cu cea a protonului sau neutronului. Magnetonul nuclear μ_0 ar fi astfel de vreo 1835 ori mai mic decât magnetonul lui Bohr, sau (F = echivalentul lui Faraday).

$$\mu_0 = \frac{eh}{4\pi M} = \frac{Fh}{4\pi \cdot 1,008} = 5,04 \cdot 10^{-24} \text{ U.E.M.}$$

Tabloul IV dă valorile momentelor magnetice nucleare exprimate în multipli de μ_0 . Se vede că aceste valori nu sunt întregi și nici măcar nu par a se grupa în jurul valorilor întregi. E drept că determinările mai vechi, obținute din valoarea factorului de interval al structurii hiperfine sau cu razele atomice prin metode care dau momentul atomic total, nu sunt foarte sigure. Într'adevăr relațiile care dau pe μ din cantitățile accesibile experienței nu sunt obținute decât prin calcule destul de complicate, care n'au putut fi duse la bun sfârșit decât prin anumite simplificări¹⁾. Cantitățile determinate prin experiență, mai cu seamă cele obținute pe cale spectroscopică, sunt foarte mici și supuse deci unor erori destul de însemnate. În consecință, valorile momentelor magnetice obținute prin metodele amintite nu pot fi considerate ca foarte exacte. Dimpotrivă, metoda de rezonanță cu precesia lui Larmor, pusă la punct de Rabi și colaboratorii săi (cf. § 28 f), trebuie considerată ca destul de exactă. Relația (5) din care se obține μ este simplă și directă iar determinarea valorilor lui H_0 pentru care rezonanța este asigurată e și ea destul de precisă. Valorile momentelor magnetice obținute astfel, însemnate cu 28f în tab. IV, trebuie deci considerate ca mai precise decât celelalte. Ele sunt suficient de exacte pentru a ne permite să afirmăm

¹⁾ Cf. § 27; Goudsmit, *loc. cit.*; Fermi și Segré *loc. cit.*; Bethe și Bacher, *loc. cit.*

TAB

Indicațiile bibliografice se vor găsi în text, la paragrafele
 ~ înseamnă o valoare aproximativă

Element	Z	A	<i>i</i>		μ		$\frac{q}{10^{-24}}$ cm ²	Element	Z	A
			val.	bibl.	val.	bibl.				
H	1	1	1/2		2,78	28 f	0,002	Cu	29	63
H	1	2	1		0,855	28 f		Cu	29	65
He	2	4	0	29	~ 0	28 1		Zn	30	67
Li	3	6	1	28 c	0,820	28 f		Ga	31	71
Li	3	7	3/2	27, 28 c, 29	3,25	27, 28 a		Ga	31	71
Be	4	9	3/2*		—1,18	28 f		As	33	75
B	5	10	1 *		0,597	28 f		Br	35	79
B	5	11	3/2 *		2,68	28 f		Br	35	81
C	6	12	0	29	0			Kr	36	83
N	7	14	1	29	0,40	28 f		Rb	37	85
N	7	15	1/2	29				Rb	37	87
O	8	16	0	29	0			Sr	38	87
F	9	19	1/2	27, 29	2,62	28 f		Ag	47	107
Ne	10	20			~ 0	28 a		Ag	47	109
Na	11	23	3/2	27, 28 b, c, 29	2,22	28 f		Cd	38	111
Al	13	27	5/2	27	3,63	28 f		Cd	48	113
P	15	31	1/2	29				In	49	115
S	16	32	0	29				Sn	50	117
Cl	17	35	~5/2*)	29	1,36	28 f		Sn	50	119
A	18	40			~ 0	28 a		Sb	51	121
K	19	39	3/2	27, 28 c	0,391	28 f		Sb	51	123
K	19	41	3/2	28 c	0,215	28 f		I	53	127
Sc	21	45	7/2	27	~4,6	27		Xe	54	129
V	23	51	7/2	27				Xe	54	131
Mn	25	55	5/2	27				Cs	55	123
Co	27	59	7/2	27	~ 3	27		Ba	56	135
								Ba	56	137

*) Admis din motive teoretice sau prin analogie pentru calcularea lui μ din metoda intensităților alternate, este foarte nesigură.

LOUL IV

ale căror numere sunt indicate.
(de pildă $\pm 25\%$)

<i>i</i>		μ		q 10^{-24} cm^2	Element	Z	A	<i>i</i>		μ		q 10^{-24} cm^2
val.	bibl.	val.	bibl.					val.	bibl.	val.	bibl.	
3/2	27	2,5	27	$\sim -0,1$	La	57	139	7/2	27	$\sim 2,8$	27	
3/2	27	2,6	27	$\sim -0,1$	Eu	63	151	5/2	27	$\sim 3,4$	27	$\sim +1,2$
5/2	27	$\sim 0,9$	27		Eu	63	153	5/2	27	$\sim 1,5$	27	$\sim +2,5$
3/2	27	2,0	27	+1	Yb	70	171	1/2	27	+0,4	27	+0,4
3/2	27	2,5	27	~ 0	Yb	70	173	5/2	27	-0,6	27	-0,6
3/2	27	$\sim 1,5$	27	+0,3	Lu	71	175	7/2	27	$\sim 2,6$	27	+5,9
3/2	27	$\sim 2,6$	27		Lu	71	176	>7	27	$\sim 3,8$	27	
3/2	27	$\sim 2,6$	27		Re	75	185	5/2	27	$\sim 3,3$	27	+2,8
9/2	27	~ -1	27	+0,04	Re	75	187	5/2	27	$\sim 3,3$	27	+2,6
5/2	27, 28 c	1,345	28 f		Pt	78	195	1/2	27	$\sim 0,6$	27	
3/2	27, 28 c	2,74	28 f		Au	79	197	3/2	27	$\sim 0,2$	27	
9/2	27	-1,1	27		Hg	80	199	1/2	27	$\sim 0,5$	27	
1/2	27	-0,1	27		Hg	80	201	3/2	27	$\sim -0,6$	27	+0,5
1/2	27	-0,2	27		Tl	81	203	1/2	27	1,45	27	
1/2	27				Tl	81	205	1/2	27	1,45	27	
1/2	27				Pb	82	207	1/2	27	$\sim 0,6$	27	
9/2	27	6,4	28 c	+0,84	Bi	83	209	9/2	27	$\sim 3,6$	27	-0,4
1/2	27	-0,6	27									
1/2	27	-0,9	27									
5/2	27	3,7	27									
7/2	27	2,8	27									
5/2	27	2,8	27	-0,5								
1/2	27	$\sim -0,8$	27									
3/2	27	$\sim 0,7$	27	~ 0								
7/2	27, 28 c	2,57	28 f									
3/2	27	0,9	27									
3/2	27	0,9	27									

metoda de rezonanță cu precesia lui Larmor. Valoarea 5/2 pentru Cl, dedusă din

că momentele magnetice nucleare *nu* sunt multipli întregi ai magnetonului nuclear μ_0 .

O valoare în special caracteristică este aceea a momentului magnetic μ_p al protonului. S'ar fi așteptat, după cum o cere teoria lui Dirac a spinului, ca această valoare să fie egală cu un magneton nuclear. De fapt, atât primele determinări ale lui Stern, Estermann și Frisch cât și cele ulterioare ale lui Rabi și ale colaboratorilor săi (cf. § 28), au arătat că μ_p e cuprins între 2,5 și 3 magnetoni nucleari, valoarea cea mai exactă, dată de perioada precesiei lui Larmor, fiind $2,78 \mu_0$. Momentul magnetic μ_D al deuterionului nu este nici el un multiplu întreg al magnetonului nuclear, ci egal cu $0,85 \mu_0$.

Din valoarea lui μ_p și a lui μ_D se poate obține o valoare a momentului magnetic al neutronului. Intr'adevăr, am văzut mai sus că spinii din clădirea deuterionului sunt probabil paraleli; momentele magnetice corespunzătoare trebuie atunci să fie și ele paralele. Din motive teoretice pare foarte probabil ca în starea fundamentală a deuterionului să nu existe « moment orbital ». Momentul lui magnetic este atunci datorit numai spinilor și vom avea $\mu_D = \mu_p + \mu_N$, deci $\mu_N = \mu_D - \mu_p = -1,97 \mu_0$. Momentul magnetic al neutronului este egal cu aproape doi magnetoni nucleari iar semnul — arată că el este antiparalel cu spinul, ca și cum neutronul ar fi avut o sarcină electrică negativă. Neutronul neavând sarcină electrică ar fi trebuit, după teoria lui Dirac, să aibă un moment magnetic nul.

Faptul că particulele elementare grele, proton și neutron, au momente magnetice cari nu sunt conforme cu teoria lui Dirac nu a putut încă fi explicat în mod satisfăcător pe cale teoretică ¹⁾.

31. Strămutarea isotopică în structura hiperfină

După teoria pe care am dat-o mai sus pentru structura hiperfină, aceasta nu depinde decât de valoarea spinului și a momentului magnetic nuclear. Isotopii diferiți ai unui

¹⁾ Cf. C. F. von Weizsäcker, *Zs. f. Phys.* **102**, 572, 1936.

același element nu pot avea structuri hiperfine diferite decât dacă au și momente diferite. S'ar putea însă ca din pricina structurii intranucleare diferite să existe între termenii spectrali a doi isotopi diferențe foarte mici care ar strămuta liniile unuia față de ale celuilalt. Liniile celor doi isotopi ar avea astfel înfățișarea unui dublet de structură hiperfină. În general, dacă ar exista n isotopi cu spini egali (de pildă nuli), fiecare linie a elementului considerat ar semăna cu un multiplet de structură hiperfină de ordinul n ; dacă spinii n'ar fi nuli, fiecare din componentele acestui multiplet aparent ar putea fi ea însăși un multiplet de structură hiperfină adevărată. Structura hiperfină experimentală ar arăta astfel o inextricabilă complicație. Din fericire, asemenea complicații nu se observă de obicei. Elementele cu isotopi numeroși sunt cele cu număr atomic par (cf. § 19) iar isotopii acestora au în majoritate numere de masă pare, deci spini nuli. Pe de altă parte, efectele de strămutare isotopică (*isotope shift*) ale liniilor spectrale sunt extrem de slabe pentru elementele cu greutate atomică mijlocie. Staniul de pildă, cu zece isotopi dintre cari șapte cu spin nul, are multiplete de structură hiperfină aparentă formați dintr'o linie centrală foarte intensă, fără structură observabilă, și din multiplete puțin intenși de structură hiperfină adevărată, care corespund destul de bine cu abundența redusă (20% în total) a celor trei isotopi impari ^{115}Sn , ^{117}Sn , ^{119}Sn . Lipsa de structură a liniei centrale arată că nu există strămutări isotopice observabile pentru isotopii pari dela ^{112}Sn la ^{124}Sn . Observații analoage se pot face pentru Ba^1).

Strămutarea isotopică se observă însă la elementele grele. Liniile plumbului, de pildă, au o structură hiperfină experimentală formată pe de o parte din două linii intense și una slabă care sunt aceleași oricare ar fi cuantul intern al nivelelor tranziției și pe de altă parte dintr'o structură hiperfină normală datorită unui spin $1/2$. Un studiu al plumburilor din mineralele radioactive făcut de K o p f e r m a n n ²⁾

¹⁾ S. Tolansky, *Proc. Roy. Soc.* **144**, 574, 1934; A. N. Benson și R. A. Sawyer, *Phys. Rev.* **52**, 1127, 1937.

²⁾ H. K o p f e r m a n n, *Zs. f. Phys.* **75**, 363, 1932. Cf. și J. L. Rose și R. K. Stranathan, *Phys. Rev.* **49**, 916, 1936 și **50**, 792, 1936.

a arătat că din cele două linii intense una este a isotopului 206 iar cealaltă a isotopului 208. Linia slabă trebuie atribuită isotopului 204 iar structura hiperfină normală isotopului 207. Intensitățile relative ale liniilor sunt egale cu abundențele relative ale celor patru isotopi (pentru ^{207}Pb trebuie luată bine înțeles suma intensităților de structură hiperfină).

S'au observat strămutări isotopice și în structura hiperfină a altor elemente grele, în special a platinului¹⁾. S'au observat asemenea strămutări și la unele elemente mijlocii cum este de pildă cuprul²⁾.

Origina strămutărilor isotopice în structura hiperfină nu este încă exact cunoscută. Ea poate fi datorită suprapunerii mai multor efecte, care nu sunt însă nici electrostatice, deoarece câmpurile coulombiene a doi isotopi sunt identice, nici electromagnetice, deoarece o diferență în momentele nucleare dă structura hiperfină normală, nici efecte de masă, deoarece am văzut că acestea se observă numai la elementele ușoare (cf. § 23), pe când strămutările isotopice interesează tocmai elementele cele mai grele. Strămutarea isotopică se datorește probabil unor efecte tipic intranucleare, datorite forțelor specifice ce mențin clădirea nucleului, forțe care pot depinde de numărul neutronilor prezenți și pot diferi deci dela un isotop la altul³⁾.

¹⁾ B. Jaeckel și H. Kopfermann, *Zs. f. Phys.* **99**, 492, 1936; **100**, 513, 1936; Kopfermann și K. Krebs, *ibid.* **101**, 193, 1936; cf. și, pentru *Re*, H. Schüller și H. Korsching, *Zs. f. Phys.* **105**, 168, 1937; pentru *Hg*, H. Schüller, J. E. Keystone, și E. G. Jones, *ibid.* **72**, 423 și **74**, 631, 1931; pentru *Tl*, Schüller și Keystone, *ibid.* **70**, 1, 1931; P. Köhler, *ibid.* **113**, 306, 1939.

²⁾ R. Ritschl., *Zs. f. Phys.* **79**, 1, 1932; H. Schüller și T. Schmidt, *ibid.* **100**, 113, 1936. Pentru *Zn* și *Cd*, cf. H. Schüller și H. Westmeyer, *ibid.* **81**, 565, 1933 și **82**, 685, 1933.

³⁾ Pentru elementele grele, strămutarea isotopică pare a fi datorită unui efect de « volum nuclear ». Într'adevăr, se știe că forțele intranucleare se întind numai până la o anumită distanță critică, socotită ca « raza nucleului » (cf. § 45). Deoarece volumul nucleului este aproximativ proporțional cu numărul particulelor lui constitutive, raza nucleului este proporțională cu $A^{1/3}$, și deci mai mare pentru un isotop greu decât pentru unul ușor. De aci un termen de perturbație diferit asupra nivelelor de energie, în special asupra nivelelor s ai căror electroni trec foarte aproape de nucleu. Calculele făcute pe aceste baze de Bartlett și alții se potrivesc destul de bine cu rezultatele experienței pentru elementele grele (*Pb*, *Pt*), nu însă pentru cele mijlocii (*Cu*, *Zn*). Pentru acestea origina strămutării isotopice pare a fi de altă natură.

32. Cuadrupoli electricei nucleari

În anumite cazuri, regula lui Landé a intervalelor de structură hiperfină (cf. § 27) nu este respectată. Uneori se pot explica abaterile prin existența unor interacțiuni cu alte nivele de energie, dacă acestea sunt foarte apropiate. Alteori se constată existența unor abateri chiar pentru nivele foarte depărtate unele de altele, abateri care alterează în chip asemănător structurile hiperfine ale multora din liniile aceluiași element. Această alterare trebuie atunci atribuită unei perturbații generale în legea de interacțiune între i și j . Schüler și Schmidt¹⁾, care au descoperit fenomenul, observă că el poate fi regăsit exact dacă se adaugă în legea de interacțiune un termen în $\cos^2 \vec{i} \vec{j}$, pe lângă cel în $\cos \vec{i} \vec{j}$ care dă regula lui Landé. Apariția unui termen în $\cos^2 \vec{i} \vec{j}$ se explică ușor dacă se admite cu nucleul are un moment electric cuadрупolar, cu alte cuvinte dacă protonii intranucleari nu alcătuiesc o clădire cu simetrie sferică. Calcule mai precise asupra efectelor datorite unui cuadрупol electric au fost făcute de către Casimir²⁾. El a găsit că toate nivelele ar fi perturbate, afară de cele s sau $p_{1/2}$, ceea ce se confirmă și experimental. Cu expresiile lui se poate calcula valoarea absolută q a cuadрупolului nuclear din abaterile față de regula intervalelor. Deși măsurătorile exacte sunt evident foarte grele, s'au putut găsi momente de cuadрупol electric pentru numeroși nuclei mai grei³⁾. Valorile mai sigure sunt date în tab. IV.

Un moment de cuadрупol electric al deuterionului pare să fi fost descoperit de Rabi și colaboratorii săi⁴⁾ în

¹⁾ H. Schüler și W. Schmidt, *Zs. f. Phys.* **94**, 457, 1935; **98**, 430, 1936.

²⁾ H. Casimir, *Physica*, **2**, 719, 1935.

