

— UNIVERSITATEA DIN BUCURESTI —
— FRONTELE DE JUNIORI —

INDUSTRIAL MOTOCICLETI

PROIECTEDOARĂ A TOMULUI
(PUNCTUAȚIE ELECTRONICĂ)

În cadrul cursului predat de

prof. univ. dr. univ. univ.

I

MODELE DE ATOMI HIDROGENOIZI

Unul din procedeele de investigație al edificiului atomic e dat de studiul radiatiunilor emise și absorbite de el. Căpătăm informații asupra structurii intime a atomului, între altele, prin undelete electromagneticice pe care - în anumite condiții de excitare - ni le trimite el, dela infra roșu, treptat pînă visină și ultra violet, la razele X și γ . Ele constituie o serie de date care pot fi puse în legătură cu o structură corespondentă a atomului. Pe de altă parte, radiatiunile corpurilor β^+ , β^- , și γ , emise de corpurile radioactive naturale și artificiale, ne dău un alt grup de informații despre cîtătățile atomului.

Înspite infinitului mic se găsește și în spatele infinitului mare astreale. Cum în aceeași proporție sunt autrele mai mari ca noi, în care atomii sunt mai mici. Remontarea din aceste limite extreme sunt relevante prin o serie de manifestări pe care sunt și radiatiunile ce primim dela ele.

Atomul își manifestă prezența prin fusile ce ne trimit, tot astfel după cum stelele ne spun, multe pînă la măsoare care ne vin dela ele.

Spectre de lini

Toate gazele când sunt suficient de incălzite, sau când sunt excitate printr'unul din procedeele cunoscute spectre de deschidere electrică, bombardare cu

Prof. Maria Milea în cadrul cursurilor externe

iradiere cu radiatiuni electromagneticice convenabile, etc.) emit spectre de linii.

Un atom dat emite un spectru de linii, un anumit ansamblu de linii spectrale, pe care numai acest atom le poate emite. Este spectrul său caracteristic. Același spectru de linii este emis de atomul considerat și atunci când este amestecat cu alții. Această proprietate a atomilor a dus la analiza chimică cu ajutorul spectroscopiei, metodă de mare sensibilitate, și de multe ori, singură în stare să rezolve unele probleme de analiză a unor din compoziții unei materii.
1)

Spectre caracteristice de absorție.

Un atom emite energie, sub formă electromagneticică, atunci când își emite spectrul său caracteristic. Același atom poate însă și să absorbe energie electromagneticică. Astfel, dacă se trimit radiatiuni de toate lungimile de undă, ceea ce se numește un spectru continuu, (cum ar fi lumina emisă de un filament de tungsten încălzit la alb, aceea emisă de arcul electric între doi cărbuni, ceea dată de o soție condensată între două elektrode de aluminiu, sub apă, sau aceea emisă de hidrogen în anumite condiții de excitare, etc., etc.) printr'un gaz sau o vapoare a atomului nostru, el absorbe din acest fond continuu, numai în grup de radiatiuni, de lungimi de undă date, perfect definite și

a atomului. Radiatiunile caracteristice absorbite sunt din acelaș pe care același atom le emite. Cu altă excepție, excitat, emite și linii caracte-

ristice identice cu aceleia pe care le absoarbe când este rece, ne-excitat. Căci în cazul emisiunii, spectrul caracteristic al unui atom dat rămâne neschimbat, oricare ar fi amestecul cu alți atomi din care face parte. Fiecare din atomi își absoarbe radiatiunile care îi corespund.

Spectre de bandă.

Moleculele emi și absorb și ele un spectru caracteristic, diferit de spectrele optice characteristici atomilor care compun aceste molecule, numite spectre de bandă, așa cum a sugerat-o mai întâi Helmholtz. Sunt numite astfel după aspectul acestor spectre, care apar sub forma unor bande bine definite. Aceste spectre ne permit identificarea moleculelor respective și duc informații de modul cum atomii sunt legați în molecule, de lațările lor unei față de alții, de rotația moleculei în jurul axelor ei de inerție, etc.

Technica măsurilor spectrale a fost perfecționată de : Fraunhofer, Anström, Rowland, Fabry-Perrot, Lummer, Michelson, și alții. Măsurile au inceput să fie mai precise, s'a observat o serie de regularități în emisiunile spectrale ale atomilor. S'a încercat să se explice aceste regularități cu ajutorul teoriei electromagnetice a luminei. Se căuta de exemplu, să se explică ansamblul emisiunilor spectrale cu ajutorul unor frecvențe fundamentale. Încercările nu au dus la nici un rezultat. Nu s'a putut imagina un model de atom care, din punct de vedere electromagnetic, să fie obligat să

1.) Bunsen și Kirchhoff sunt acei care au pus bazele analizei spectrale, în anul 1859, dând pentru mai târziu, mijloace pentru descoperirea elementelor necunoscute.

emite spectrul caracteristic respectiv. După cum vom vedea, teoriile quantice au reușit foarte bine acolo unde teoriile clasice au dat greș. Ne vom ocupa, pentru început, de așa zisele spectre optice ale atomilor; e vorba de radiațiunile emise de atomi în vizibil și în vecinătatea spectrului vizibil, în infra roșu și în ultraviolet.

Unele regularități observate în spectrele optice caracteristice atomilor.

Spectroscopii au făcut, într-o început, un mare efort să găsească unele corelații între diferențele liniei spectrale emise de un atom dat și între acele emise de diferenți atomi. Amintesc căteva din aceste regularități și anume din acelea care în specie au putut pune pe cale mai târziu pe fizicieni la găsirea unui model atomic a cărui proprietăți mecanice și electrice să justifice emisiunile spectrale observate.

Serii spectrale.

Din ansamblul emisiunilor unui atom dat se pot forma grupe de linii spectrale, numite serii spectrale care să prezinte unele caracteristici:

- liniile unei serii spectrale pot fi reprezentate printr-o relație unică (în început deduse pe cale empirică);

- lungimile de undă ale liniilor unei serii, deduse de alt cu ajutorul relației care o reprezintă, sunt din ce în ce mai în vecinătate de lungimile de undă ale liniilor precedente, atunci căcăzănd undă devine din ce în ce mai mică. La un moment dat, lin-

le seriei sunt așa de apropiate încât nu pot fi separate spectroscopice decât din ce în ce mai greu, iar liniile se îngrăndează spre o limită, numită limita seriei, dincolo de care nu mai avem emisiuni catalogabile în această serie. (Această limită notează de obicei cu $\lambda_{\infty} = \frac{1}{n_0}$);

- limita seriei e prevăzută de relația care o reprezintă;
- intensitatea liniilor, din o serie dată, scade în mod continu când ne întreptăm spre limita seriei, deci în sensul în care λ descrescete (vezi fig. 1 și 2),

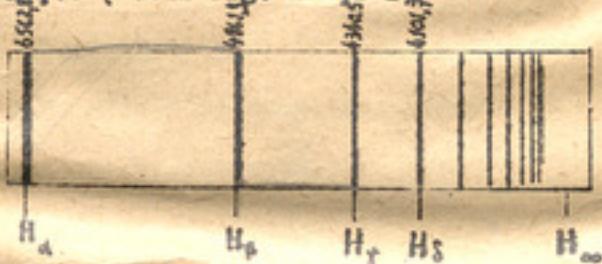


Fig. 1.
Spectrul de emisie al atomilor de H (după Herzberg)

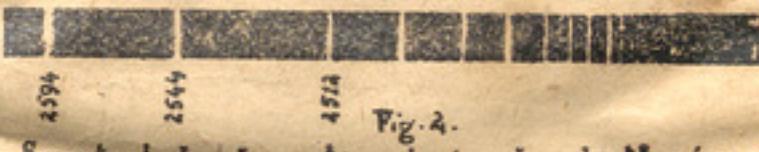


Fig. 2.
Spectrul de absorpție al atomilor de Na (după Kuhn).