³⁾ H. Schüler și T. Schmidt, *Zs. f. Phys.* **95**, 265, 1935; **98**, 239, 1936; **99**, 717, 1936; **100**, 113, 1936; H. Schüler și M. Markert, *ibid.* **102**, 703, 1936. Pentru lucrările ulterioare, cf. § 27, precum și R. Bacher și D. Tomboulion, *Phys. Rev.*, **52**, 836, 1937; T. Schmidt, *Zs. f. Phys.* **113**, 439, 1939; K. Murakawa, *ibid.* **112**, 234 și **114**, 651, 1939; D. R. Hamilton și N. A. Renzetti, *Phys. Rev.* **55**, 680, 1939; D. R. Hamilton, *ibid.* **56**, 60, 1939.

⁴⁾ J. M. B. Kellogg, I. I. Rabi, N. F. Ramsey și J. R. Zacharias, *Phys. Rev.* **55**, 318, 1939.

experiențele lor asupra moleculelor 1H_2 , $^1H^2H$ și 2H_2 . Din calcule făcute pe baza unei teorii a lui Nordsieck, ar rezulta că valoarea acestui cuadрупol este $2 \cdot 10^{27} \text{ cm}^2$. Existența unui cuadрупol electric al deuterionului poate avea o însemnătate foarte mare pentru teoria forțelor intra-nucleare¹⁾.

¹⁾ Cf. S. Flügg e, *Zs. f. Phys.* **113**, 587, 1939.

CAP. IV

RADIAȚIILE SUBSTANȚELOR RADIOACTIVE

Deși nucleii sunt în general clădiri foarte stabile, am văzut în cap. II că sunt unele elemente grele, zise *radioelemente*, ale căror nuclei se pot desintegra în mod spontan. Am văzut de altminteri (cf. § 22) că aceste desintegrări nu sunt cu putință decât în anumite domenii ale sistemului periodic. Nucleii radioelementelor se pot desintegra fie prin emiterea unui nucleu de heliu ${}^4_2\text{He}$ (radiația α), fie prin crearea și emiterea unui electron (radiația β). Dacă nucleul rămas după transformarea radioactivă nu e format direct în starea lui fundamentală, el emite excesul său de energie sub forma unui quantum electromagnetic (radiația γ). În capitolul de față vom studia ceva mai de aproape cele trei feluri de radiații emise de radioelemente. Nu vom face totuși un studiu complet al acestor radiații, ci ne vom mărgini la ceea ce e de strictă trebuință pentru cercetarea structurii interne a nucleilor.

Vom începe studiul nostru cu o scurtă descriere a dispozitivelor experimentale folosite pentru detectarea radiațiilor α , β și γ . Aceste dispozitive se pot împărți în două clase: dispozitivele globale care înregistrează efectul total al radiațiilor și dispozitivele care înregistrează individual fiecare particulă sau chiar fiecare quantum electromagnetic. Din prima clasă fac parte camera de ionizare și placa fotografică. În a doua clasă se numără camera Wilson, tuburile de numărare, numărătoarele proporționale ¹⁾.

¹⁾ Vechea metodă a scânteierilor pe un strat de ZnS (cf. § 3) face și ea parte din această clasă. Însemnătatea ei istorică este foarte mare dar astăzi ea nu mai e folosită decât pentru cercetările calitative.

33. Camera de ionizare

O cameră de ionizare este alcătuită din doi electrozi izolați între care se află un gaz la presiune și temperatură date (fig. 29). Unul din electrozi este legat de o tensiune înaltă (câteva sute până la câteva mii de volți), celălalt cu un electrometru. Dacă gazul dintre electrozi e străbătut de o radiație α , β sau γ , aceasta va ioniza moleculele gazului și ionii formați, accelerați de diferența de potențial dintre cei doi electrozi, se vor îndrepta către aceștia, cei de un semn într-o parte, cei de semn contrar în cealaltă parte. Jumătate

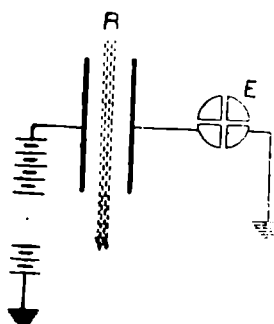


Fig. 29. — Camera de ionizare
R radiația ionizantă
E electrometru

din ionii formați vor fi astfel atrași de electrodul în legătură cu electrometrul și îi vor comunica sarcinile lor, iar acestea vor fi înregistrate. Diferența de potențial între cei doi electrozi trebuie să fie destul de mare, astfel ca ionii să nu aibă timpul de a se recombina înainte să ajungă pe electrozi. Numai atunci sunt înregistrați de electrometru *toți* ionii de un anumit semn formați de radiație în camera de ionizare (curent de saturație). Curentul măsurat de electrometru va corespunde atunci cu sarcina transmisă de ionii for-

mați în camera de ionizare pe unitatea de timp. Numărul ionilor formați fiind proporțional cu numărul particulelor (sau cuantelor) care au trecut prin camera de ionizare, curentul va fi proporțional cu numărul particulelor care trec prin unitatea de timp, deci cu intensitatea radiației. Camera de ionizare este astfel indicată pentru măsurătorile de intensitate.

Forma și mărimea camerei de ionizare, natura și presiunea gazului folosit, sensibilitatea electrometrului, se aleg după felul și intensitatea radiației de studiat. Pentru razele α , care sunt absorbite complet în câțiva cm. de gaz la presiunea și temperatura normală (cf. tab. V) și care dau un număr foarte mare de ioni ($\sim 10^5$), se folosesc camere destul de mici, care lucrează în aer la presiunea normală și care

sunt în legătură cu electrometre de sensibilitate normală, de pildă electrometre cu cadrane de tipuri obișnuite sau chiar electroscoape. Se întrebuintează însă electrometre cât mai sensibile (tip Hoffmann de pildă) dacă trebuie măsurată ionizarea dată de o singură particulă α . În cazul acesta însă se înregistrează fiecare particulă aparte și dispozitivul se apropie de cele de numărare pe cari le vom descrie mai jos (cf. § 36).

Pentru razele β și γ , care au o putere de pătrundere mai mare și o putere de ionizare mai slabă, se folosesc camere de ionizare mai mari, de obicei închise și umplute cu gaze grele (argon, ioduri organice) la presiuni mari. Se întrebuintează și electrometre mai sensibile.

34. Metode fotografice

Toate radiațiile emise de radioelemente impresionează placa fotografică. Aceasta este un detector foarte prețios din pricina efectului ei cumulativ. Într'adevăr, o radiație foarte puțin intensă, care ar putea greu fi pusă în evidență în alt chip, impresionează până la sfârșit placa fotografiată dacă timpul de expunere este destul de lung. Pe de altă parte, placa fotografică este indicată pentru experiențele de localizare exactă a unui fascicol canalizat prin fante subțiri, de pildă în experiențele de deviație de orice fel. Într'adevăr, o linie de înegrire pe o placă fotografică este un reper foarte simplu pentru măsurători exacte, după cum am văzut-o și în spectrografia de masse, iar placa ea însăși este un plan aproape perfect a cărui poziție în spațiu poate fi definită cu foarte mare precizie.

Particulele α , care sunt complet absorbite în stratul de gelatinobromură, provoacă o înegrire foarte intensă. Parcursul lor total în stratul sensibil e de câteva sutimi de mm. Dacă incidența particulelor este aproape tangențială, drumul lor în placă poate fi urmărit prin granulele de argint reduse. Acestea desemnează traectoria unei particule printr'o înșirare de puncte în linie dreaptă, întocmai ca și picăturile

condensate în camera Wilson (cf. mai jos). Bine înțeles, observația nu se poate face decât cu microscopul¹⁾.

Particulele β impresionează și ele placa fotografică dar într'o măsură mult mai redusă decât particulele α . Efectul unei singure particule este cu desăvârșire neobservabil.

Razele γ , în special cele cu lungimi de undă mai scurte, nu pierd decât foarte puțină energie în stratul subțire de gelatinobromură și nu-l impresionează deci aproape deloc. Pentru detectarea razelor γ trebuie folosite plăci ultrasensibile cu strat gros și densitate mare, căruia se adaugă și un ecran fluorescent de întărire. Acesta, de obicei de tungstat de calciu, emite când este bombardat de raze γ o fluorescență vie în violet și ultraviolet, fluorescență care ajută la impresionarea plăcii.

35. Camera Wilson

Camera Wilson este un aparat cu care se pot vedea și fotografia traectoriile particulelor ionizante. Ea se sprijină pe o veche observație a lui C. T. R. Wilson, după care vaporii suprasaturanți dintr'un volum se condensează selectiv pe ionii din acel volum.

Aparatul (fig. 30) se compune dintr'o cameră cilindrică închisă A , cu pereți de sticlă, plină cu un gaz a cărui natură și presiune sunt alese după trebuință și în care se poate mișca un piston P . Pe fața superioară a acestuia din urmă este așezat în general un strat de gelatină umedă, așa că volumul camerei este plin cu vaporii saturanți²⁾. De obicei, gelatina este îmbibată cu apă; se întrebuințează uneori și alcool, amestecuri de alcool și apă ș. a. Pistonul poate primi o mișcare de coborîre repede, care asigură gazului din A o destindere adiabatică. Vaporii devin atunci suprasaturanți și se condensează. Dacă destinderea nu e prea mare și dacă gazul din cameră nu conține praf și impurități, vaporii supra-

¹⁾ Cf. de pildă H. J. Taylor, *Proc. Roy. Soc.* **150**, 382, 1935.

²⁾ Uneori se înlocuiește gelatina cu catifea sau altă stofă. Se poate pune lichidul care dă vaporii și într'un recipient aparte legat de cameră printr'o canalizație scurtă și groasă.

saturanți se condensează numai pe ionii din *A*, fiecare ion fiind centrul unei picături microscopice de lichid. Dacă în momentul destinderii trec prin cameră particule ionizante, picăturile condensate pe ioni se vor înșira de-a-lungul traiectoriei particulei iar aceasta va fi astfel însemnată printr'o linie subțire de ceață. Linia aceasta se poate vedea și fotografia dacă se luminează puternic camera și dacă se privește sau se fotografiază într'o direcție perpendiculară pe fascicolul de lumină, întocmai cum se văd firicelele de praf într'o rază de soare (fenomenul lui Tyndall).

Pistonul *P* poate fi pus în mișcare în mai multe feluri. S'au folosit mai cu seamă dispozitive mecanice sau pneumatice. Primele întrebuintează o camă cu profil ad-hoc și amintesc dispozitivele de comandă ale supapelor în motoarele cu explozii. Celelalte aspiră pistonul deschizând un robinet care face legătura între spațiul de sub piston și o pompă de vid. Cursa pistonului e reglată după trebuință în funcție de natura și presiunea gazului precum și de natura vaporilor suprasaturanți din *A*. Pentru a se înlătura ionii paraziți care ar putea provoca o condensare difuză a vaporilor în timpul destinderii, se stabilește un câmp electric între partea de sus a camerei și piston. Acest câmp se întrerupe în clipa destinderii și se restabilește apoi, pentru a se îndepărta din nou ionii formați și a se pregăti camera pentru o nouă experiență.

Pentru asigurarea unui mare număr de destinderi succesive, se întrebuintează aparaturi automate cu mai multe releuri electromagnetice, cari comandă simultan coborîrea pistonului, întreruperea câmpului electric, aprinderea arcului sau lampei care luminează camera și deschiderea aparatului

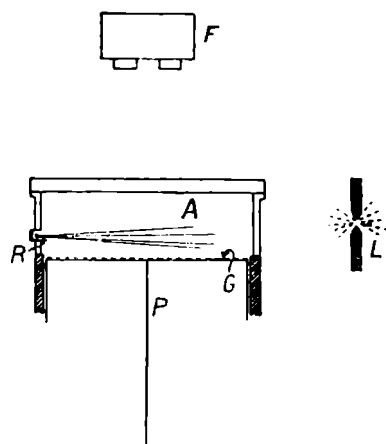


Fig. 30.—Schema camerei Wilson
A camera cilindrică *L* arcul electric
P pistonul *R* izvorul de raze
G strat de gelatină *F* aparatul foto-
 umedă grafic stereo-
 scopic

fotografic¹⁾). Acesta din urmă este de obicei un aparat stereoscopic care permite reconstituirea în spațiu a traiectoriilor observate. Se pot folosi și două aparate așezate în unghi drept și comandate simultan.

În camera Wilson se pot fotografia atât traiectoriile particulelor α cât și ale particulelor β . Se poate pune în evidență și o radiație γ prin traiectoriile electronilor secundari (foto-electroni și electroni Compton) extrași chiar din gazul camerei. Particulele α au o putere de ionizare foarte mare, numărul ionilor produși pe cm. de parcurs într'un gaz la presiunea normală fiind de câteva zeci de mii. În consecință, traiectoriile α în camera Wilson se vor observa ca linii destul de groase, continue și foarte luminoase (cf. cl. 1, 2 și 3 pl. III). Electronii repezi care alcătuiesc particulele β au o putere de ionizare mult mai mică, de numai vreo sută de ioni pe cm. Traectoriile lor în camera Wilson apar ca mult mai subțiri, formate din picături răslețe care pot fi observate individual (cf. de pildă cl. 1, pl. III).

36. Tuburile numărătoare și numărătoarele proporționale

Un tub numărător²⁾ este în principiu o cameră de ionizare supusă unei diferențe de potențial abia mai mică decât potențialul disruptiv. Dacă o particulă ionizantă pătrunde într'un astfel de tub, ionii produși vor declanșa descărcarea disruptivă iar aceasta va putea fi înregistrată de un electrometru sau de grăția primei lămpi a unui amplificator în legătură cu un oscilograf catodic, un microfon sau oricare dispozitiv de înregistrare sau de totalizare. Se vor putea astfel număra particulele una câte una.

Primele tuburi numărătoare au fost construite în 1908 de către Rutherford și Geiger. De atunci s'au construit tuburi cu formele cele mai diferite, între care numărătorul cu ac al lui Geiger a fost multă vreme printre cele mai întrebuințate. Astăzi, nu se mai folosesc aproape decât numărătoarele

¹⁾ Ca exemplu se poate cita aparatul foarte elegant al lui P. M. S. Blackett și G. P. Occhialini (*Proc. Roy. Soc.* **189**, 699, 1933).

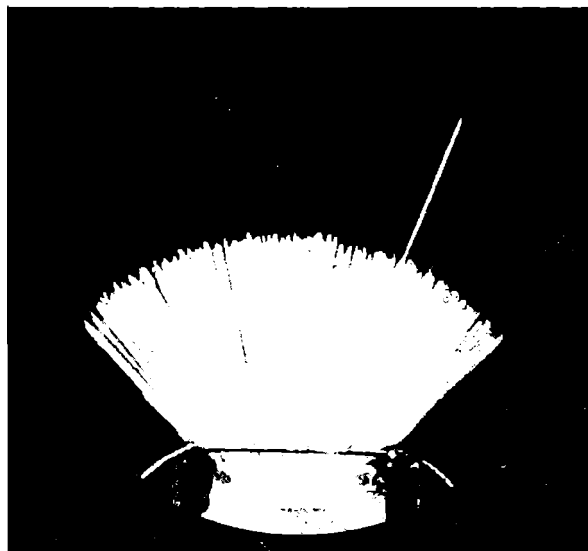
²⁾ Compteur, Zählrohr, Tube counter.



cl. 1. — În stânga traiectorie α rectilinie și luminoasă; în dreapta, traiectorii β subțiri și frânte din pricina ciocnirilor cu atomii gazului din cameră (cl. Rutherford, Chadwick, Ellis, *Radiations from Radioactive substances*).



cl. 2. — Traiectoria completă a unei particule α emise de un nucleu de radon desintegrat chiar în gazul camerei. Se observă către sfârșitul parcursului (dreapta) o deviație datorită unei ciocniri cu un nucleu (cl. Rutherford, Chadwick, Ellis, *Radiations from Radioactive substances*).



cl. 3. — Radiația α a Ra C'. Se observă fluctuațiile de parcurs precum și o traiectorie cu lung parcurs (cl. Philipp, *Kernspektren*).

de tip Geiger-Müller (fig. 31)¹⁾. Acestea sunt alcătuite dintr'un cilindru metalic *C* astupat la ambele capete cu dopuri izolante (chihlimbar, ebonit, etc.). În axul tubului e întins un fir metalic subțire (diametru 0,1—0,5 mm.), obișnuit din tungsten. Printr'unul din dopuri pătrunde o tubulură *T* în legătură cu o canalizație de sticlă prin care se poate varia și măsura presiunea gazului din tub, care poate fi aer, argon, heliu sau oricare altul. Adesea se așează și tubul întreg în canalizația de sticlă. Dacă particulele de înregistrat sunt particule α se prevede o «fereastră de intrare» a lor în tub, fereastră care se acoperă cu o foiță subțire de mică sau de aluminiu. Dimensiunile tubului și presiunea gazului variază cu natura radiației studiate. Cele pentru razele α sunt mici, lungi de câțiva cm. și cu diametru de câțiva mm.; cele pentru raze β sunt mai mari iar cele pentru raze γ și mai mari (lungimea până la 50 cm., diametrul de câțiva cm.). Presiunea gazului e de obicei de vreo 10 cm. Hg pentru razele α și β , mai mare pentru razele γ .