Prima reprezentare cu succesiune a unei serii spectrale a fost dată de Balmer (Ann. d. Phys. 25, 80, 1885).- El a arătat că spectrul vizibil al hidrogenului și cinci raze din ultraviolet (pe tunici cunoscute numai în stele) pot fi reprezentate prin relația

$$n^2 - b$$

$$\lambda = 3645,6 \pm 10 \text{ cm}^{-1}$$

Pasul era foarte important cu toate că relația în λ nu a permis să se vede imediat marea însemnatate. Succesul lui Balmer îndemnat și pe alți cercetători să caute relații care să repreze căt mai bine liniile spectrale emise de un atom dat.

Rydberg (Phil. Mag. 29, 331, (1890)) face un pas mai mare prin reprezentarea în număr de unde ($\frac{1}{\lambda} = \tilde{\nu} \text{ cm}^{-1}$) Rydberg reia ideia, care s'a arătat extrem de fructuoasă, aceea de a urmări corelații nu între lungimile de undă, λ , și liniile spectrale, ci între frecvențele lor ($\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$), sau așa cum a scris-o încă din 1883 Hartley care arătase că între frecvențele componentilor în spectrele de multipleți, apar niște diferențe, Δ constante de lungul întregii serii. Acum când știm că frecvența este o măsură a energiei radiatării respective, ne dăm seama că relațiile, pe bază de frecvență, sunt mai sugestive, mai utile și ușor de găsit.

Relația lui Balmer, transformată de Rydberg, devine:

$$\lambda = 5445,6 \cdot \frac{n^2}{n^2 - 4} \cdot 10^{-5} \text{ cm} \longrightarrow \frac{1}{\lambda} = \tilde{\nu} = \frac{10^5}{5445,6} \cdot \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{10^5}{5445,6} \left[1 - \frac{4}{n^2} \right]$$

$$\rightarrow \frac{10^5}{5445,6} \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right] \text{ cm}^{-1}; \quad \tilde{\nu}_{(\text{cm}^{-1})} = 109.420 \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right] = R \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right]$$

cum $n = 3, 4, 5, \dots, \infty$.

Măsurările actuale mai precise dan: $R_H = 109677,759 \text{ cm}^{-1}$.

Se observă din relațiile de mai sus că spectrul hidrogenului

apare cu o diferență de doi termeni:

$$\tilde{\nu} = \frac{R}{2^2} - \frac{R}{n^2} = T_2 - T_n; \quad \text{unde } T_2 > T_n$$

În general, o serie e reprezentată prin: $\tilde{\nu} = T_2 - T_n$ unde

termen constant, termen limită,

rent. În cazul seriei Balmer pentru hidrogen $T_c = \frac{R}{2^2}$ este termenul constant, caracteristic seriei spectrale iar $\frac{R}{n^2}$ este termenul curent al seriei notat cu T_n . (Această nouă observație constituia un mare succes, deși nu a dus imediat la construirea unui model atomic care să explice aceste fapte; ea s-a arătat foarte practică în studiul serilor mai complicate). Tot Rydberg găsește la alcaline trei serii spectrale pe care le denumește, după aspectul lor, fină, principală și difuză. Aceste serii sunt reprezentate prin relații de forma:

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_\infty - \frac{R}{(n+\mu)^2}$$

unde, dând valori întregi pentru n , se capătă termenii serilor $\tilde{\nu}_\infty$ înseamnă valoarea pe care o ia $\tilde{\nu}$ când $n=\infty$. În această noastră relație lui Balmer-Rydberg pentru hidrogen se poate scrie:

$$\tilde{\nu} = \frac{R}{2^2} - \frac{R}{n^2} = \tilde{\nu}_\infty - \frac{R}{n^2}$$

Care este relația dela alcaline pentru $\mu=0$. μ este un mic termen de corecție mai mic ca unitatea care trebuie adăugat numărului întreg n , pentru ca seria spectrală să poată fi reprezentată cu ajutorul constantei R dela hidrogen. După Rydberg, seria hidrogenului ar fi un caz special al serilor alcalinalor. Pentru a-i da o formă mai simetrică, Rydberg pune relația lui sub forma:

$$\tilde{\nu} = \frac{R}{(n_1 + \mu)^2} - \frac{R}{(n_2 + \mu)^2}; \text{ unde } \frac{R}{(n_1 + \mu)^2} = \tilde{\nu}_\infty$$

El sugerează ideea că dând lui n , diferite valori, se pot obține o serie de termeni constanți $\tilde{\nu}_\infty$ care ar caracteriza termenii constanți ai unor evanuale serii spectrale ale elementelor în studiu (ajungem deja la prevăderi de emisioane spectrale).

Ritz (Phys.Zts. 2, 521, (1908); Astrophys.J. 28, 237, (1908)) unele:

sunt date prin diferența a doi termeni curanți din relațiile lui Rydberg. Sunt așa zisele liniile de combinație. După ce lucrările lui Balmer, Rydberg, Ritz, au fost cunoscute, analiza emisiei unui atom conchista mai întâi în determinarea termenilor spectrali, ca apoi cu ajutorul acestor termeni să se identifice liniile spectrale găsite, sau acele care ar putea fi găsite. Toate combinațiile de termeni nu dădeau numai decât liniile spectrale existente. Mai târziu s'a întâles de ce numai unii termeni se combină și care sunt acești termeni. De fapt, prevederile lui Ritz, nu sunt decât o generalizare a relațiilor lui Rydberg. Pentru o reprezentare mai conformă, Ritz a propus și un termen mai complicat, de forma : $\frac{R}{(n+\mu+\alpha\nu)^2}$

unde ν este însăși frecvența termenului. În rezumat, găsim în literatura spectroscopiei trei feluri de termeni spectrali utilizati în mod curent:

$$T_{n_B} = \frac{R}{n^2} \quad (\text{Balmer}) \quad T_{n_R} = \frac{R}{(n+\mu)^2} \quad (\text{Rydberg})$$

$$T_{n_Ritz} = \frac{R}{(n+\mu+\alpha\nu)^2} \quad (\text{Ritz})$$

Unele precizii unei asemenea spectrelor de alcaline.

Alcalinele au fost dela început foarte mult studiate. Spectrele sunt relativ simple și ușor de înscrise. Sunt trei serii speciale: fină, difuză, principală. Se notează cu F seria fină și cu D seria difuză. Acestea două, sunt serii de dublați fiecare linie apărând ca dublă, între componente găsindu-se un $\Delta\nu$ constant. Se

zată prin aceea că $\Delta\nu$, pentru acești dubletăi, nu mai este o constantă ci scade, tinsând către zero, atunci când ne apropiem de limita seriei. Prinul termen al seriei P, are un $\Delta\nu$ egal cu $\Delta\nu$ găsit la dubletăii seriilor fină și difuză. O sumă deci de regularități tulburătoare observate și care cer o explicare. Alte elemente cum ar fi alcalino-pământoasele, elementele din grupul fierului, elementele mai grele, pământurile rare, au spectre de linii mult mai complicate, iar serile care se pot distinge ne apar ca niște serii de multipleți. Lipsea firul director al unei teorii fizice, care să facă legătura între un model atomic și spectrele emise.

Descriere preliminară a spectrelor hidrogenului.

Spectrul hidrogenului a fost studiat amănunțit atât din punct de vedere experimental cât și din punct de vedere teoretic. Rezultatele obținute cu această ocazie au fost esențiale și au dus la găsirea unui model atomic convenabil. Procedeele înscrise și rezultatele obținute la hidrogen au servit ca bază în studiul celorlalți atomi. Pentru a urmări, mai ușor, unele consideranțe teoretice ce vor urma din, mai întâi, o descriere sumară a datelor experimentale la hidrogen.

Lucrări mai importante au fost făcute de următorii autori: Balmer, Lyman (Astrophys. 23, 181, (1906); Paschen (Ann. d. Phys. 27, 537, (1908)); Brackett (Astrophys. J. 56, 154, (1922)); Fried (J. Russ. Soc. Ann. 9, 193, (1924)).

Relația lui Balmer-Rydberg generalizată de

Dând lui ν , diferite valori, prevedem diferite serii spectre. Aceste serii au fost descoperite în emisiunile hidrogenului și poartă numele descoperitorului. Avem astfel:

$$\text{Seria Lyman} \quad \tilde{\nu} = \frac{R}{1^2} - \frac{R}{n^2} \quad (n = 2, 3, \dots) \text{ în ult. violet.}$$

$$\text{Seria Balmer} \quad \tilde{\nu} = \frac{R}{2^2} - \frac{R}{n^2} \quad (n = 3, 4, \dots) \text{ în viz.}$$

$$\text{Seria Paschen-Ritz} \quad \tilde{\nu} = \frac{R}{3^2} - \frac{R}{n^2} \quad (n = 4, 5, \dots) \text{ în infr. roș.}$$

$$\text{Seria Brackett} \quad \tilde{\nu} = \frac{R}{4^2} - \frac{R}{n^2} \quad (n = 5, 6, \dots) \text{ în infr. roș.}$$

$$\text{Seria Pfund} \quad \tilde{\nu} = \frac{R}{5^2} - \frac{R}{n^2} \quad (n = 6, 7, \dots) \text{ în infr. roș.}$$

Limitile acestor serii sunt $\tilde{\nu}_{\infty} = \frac{R}{n^2}$ (pentru n , din termenii săi, egal cu ∞). Câteva detalii asupra acestor spectre:

$$\text{Seria Lyman: } \tilde{\nu}_{\infty} = \frac{R}{1^2} = 109.64759 \text{ cm}^{-1}; \quad \lambda_{\infty} = 365 \text{ Å},$$

în această serie se cunosc trei termeni.

$$\text{Seria Balmer: } \tilde{\nu}_{\infty} = \frac{R}{2^2} = \frac{R}{4} = \frac{10964759}{4} = 27411,9 \text{ cm}^{-1}; \lambda_{\infty} = 365 \text{ Å}$$

În spectrul protuberanțelor solare s-au găsit 35 termeni din această serie. În laborator, Nodd, cu un tub de descărcare larg și încălziind la presiune joasă, a putut observa 20 de termeni.

Seria Ritz-Paschen (prevăzută de Ritz și descoperită de Paschen):

$$\tilde{\nu} = \frac{R}{3^2} - \frac{R}{5^2} = \frac{10964759}{9} = 12148,6 \text{ cm}^{-1}; \lambda_{\infty} = 8205,85 \text{ Å}$$

Există încă două linii, Brackett încă trei, iar Poetker (Journ. Roy. Soc., 25, 418, (1927)), face ca această serie să fie cunoscută să mai aducă 3 linii. Aceste sunt:

<u>Paschen</u> (1908)	1,05 Å	Brackett (1922)	100498 Å	Poetker (1927)	9119,7 Å
	11848,41 Å		35342 Å		8865,1 Å

$$\text{Serie Brackett: } \tilde{\lambda}_{\nu} = \frac{R}{k^2} = \frac{109677,759}{16} = 6854,359 \text{ cm}^{-1}; \lambda_{\nu} = 14584,2 \text{ Å}$$

Se cunosc primii doi termeni: $\lambda = 4,05 \mu$
 $\lambda = 2,63 \mu$

$$\text{Serie Pfund: } \tilde{\lambda}_{\nu} = \frac{R}{k^2} = \frac{109677,759}{15} = 4387,11 \text{ cm}^{-1}; \lambda_{\nu} = 2,2790 \mu$$

Se cunoaște o linie: $\frac{R}{5^2} - \frac{R}{6^2} = 7,70 \mu = 74.000 \text{ Å}$.

Aceste exemple arată că de bine, relații ca cele ale lui Rydberg pot reprezenta un domeniu atât de vast de lungimi de undă ca cel mentionat mai sus, pentru unele din emisiile atomului de hidrogen. Reprezentarea liniilor spectrale prin aceste relații este foarte convenabilă. Se dă mai jos un exemplu din seria Balmer, din care se poate vedea că observația concordă foarte bine cu calculul.

Liniile spectrale	n	λ Calculat Å	λ Observat (Å)
H _α	3	6562,8	6562,793
H _β	4	4861,38	4861,327
H _γ	5	4340,51	4340,466
H _δ	6	4101,78	4101,738
H _ε	7	3970,11	3970,075
H _η	8	3889,09	3889,02

Modele atomice

Opriți-vă și să punem unde este apăsați să așteți și înțelegeți. Unul care este atât de multă energie radio-

imaginie vizuală a lor. Suntem obligați să facem și în acest caz apel la un procedeu întrebuintat curent în știință, în cazuri analoge și anume să recurgem la o imagine mintală a atomului, la model atomic. Vom zice că modelul atomic este ceea ce este mai bine conceput cu cît el reprezintă mai corect manifestările sale, și cu cît poate permite o înțelegere și o prevedere preciză a lor.