Cilindrul exterior este la o tensiune negativă a cărei valoare, potrivită după presiunea gazului, e cuprinsă de obicei între 1500 și 2000 volți. Ea trebuie să fie foarte constantă, pentru a nu pricinui descărcări parazite. Din același motiv, cilindrul exterior trebuie să fie bine șlefuit pe dinăuntru și gazul trebuie să fie lipsit de praf, umezeală și impurități. Firul central este în legătură cu electrometrul sau cu ampli-

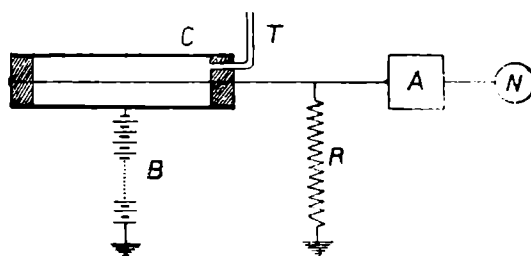


Fig. 31. — Numărătorul Geiger Müller

C tubul	T tubulura p. variația
B bateria de	presiunii
tensiune	A amplificator
R rezistența de	N dispozitiv de totalizare
scurgere	sau de înregistrare

¹⁾ Pentru partea istorică și tuburile de modele mai vechi, cf. tratatele de Radioactivitate citate în cap. I și II. Pentru o descriere foarte amănunțită a numărătoarelor moderne de tip Geiger-Müller, se va putea vedea: J. Thibaud, L. Cartan și P. Comparat, *Techniques actuelles en physique nucléaire*, Paris, Gauthier-Villars, 1938.

ficatorul. O rezistență foarte mare ($\sim 10^9$ ohmi), zisă rezistență « de scurgere », asigură întreruperea imediată a descărcării disruptive pricinuite de sosirea unei particule. Înregistrarea particulelor se face după cum am spus prin orice procedeu de înregistrare sau de totalizare. Un montaj cu tiratroni propus de Wynn-Williams¹⁾ este special adaptat pentru înregistrarea unui număr foarte ridicat, până la câteva sute, de particule pe secundă.

Tuburile de tip Geiger-Müller dau scurte descărcări disruptive a căror intensitate n'are nicio legătură cu numărul ionilor produși direct în tub de particula incidentă. Deviația oscilografului de pildă, va putea fi uneori aceeași pentru o particulă α și o particulă β , ceea ce poate fi în multe privinți supărător. S'a căutat de aceea să se obțină înregistrări proporționale cu intensitatea ionizării primare.

Se pot face înregistrări directe ale ionizării unei particule α fără nicio amplificare. Pentru acesta trebuie folosite camere de ionizare foarte bine izolate și electrometre foarte sensibile (tip Hoffmann sau Lindemann). Spotul electrometrului este înregistrat pe un film cinematografic iar sosirea particulei α produce o mică deviație care este proporțională cu numărul ionilor produși în camera de ionizare. Metoda este foarte delicată, cere o punere la punct foarte minuțioasă și nu este deci foarte practică²⁾.

Se pot obține înregistrări proporționale și după o amplificare prealabilă³⁾. Pentru aceasta trebuie evitată în primul rând orice descărcare disruptivă. Camerile de ionizare întrebuintate sunt construite cu foarte mare îngrijire, tensiunile aplicate sunt numai de câteva sute de volți și electrodul central e în directă legătură cu grătia unei lămpi electrometru. Curentul de placă al acesteia este amplificat proporțional prin lămpi și transmis apoi unui oscilograf catodic al

¹⁾ C. E. Wynn Williams, *Proc. Roy. Soc.* **136**, 312, 1932.

²⁾ K. Hoffmann, *Ann. der Phys.* **62**, 738, 1920; *Zs. f. Phys.* **25**, 177, 1924.

³⁾ Metoda a fost creată de Greinacher (*Zs. f. Phys.* **36**, 364, 1926 și **44**, 319, 1927) și perfecționată de Wynn Williams (C. E. Wynn Williams și F. A. B. Ward, *Proc. Roy. Soc.* **131**, 391, 1931). Se va găsi o descriere amănunțită a amplificatoarelor proporționale în Thibaud, Cartan și Comparaț, *op. cit.*

cărui spot este înregistrat pe un film de cinematograf. Deviațiile spotului sunt proporționale cu ionizarea inițială. S'a ajuns astfel să se detecteze o ionizare inițială de câteva sute de ioni. În mod obișnuit, numărătoarele proporționale nu pot înregistra decât particulele α (și protonii repezi). Ele sunt chiar prețioase în această privință, deoarece se poate studia liniștit cu ele o radiație α chiar în prezența unei radiații β sau γ destul de intense. S'a ajuns totuși, folosind la limită toate posibilitățile metodei, să se înregistreze și particule β individuale ¹⁾.

37. Radiațiile α și spectrul lor magnetic

Tabloul II ne arată că 25 de radioelemente făcând parte din cele trei familii naturale se distrug cu emiterea unei particule α . Acestora se adaugă nucleul ^{148}Sm , care se desintegrează și el în acelaș chip (cf. § 44).

Particulele α sunt nuclei de heliu cu masa atomică 4,0027 și cu sarcina electrică $+2e$. Natura particulelor α a fost dovedită prin experiențe istorice de deviație magnetică și electrică asupra cărora nu vom reveni aci ²⁾.

Iuțelile de emiterie ale particulelor α sunt întotdeauna aceleași, un radioelement fiind caracterizat printr'un *spectru de iuțeli* de raze α bine definit. Unele radioelemente, cum sunt radonul, radiul A, toriul A, poloniul, emit un singur grup de raze α , acestea având toate riguros aceeași iuțeală. Emisiunea lor este *simplă*. Alte radioelemente, ca radiul, radiotoriul, toriul C, actiniul C, emit mai multe grupuri, caracterizate fiecare printr'o iuțeală dată. Se zice că emisiunea lor α are o *structură fină*.

Măsurarea iuțelilor particulelor α se face prin deviație magnetică, folosindu-se două metode: metoda directă și metoda de focalizare.

¹⁾ J. R. Dunning, *Rev. Sci. Instr.* 5, 387, 1934.

²⁾ Cf. de pildă E. Rutherford, J. Chadwick și C. D. Ellis, *Radiations from Radioactive Substances*, Cambridge, University Press, 1930, pp. 40 și urm.

Metoda directă este o adaptare a metodei clasice de deviație magnetică descrisă în § 12. Schema ei e dată de fig. 32.

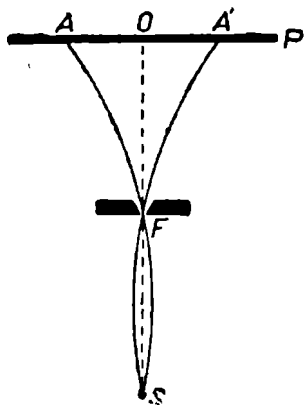


Fig. 32. — Deviația magnetică a razelor α
Metoda directă

Aparatul e închis într'o cutie golită de aer și se află între polii unui electromagnet. În S se află un izvor linear de raze α , obișnuit sub forma unui fir metalic pe care s'a depus substanța radioactivă. Particulele α emise sunt canalizate de fanta F paralelă cu S și sunt înregistrate de placa fotografică P , perpendiculară pe SFO . Sub acțiunea câmpului perpendicular pe planul figurii, particulele descriu arcul de cerc SFA și, cu câmpul inversat, arcul SFA' . Distanța $A'A = 2d$ se poate măsura cu mare precizie pe placă, distanțele $SF = a$ și $FO = b$ se

cunosc de asemeni. Raza cercului descris se deduce atunci printr'o construcție geometrică evidentă

$$R = \frac{1}{2d} \sqrt{(b^2 + ab + d^2)^2 + a^2 d^2}$$

Ea este legată de iuțea v prin relația (II, 6) care se poate scrie mai precis, dacă se ține seama de relativitate,

$$(1) \quad R = \frac{M}{2e \sqrt{1 - \beta^2}} \frac{v}{H}$$

unde $\beta = v/c$ (c = iuțea luminii). Raportul $M/2e$ pentru particula α se cunoaște foarte bine¹⁾, așa că din valoarea experimentală a lui R vom putea afla pe v , fie în valoare relativă dacă nu măsurăm pe H , fie în valoare absolută dacă facem această măsurătoare. Metoda directă, folosită dela începutul studiului razelor α , a fost perfecționată în ultimii ani de Briggs, care a determinat cu foarte mare precizie iuțelile relative ale unei serii de grupuri α față de

¹⁾ Echivalentul lui Faraday împărțit cu jumătatea masei atomice a particulei în scara chimică sau $9648,9/2,0009 = 4822$ U.E.M.

iuțeala grupului principal al RaC' ¹⁾. Iuțeala absolută a acestui din urmă grup a fost determinată foarte exact de același autor²⁾, care găsește

$$(\alpha \text{ } RaC') \quad v = (1,9215 \pm 0,0002) 10^9 \text{ cm/s.}$$

Metoda de focalizare se sprijină pe deviația magnetică la 180° (cf. § 16). Ea a fost aplicată razelor α din 1929³⁾, sub forma arătată de fig. 33. Aparatul întreg este închis într'o cutie riguros golită de aer și așezat între polii unui electromagnet foarte puternic. Un câmp magnetic uniform perpendicular pe planul figurii domnește astfel în tot aparatul. Razele α emise de izvorul S sunt canalizate de o fantă destul de lată F , descriu un semicerc complet în câmpul magnetic și sunt înregistrate de placa P .

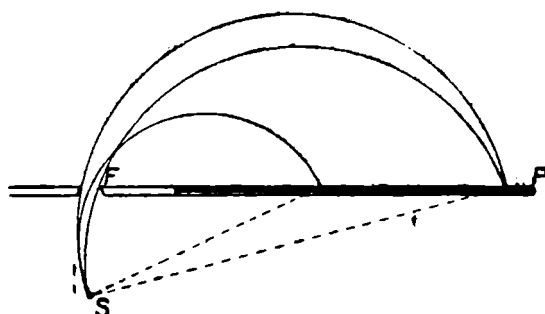


Fig. 33. — Deviația magnetică a razelor α Metoda de focalizare

Unghiul SFP fiind drept, toate particulele, oricare ar fi iuțelile lor, descriu semicercuri ale căror raze sunt date de (1). Fotografiiile obținute sunt de tipul clișeului 1 din pl. IV.

Metoda de focalizare a fost aplicată de numeroși cercetători⁴⁾ care au determinat multe iuțeli relative, în general față de același grup principal al RaC' . Iuțeala absolută a acestui a fost determinată și prin metoda focalizării de către Rosenblum și Dupouy⁵⁾, care găsesc

$$(RaC') \quad v = (1,9218 \pm 0,0010) \cdot 10^9 \text{ cm/s.}$$

Se vede că acordul cu valoarea lui Briggs e foarte bun.

¹⁾ G. H. Briggs, *Proc. Roy. Soc.* **139**, 638, 1933; **143**, 604, 1934.

²⁾ G. H. Briggs, *ibid.* **157**, 183, 1936.

³⁾ S. Rosenblum, *C. R.* **188**, 1401, 1929; *J. de Phys.* **1**, 441, 1930.

⁴⁾ O bibliografie completă e dată de W. B. Lewis și B. V. Bowden, *Proc. Roy. Soc.* **145**, 235, 1934. Printre lucrările mai noi, se pot cita S. Rosenblum, M. Guilloit și M. Perey, *C. R.* **202**, 1274, 1936 și **204**, 175, 1937.

⁵⁾ S. Rosenblum și G. Dupouy, *J. de phys.* **4**, 262, 1933.

Tabloul V dă iuțelile inițiale și energiile cinetice corespunzătoare ale grupurilor principale de raze α . Se vede că iuțelile sunt toate cuprinse în intervalul destul de strâns $1,4\text{—}2,3 \cdot 10^9$ cm/s. Energiile cinetice sunt cuprinse între $4,1$ și $10,5 \cdot 10^6$ eV.

38. Parcursul razelor α . Legea lui Geiger-Nuttall

Măsurarea iuțelii razelor α nu este ușoară, căci cere câmpuri magnetice foarte intense. De aceea, particulele α se caracterizează obișnuit prin parcursul lor în aer, cantitate ușor de măsurat prin mai multe metode simple. În trecerea ei prin materie, particula α urmează legile de absorbție ale razelor corpusculare, legi cu totul diferite de acelea ale radiațiilor electromagnetice. Într'adevăr, o particulă α , în trecerea ei prin materie, pierde încetul cu încetul energia ei cinetică, pe care o transmite electronilor mediului material¹⁾. Electronii sunt astfel smulși din atomii din cari fac parte iar aceștia sunt ionizați. Pierderea de energie a particulei α nu este proporțională cu energia rămasă, așa că legea de absorbție nu este exponențială. Energia se micșorează din ce în ce până se reduce la zero. Particula α pierde atunci și sarcina ei transformându-se într'un simplu atom de heliu. Distanța pe care o străbate o particulă într'un mediu material până ce își pierde toată energia se numește *parcursul* ei în acel mediu. Parcursul unei particule α depinde evident atât de iuțeala ei inițială cât și de natura mediului absorbant. În aer, la 760 mm. Hg și 15° , parcursurile grupurilor naturale de raze α sunt cuprinse între 2,6 și 11,5 cm. (tab. V). La alte presiuni și temperaturi, parcursul este invers proporțional cu densitatea aerului. În celelalte gaze parcursurile sunt cuprinse între câțiva mm. și câteva zeci de cm. În corpurile solide și lichide, parcursurile razelor α sunt cuprinse între câteva miimi și câteva zecimi de mm. Dacă P este parcursul în aer și p parcursul

¹⁾ Din pricina masei lor foarte mari, nucleii mediului material contribuie numai într'o foarte slabă măsură la frânarea particulelor α .

T perioada
 λ constanta radioactivă
 ν înălțimea inițială a particulei α
 W_α energia inițială a particulei α

TABLOUL V

Radiațiile α ale câtorva radioelemente naturale

W_t energia totală de desintegrare
P parcursul mijlociu în aer la
15° și 760 mm. Hg
 r_0 raza nucleului (cf. § 45)

Element	T	λ sec. ⁻¹	ν 10 ⁹ cm/s.	W_α 10 ⁶ e V	W_t 10 ⁶ e V	P cm.	r_0 (10 ⁻¹³ cm.)	
							Gamow	Bethe
U I	4,54.10 ⁹ a.	4,85.10 ⁻¹⁸	1,41	4,15	4,22	2,65	9,8	13,2
Ra	1590 a.	1,38.10 ⁻¹¹	1,517	4,78	4,86	3,3	.	.
Rn	3,82 z.	2,10.10 ⁻⁶	1,624 ₅	5,486	5,587	4,05	9,0	12,6
Ra C'	10 ⁻⁶ s.	7.10 ⁴	1,9215	7,680	7,827	6,90 ₅	9,4	13,9
Ra C' l.p.	—	—	2,087	9,065	9,237	9,05	—	—
Po	140 z.	5,7. 10 ⁻⁸	1,597	5,298	5,401	3,84 ₂	8,2	11,5
Rd Ac α_0	18,9 z.	4,25.10 ⁻⁷	1,703	6,030	6,138	4,60	8,4	11,4
An α_0	3,92 s.	1,77.10 ⁻¹	1,811	6,824	6,951	5,69	8,5	12,0
Ac C α_0	2,16 m.	5,3. 10 ⁻³	1,784	6,619	6,747	5,43	7,3	10,6
α_1	—	—	1,737	6,273	6,394	4,98	—	—
Tn	54,5 s.	1,27.10 ⁻²	1,738	6,262	6,398	5,00	9,1	12,3
Th C α_1	212 m*)	6,7.10 ⁻⁵	1,710 ₅	6,083	6,200	}	{	10,6
α_0	—	—	1,705	6,044	6,160			
α_2	—	—	1,665	5,762	5,873	—	—	—
α_4	—	—	1,644	5,620	5,728	—	—	—
α_3	—	—	1,644 ₅	5,601	5,708	—	—	—
α_5	—	—	1,625	5,474	5,579	—	—	—
Th C'	?	—	2,053	8,776	8,945	8,57	?	?
Th C' l.p.	—	—	2,135	9,488	9,670	9,72	—	—
Th C' l.p.	—	—	2,250	10,538	10,741	11,58	—	—
103 Sm	1,5.10 ¹⁴ a.	1,5. 10 ⁻¹⁰	1,00	2,10	2,15	1,13	7	10

*) Pentru dezintegrarea prin raze α . Perioada rezultantă a ambelor dezintegrări ($\alpha + \beta$) este 60,5 m. (cf. Tab. II).

în altă materie al unui grup α dat, P se numește și *echivalentul în aer* pentru acel grup al grosimii p din materia considerată.

Particulele unui același grup de raze α , care au riguros aceeași iuțeală inițială, nu au parcurhuri riguros egale, ci distribuite după legea de probabilitate a lui Gauss în jurul unui parcurs mijlociu. Coeficientul de fluctuații e însă destul de mic ($\sim 10^{-2}$), așa că se poate spune în primă aproximație că unei iuțeli inițiale date corespunde un parcurs dat.