Modelul atomic trebuie să se supună legilor fundamentale ale urii deduse din studiul lumilor direct accesibile noastre, așa ar fi legile conservării energiei și pulsului. Numai după ce vom vedea că nu putem ajunge un rezultat satisfăcător cu ajutorul cunoștințelor din macrocosm, vom introduce alte ipoteze de lucru, care vor fi justificate prin posibilitățile noi de explicare și prevedere corectă pe care le vor aduce.

Când s'a ajuns la convingerea că electronul negativ este constituent universal al lumilor a trebuit să se admită că el există și în constituția intimă a unui atom, pe care nu-l mai pot să acum consideră ca pe o parte indivizibilă a materiei, dar ca ceva care posedă și el o structură. Dacă electricitatea negativă intră în constituția atomului, suntem obligați să admitem și prezența electricității pozitive, așa fel încât să putem înțelege că atomul ne spore neutru spre exterior. Electricitatea pozitivă trebuie să compenseze exact pe cea negativă. O altă situație care ne face imediat să ne gândim că emisunile de energie

\vec{r} e vectorul de lungime $| \vec{r} | = r$, care unește nucleul cu atomul, iar Z este numărul atomic și tot de numărul din sistemul particule unde se găsește atomul considerat. În cazul sistemului de hidrogen, $Z=1$ și deci: $\vec{r} = -\hat{r}$

Să încearcăm să scriem în această primă aproximare, că mișcarea electronului este colineară cu momentul relativistic. Electronul va avea viteză v comună, nucleul găindu-se în unul din focare. Din acestă apreciere vom considera atunci pe aceea care nu este punctul la $r=0$ din urmă fiind incompatibilitatea cu ideea unui atom de dimensiuni finite. Averea de considerat deci mișcarea pe cercuri în jurul nucelui, adică conicele pentru care excentricitatea face condiționarea $q \neq 0 < 1$

dinuță să zicem. Dacă scriem că traiectoria este circulară, deci $\vec{v} \times \vec{r} = 0$, care deci ca un electron care se găsește la o distanță r de centrul nucleului, să aibă o viteză inițială normală v_0 și că: $2\pi r = \frac{2\pi r}{T}$ (adică $T = \frac{2\pi r}{v_0}$; viziunile i)



Fig.3.

la o distanță r de nucleu se obține un potențial V cunoscut fizicistului ca un atom de rază r posedă în interiorul său de nucleu, o energie potențială

$$\left(1 + \frac{2e}{r}\right) \cdot (-e) = -\frac{e^2}{r}$$

Energiea totală a unui electron, mișcându-se într-o cireșă de rază r este:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{e^2}{r} = T + U$$

Schrödinger a descoperit prin cunoșterea calsei fizicii moderne, de asemenea în calea ce urmărește primele sale rezultate, anume obiectul atomic foarte simplificat. El a adoptat modelul lui Jean Perrin - Rutherford pe care-l completase în două ipoteze, care îl permit introducerii quantelor în explanația și absorției de energie emisă și absorbită de către atom. Astfel și condițiile de existență și unele proprietăți ale modelului său, pe care nu au avut loc în modelul lui Schrödinger. (Pe rezistența său la presiune, precum și formă și masa atomului este concentrarea nucleului în cadrul căruia este nechiarizat de date). O evaluare exprimată în număr de hidrogenătări H_2^{+} face acesta să

fură un volum de $\frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi \frac{1}{3} (10^{-12})^3 = 0,5 \cdot 10^{-36} \text{ cm}^3$ și

mai multădată este:

$$\frac{\text{masă}}{\text{volum}} = \frac{1}{\frac{1}{3} \cdot 10^{-36}} = \frac{10^{36}}{0,5 \cdot 10^{-36}} = \frac{1}{0,5} \cdot \frac{10^{72}}{10^{36}} = \frac{1}{0,5} \cdot 10^{36} \sim 10^{36} \text{ g/cm}^3$$

care este adesea în cadrul de 10^{-12} cm, apoi cuia \tilde{Z} sareini din nucleu trebuie să fie compozitul de \tilde{Z} sareini negativi (sareini negativi, care gravitațional se jucă în jurul nucleului), pe care-l se sprijină în exterior. Această compozitie nu este pură și exactă. Un mic sfloal nu urmărește chiar întărirea gravitațională patrussă asta. Presupunem că la 10^{-12} cm, este compozit exact, și lipsește o sareină \tilde{Z} sareanta și în interiorul nucleului său, ca urmare:

$$\frac{\text{masă}}{\text{volum}} = 0,6 \cdot 10^{36}$$

sareini libere,

$$= 0,6 \cdot 10^{36} \cdot 0,5 \cdot 10^{-36} = 3,05 \cdot 10^0 \text{ g/cm}^3$$

a energetic să fie mai mică trebuie ca valoarea checiului $\frac{1}{4} \pi r^2$ să fie
mai mică decât suma scăderii). Această ar fi urmărit că electronul pe
care îl are suita energia electromagnetică, pe care este obligat să
se emite după legile electromagnetismului, fără nicio creștere distanță
între nucleu. Procesul ar trebui să aibă loc pînă la electronul ce
scăde pe nucleu.

Modelul José Larmor - Rutherford, sub forma lui simplă ini-
țială, nu este deci stocul său unul de vedere electrică netă. Re-
zistența este de natură să fie o rezistență de grădini și corolărie întă-
rită. Prezentarea linilor caracteristice emise de atom și coresponden-
țile acestui model inițial, în adăvăr frecvența urbei elăsu-
nantea noastră trebuie să fie egală cu aceea a genoului și nu tre-
buie să fie o valoare, sănătății cu frecvența de rotație a atome-
lui. De altfel, nu este nu cît de mare diferență între
valoarea armenească și. Oră cu atom, ori cît de simplu ar fi să se
aducă la hidrogen, nu poate un astfel de tip apă-
rea unei noi și noi probleme, cînd W. Bohr, tîrziu F. Zeeman
sau W. E. Lamb și I. R. Rabi au rezolvat
acest problemă în independență (în
1913, 1925 și 1930), și a venit ideea că și atome
nu sunt întotdeauna liniare, și că în
cadrul atomului există o reacție de
rotare.

intră în constitutia sa; teoria elettromagnetică a luminii și raportul astfel.

Conștiința de unde elettromagnetică trăiește și că în rîtul unor mișcări accelerate ale sarcinilor electrice din Diod este săpă, cum sunt dispuse aceste sarcini în atom? au generat mai multe modele:

J.J. Thomson a imaginat un model în care electricitatea pozitivă este dispusă pe o sfârșită, care constituie extremitatea și în interiorul careia se găsește un număr convenabil electroni, pentru a compensa din punct de vedere al cărora sarcinile pozitive. Electronii sunt dispusi în pătruri concentrici vizualizate și aici. Această model s-a dovedit incapabil de a explica corona compartimentelor atomului, după cum vom vedea pe

însprijitie mai fără îndoială având Jean Perrin, în anul 1901 (Annales Scientifiques) a presupus că atomul să fie o imagine, în minătură, a sistemelor planetare, susținându-se din observațiile extrăzisnice lui el, atunci în cadrul unei reuniuni fizice la Cambridge, unde sunt dințigurătoarele proprietăți ale atomului și în jurul căruia sunt sisteme întregi ca mările planete în jurul soarelui. În grămeana sa acreditează convenabilitatea sa a fost adoptată și precizează: " (pp. 169, (1911)). Se poate în primul rând să se constată că cifrurile ale particulelor

iar W și deci V sunt determinate de: $W = -\frac{e^2}{2p_0}$
și deci: $T = W + U = -\frac{e^2}{2p_0} + \frac{e^2}{p_0} = \frac{e^2}{2p_0}$.

(observăm, în trecere, că în cazul mișcării circulare: $\Sigma F = 0$, adică, energia potențială este dublul energiei cinetică schimbată de semn. Viteza v este dată de $v = \frac{p_0}{m} + \frac{e^2}{m} \vec{B} = \frac{e}{m} \vec{B}$ și deci $v = \frac{e}{m} \vec{B} = \frac{eS}{p_0}$ (unde S e constanta circumferință); urmează deci că $V = ct$. și electronul se mișcă cu o viteză constantă pe traiectoria sa circulară. Constanta circulară, $S = 2\pi r$, este dată și de relația: $2S = p_0 \cdot \frac{e}{m} \vec{B} = eV = ct$.

În fine mișcarea neastră circulară este caracterizată și prin vectorul \vec{p} , numit impuls de rotație, moment angular, moment al cantității de mișcare, și e dat de:

$$\vec{p} = m\vec{v} \times \frac{\vec{v}}{v} = 2m\vec{S}$$

în valoare $| \vec{p} | = mv\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$

vectorul, impuls de rotație, este normal planului traiectoriei. Cine puse până acum caracterizează modelul inițial Ferrin - Rutherford? Electronul ar trebui să emite încontinuu unde electromagnetice cu un ritm proporțional cu patratul acelerării electronului, după o cere electrodinamica clasică; aceasta pentru că electronul are și fiecare moment o acelerare: $\vec{F} = \frac{\vec{p}}{m} = -\frac{1}{m} \cdot \frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{v}{m} \vec{p}$. Aici $\frac{v^2}{m}$ este componenta acelerării după rază vectoare și numărăvală cu aceea datorită forțelor coulombiene (v.anexa Mr.4)). Deasupra unde electromagnetice s-ar face în detrimentul energiei totale electronului pe durata sa de existență, și astfel se

visut. Bohr a trebuit să împună modelului lui condiții suplimentare care să reglementeze emisia și absorția de energie radio. Bohr dă o soluție cu ajutorul noțiunii, nou introduse atunci fizică, de quantă de energie electromagnetică. Electronul se poate mișca pe anumite traectorii, singurele posibile și pe care le vom mișca cu ajutorul impulsului de rotație, căruia îi vom aplica anumite condiții quantice.

Atât timp cât ϵ se găsește pe una din aceste traectorii, emite energie electromagnetică.

Condiția quantică impusă este aceea că impulsul de rotație poate fi de către un multiplu întreg de $\frac{h}{2\pi} = K$,

înălță: $m v \rho = m \rho^2 \theta = \frac{m \rho^2}{2\pi} = n K$

$m v \rho$ sunt dimensiunile unei acțiuni, încăt relația de mai susă primăcesc că modelul lui răspunde excepțional de bine lăzile experimentale. Vom vedea mai jos cum, în cadrul unor discuții generale, se ajunge la necesitatea quantificării mărimea fizice care au dimensiunile unei acțiuni. O astfel de mărime este un multiplu întreg de quante de acțiune, adică de \hbar .

Quantificarea impulsului de rotație duce la o serie de traectorii, după Bohr, singurale posibile în atom.

Unei traectorii, pentru care $m v \rho = n \frac{\hbar}{2\pi}$, pe care le numim de ordinul n , îi corespunde o energie dată W_n . Prin antizarea impulsului de rotație $m \rho^2 \theta = 2mS$ revin

la o nouă măsurare a constanței angolare. Avem deci:

discretă de constante areolare, S_n , date de: $S = \frac{1}{2} \frac{n^2}{m}$

unde $n = 1, 2, 3, \dots$

Fiecarei constante S_n îi corespunde traiectoria respectivă de energie W_n , ceea ce se vede în modul următor:

Relația generală: $1 - \frac{e^2}{a^2} = - \frac{\mu + S^2}{\alpha \beta}$ în cazul cenușier ($\epsilon = 0$) și a forțelor electrice ($\Gamma = - \frac{e^2}{a^2}$) și admitând infinitul gros ($\mu = m$) devine: $1 = \frac{4m \cdot S^2}{a^2 e^2}$.

Ne determinăm pe $a = \frac{e^2}{\Gamma}$; $\rho = \frac{4m S^2}{e^2}$ adică:
 $\rho = 4m \cdot \frac{1}{\Gamma^2} \cdot \frac{n^2}{m^2} \cdot \frac{h^2}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{e^2} = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m e^2}$

Traectoria de ordin n , aceea corespunzând constantei areolare, este un cerc de rază r_n : $r_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m e^2}$

La o rază $a = r_n$ corespunde o energie W_n :

$$W_n = \frac{\Gamma}{2a_n} = - \frac{e^2}{2r_n} = - \frac{e^2 \cdot 4\pi^2 m e^2}{2 \cdot n^2 h^2} = \frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2}$$

La fiecare număr quantic n nea determinăm constanta S_n și

avem o traiectorie de energie W_n funcție de n . Acestea sunt

le discrete, singurele posibile în atom, dat fiind condiția lui Bohr.

(Se observă că relația generală, în cazul mișcării electronice $2\rho = - \frac{\Gamma}{T_0}$, fixază care sunt condițiunile inițiale pentru ca electronul să se găsească pe traiectoriile permise: energia sa obținută inițială T_0 este: $\frac{e^2}{2r_n} = - W_n$).

Caracteristice ale traiectoriilor permise de condiția lui Bohr (traiectorii tangențiale).

cineare și un electron e- care se mișcă în jurul nucleului. Aici $\Gamma = \sum e^2 \cdot e^- = -\sum e^2$ Raza cercului de ordin n este:

$$r_n = h^2 \cdot \frac{k^2}{4\pi^2 m e^2}$$

și este dată de o relație de formă: $r_n = A \cdot n^2$ cu A o constantă pentru un nucleu dat.