Relația care dă parcursul mijlociu P în funcție de iuțeala inițială v a particulei α e destul de complicată. Ea se deduce din expresia încetirii particulelor grele în trecerea lor prin materie, expresie care a fost dată de Bethe și Bloch¹⁾ pe baza Mecanicii cuantice, sub forma

$$(2) \quad -\frac{dW}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N Z}{m v^2} \left[\log \frac{2m v^2}{\bar{E}} - \eta \right]$$

unde $-dW$ reprezintă pierderea de energie a particulei cu sarcină ze și iuțeală v care trece prin dx cm. dintr'o materie cu număr atomic Z , cu N atomi pe cm^3 și cu energie medie de excitare atomică $\bar{E}$; e și m sunt respectiv sarcina și masa electronului, iar η un termen corectiv mic față de termenul principal $\log \frac{2m v^2}{\bar{E}}$. Integrarea relației (2) se poate face

înlocuind pe dW prin expresia sa $Mv \cdot dv$, M fiind masa particulei²⁾. Se obține astfel direct distanța x pe care trebuie să o străbată particula pentru ca iuțeala ei să fie redusă dela v la v_0 . Integrarea nu poate fi împinsă până la $v_0 = 0$, deoarece expresia (2) nu se mai aplică pentru iuțelile foarte mici. Totuși se poate afla parcursul adăugând o constantă arbitrară care se determină introducându-se în expresia

¹⁾ H. Bethe, *Ann. der Phys.* **5**, 325, 1930; *Zs. f. Phys.* **76**, 293, 1932; F. Bloch, *Ann. der Phys.* **16**, 285, 1933; *Zs. f. Phys.* **81**, 363, 1933.

²⁾ P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **135**, 132, 1932; G. Manu, *C. R.* **194**, 1813, 1932; *Ann. de phys.* **1**, 407, 1934. Se poate ține seama și de expresia relativistică a lui W . Se introduce astfel un termen corectiv.

integrală valorile experimentale ale iușelii și parcursului unui grup dat. Se găsește

$$(3) \quad P = \frac{M \bar{E}^2}{32\pi z^2 e^4 m N Z} \left[Li \left(\frac{4 m^2 v^4}{\bar{E}^2} \right) + \xi \right].$$

Li fiind simbolul logaritmului integral, $Li(u) = \int_0^u du/\log u$ iar ξ însumând constanta de integrație și unii mici termeni corectivi. Toate constantele numerice care figurează în (3)

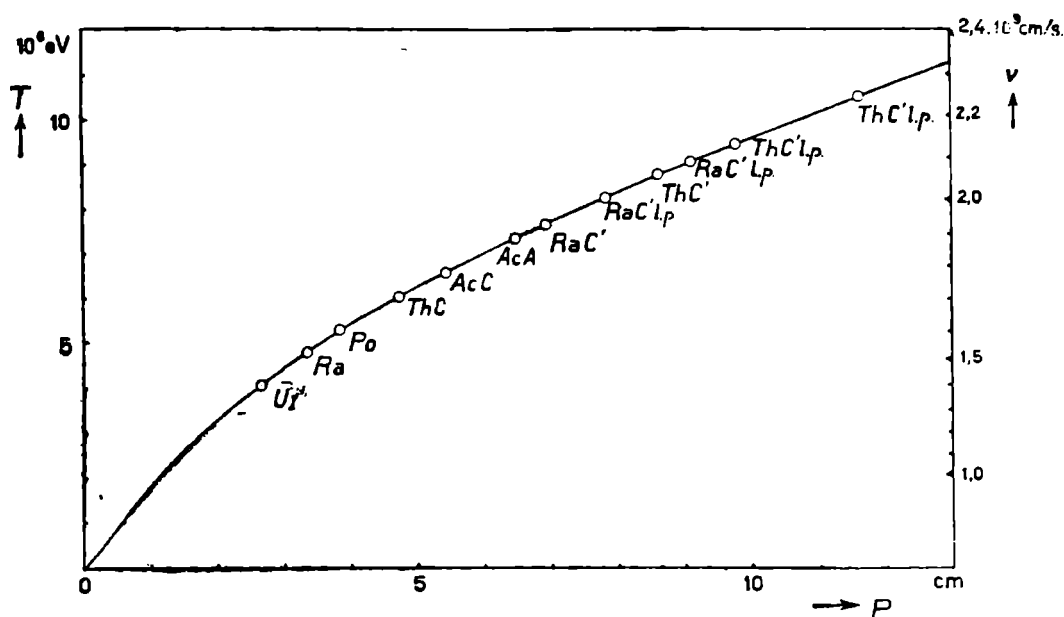


Fig. 34. — Parcursul particulelor α în aer la 760 mm. Hg. și 15° , în funcție de energia lor cinetică W și de iușeala lor v

sunt destul de bine cunoscute, afară de $\bar{E}$, energia medie de excitare a atomilor corpului absorbant. Aceasta se poate determina empiric comparând ecuațiile (2) și (3) cu curbele experimentale $x(v, v_0)$ și $P(v)$. Se găsește astfel pentru aer $\bar{E} = 86 \text{ eV}$ iar pentru celelalte corpuri un $\bar{E}$ care crește cu numărul atomic. Cu aceste valori empirice ale lui $\bar{E}$, formula (3) este riguros verificată de experiență în toate cazurile cunoscute¹⁾. Fig. 34 arată variația parcursului cu

¹⁾ G. Manu, *loc. cit.* Calculul teoretic al lui E , început de Bethe și Bloch (*loc. cit.*) cu rezultate puțin satisfăcătoare, a fost reluat de S. Țițeica

ν după (3) și punctele corespunzătoare radioelementelor naturale.

Putem aminti că, din întâmplare, în domeniul de iuțeli al razelor α naturale funcția $P(\nu)$ dată de (3) variază aproxi-

mativ proporțional cu ν^3 . Această proporționalitate aproximativă fusese găsită empiric de Geiger¹⁾ în 1910 și a fost aplicată multă vreme pentru calculul lui ν din parcursul experimental.

Parcursurile se determină experimental prin mai multe metode. Cea mai simplă și cea mai intuitivă este cea a camerei Wilson. Clișeul 3, pl. III, reprezintă o fotografie luată cu camera Wilson a radiației α a ThC' . Se vede că traiectoriile încetează brusc după parcursuri aproape egale. Se observă totuși lămurit fluctuațiile de probabilitate. Dacă se ia un număr foarte mare de fotografii se va putea face o statistică

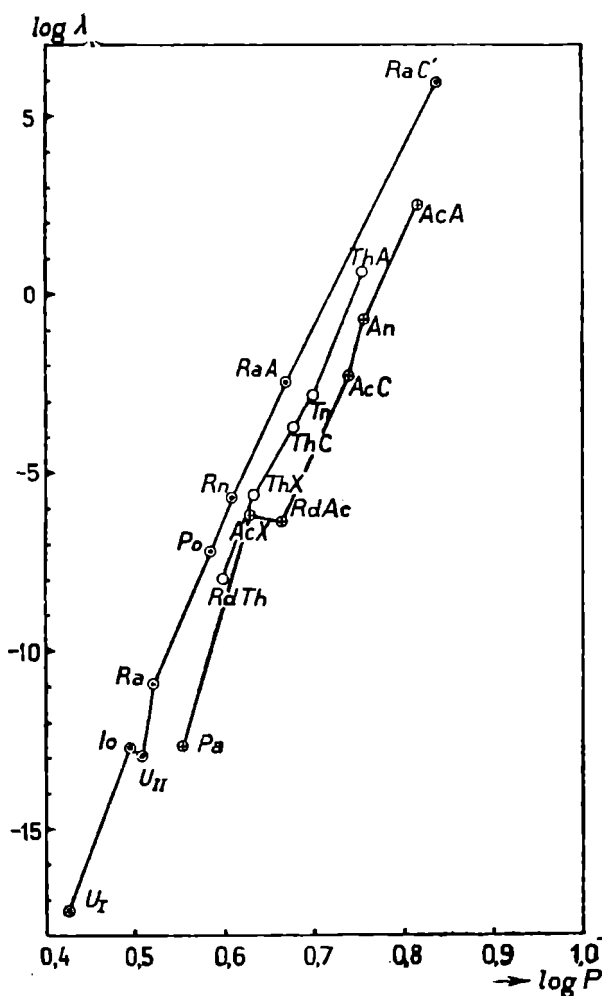


Fig. 35. — Legea lui Geiger-Nuttall

destul de completă și se va putea determina foarte exact atât parcursul mijlociu cât și coeficientul de fluc-

(Zs. f. Phys. **101**, 378, 1936), care regăsește aproape exact valorile empirice. Calculul a fost făcut pe baze puțin diferite și de M. S. Livingston și H. A. Bethe (Rev. Mod. Phys. **9**, 261—276, 1937).

¹⁾ H. Geiger, Proc. Roy. Soc. **83**, 505, 1910; Zs. f. Phys. **8**, 45, 1921.

tuație ¹⁾. Parcursurile se mai determină și prin diferite metode de ionizare diferențială ²⁾.

Pe clișeu considerat mai sus se observă o rază cu parcurs net mai lung decât celelalte. Asemenea raze α cu lung parcurs sunt emise de cele două radioelemente ThC' și RaC' . Ele sunt foarte rare, cam una la câteva sute de mii de raze obișnuite, și sunt în legătură cu o transformare excepțională (cf. § 45).

În 1912, Geiger și Nuttall ³⁾ au descoperit o relație între parcursul razelor α în aer și constanta radioactivă a radioelementului emițător. Ei au observat că dacă se poartă în abscisă logaritmul parcursului și în ordonată logaritmul constantei radioactive, punctele reprezentative ale radioelementelor respective se înșiră pe trei linii paralele aproape drepte, fiecare din

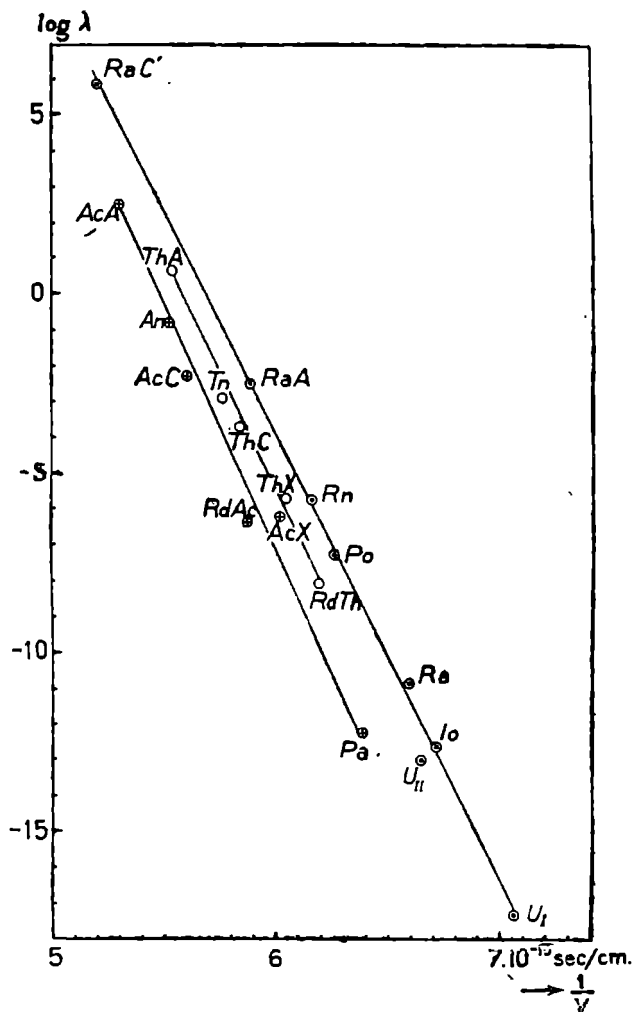


Fig. 36. — Legea lui Geiger-Nuttall sub forma $\log. \lambda$ ($1/v$)

¹⁾ Condițiile experimentale optime și corecțiile de aplicat rezultatelor brute ale experienței pentru a obține valori cât mai exacte au fost date de A. King și W. M. Rayton, (*Phys. Rev.* **51**, 826, 1937).

²⁾ Ultimele valori ale parcursurilor au fost date de M. G. Holloway și M. S. Livingston (*Phys. Rev.* **54**, 18, 1938). Cf. și W. B. Lewis și C. E. Wynn Williams, *Proc. Roy. Soc.* **136**, 349, 1932 și W. M. Rayton și T. R. Wilkins, *Phys. Rev.* **51**, 818, 1937.

³⁾ H. Geiger și I. M. Nuttall, *Phil. Mag.* **23**, 439, 1912.

acestea corespunzând cu câte una din cele trei familii radioactive (fig. 35). Se obțin quasi drepte analoage dacă se înlocuește logaritmul parcursului cu energie cinetică inițială cu iuțeala inițială sau cu inversul ei. Fig. 36 arată mersul lui $\log \lambda$ cu $1/\nu$. Se vede că variația este aproape exact lineară (cf. § 45).

39. Radiația β . Spectrul continuu și limita lui superioară

Sunt 22 radioelemente naturale care se distrug prin emiteria unei particule β , adică a unui electron obișnuit cu

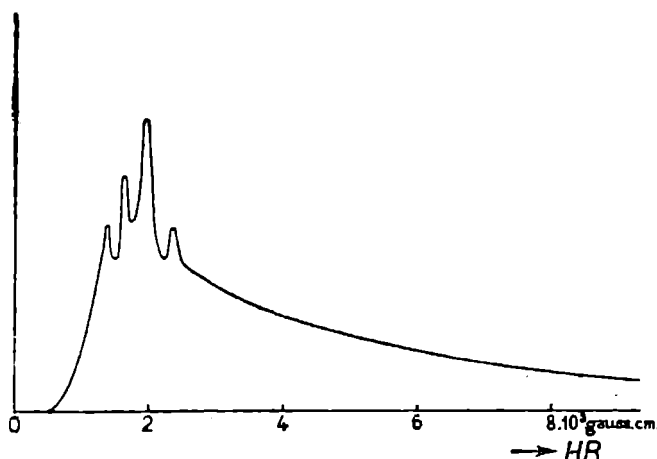


Fig. 37. — Spectrul magnetic al radiației β a Ra B și Ra C. (Cladwick)

sarcina $-e$ și cu masa de repaos 0,00055 unități atomice¹⁾. Printre ele sunt patru care se pot desface și prin emiterie α (cf. tab. II) iar trei sunt radioelemente ușoare, isotopi ai potasiului, rubidiului și lutețiului.

Întelile de emiterie ale razelor β se determină prin deviație magnetică, cu aceeași metodă de focalizare aplicată și pentru razele α ²⁾. Clișeul 2, pl. IV reproduce o fotografie obținută astfel. Se vede că spectrul magnetic al razelor β are un fund continuu peste care se adaugă un spectru de linii. Dacă se înlocuește placa fotografică printr'un tub numărător (cf. § 36), se constată că cele mai multe particule

¹⁾ S'a emis uneori ipoteza că o parte din radiația β ar putea fi alcătuită din electroni grei, cu masa $\sim 100 m$. Experiențele făcute pentru a găsi acești electroni grei au dat însă rezultate negative (cf. de pildă M. Haissinsky, S. Rosenblum și R. J. Walen, *J. de phys.* **10**, 355, 1939).

²⁾ J. Danysz, *C. R.* **153**, 339, 1911; E. Rutherford și H. Robinson, *Phil. Mag.* **26**, 717, 1913. S'a folosit uneori și metoda directă iar excepțional și alte dispozitive.

Spectrele radiațiilor α , β și γ .



cl. 1. — Spectrul magnetic al radiației α date de Th C + C'. Se observă lămurit structura fină a radiației ThC (cl. Rosenblum).



β

cl. 2. Spectrul magnetic al radiației β date de Rd Ac, Ac X și descendenții lor în domeniul $800 < \text{HRR} < 2000$. Se observă spectrul continuu primar și spectrul de linii secundar. Linia α este $\text{HRR} = 1502$ ($W = 171 \text{ ekV}$) dată de Ac X $\rightarrow$ An (cl. Hahn și Meitner).



1 2 6 7 8

1.	$\lambda = 16$	UX
2.	20	UX
6.	35	UX
7.	42	UX
8.	51.5	UX

cl. 3. — Spectrul de difracție cristalină al radiației γ date de Ru și Ra A + B + C în domeniul scurtelor lungimi de undă. Linia groasă situată imediat la stânga liniei 1 este linia centrală dată de fasciculul nedeviat (cl. Frilley).

β fac parte din spectrul continuu și că acelea cari alcătuiesc spectrul de linii sunt mult mai puțin numeroase¹⁾ (fig. 37). Spectrul de linii este un spectru secundar datorit razelor γ (cf. § 42).