Razele traectoriilor permise sunt între ele ca patratele lor întregi. Traекторia cea mai mică r_1 aceea corespunzătoare $n=1$, este aceea pentru care energia ei este cea mai mică; traectoria de stabilitate maximă, aceea care desigur corespunde mai în stare normală, neexcitată. Pentru atomul de hidrogen, valoarea razei traectoriei celei mai apropiate de nucleu este: $r_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} = \frac{k^2}{m e^2}$

Ea este dată în funcție de constantele universale și valoarea ei este $r_H \sim 0,519 \cdot 10^{-8}$ cm. deci de același ordin de mărime ca cea găsită prin alte mijloace, cum ar fi acelea oferite de viteză cinetică a gazelor, adică de ordinul a $0,5 \text{ \AA}$. Aceasta a confirmat o primă devadă că modelul lui Bohr se apropie de realitate, în general: $r_n = r_s \frac{n^2}{Z}$ fixând raza traectoriei de ordinul unui atom de număr atomic Z. Raza variază invers cu Z, ceea ce este natural ținând seama că Bohr a impus constantei ariilor numere valori independente de Z.

Viteza cu care un electron parcurge o traекторie de ordin n.

$$\text{Cum } p_{\text{orb}}^2 = p_{\text{rad}}^2 = p^2 = \frac{e^2}{r} ; v = \frac{eS}{p}$$

$$K_m = \frac{e^2 S}{m e^2} = \frac{e^2 S}{m}$$

• traiectoria hidrogenului în stare normală avem:

$$V_H = \frac{e^2}{4\pi} \quad \text{iar } \frac{V_H}{c} = \frac{e^2}{hc} = \alpha$$

α se numește constanta de structură

și va găsi aplicații în cele ce urmărază). În general avem deci:

$$V = V_H \frac{Z}{n}$$

Viteza crește proporțional cu numărul atomic și variază invers proporțional cu numărul de ordine al traiectoriei. Când n crește, deci și $\frac{e^2}{Z^2 n^2}$ crește, energia potențială $-\frac{Z e^2}{r}$ crește, iar energia cinetică trebuie să scadă astfel după cum cere relația: $T + U = \text{const.}$. Întrucât T este dat de o relație de forma $\frac{B}{n^2}$, V va varia invers proporțional cu n^2). Valoarea mică pentru V în cazul hidrogenului și pentru Z nu prea mare, explică de ce modelul acesta, în mod nu se ține seama de relativitate, dă rezultate destul de aproape de adevăr. Nu este același lucru însă când Z este mare, de ordinul 100, de exemplu.

Perioada T_n în care un electron arcurge traiectoria de ordin n .

Această perioadă o căpătăm imediat din legea a III-a a lui

$$\text{ler: } G_F \frac{4\pi e^2 m}{r} = \frac{4\pi^2}{Z^2} m r^2 \frac{\omega^2}{r^2} = \frac{4\pi^2 m n^2}{e^2 Z^4} \cdot \frac{h^2}{(4\pi^2)^2 m^2 e^2} = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Z^2 e^2}$$

$$\zeta_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Z^2 e^2}$$

$$\therefore \zeta_n = \frac{h^2}{Z^2 \cdot n^2} \quad \text{cu} \quad G_F = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}$$

Viteza unghiulară $\theta = \omega = \frac{h}{mr}$, pentru traiectoria de ordin n .

$$\omega_n = \frac{8\pi^3 m Z^2 e^4}{n^3 h^3} = \omega_H \cdot \frac{Z^2}{n^3} \quad \text{cu} \quad \omega_H = \frac{8\pi^3 m e^4}{h^3}$$

și aici ω_n se raportează la atomul de hidrogen în stare normală.

In definitiv, valoarele discrete impuse de Bohr impun o rotație, ducând la o serie discretă de traiectorii și la o serie discretă de energii ale electronului pe aceste traiectorii, și sunt posibile. Energiile sunt:

$$W_n = -\frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{n^3 h^2} = -\frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \cdot \frac{Z^2}{n^3} = W_H \cdot \frac{Z^2}{n^3}$$

unde: $W_H = -\frac{1}{2} \cdot \frac{m e^4}{h^2}$ = energia pe traiectoria normală a hidrogenului.

Cum emite și absorbe atomul lui Bohr energia electromagnetică?

Atomul poate primi energie din afara sau poate absorbi energie, și trecând din starea normală, de cea mai mică energie, în stare excitată, când energia lui poate fi una din energiile posibile în atom, datorită condițiunilor quantice ce s'au în cadrul lui.

Bohr spune acum: când atomul trece dintr-o stare energetică superioară W_2 în alta inferioară W_1 , el poate emite o cantitate de energie electromagnetică așa că $h\nu = W_2 - W_1$.

și deci: $\tilde{V} = \frac{W_2}{ch} - \frac{W_1}{ch}$

nu dacă Bohr cum se obținește:

$$E_n = -W_n = W_H \frac{Z^2}{n^3} = \frac{1}{2} \frac{m e^4}{h^2} \frac{Z^2}{n^3} \quad ; \quad \tilde{V} = \frac{E_2}{ch} - \frac{E_1}{ch} .$$

Bohr a aplicat la modelul său rezultatelor dela efectul fotoelectric și a calculat o nouă teorie care să explice o problemă

ergia fotoelectrului. În atomul lui Bohr o variație în energia electronului duse la o quantă de lumină de energie egală cu variația energiei electronului. Avem, ca să-i zicem așa, un efect electric invers. Comparând acum mecanismul după care un atom emite lumină, în ipoteza lui Bohr, cu rezultatul empiric obținut analiza spectrală: $\tilde{\nu} = \frac{E_1}{e\hbar} - \frac{E_2}{e\hbar}$ cu $\tilde{\nu} = T_2 - T_1$ în că termenii spectrali capătă un sens fizic și suntem că ei legăți de energiile din atom printr-o relație de forma:

$$T_n = -\frac{E_n}{e\hbar}.$$

Puteam găsi o legătură între frecvențele emise și numerele nice ale traiectoriilor din atom. Piese două stări energetice ale lui: $W_n = W_H \frac{Z^2}{n^2}$ și $W_{n'} = W_H \frac{Z^2}{n'^2}$ cu $n > n'$.
 $W_H = -\frac{1}{2} \frac{me^4}{h^2}$, $W_n > W_{n'}$,

serie:

$$\nu = hc\tilde{\nu} = W_H Z^2 \cdot \frac{1}{n^2} - W_H Z^2 \cdot \frac{1}{n'^2}$$

$$\tilde{\nu}_c = W_H Z^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right] = \frac{1}{2} \frac{me^4}{h^2} Z^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right]$$

$$\therefore \tilde{\nu} = \frac{1}{2} \frac{me^4}{h^2 hc} \cdot Z^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right]$$

$$\text{aci: } \tilde{\nu} = R Z^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right], \text{ cu } R = \frac{2\pi^2 me^4}{c h^3}$$