Pentru studiul exact al spectrului continuu se folosește ca detector un cilindru al lui Faraday în legătură cu un electrometru foarte sensibil, sau un tub numărător, sau chiar două asemenea tuburi²⁾. Fig. 38 arată aparatul folosit de Henderson³⁾ cu acest din urmă procedeu de înregistrare. În S se află izvorul radioactiv. Razele β pătrund prin fanta A , acoperită cu o foiță foarte subțire de mică, în cutia de alamă B , așezată între poli unui electromagnet. Razele sunt deviate în semicerc și trec în tubul numărător N care conține de fapt două tuburi Geiger-Müller așezate unul deasupra altuia, montate în coincidență și în legătură cu un dispozitiv de înregistrare. Blocuri groase de plumb apără tuburile împotriva razelor γ . Șicanele de aluminiu $C_1, C_2, \dots$ opresc razele parazite reflectate de pereți. Camera B este riguros

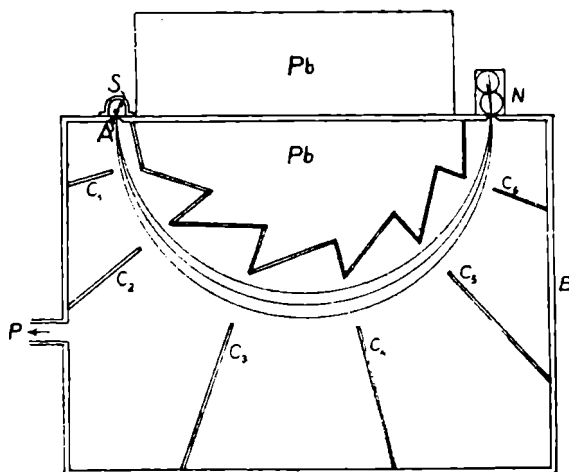


Fig. 38. — Spectrograf magnetic de raze β (Henderson)

¹⁾ J. Chadwick, *Verh. dtsch. phys. Ges.* **16**, 383, 1914.

²⁾ J. Chadwick, *loc. cit.*; R. W. Gurney, *Proc. Roy. Soc.* **109**, 540, 1925; B. W. Sargent, *ibid.* **139**, 659, 1933. În acest din urmă articol se găsește o bibliografie și o recapitulare a rezultatelor obținute până atunci. Pentru cercetările mai noi, cf. nota următoare.

³⁾ W. J. Henderson, *Proc. Roy. Soc.* **147**, 572, 1934. Aparatură asemănătoare au fost întrebuințate de F. A. Scott, *Phys. Rev.* **48**, 391, 1935; E. M. Lyman, *ibid.* **51**, 1, 1937; L. M. Langer și M. D. Whitaker, *ibid.* **51**, 713, 1937; J. O'Connor, *ibid.* **52**, 308, 1937; A. Flammersfeld, *Phys. Zs.* **38**, 973, 1937; A. I. Alichanian, A. I. Alichanow și B. S. Dzelepov, *Phys. Rev.* **53**, 766, 1938; L. H. Martin și A. A. Townsend, *Proc. Roy. Soc.* **170**, 190, 1939; J. S. Marshall, *ibid.* **173**, 391, 1939. A. Flammersfeld, *Zs. f. Phys.* **112**, 727, 1939.

golită de aer. Distribuția intensității în spectrul de iuțeli se studiază variind câmpul magnetic. Într'adevăr, pozițiile izvorului de particule S și numărătorului fiind fixe, raza semicercului descris de particulele înregistrate este constantă prin construcție. Ecuația (1), în care se înlocuește M prin masa m a electronului și în care nu variază R ci H , ne va da atunci pe ν . Înregistrarea numărului de particule pentru diferitele valori ale lui H ne va permite să construim prin puncte curba $n(\nu)$, deci a distribuției particulelor în spectrul continuu.

Distribuția particulelor β în spectrul continuu se poate studia și cu camera Wilson ¹⁾.

Particulele β sunt emise de o lamelă subțire de materie care poartă pe una din fețe radioelementul studiat. Camera e așezată într'un solenoid care dă un câmp magnetic riguros uniform, perpendicular pe planul clișeelor și a cărui intensitate poate fi variată după trebuință. Se fotografiază un număr foarte mare de traiectorii ale căror raze de curbură se determină cu ajutorul unui stereocomparator. Statisticile se fac numărând particulele ale căror energii sunt cuprinse într'un interval destul de strâns. Lecoïn, de pildă, a studiat cu această metodă spectrele β emise de numeroase radioelemente.

Deși mai există încă numeroase nepotriviri între diferiții experimentatori care au studiat spectrele continui de raze β , totuși rezultatele esențiale sunt aceleași pentru toți. S'a găsit întotdeauna că intensitatea (numărul particulelor) în spectrul continuu crește întâi destul de repede cu energia cinetică până ce atinge un maxim și scade apoi până se anulează. Maximul nu e simetric față de extremitățile spectrului, ci mai apropiat de marginea inferioară. Marginea superioară a spectrului pare să aibă un contact tangențial cu axa energiilor, ceea ce îngreuiază cu mult stabilirea locului ei exact. Ea corespunde, după radioelementul de care e vorba, unei energii cuprinse între câteva sute de mii și

¹⁾ Terroux, *Proc. Roy. Soc.* **131**, 90, 1931; Champion, *ibid.* **134**, 672, 1932; M. Lecoïn, *J. de phys.* **9**, 81, 1938.

câteva milioane de volți. Ca exemplu, fig. 39 dă spectrul β al *RaE*. Limita lui superioară este la $1,17 \cdot 10^6$ eV iar maximul către $0,1 \cdot 10^6$ eV. În jurul acestuia din urmă există oarecare ne-potriviri între diferenții experimen-tatori care au cer-cetat problema.

Între marginea superioară a spec-trului β și con-stanta radioactivă a radioelementului emițător există o relație analoagă cu legea lui Geiger-

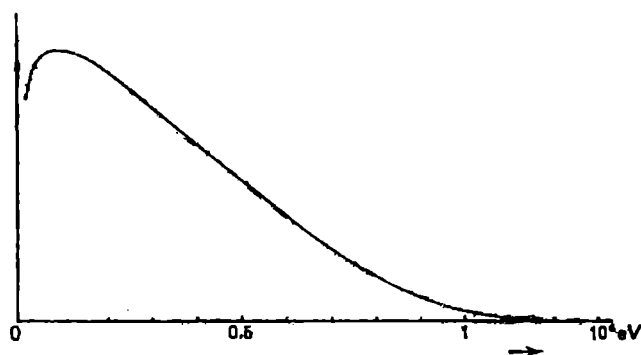


Fig. 39. — Spectrul continuu al Ra E (O'Connor, Langer și Whitaker, Flammersfeld, Martin și Townsend)

Nuttall, relație descoperită de Sargent¹⁾. Într'adevăr, dacă purtăm logaritmul energiei cinetice maxime a spec-trului β în abscisă și logaritmul constantei radioactive în ordonată, putem constata că punctele reprezentative ale radioelementelor naturale se înșiră pe două linii drepte aproape paralele (fig. 40). Familia radioelementului nu joacă de astădată niciun rol. Pe curba superioară se înșiră elementele cu viață medie mai scurtă pentru o energie dată iar pe curba inferioară elementele cu vieți relativ mai lungi. După anumite considerații teoretice, prima curbă ar corespunde unei diferențe de spini nule, $\Delta i = 0$, între nu-cleul desintegrat și nucleul rezultat, pe când a doua curbă ar corespunde unei diferențe de spini $\Delta i = 1$. Prima ar cu-prinde desintegrările analoage cu « transițiile permise » din periferia electronică, a doua pe cele analoage cu « transițiile interzise »²⁾. Eventualele desintegrări cu Δi mai mari decât 1 s'ar așeza pe drepte situate și mai jos și ar corespunde deci unor vieți medii mult mai lungi. Asemenea vieți lungi se găsesc în domeniul radioelementelor naturale ușoare, *K*, *Rb*, *Lu* și s'a putut verifica experimental pentru unele din

¹⁾ B. W. Sargent, *loc. cit.*

²⁾ G. Gamow, *Phys. Zs.* **35**, 533, 1934.

acestea că Δi are valori mari (cf. § 44). Pentru radioelementele grele verificarea lipsește deoarece nu s'au putut determina spinii lor nucleari.

Numărul total de particule β din spectrul continuu trebuie

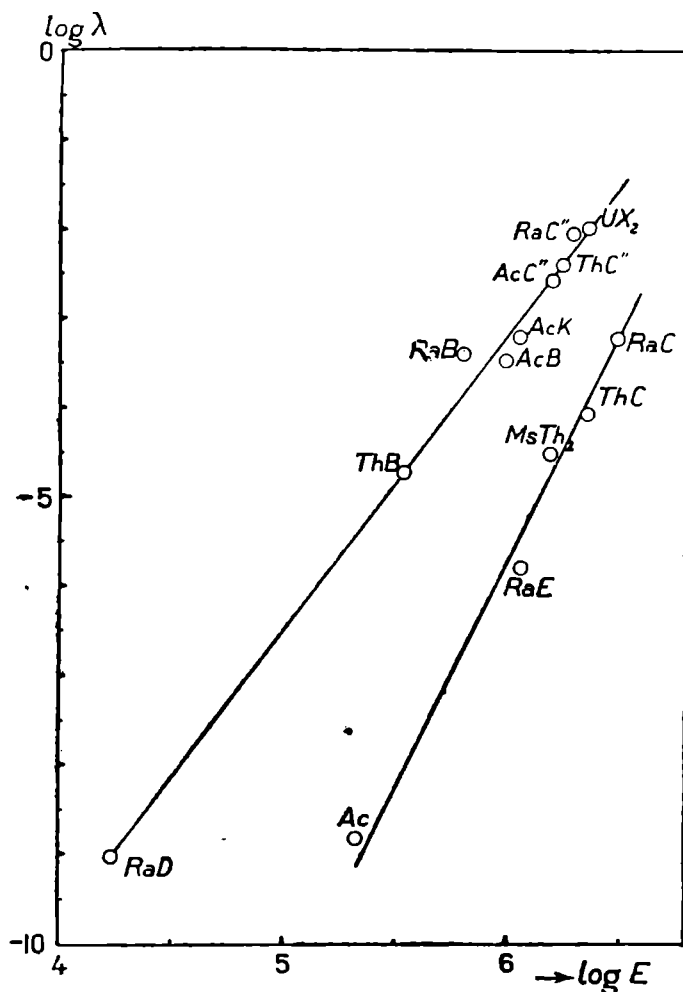


Fig. 40. — Diagrama lui Sargent

să fie evident egal cu numărul de atomi din radioelementul emițător cari s'au dezintegrat în timpul observațiilor. Această egalitate a fost verificată în limita erorilor experimentale ¹⁾.

40. Spectrul β continuu și conservarea energiei.

Faptul că spectrul razelor β de dezintegrare arată o distribuție continuă de energii este la prima vedere foarte greu de explicat. Intr'adevăr, atât nucleul emițător cât și nucleul ră-

¹⁾ R. W. Gurney, *Proc. Roy. Soc.* **109**, 540, 1925 și **112**, 380, 1926; N. Riehl, *Zs. f. Phys.* **46**, 478, 1927.

constantă. Spectrele β ar trebui să fie spectre de linii întocmai ca și spectrele α .

S'ar putea presupune că spectrele β primare, așa cum sunt emise de nucleii, ar fi de fapt spectre de linii și că ele n'ar deveni continui decât printr'o degradare secundară. În cazul acesta, toți electronii ar fi emiși cu energia $E_A - E_B$ a limitei superioare a spectrului β și ei ar suferi frânări diverse care i-ar face să piardă în parte această energie. Energia pierdută s'ar putea regăsi fie sub formă electromagnetică, fie sub formă de particule proiectate. În primul caz ar trebui să se observe un spectru γ continuu complementar al spectrului β . Un asemenea spectru nu există în emisiunea radioelementelor; spectrele γ sunt spectre de linii fără niciun fund continuu (cf. § 41). În al doilea caz, dacă particulele proiectate ar fi electroni foarte lenți, sau chiar atomi și molecule, ele ar putea trece neobservate; s'ar observa însă energia lor sub formă de căldură.

Pentru verificarea ipotezei din urmă, s'au făcut cercetări de către Ellis și Wooster și apoi de către Meitner și Orthmann¹⁾. Atât unii cât și alții au măsurat printr'un dispozitiv microcalorimetric foarte sensibil căldura liberată într'un timp dat de o cantitate cunoscută de *RaE* foarte pur²⁾. Ei au găsit că această căldură corespunde, de fiecare electron β emis, cu o energie medie de $0,34 \cdot 10^6 eV$. Această valoare este egală cu energia medie a spectrului continuu al *RaE* (cf. fig. 39) și nicidecum cu energia limitei superioare, care este de vreo trei ori mai mare. Dispozitivele calorimetrice erau astfel făcute încât absorbeau în întregime atât radiația β primară cât și o eventuală radiație γ secundară,

¹⁾ C. D. Ellis și W. A. Wooster, *Proc. Roy. Soc.* **117**, 109, 1927. W. Orthmann, *Zs. f. Phys.* **60**, 137, 1930; L. Meitner și Orthmann, *ibid.* **60**, 143, 1930.

²⁾ S'a ales *RaE* din mai multe motive. Pe de o parte poloniul format prin desintegrarea *RaE* are o viață medie destul de lungă, așa că perturbațiile datorite radiației lui α apar destul de încet. Pe de altă parte, transmutarea *RaE* $\rightarrow$ *Po* se face fără emisie de raze γ care ar putea perturba măsurile calorimetrice și ar putea îngreua interpretarea experiențelor. Într'adevăr, lipsa razelor γ arată că nucleul *Po* este format direct în starea lui fundamentală și nu într'o stare excitată. Transmutarea *RaE* $\rightarrow$ *Po* liberează deci întreaga energie $E_{RaE} - E_{Po}$, fără nicio pierdere sub formă de energie de excitare. Electronii β ar trebui să aibă cu toții aceeași energie cinetică $E_{RaE} - E_{Po} - mc^2$.

cu atât mai mult o radiație secundară de electroni lenți sau de atomi proiectați. Ipoteza nașterii spectrului continuu printr'o degradare secundară a limitei superioare nu se poate deci susține.

Dacă considerăm că principiul conservării energiei trebuie menținut, trebuie să admitem fie că nucleul emițător sau nucleul rămas pot avea stări continui de energie, fie că energia care lipsește este luată de o radiație care străbate fără pierdere de energie mai mulți cm. de plumb, chiar dacă cuantul sau energia ei cinetică nu trece de puține sute de mii de volți. Prima ipoteză pare cu neputință de susținut în cadrul de astăzi al Mecanicii cuantice. De altminteri chiar experiența ne arată, prin spectrele de raze γ (cf. mai jos), că energiile interne ale nucleilor nu pot avea decât valori cuantificate discontinui. A doua ipoteză cere o radiație care nu transportă sarcină electrică, nici masă de repaos apreciabilă, ci numai energie și un spin $1/2$ ¹⁾. Nicio radiație cunoscută nu are aceste caracteristici. Pentru salvarea principiului conservării energiei se admite totuși astăzi că o asemenea radiație există și că ea este strâns legată de orice desintegrare de tip β . Mai precis, se admite că atunci când un neutron intranuclear se transformă în proton, nu se crează numai un electron, ci și o particulă nouă, fără sarcină electrică, cu masă de repaos foarte mică, poate chiar nulă, cu spin $1/2$ și care urmează statistica lui Fermi. Această particulă, căreia i s'a dat numele de *neutrino*, este emisă împreună cu electronul β de nucleul care se desintegrează. Energia disponibilă se împarte între cele două particule după o anumită lege de probabilitate. Unui electron emis cu limita superioară a spectrului β corespunde un neutrino emis cu energie nulă și invers. Pe baza acestor ipoteze s'au făcut încercări pentru o teorie cantitativă a

¹⁾ Intr'adevăr, nucleul rămas după o desintegrare β are același număr de particule constitutive ca și nucleul primitiv, singura modificare fiind transformarea unui neutron în proton. Spinul nucleului rămas trebuie să aibă deci aceeași paritate cu acel al nucleului primitiv (cf. § 30). Electronul β luând cu sine un spin $1/2$, trebuie să mai dispară un spin $1/2$ pentru ca paritatea să nu se schimbe. O primă confirmare experimentală e dată de valorile spinilor nucleilor $^{87}_{37}\text{Rb}$ și $^{87}_{38}\text{Sr}$, care sunt ambii semi întregi (cf. tab. IV și § 44).

radiației β , de către Fermi de o parte, Konopinski și Uhlenbeck de alta ¹⁾. Aceste teorii nu pot încă fi considerate ca satisfăcătoare, deoarece ele nu par să explice exact forma experimentală a spectrelor β . Cu toate acestea, și deși nu s'a putut obține nicio confirmare experimentală a existenței neutrinelui ²⁾, aceasta pare a fi, în starea de astăzi a lucrurilor, singura ipoteză compatibilă cu principiul conservării energiei.