în astfel la o relație identică ca formă cu aceea obținută pe cale empirică. Constanta R dedusă de Bohr e o funcție constantă universale, π , h , m_e , c . Calculând-o, văd că nu este cici. Bohr spune că: $R = 1.09 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$

modul de a vedea al lui Bohr. Acest prim model de atom, model plificat, are calitatea să reprezinte corect fenomenele specifice în liniile lor mari. În ipotezele făcute de Bohr trebuie să existe deci reflarea unor adevăruri fundamentale. Cu toate că liniile lumii (traectorie pe care electronul găsindu-se nu se mai negilor clasice electromagnetice de a emite unde, dat fiind cotația lor respectivă; modul de quantificare a impulsului lor radiantă), este admis imediat și serveste ca bază de plecare noi bune părți din fizica modernă. Modelul va fi perfectionat în ce, așa că el să răspundă la cât mai multe din proprietăți fizico-chimice cunoscute ale atomului. Cu ocazia acestor pareri se va înțelege și coordona, în lumina unei ipoteze mai le, ipotezele puse de Bohr, la început, atomului său. Am redat în detaliu considerentele clasice în legătură cu acest model și el constituie un exemplu excelent de modul de lucru al fizicii cu domenii care scapă perceprii lui directe. Modelul trebuie să răspundă riguros la legile generale de mecanică și fizică, din lumea direct perceptibilă, iar ipotezele noii făcute, în considerare la început, pentru că duc la o reprezentare corectă a fenomenelor, vor fi studiate pe toate fețele până ce vor fi și ele încastrate în alte legi noi, cu caracter cât mai general posibil.

Bătrâna observație...

ga manifestările unui atom: un atom, când se găsește în stare normală, nu emite spectrul său caracteristic. Pentru un atom să emite lumina lui proprie, trebuie să fie excitat cu ajutorul unei întempii exterioare. Excităm un atom sau îl activăm cum se mai spune, prin excitație termică, excitație electrică, prin ciocnire cu alți atomi, prin ciocnire cu electroni, prin ciocnire cu quante de lumină. Electronul capătă energie din afară, o absorbe pentru a intră într-o stare energetică superioară. Atomul în stare excitată nu poate găsi decât în una din stările energetice permise de legile quantificare impuse modelului. Atomul nu poate rămâne multă vreme în această stare excitată și revine, prin salturi succeseive, corect la starea inițială emițând radiatii cu o energie egală cu cea corespunzătoare saltului făcut. Pentru evaluarea acestor salturi energetice ne trebuie să cunoaștem originea a energiei. Originea acestor energii poate fi aleasă după voie, ținând seama numai de comoditatea calculelor noastre, căci manifestările spectroscopice ne apar ca diferență între două dintre aceste stări, și nu chiar independentă de originea adoptată. În cele de mai sus, originea energiilor este energia E care corespunde cazului când electronul poate fi considerat la o distanță ∞ de mare față de nucleu. Adevără: $W_n = W_H \frac{Z^2}{n^2}$; $W_n = 0$ pentru $n = \infty$, când $n = \infty$, $\rho_n = \infty$ și $\beta_n = \beta_H \cdot \frac{n^2}{Z}$. Cu vectorul a electronului infinit de mare, deci electronul infinit departe de nucleu).

tindă la 0; tot așa cu energia cinetică $T = \frac{Ze^2}{2\beta_n}$ (electr. și la infinit este în repaos). Acestea fiind, caracteriză energiile posibile în atomul nostru printr'un sir de numere negative:

$$W_1 < W_2 < W_3 < \dots < W_n < \dots < 0$$

Energia cea mai mică $W_1 = -\frac{1}{2} \cdot \frac{me^4}{K} \cdot \frac{1}{l^2}$ (cea mai mare valoare absolută) corespunde stării normale $n = 1$. Am fi putut să bine alegă o altă origine a energiilor, așa ca nivalele pozitive din atom să ne apară ca niște numere positive. Putem, de ex., în evaluarea energiei totale a sistemului nostru, să ţinem seama pe lângă energia potențială și electrică a electronului de energiile de masă a nucleului (Mc^2) și ale electronului (mc^2). Suma acestor valori este mult mai mare decât energiile potențiale și cinetice încât $Mc^2 + mc^2 + (-\frac{e^2}{2\beta_n}) > 0$.

Această origine este incomodă pentru domeniul de manifestare modelul își găsește, pentru moment întrebunțare, căci variațiile relativ mici de energie, când γ variază, nu ar apăra așa clar ca atunci când lucrăm cu originea adoptată mai sus. În fine (nu face confruntarea modelului cu experiența) admitând că el prezintă o bună parte de adevăr și că atunci când nu avem o perioadă concordanță cu experiența, aceasta vine din aceea că modelul este o primă aproximatie (cum e cazul constantei R), sau că și constantele universale nu sunt încă suficient de bine cunoscute să propună astfel:

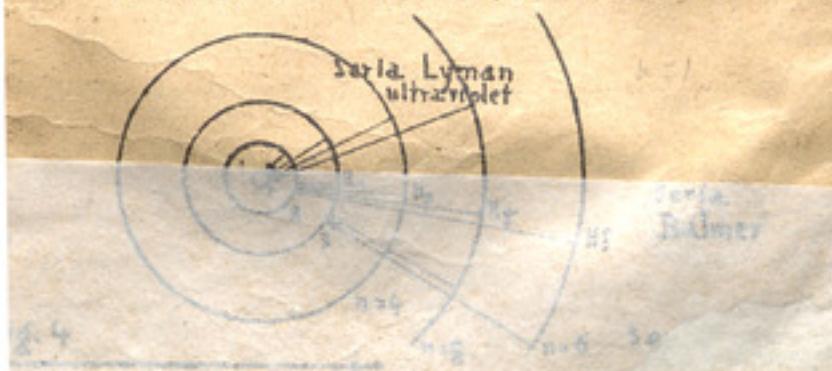
Din datele experimentale, obținute cu maximum de precizie,

aducem constantele din relațiile cimpătură - titeră

pentru modelului. Iată că bunele rezultatele experimentale, iar interpretarea lor o facem ținând seama de modelul ales. Vom utiliza alt model, care va fi o perfecționare a primului, atunci căci ansamblu suficient de date experimentale, neexplicabile prin vechiul model, ne vor permite găsirea altuia mai bun.

In definitiv, imaginea mintală ce ne-am făcut despre atome reduce la un ansamblu de numere care îl caracterizează.
Este ansamblu de numere și bazat riguroz pe experiență. Aceste numere au un sens precis, dăt fiind modelul adoptat. Întra sănătatea noastră există o legătură impusă de model și de legile generale ale fizicii.

În ajutorul lor, urmărim cantitativ manifestările atomice. Într-o fixarea ideilor și pentru a avea o imagine care să ne permită să vedem legătura imediată între cantitățile reprezentate astăzi, putem să ne făurim și o schemă sintetică a stării atomice imaginat. Redăm de aceea, o schiță clasică, careva utilizată de către acest prim model atomic era singurul care reprezenta bine comportările reali atomi. (vezi fig.4). Schița acasă are înțeles de a arăta în mod sugestiv, cum diferitele serii speciale



C. Purcă P. - Mai multe schițe realizate de

corespond la migre saluturi electronice de pe nivale exterioare, către un nivel comun, nivel caracteristic seriei respective. Aceste saluturile pe nivelul $n=1$, corespund seriei Lyman, pe nivelul $n=2$ seriei Balmer, pe nivelul $n=3$ și Ritz-Paschen, etc.