41. Radiația γ . Spectre de difracție cristalină

După plecarea particulei α sau a particulei β , restul atomului desintegrat alcătuiește o clădire nouă, un nucleu nou. Acesta poate fi format direct în starea lui fundamentală sau într'o stare excitată. În acest din urmă caz, el se va întoarce la starea fundamentală după un timp foarte scurt ($\sim 10^{-15}$ sec.), emițând o radiație electromagnetică. Cuantele electromagnetice emise sub această formă alcătuiesc radiația γ .

Spectrul radiațiilor γ se poate obține în două feluri, fie direct prin difracție cristalină ca acel al razelor X, fie prin mijlocirea efectului fotoelectric studiind spectrul magnetic al electronilor secundari.

Difracția cristalină a razelor γ a fost făcută pentru prima oară de către Rutherford și Andrade în 1914, printr'o metodă ingenioasă dar destul de puțin precisă ³⁾. Ea a fost reluată mai târziu ⁴⁾ cu metoda obișnuită a cristalului rotitor adaptată lungimii de undă foarte mici a razelor γ , punându-se placa fotografică la distanță foarte mare de

¹⁾ E. Fermi, *Zs. f. Phys.* **88**, 161, 1934; E. J. Konopinski și G. E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* **48**, 7, 1935. Pentru o expunere mai amănunțită a acestor teorii, cf. III.

²⁾ Din observații făcute cu camera Wilson, se pare că nici impulsul nu se conservă în dezintegrarea β , ceace ar întări ipoteza existenței unei particule suplimentare (H. R. Crane și J. Halpern, *Phys. Rev.* **53**, 789, 1938 și **56**, 232, 1939).

³⁾ E. Rutherford și E. N. Andrade, *Phil. Mag.* **27**, 854, 1914; **28**, 262, 1914.

⁴⁾ J. Thibaud, *Ann. de phys.* **5**, 73, 1926; M. Frilley, *C. R.* **186**, 137 și 425, 1928; *Ann. de phys.* **11**, 483, 1929; *C. R.* **206**, 1013, 1938; M. Valadares, *Ann. de phys.* **2**, 197, 1934. M. Frilley, *I. de phys.* **11**, 34, 1940.

cristal și canalizând fascicolul incident printr'o fantă cu pereți de plumb lungă de 40 cm. Spectrul γ obținut este un *spectru de linii*. Nu există nicio indicație despre existența vreunui spectru continuu. Clișeul 3, pl. IV reproduce una din fotografiile obținute astfel (Frilley).

Liniile din spectrele γ se împart după origina lor în două categorii. Cele de frecvență joasă sunt liniile din spectrele K și L de emisie ale radioelementelor. Ele sunt spectre secundare excitate în urma extragerii unui electron din nivelele K sau L , fie de razele α , fie de razele β de desintegrare, fie de razele β secundare. Aceste spectre sunt prețioase pentru determinarea valorilor nivelelor K și L ale radioelementelor și deci ale numerilor lor atomice prin aplicarea legilor lui Moseley (cf. §§ 8 și 10).

Celelalte linii din spectrele γ corespund unor cuante de peste 100.000 volți ($\lambda < 0,1 \text{ \AA}$), deci unor energii mai mari decât ale nivelelor K . Acestea sunt prin urmare *emisii nucleare*. Faptul că spectrul lor este un spectru de linii arată direct pe cale experimentală că stările interne ale nucleului trebuie să fie cuantificate ca și ale periferiei atomului. Cea mai scurtă lungime de unde măsurată prin difracție cristalină este de $0,016 \text{ \AA}$, corespunde unui quantum de $0,77 \cdot 10^6 \text{ eV}$ și a fost găsită de Frilley în spectrul radonului și descendenților săi ¹⁾ (cf. pl. IV). E interesant de observat cu acest prilej că fenomenul difracției cristaline, care urmează legile cele mai clasice ale opticii ondulatorii mai dăinuește încă într'un domeniu în care proprietățile obișnuite ale cuantelor electromagnetice sunt quasi corpusculare.

42. Efectul fotoelectric al razelor γ . Spectrul β secundar

Să presupunem că facem să treacă un fascicol de raze γ printr'un corp oarecare. Se va putea întâmpla ca energia unui quantum γ să fie absorbită de un electron așezat de pildă pe nivelul W_i într'unul oarecare din atomii corpului. Dacă valoarea $h\nu$ a cuantului este mai mare decât energia

¹⁾ Din lucrările lui Ellis (*Proc. Roy. Soc.* **143**, 1934) asupra spectrelor β secundare, se știe că acest grup este emis de RaC' după dezintegrarea $RaC \rightarrow RaC'$.

de extracție W_i , restul va fi dat electronului sub formă de energie cinetică T ,

$$(4) \quad h\nu = W_i + T$$

Pe de altă parte, energia T e legată de viteza v pe care o ia electronul prin relația relativistică

$$(5) \quad T = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right)$$

(c = viteza luminii) iar v va putea fi măsurat prin deviație magnetică. Energia W_i fiind în general cunoscută, vom putea determina pe v măsurând spectrul magnetic al electronilor obținuți prin acest *efect fotoelectric* al razelor γ . Un grup de raze γ cu quantum dat $h\nu$ va extrage dintr'un element dat un șir de grupuri de fotoelectroni ale căror energii vor fi $T_1 = h\nu - W_K$, $T_2 = h\nu - W_L$, etc. Vom putea deci obține mai multe determinări ale lui $h\nu$ care se vor controla între ele.

Experimental, se studiază fenomenul așezând în S (cf. fig. 38), în aparatul de focalizare magnetică, un corp ale cărui nivele de energie W_K , W_L ,... sunt cunoscute și irradiind acest corp cu radiația de studiat¹⁾. Transformarea razelor γ în raze electronice secundare emise de un corp absorbant străin se numește *conversiune externă*.

Efectul fotoelectric se poate produce și în atomul emițător el însuși. Într'adevăr, radiația γ ieșind din nucleu poate transmite imediat energia sa unui electron din periferia aceluiași atom. Vom obține astfel un spectru β secundar ale cărui linii vor corespunde energiilor $h\nu - W_K$, $h\nu - W_L$,..., unde W_K , W_L ,... sunt nivelele de energie ale periferiei atomului emițător el însuși. Această transformare a razelor γ în raze β în chiar atomul emițător se numește *conversiune internă*. Conversiunea internă dă naștere spectrului de linii

¹⁾ E. Rutherford, H. Robinson și W. F. Rawlinson, *Phil. Mag.* **28**, 281, 1914; C. D. Ellis, *Proc. Roy. Soc.* **99**, 261, 1921; **101**, 1, 1922; L. Meitner, *Zs. f. Phys* **9**, 131, 1922; **11**, 35, 1922; **17**, 54, 1923; M. de Broglie și J. Cabrera, *C. R.* **176**, 295, 1923; J. Thibaud, *J. de phys.* **6**, 82, 1925.

care se suprapune spectrului β continuu¹⁾. Spectrul β de linii este deci într'adevăr un spectru secundar; el se studiază prin aceleași metode ca și spectrul continuu²⁾.

Măsurând iuțelile din spectrele β secundare de conversiune externă sau internă și aplicând ecuațiile (4) și (5), se poate determina frecvența razelor γ . Metoda se poate aplica mult mai departe către energiile mari decât cea a difracției cristaline. S'au găsit astfel grupuri de raze γ cu cuante de câteva milioane de volți. Transmutarea $ThC'' \rightarrow ThD$, de pildă, dă un grup intens de $2,62 \cdot 10^6$ eV, iar transmutarea $RaC \rightarrow RaC'$ mai multe grupuri între $0,61$ și $2,19 \cdot 10^6$ eV. În domeniul frecvențelor mai mici s'au confirmat valorile găsite prin difracție cristalină.

În domeniul cuantelor de câteva milioane de volți, transmiterea către un electron a energiei unui quantum urmează din ce în ce mai rar legea simplă (4) a efectului fotoelectric. Pe măsură ce energiile $W_K, W_L, \dots$ devin mai mici față de $h\nu$, crește însemnătatea altui mecanism de proiectare al electronilor secundari și anume *efectul Compton*. În loc să se transmită în întregime electronului, energia cuantului $h\nu$ se împarte între acesta și un quantum $h\nu'$ cu frecvență mai joasă. Dacă scriem ecuațiile de conservare ale energiei și impulsului ținând seama de relativitate și de faptul că impulsul unui quantum este $h\nu/c$, găsim

$$(6) \quad \frac{T}{h\nu} = \frac{2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2}}{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2}}; \quad \operatorname{tg} \varphi = -\frac{1}{1+\alpha} \cotg \frac{\theta}{2}; \quad \alpha = \frac{h\nu}{mc^2}$$

în care T este energia cinetică și m masa de repaos a electronului proiectat într'o direcție făcând unghiul φ cu direcția cuantului incident, θ este unghiul direcției urmate de cuantul

¹⁾ E. Rutherford, *Phil. Mag.* **28**, 305, 1914; C. D. Ellis, *Proc. Roy. Soc.* **99**, 261, 1921.

²⁾ Se va găsi o bibliografie completă în Rutherford, Chadwick, Ellis, *op. cit.*, pp. 337 și urm., precum și în K. Philipp, *Kernspektren*, Leipzig, Akad. V. G. 1937. Printre lucrările mai noi, vezi mai cu seamă C. D. Ellis, *Proc. Roy. Soc.* **143**, 350, 1934; J. Surugue, *Ann. de physique*, **8**, 484, 1937; A. Flamersfeld, *Zs. f. Phys.* **114**, 227, 1939.

difuzat $h\nu'$ iar α este o constantă a cărei expresie e dată ¹⁾. Ecuatiile (6) au fost întrebuințate de Skobeltzyn ²⁾ pentru determinarea frecvenței razelor γ . El observa un fascicol de raze în camera Wilson înconjurată de un solenoid și măsoară pe fotografiile stereoscopice obținute unghiul φ al traiectoriei electronilor proiectați; energia electronilor era determinată prin curbura traiectoriei lor în câmpul magnetic. Teoria completă a efectului Compton dădea și intensitățile relative ale grupurilor γ . Metoda aceasta a fost întrebuințată și pentru studiul razelor γ de transmutare (cf. II).

Frecvența razelor γ se poate determina și prin alte metode. Fleischmann ³⁾, de pildă, folosește legile de absorpție ale electronilor secundari, alți autori întrebuințează legile de absorpție ale razelor γ însăși, etc.

43. Legătura între spectrul γ și spectrele α și β

După cum am văzut, spectrele γ sunt spectre de linii. Dacă atribuim spectrele γ unei emisiuni nucleare, va trebui să admitem că nucleul are stări energetice cuantificate, întocmai ca și periferia electronică a atomului. Vom vedea cum se poate preciza această ipoteză cercetând transmutările α și radiațiile γ care le sunt legate.

Să considerăm transmutarea $ThC \rightarrow ThC''$. Ea se face cu emiterea a 6 subgrupuri α de structură fină, care corespund unor energii de desintegrare, în $10^3 eV$, de ⁴⁾: 6200, 6160, 5873, 5728, 5708 și 5579. Între aceste șase valori putem forma 15 diferențe. Pe de altă parte, radioelementul ThC'' ,

¹⁾ A. H. Compton, *Phys. Rev.* **21**, 483, 1923 și *X-Rays and Electrons*, London, Mc. Millan. Vezi și E. Bloch, *Ancienne et nouvelle théorie des quanta*, Paris, Hermann & C-ie 1930, pp. 40 și urm.

²⁾ D. Skobeltzyn, *Zs. f. Phys.* **43**, 354, 1927; **58**, 595, 1929; **65**, 773, 1930; *C. R.* **194**, 1486, 1932.

³⁾ R. Fleischmann, *Zs. f. Phys.* **97**, 242 și 265, 1935; **100**, 307, 1936; **103**, 113, 1936.

⁴⁾ Energia totală liberată de o desintegrare α este egală cu energia cinetică inițială W_α a particulei α plus energia cinetică W_N a nucleului rămas, proiectat în sens invers prin conservarea impulsului. Se găsește imediat $W_N/W_\alpha = M_\alpha/M_N$. Valorile numerice pentru $ThC \rightarrow ThC''$ sunt date de S. Rosenblum și M. N. Valadares, *C. R.* **194**, 967, 1932; M. N. Valadares, *Ann. de phys.* **2**, 225, 1934; W. B. Lewis și B. V. Bowden, *Proc. Roy. Soc.* **145**, 235, 1934.

care rezultă din transmutare, are o emisiune γ complexă alcătuită din 13 grupuri¹⁾. Valorile cuantelor γ și diferențelor între energiile grupurilor α de structură fină sunt date de fig. 41.

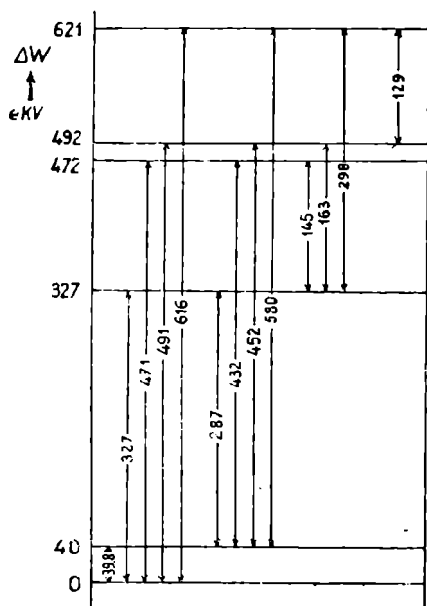


Fig. 41. — Spectrul de energii al nucleului Th C'' Pe margine sunt date nivelele de excitare date de structura fină α ; între nivele sunt date cuantele γ observate

După cum se vede, fiecare cuantum γ este, în limita erorilor experimentale, egal cu câte una din diferențele de energii α . Numai două diferențe au rămas fără cuantum corespunzător. Una, cea de 20 ϵKV , ar corespunde unei radiații γ moi care ar fi greu observabilă. Alte două diferențe, cele de 145 și 149 ϵKV , ar corespunde amândouă unui același grup de raze γ care poate însă fi un dublet încă nedespărțit din pricina puterii de separație neîndestulătoare a metodelor spectrografice. Această corespondență numerică exactă e foarte caracteristică. Ea nu e singura, și transformările $Ra \rightarrow Rn$, $AcC \rightarrow AcC'$, $RdAc \rightarrow AcX$, $AcX \rightarrow An$, $RdTh \rightarrow ThX$ ne arată alte exemple de

egalitate numerică aproape riguroasă între diferențele energiilor α de structură fină și cuantele γ emise de nucleul rezultat²⁾. Se observă de asemeni că transformările ca $Rn \rightarrow RaA$, $RaA \rightarrow RaB$, $ThA \rightarrow ThB$, $AcA \rightarrow AcB$, care se fac fără structură fină α se fac și fără emisiune γ ³⁾. Pe de altă parte, se observă egalități numerice și între diferențele de energie ale razelor α cu lung parcurs emise de cor-

¹⁾ C. D. Ellis *Proc. Roy. Soc.* **138**, 318, 1932 și **143**, 350, 1934; Sze Shih-Yuan, *Ann. de phys.* **19**, 59, 1933; J. Surugue, *ibid.* **8**, 484, 1937.

²⁾ Bibliografia în W. B. Lewis și B. V. Bowden, *Proc. Roy. Soc.* **145**, 235, 1934. In ce privește $RdAc$ și AcX cf. S. Rosenblum, M. Guillot și M. P é r e y, *C. R.* **202**, 1274, 1936 și **204**, 175, 1937.

³⁾ Transformarea $Po \rightarrow RaG$, care se face și ca fără structură fină α , emite totuși o radiație γ puțin intensă cu $h\nu = 0,7 \cdot 10^6 \text{ eV}$.

purile C' și cuantele γ ale acestora (cf. fig. 44). Toate aceste egalități se explică prin excitarea nucleului rămas sau a celui primitiv în clipa desintegrării. Explicația și-a găsit locul într-o teorie mai generală a desintegrării α , propusă de Gamow în 1928 (cf. mai jos).

O transmutare β se poate face și ea cu împărțirea energiei de transmutare între electronul β emis și nucleul rămas, care ar fi astfel excitat și s'ar întoarce la starea lui fundamentală emitând un quantum γ . Spectrul β de desintegrare ar fi atunci alcătuit din suprapunerea a mai multor spectre parțiale continui, iar diferențele între limitele superioare ale acestora din urmă ar fi egale cu cuantele γ . O confirmare experimentală nu s'a putut obține până acum și ar fi foarte grea, deoarece descompunerea experimentală a unui spectru β continuu în spectre parțiale nu s'ar putea face decât pe o curbă de repartiție foarte exactă și cunoscând repartiția într'un spectru simplu iar niciuna din aceste condiții nu a putut fi îndeplinită până acum¹⁾.

44. Radioelemente ușoare

Afară de cele trei familii de radioelemente grele, care cuprind numai elemente cu greutate atomică mai mari de 209, s'au găsit și unele radioelemente răslețe și printre elementele mai ușoare. Așa de pildă, se știe foarte de mult că potasiul și rubidiul emit o radiație β^2). Mai de curând s'a descoperit că samariul emite o radiație α iar lutețiul, și poate neodimul, o radiație β .

Potasiul. Radiația emisă de potasiu a fost analizată prin deviații electrice și magnetice. Ea e alcătuită din electroni a căror energie maximă e de $0,75 \cdot 10^6$ eV³⁾. S'a dovedit prin separația izotopilor că această radiație este emisă de

¹⁾ S'au făcut totuși încercări în această direcție. Cf. de pildă N. Feather și E. Bretscher, *Proc. Roy. Soc.* **165**, 530, 1938 sau J. S. Marshall, *ibid*, **173**, 391, 1939.

²⁾ N. R. Campbell și A. Wood, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **14**, 211, 1907.

³⁾ C. D. Anderson și S. H. Neddermeyer, *Phys. Rev.* **45**, 653, 1934; I. Bocciarelli, *Nature*, **128**, 375, 1934. F. Libby și D. D. Lee, *Phys. Rev.* **55**, 245, 1939.

isotopul ${}^{40}_{19}\text{K}$ și deci că desintegrarea este ${}^{40}_{19}\text{K} \rightarrow {}^{40}_{20}\text{Ca}$ ¹⁾. Dacă se ține seama de abundența redusă (0,012%) a isotopului ${}^{40}_{19}\text{K}$ se găsește o perioadă de $1,5 \cdot 10^8$ ani. Această perioadă e foarte lungă și, față de energia relativ mare a electronilor, trebuie să corespundă unei « tranziții interzise » în diagrama lui Sargent (cf. § 39), deci unei diferențe mari între spinul nucleului desintegrat ${}^{40}_{19}\text{K}$ și acel al nucleului rezultat ${}^{40}_{20}\text{Ca}$. Spinul nucleului ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ e probabil nul, iar acel al nucleului ${}^{40}_{19}\text{K}$ probabil întreg și destul de mare (cf. § 30). Teoretic, un spin 3 sau 4 pentru ${}^{40}_{19}\text{K}$ ar explica lungimea vieții lui medii. Potasiul emite și o radiație γ puțin intensă dar foarte pătrunzătoare. Cuantul ei este de aproximativ 2 milioane de volți ²⁾.

Rubidiul. Activitatea rubidiului se datorește și ea unor electroni a căror energie maximă e de $0,13 \cdot 10^6 \text{ eV}$ ³⁾. S'a dovedit prin separarea isotopilor că isotopul activ este ${}^{87}_{37}\text{Rb}$ ⁴⁾. Faptul a fost confirmat și prin analiza stronțului care se găsește întotdeauna în mineralele de *Rb* și care se acumulează cu încetul din transmutarea $\text{Rb} \rightarrow \text{Sr}$. Intr'adevăr atât prin determinarea greutății sale atomice chimice cât și cu spectrograful de masă ⁵⁾, s'a arătat că acest stronțiu e alcătuit în proporție de 99,7% din ${}^{88}_{38}\text{Sr}$, pe când acest isotop nu se găsește în stronțiul obișnuit decât în proporție de 7%. Ținându-se seama de abundența isotopului ${}^{87}\text{Rb}$ se calculează o perioadă aproximativă de 10^{11} ani. În diagrama lui Sargent și desintegrarea ${}^{87}_{37}\text{Rb} \rightarrow {}^{87}_{38}\text{Sr}$ trebuie să corespundă unei tranziții interzise. De astădată, diferența mare de spini se confirmă experimental ⁶⁾. Intr'adevăr, avem $i = 3/2$ pentru ${}^{87}_{37}\text{Rb}$ și $i = 9/2$ pentru ${}^{87}_{38}\text{Sr}$, deci o diferență $\Delta i = 3$. Cu aceleași valori ale energiei electronilor, a numărului atomic și a razei nucleului, o diferență $\Delta i = 0$ ar da o perioadă de

¹⁾ W. R. Smythe și A. Hemmendinger, *Phys. Rev.* **51**, 178, 1937. Cf. și O. Klemperer, *Proc. Roy. Soc.* **148**, 638, 1935.

²⁾ L. H. Gray și G. T. P. Tarrant, *Proc. Roy. Soc.* **143**, 687, 1934.

³⁾ W. Mühlhoff, *Ann. der Phys.* **7**, 205, 1930; F. Libby și D. D. Lee, *Phys. Rev.* **55**, 245, 1939.

⁴⁾ A. Hemmendinger și W. R. Smythe, *Phys. Rev.* **51**, 1052, 1937.

⁵⁾ O. Hahn, F. Strassmann și E. Walling, *Naturw.* **25**, 189, 1937; J. Mattauch, *ibid.*, *ibid.*

⁶⁾ M. Heyden și H. Koffermann, *Zs. f. Phys.* **108**, 232, 1938.

vreo 10^{14} ori mai scurtă, deci de ordinul câtorva ore, care s'ar așeza destul de bine pe prima curbă a lui Sargent (cf. fig. 40).

Neodimul pare a emite o slabă radiație β care nu a fost încă confirmată, nici atribuită unui anume izotop ¹).

Lutețiul emite o radiație β datorită izotopului ^{176}Lu ²). Transmutarea $^{176}_{71}\text{Lu} \rightarrow ^{176}_{72}\text{Hf}$ corespunde și ea unei diferențe de spin foarte mari, deoarece $i = 0$ pentru $^{176}_{72}\text{Hf}$ și $i > 7$ pentru $^{176}_{71}\text{Lu}$ (cf. § 27 și tab. IV). Viața medie a $^{176}_{71}\text{Lu}$ este de 7.10^{10} ani și limita superioară a spectrului β de $0,21.10^6 \text{ eV}$.

Samariul are o activitate α datorită izotopului ^{148}Sm ³). Parcursul particulelor α emise este de 1,13 cm. în aer și corespunde unei energii de $2,07.10^6 \text{ eV}$. Perioada, față de toți izotopii samariului este de $1,0.10^{12}$ ani, iar dacă atribuim activitatea izotopului 148 și ținem seama de abundența acestuia, de $1,5.10^{11}$ ani Unii autori au găsit o emisiune de protoni a samariului; alții au contestat-o ⁴).

45. Teoria lui Gamow

Punctul de plecare al teoriei propuse de Gamow pentru explicarea desintegrării α este așa zisul paradox al lui Rutherford ⁵).

¹) W. F. Libby, *Phys. Rev.* **46**, 196, 1935.

²) M. Heyden și W. Wefelmeier, *Naturw.* **26**, 612, 1938; J. Mattauch și H. Lichtblau, *Zs. f. Phys.* **111**, 514, 1939. W. F. Libby, *Phys. Rev.* **56**, 21, 1939.

³) G. von Hevesy, M. Pahl și R. Hosemann, *Zs. f. Phys.* **83**, 43, 1933; G. Ortner și J. Schintlmeister, *ibid.* **90**, 698, 1934; P. Hosemann, *ibid.* **99**, 405, 1936. T. R. Wilkins și A. J. Dempster, *Phys. Rev.* **54**, 315, 1938.

⁴) Cf. M. Mäder, *Zs. f. Phys.* **88**, 601, 1934; H. J. Taylor, *Nature*, **136**, 718, 1935; P. Hosemann, *loc. cit.*

⁵) G. Gamow, *Zs. f. Phys.* **51**, 204, 1928; R. W. Gurney și E. U. Condon, *Nature* **122**, 439, 1928; Gamow și F. Houtermans, *Zs. f. Phys.* **52**, 509, 1928. Cf. și raportul lui Gamow la congresul Solvay din 1933 în *Structure et propriétés des noyaux atomiques*, Paris, Gauthier-Villars, 1934, precum și G. Gamow, *Structure of Atomic Nuclei and Nuclear Transformations*, Oxford, University Press, 1937. În expunerea noastră, raționamentele și calculele sunt mult simplificate. Rugăm pe cititorul care ar dori o dezvoltare mai riguroasă să consulte memoriile originale și lucrările citate mai sus sau expunerile făcute de: C. F. von Weizsäcker, *Die Atomkerne*, Leipzig, Akad. V., 1937 sau H. A. Bethe, *Rev. Mod. Phys.* **7**, 161—171, 1937.

Să considerăm un nucleu de uraniu obișnuit U_I (sau ${}_{92}^{238}U$). El se poate desintegra cu emiterea unei particule α al cărei parcurs mediu în aer este de $2,65 \text{ cm}^1$). Acestui parcurs corespunde, prin relația (3) (cf. § 38), o iuțeală de $1,41 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$. și deci o energie cinetică $T = 4,13 \cdot 10^6 \text{ eV} = 0,662 \cdot 10^{-5} \text{ ergi}$. Să presupunem că particula α ar părăsi în clipa desintegrării nucleul U_I fără *iuțeală inițială* și că această iuțeală i-ar fi comunicată de forța de respingere dintre nucleul rămas UX_1 , cu sarcina $90e$, și particula α însăși, cu sarcina $+2e$. Admițând forma coulombiană pentru câmpul din jurul nucleului, vom avea

$$(7) \quad T = \int_{r_1}^{\infty} \frac{180 e^2}{r} dr = \frac{180 e^2}{r^2} = 0,662 \cdot 10^{-5} \text{ ergi}$$

r fiind distanța dela centrul nucleului la punctul în care a ajuns particula iar r_1 distanța dela centrul nucleului la punctul de plecare al particulei sau, deoarece particula se găsea sigur în nucleu, raza minimă a acestuia din urmă. Din (7) se deduce imediat $r_1 = 6,3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$. Dacă admitem că particula α are oarecare energie cinetică de plecare, trebuie să admitem că și raza nucleului este mai mare.

Să ne întoarcem acum la experiențele de deviere ale razelor α în trecerea lor prin materie (cf. § 7). Am văzut că Chadwick, studiind devierea razelor α ale ThC' de către uraniu, a găsit că legea lui Coulomb se aplică riguros în jurul nucleului de uraniu până la cel puțin $3,8 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$. și prin urmare că dimensiunile acestui nucleu sunt încă mai mici. Iată-ne deci siliți să admitem că raza nucleului U_I este totdeodată mai mare decât $6,3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$. și mai mică decât cantitatea aproape de două ori mai mică $3,8 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$).

Spre a ocoli această contradicție, Gamow cercetează mai de aproape câmpul de forțe din jurul nucleului de uraniu, și deci potențialul din care derivă acest câmp. La distanțele mari, dela infinit și până la $3,8 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$., experiențele de deviere ale razelor α arată că energia lor potențială în câmpul nucleului este coulombiană, $V = 2Ze^2/r$. Curba reprezen-

¹⁾ W. M. Rayton și T. R. Wilkins, *Phys. Rev.* **51**, 818, 1937.

²⁾ E. Rutherford, *Phil. Mag.* **4**, 580, 1927.

tativă este o ramură de hiperbolă echilaterală. Potențialul nu poate însă rămâne coulombian până la distanța zero. Într'adevăr, nucleul fiind alcătuit și din particule cu sarcini pozitive, acestea s'ar respinge cu o forță cu atât mai mare cu cât ar fi mai strânse împreună și nucleul ar fi cu totul nestabil, ceea ce nu se poate. Este deci neapărat necesar ca, dela o anumită distanță, potențialul să nu mai urmeze legea lui Coulomb ci să înceapă să scadă până la o eventuală anulare și chiar până la valori negative, pentru a se explica astfel coeziunea clădirii nucleare și defectul de masă (cf. § 22). Mersul potențialului trebuie să fie aproximativ cel din fig. 42. În imaginea lui Gamow, nucleul ar fi pentru particula α un fel de «groapă de potențial» a cărei rază ar fi aproximativ egală cu distanța dela care nu se mai aplică legea lui Coulomb.

Am văzut pe de altă parte (cf. § 22) că defectul de masă al clădirii formate din doi protoni și doi neutroni este excepțional de mare; această clădire este deci foarte stabilă și putem presupune că ea se află gata formată în interiorul nucleilor grei¹⁾.

Gamow presupune că, pentru o asemenea particulă α intranucleară, există nivele de energie totală cuantificată în câmpul de forțe intranuclear definit prin groapa de potențial. Aceste nivele sunt într'o oarecare măsură analoge cu acelea ale unui electron din periferia atomului în câmpul coulombian al nucleului. Paralelismul nu

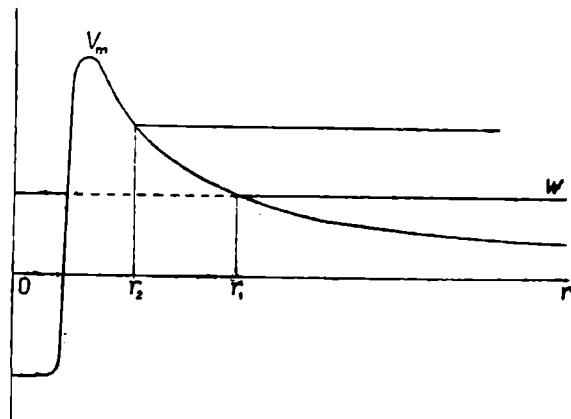


Fig. 42. — Energia potențială a unei particule α în jurul nucleului

¹⁾ Condiția poate să nu fie esențială și a fost chiar înlăturată de Bethe (*Phys. Rev.* **50**, 976, 1936; cf. și *Rev. Mod. Phys.* **7**, 69, 1937). Lucrarea lui Bethe a fost însă criticată de către Bohr (cf. W. Heisenberg, *Naturw.* **25**, 749, 1937) și chestiunea trebuie considerată ca deschisă.

trebuie însă dus prea departe, deoarece în atomul lui Bohr nucleul și electronii alcătuiesc sisteme bine distincte pe când particula α considerată de Gamow face ea însăși parte din nucleu și nu putem fi siguri a priori că acțiunea restului nucleului asupra ei poate fi reprezentată printr'un simplu potențial $V(r)$, chiar dacă acesta nu e definit decât printr'o medie în timp. Dacă admitem această imagine, trebuie să ținem seama și de faptul că particula α urmează statistica lui Bose și deci că principiul de excludere al lui Pauli nu i se aplică. În starea fundamentală a nucleului toate particulele α intranucleare sunt pe același nivel de energie, adică au față de restul nucleului aceeași energie totală W .

Am văzut în § 22 că o desintegrare α spontană nu este cu putință decât dacă masa nucleului inițial este mai mare decât a celui final plus o particulă α . În acest caz, în virtutea ecuației de echivalență a lui Einstein, energia de legătură a particulei α în nucleul inițial este negativă iar energia ei totală W față de restul nucleului, deci de nucleul final, este pozitivă. Cu toate acestea, după Mecanica clasică, dacă W este mai mic decât vârful V_M al barierei de potențial, o particulă α situată pe nivelul acesta nu va putea eși niciodată spontan din nucleu. Pentru ca așa ceva să se poată întâmpla, ar trebui să-i dăm noi mai întâi energia $V_M - W$. Intr'adevăr, dacă particula ar putea ieși, ea ar trebui să se găsească la un moment dat chiar în interiorul barierei de potențial, în dreptul vârfului V_M . Energia ei totală fiind W și energia ei potențială V_M , energia ei cinetică $W - V_M$ ar trebui să fie negativă, deoarece $W < V_M$ prin ipoteză. În Mecanica clasică așa ceva nu are niciun sens.

Dacă aplicăm însă Mecanica cuantică mișcării particulei α pe nivelul W din interiorul nucleului, lucrurile se prezintă altfel. Constatăm ce e drept că particula nu poate ieși de obicei din nucleu, undele de Broglie asociate formând unde staționare în interiorul nucleului prin reflexiuni succesive pe bariera de potențial. În Mecanica clasică această reflexiune ar fi totală, în Mecanica cuantică însă nu. Intocmai cum Optica fizică ne arată că o reflexiune luminoasă nu e niciodată riguros totală și că pătrunde întotdeauna puțină

lumină în mediul dens, tot astfel, după Mecanica cuantică, undele de Broglie nu se reflectă riguros total pe bariera de potențial ci există întotdeauna o anumită intensitate de undă care pătrunde în barieră și chiar o străbate dacă aceasta nu este prea groasă. Intensitatea I a undei de Broglie care trece astfel prin bariera de potențial reprezintă, după concepția generală a lui Born, probabilitatea pentru ca particula α să iasă din nucleu, cu energia ei W ¹⁾, ori de câte ori unda de Broglie se reflectă pe bariera de potențial. Dacă numărul unor asemenea reflexiuni este de ν pe secundă, probabilitatea de ieșire a particulei α din nucleu în timpul unei secunde va fi

$$(8) \quad \lambda = \nu I$$

Probabilitatea aceasta este și cea de dezintegrare a nucleului într'o secundă deci egală cu constanta lui radioactivă (cf. § 10).

Calculul numărului de reflexiuni ν este foarte simplu. Intr'adevăr, în primul rând știm că este cuantificat momentul cantității de mișcare al particulei α față de centrul nucleului, valorile lui posibile fiind $l h/2\pi$, unde l este un număr întreg sau nul, care joacă aci rolul « cuantului azimutal » din periferia electronică a atomului (cf. § 26). Nu vom considera aci decât particulele α cu cuantul azimutal nul, adică pe acelea a căror traiectorie intranucleară se reduce un segment de dreaptă care trece prin centrul nucleului. Cele mai multe particule α se găsesc în această stare. Pentru ca nucleul să fie un sistem staționar, trebuie ca lungimea lor de undă de Broglie să fie cuprinsă de un număr întreg de ori în diametrul $2r_0$ al nucleului sau, dacă b este lungimea de undă de Broglie, M masa particulei α și v viteza ei în interiorul nucleului,

$$(9) \quad b = \frac{h}{Mv} = 2r_0$$

¹⁾ De fapt, prin conservarea impulsului, energia W se împarte între particula α și nucleul rămas, care a proiectat în sens invers (cf. nota 4, p. 157). Din pricina masei foarte mari a nucleului rămas, energia cinetică luată de el este numai o mică parte din W ($\sim 2\%$).

pentru starea fundamentală și $2nr_0$ în membrul al doilea pentru celelalte nivele posibile. Timpul necesar particulei pentru a străbate nucleul între două reflexiuni pe bariera de potențial este $2r_0/v = 4Mr_0^2/h$ în virtutea relației (9)¹⁾. Numărul v de reflexiuni pe secundă va fi deci

$$(10) \quad v = h/4Mr_0^2$$

Pentru a calcula intensitatea transmisă, Gamow simplifică forma barierei de potențial (fig. 43). El admite un potențial coulombian dela infinit până la distanța r_0 (raza nucleului), o scădere discontinuă în acest punct și apoi un potențial negativ constant în interiorul nucleului. El presupune deci, Z fiind numărul atomic al *nucleului rămas*,

$$V = \frac{2Ze^2}{r} \text{ pentru } r > r_0, \quad V = -V_0 \text{ pentru } r < r_0.$$

Gamow scrie apoi ecuația lui Schrödinger corespunzătoare mișcării particulei α în câmpul de forțe definit de acest

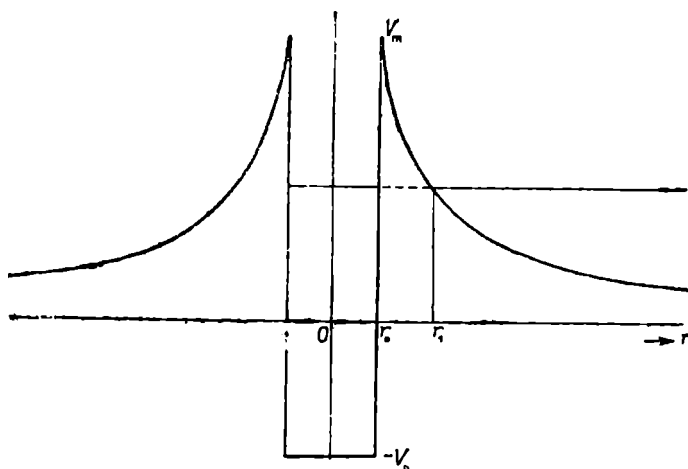


Fig. 43. — Potențialul simplificat al lui Gamow.

potențial, cu condițiile de continuitate pentru funcția de undă și derivata ei în $r = r_0$, și calculează intensitatea $\psi\psi^*$ a unde transmise dincolo de barieră (transparența barierei). În foarte grosă, transparentă scade exponențial

cu creșterea grosimii $r_1 - r_0$ a barierei (fig. 43). Pe de altă parte, din expresia potențialului coulombian rezultă imediat

¹⁾ Cu valori $r_0 \sim 10^{-12}$ cm. se găsește că timpul unei oscilații este $\sim 10^{-21}$ sec.

$r_1 = 2Ze^2/W$. Intensitatea transmisă, deci λ , ar varia exponențial cu $1/W$. Am regăsi un fel de lege Geiger-Nuttall.

Cercetate mai de aproape, lucrurile se arată mai puțin simple. Transparența barierei nu este funcție numai de grosimea ei, ci și de «indicele ei de refracție» $\sqrt{1 - V/W}$, care nu e constant deoarece variază cu V , deci cu $\frac{1}{r}$. Calculul integralei care intervine în expresia exactă se poate face cu forma barierei date de Gamow și se găsește, ν fiind iuțea particulei «la infinit»,

$$(11) \quad \log I = -\frac{8\pi^2 e^2 Z}{h\nu} + \frac{16\pi e \sqrt{MZr_0}}{h}.$$

Relația care dă logaritmul constantei radioactive se deduce atunci imediat din (8), în care introducem și expresia (10) a lui ν ,

$$(12) \quad \log \lambda = \log \frac{h}{4Mr_0^2} - \frac{8\pi^2 e^2 Z}{h\nu} + \frac{16\pi e \sqrt{MZr_0}}{h}.$$

Se vede că există o relație lineară între $\log \lambda$ și inversul iuțelii ν a particulei α afară din nucleu. Aceasta e forma sub care teoria regăsește legea lui Geiger-Nuttall. Am văzut că această relație este foarte exact confirmată de experiență (cf. fig. 36). Trebuie observat că $\log \lambda$ mai depinde și de r_0 și Z , cari variază dela un nucleu la altul, faptul alterează puțin mersul linear al lui $\log \lambda$.

Constanta radioactivă mai depinde puțin și de probabilitatea de ieșire a particulelor α cari au un quantum azimutal l diferit de zero. Expresia acestei probabilități nu diferă de (12) decât printr'un termen adițional $\frac{2h}{\pi} l(l+1)$

care nu schimbă forma relației între λ și $\frac{1}{\nu}$ și a cărei importanță numerică e foarte redusă. Pentru a arăta și mai

bine importanța relativă a termenilor cari intervin în expresia lui λ , o putem da și sub forma numerică

$$(12') \quad -\log_{10} \lambda = 3,60 + 2 \log r_0 + \\ + \log_{10} e \left[2,75 \cdot 10^9 \frac{Z}{\nu} - 3,80 \cdot 10^{27} \sqrt{6 \cdot 10^{-42} Z r_0 - 1,1 \cdot 10^{-54} l(l+1)} \right]$$

unde λ e dat în sec^{-1} , r_0 în cm., ν în cm/s.

Numeroși autori au ameliorat raționamentele și calculele lui Gamow și au dat pentru λ expresii mai exacte¹⁾. Expresiile diferiților termeni din (12) se schimbă uneori destul de mult, dar relația între λ și ν nu-și schimbă forma iar din punct de vedere numeric nu se schimbă nimic atât timp cât Z are o valoare mare. Expresiile mai exacte trebuie însă folosite dacă e vorba să calculăm transparențele barierelor de potențial ale nucleilor ușori, de pildă în problemele de transmutare (cf. II).

Din ecuația (12) și din valorile experimentale ale lui λ și ν se pot calcula razele r_0 ale tuturor radioelementelor cu emiterie α . Dacă admitem că particula α e gata formată în nucleu, se aplică formula (12) fără altă corecție și valorile găsite pentru r_0 variază între 7 și $9,5 \cdot 10^{-13}$ cm. (G a m o w). Dacă admitem că particula α nu e gata formată în nucleu ci trebuie să se formeze din protonii și neutroni intranucleari în clipa emiterii, se mai înmulțește expresia lui λ cu un factor de probabilitate și se găsesc pentru r_0 valori cuprinse între 10,5 și $13,9 \cdot 10^{-13}$ cm. (B e t h e)²⁾. În ambele cazuri valorile lui r scad împreună cu masa atomică, după cum era de așteptat. Pentru samariu, valorile respective sunt $7 \cdot 10^{-13}$ cm. (G a m o w) și $10 \cdot 10^{-13}$ cm. (B e t h e). Dacă luăm variația mijlocie a lui r_0 cu A dela $A = 148$ până la $A = 238$ constatăm că ea se apropie mult de proporționalitatea cu

¹⁾ E. U. Condon și R. W. Gurney, *Phys. Rev.* **33**, 127, 1929; M. von Laue, *Zs. f. Phys.* **52**, 726, 1929; M. Born, *ibid.* **58**, 306, 1929; T. Sexl, *ibid.* **56**, 62 și 72, 1929; **59**, 579, 1929 și **81**, 163, 1933. Cf. și v. Weizsäcker, *op. cit.*; H. A. Bethe, *loc. cit.*, F. Houtermans *Erg. exakt. Naturw.* **9**, 123, 1930, precum și lucrările lui G. Bădărău, *C. R.* **207**, 842, și 1030, 1938.

²⁾ H. A. Bethe. *Phys. Rev.* **50**, 976, 1936 și *Rev. Mod. Phys.* **7**, 1937. Cf. nota, p.

$A^{1/3}$. Puterea a treia a razei, deci volumul nucleului, ar varia astfel proporțional cu A . Volumul nucleului ar fi proporțional cu numărul particulelor lui constitutive. În § 22 am văzut că și energia de legătură e proporțională cu A . Aceste două observații sunt foarte însemnate din punctul de vedere al teoriilor nucleare (cf. III).

Legătura între razele α și γ . În momentul plecării ei din nucleu, particula poate transmite o parte din energia ei acestuia din urmă, pe care îl lasă atunci într-o stare excitată. Particula α părăsește astfel nucleul cu o energie mai mică decât cea normală, $W - \Delta W_1$, iar nucleul rămas trece pe un nivel de excitare $W_1 = W + \Delta W_1$ (fig. 41). Obișnuit, o asemenea stare excitată nu ține multă vreme și nucleul se întoarce pe nivelul său fundamental emițând energia ΔW_1 sub forma unui quantum electromagnetic, adică a unei raze γ . Prin urmare, vom observa pe de o parte emiterea unei particule α cu energie mai mică $W - \Delta W_1 = 2W - W_1$, iar pe de altă parte emiterea unui quantum $h\nu = W_1 - W$. Dacă nucleul rămas are mai multe nivele de excitare, din ce în ce mai înalte, $W_1, W_2, \dots, W_n$, vom observa pe de o parte particule cu energii $W, 2W - W_1, 2W - W_2, \dots, 2W - W_n$, iar pe de altă parte quante γ $W_1 - W, W_2 - W, \dots, W_n - W$ precum și quante $W_2 - W_1, \dots, W_2 - W_n, W_3 - W_2, \dots, W_n - W_{n-1}$, emise printr-o întoarcere în trepte la starea fundamentală a nucleului rămas. Regăsim astfel exact legătura între diferențele de structură fină din spectrul α și cuantele γ emise după desintegrare. Structura fină α ne poate da deci spectrul *spectrul de nivele* al nucleului rămas. Structura fină a energiilor date de ThC , de pildă, ne dă nivelele nucleare ale ThC'' (fig. 41).

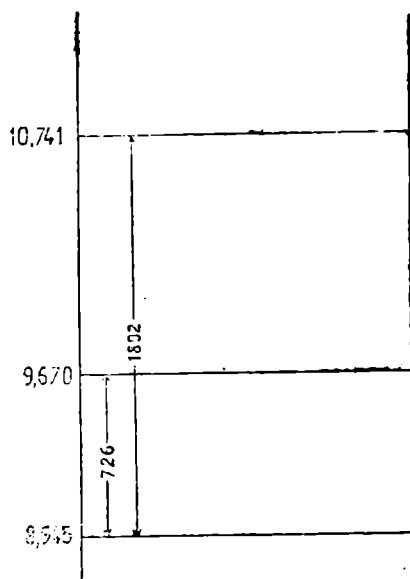


Fig. 44. — Spectrul de energii al $Th\ C'$. Pe margine sunt date energiile de desintegrare α . Între nivele sunt date cuantele γ observate

Să considerăm acum origina razelor α de lung parcurs cari sunt după cum știm emise de corpurile C' ale familiilor radioactive. Gamow admite că transformarea β a corpului C se face astfel încât nucleul rezultat C' se poate forma fie în stare normală, fie într-o stare excitată C'_{ex} (fig. 44). Nucleul normal C' se transformă la rândul lui cu emiterea unei particule α normale în nucleul D . Nucleii excitați C'_{ex} se afla în clipa nașterii lor cu una din particulele lor α constitutive pe un nivel W_{ex} cu energie mai mare decât cea a nivelului W normal. De obicei, această particulă α excitată cade după un timp foarte scurt ($\sim 10^{-15}$ sec.) pe nivelul normal W , emițând un quantum $h\nu = W_{ex} - W$. Nucleul excitat redevine astfel nucleul normal C' , care trece în nucleul D cu emisia α normală. Bariera de potențial a corpurilor C' e însă extrem de subțire, după cum o arată viața lor medie foarte scurtă. Ea e și mai subțire în dreptul nivelului excitat W_{ex} așa că, oricât de scurt ar fi timpul petrecut de particula α în W_{ex} , se poate totuși ca ea să străbată direct bariera de potențial și să scape din nucleu cu energia W_{ex} . Aceasta fiind mai mare decât W , parcursul particulei α corespunzătoare va fi și el mai mare decât acel al particulei normale cu energia W . Deoarece experiența ne arată că sunt mai multe grupuri de lung parcurs, trebuie să admitem că există și mai multe nivele de excitare W_{ex} . Experiența ne confirmă pe de altă parte și egalitatea între quantele emise de corpurile C' și diferențele $W_{ex} - W$ între energiile de lung parcurs și cea a grupului normal de raze α (fig. 44). După cum se vede, pe când structura fină a emisiei α ne dă nivelele nucleului rezultat, grupurile de lung parcurs ne dau chiar nivelele nucleului emițător.

Din cele de mai sus, se poate spune ca bună dreptate că teoria lui Gamow ne dă o imagine a structurii intranucleare care explică o sumă de fenomene experimentale.

TABLA DE MATERII

	Pag.
<i>PREFAȚA</i> de Horia Hulubei	3
CUVÂNT ÎNAINTE	5

CAPITOLUL I

ATOMUL NUCLEAR AL LUI RUTHERFORD SARCINA ELECTRICĂ A NUCLEULUI

1. Teoria atomică la începutul veacului al XX-lea	7
2. Difuzia razelor X. Numărul electronilor dintr'un atom.	10
3. Deviația razelor α și atomul nuclear	16
4. Teoria ciocnirii între particule α și nucleii (Rutherford)	18
5. Verificarea teoriei lui Rutherford. Experiențele lui Geiger și Marsden	22
6. Numărul atomic. Determinarea sarcinii nucleare (Chadwick)	24
7. Legea lui Coulomb și dimensiunile nucleului	27
8. Legile lui Moseley și determinarea numărului atomic	28

CAPITOLUL II

ISOTOPI. MASA NUCLEULUI

9. Nucleul are o structură	35
10. Legile desintegrării radioactive. Familii de radioelemente.	37
11. Isotopii plumbului în mineralele radioactive.	41
12. Deviația electrică și magnetică a particulelor electrice	43
13. Ionii pozitivi și formarea lor	47
14. Metoda parabolilor. Isotopii neonului	52
15. Spectrograful de masă al lui Aston	54
16. Spectrografe de masă cu focalizare magnetică (Dempster)	59
17. Spectrografe cu dublă focalizare	62
18. Isotopii elementelor obișnuite. Mase atomice întregi. Protoni și neutroni	65
19. Statistica isotopilor	71
20. Baza greutateilor atomice. Scara fizică și scara chimică	73
21. Defectul de masă	74
22. Defectul de masă și stabilitatea nucleilor	78
23. Efectul isotopic de masă în spectrele atomice	82
24. Efecte isotopice în spectrele moleculare	84
25. Separarea isotopilor. Deuteriul	97

CAPITOLUL III

MOMENTE NUCLEARE

26. Spinul electronic și structura fină	100
27. Spinul nuclear și structura hiperfină	102
28. Deviația razelor atomice și moleculare în câmp magnetic neuniform	108

	Pag.
29. Intensități alternate și statistici nucleare	117
30. Valorile spinului și momentului magnetic nuclear	119
31. Strămutarea isotopică în structura hiperfină	124
32. Cuadрупoli electrici nucleari	127

CAPITOLUL IV

RADIĂȚIILE SUBSTANȚELOR RADIOACTIVE

33. Camera de ionizare	130
34. Metode fotografice	131
35. Camera Wilson	132
36. Tuburile numărătoare și numărătoarele proporționale	134
37. Radiațiile α și spectrul lor magnetic	137
38. Parcursul razelor α . Legea lui Geiger-Nuttall	140
39. Radiația β . Spectrul continuu și limita lui superioară	146
40. Spectrul β continuu și conservarea energiei	150
41. Radiația γ . Spectre de difracție cristalină	153
42. Efectul fotoelectric al razelor γ . Spectrul β secundar	154
43. Legătura între spectrul γ și spectrele α și β	157
44. Radioelemente ușoare	159
45. Teoria lui Gamow	161
Tabla de materii	171

TABLOURI ȘI PLANȘE

Tabloul I. Sistemul periodic al lui Mendeleiev	9
Tabloul II. Familiile de radioelemente	40
Tabloul III. Isotopii naturali	68—71
Tabloul IV. Momente nucleare	122—123
Tabloul V. Radiațiile α ale câtorva radioelemente naturale	141
Planșa I. Metoda parabolilor. Spectre de masă	62
Planșa II. Efecte isotopice și efecte de spin nuclear în spectre	108
Planșa III. Fotografii în camera Wilson	134
Planșa IV. Spectrele radiațiilor α , β , γ	146