Constanta R se numește constanta lui Rydberg și mai curent, constanta lui Ritz-Paschen.

Unități de măsură utilizate sunt în reprezentarea energiilor atomici atom.

Energia este proporțională cu frecvența, respectiv cu numărul de unde, conform relației $E = \hbar c \tilde{\nu}$; ca mai este probabil și cu potențialul V , atunci când e reprezentată în electroni-volti ($E = \frac{eV}{300}$; $\tilde{\nu} = \frac{300}{e} E$) sau frecvență și potențial având relația: $\hbar c \tilde{\nu} = \frac{eV}{300}$ iar nu

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{300} \cdot \frac{e}{\hbar c} \cdot V \sim 8060 \text{ V (vdc)}.$$

$$\text{și } V = \frac{300 \hbar c \tilde{\nu}}{e} \sim 1,24066 \cdot 10^{-4} \tilde{\nu} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$$

Căin fără deza în literatură reprezentate aceste energii în numere de unde (cm^{-1}) fie în voltii, fie în cm^{-1} și V voltii există relațiile numerice de mai sus. Cineva e energie de V voltii subîmpăcare electroni-volti și

$$V \text{ voltii} \sim 1,24066 \cdot 10^{-4} \tilde{\nu} \text{ cm}^{-1} \text{ și } \tilde{\nu} \text{ cm}^{-1} \text{ sau } V \text{ voltii} = \frac{300 \hbar c \tilde{\nu}}{e} \text{ sau } \tilde{\nu} = \frac{eV}{300 \hbar c} = 1,24066 \cdot 10^{-4} V \text{ cm}^{-1}$$

spres condițiile de apariție
a termenilor superioiri dintr-o
serie spectrală.

Spusesem mai sus, că la un moment dat, se cunoșteau 35 termeni
seria lui Balmer. Acești 35 termeni au fost găsiți făcându-se
în spectrul a protuberanțelor solare. În laborator nu au pu-
zi înregistrări, de către Wood, decât vreo 20 termeni ai acestei
serii. Modelul lui Bohr ne ajută să înțelegem acest fapt de experi-
ență. Seria lui Balmer $\tilde{v} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ cu $n=3, 4, 5, \dots$
termenii superioiri corespund la n mare. Astfel cel de-
mo-ian termen al lui Wood corespunde la $n = 22$. Electronul res-
titiv se găsește la o distanță: $f_n = f_H \cdot n^2 = f_H \cdot 22^2$

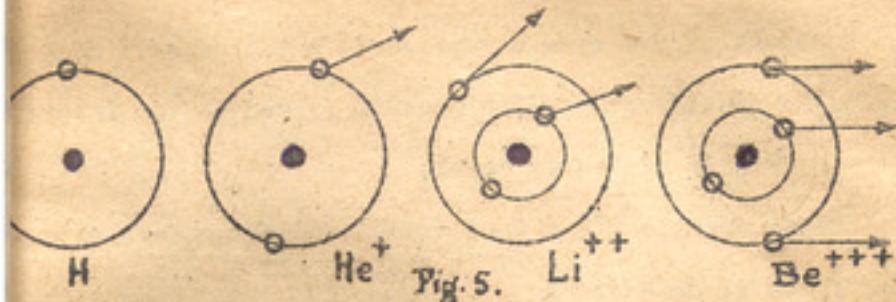
mai, în starea excitată respectivă, este foarte mare față de sta-
ționară, este foarte umflat. Suprafața lui de ciocnire cu
un vecin este mărită cu atât mai mult cu cât ne ocupăm de un
sens spectral mai întins. Aceasta revine la acesta că drumul li-
mijlociu este micșorat. Există o probabilitate mai mare ca
un atom astfel să se ciocnească cu o moleculă vecină înain-
tă electronul respectiv să fi revenit pe nivelul $N=2$, și ca a-
lui să-și emite quanta respectivă, care ne interesează. Ciocnirea
cu o moleculă duce la un transfer de energie de la atomul exci-
tat la cel lovit; atomul se deexcita și emite emisie spectrală.
Deoarece mărit drumul liber mijlociu, acesta poate face schimbă-
ri numeroase în pasului. Schimbările presiunea gazului scăd numărul de a-
tomi pe cm^{-3} . De aici, luminositatea mică, nevoie de a-

tiliza volume mari de gaz pe care să le excită și condiții termice de excitare. În protuberanțele solare, unde densitatea foarte mică și unde există condiții prielnice de excitației se pot mai ușor înregistra termeni superiori. Considerante ne explică și observația mai grea a spectrelor Regu, unde termenul de bază insuși corespunde deja la un mixt în diametru și aceasta lăsând la o parte greutățile mentare de înregistrare spectrală, inherent domeniului de regu.

Un nucleu cu sarcina $Z = 1$ și un electron, constituie hidrogen, pentru care calculul nostru este corect. Dacă că un atom cu Z sarcini în nucleu, deci cu Z electroni, și unic asupra căruia ne-am oprit atenția, este electronul într-o orbită (cea mai departată de nucleu), electronul de vîrf electronul optic. În acest caz, pentru a avea un calcul corespunzător trebuie să ținem seama de contribuția electronilor intermediari exercitat asupra electronului considerat.

Electronii intermediari constituie un ecran care ocultă forța exercitată de nucleu. Vom vedea mai precis, la studiul grilor X, cum apar constantele de ecran. Sunt cazuri în care calculul precedent este corect, adică când, prin ionizarea atomului se reduce la un nucleu și un electron, când avem - sisteme hidrogenoide.

In figurile de mai jos, se dau schematic cîteva atomi hidrogenoizi:



am scris, de exemplu Be^{+++} înțelegem un atom de Be ionizat de cinci, un atom căruia îi lipsesc trei electroni.

Antrenarea nucleului.

Au văzut serviciile pe care le-a putut aduce modelul de atom simplificat la maximum, așa cum l-a dat Bohr prima dată. Interesul cu acest model a fost foarte mare, dela început. El trebuia să undă acum la probleme din ce în ce mai fine. Cu ocazia unor cercuri în legătură cu spectrele emise de atonul hidrogenoid, He^+ (lumă odată ionizat), Bohr a arătat (Nature 12, 251, (1913)) cum poate răspunde la ele perfectionând puțin primul său model.

Bohr, de data aceasta, nu mai consideră nucleul ca fiind înțeles de greu față de electroni și că deci, în mișcarea relativă a trouului față de nucleu, trebuie ținut seama și de mișcarea acestuia în jurul centrului de greutate al sistemului. După ceea ce s-a arătat, în considerațiile generale dela început, studiul corectării relative a particolelor noastre se face, simplu, considerând una din ele fixă (de ex. molecule) iar mișcarea celeilalte fiind corect înlocuind masa ei cu massa redusă.

Având astfel în vedere că legătura massă-mișcare este invers proporțională, vom avea de pus:

$$\frac{M_1}{M_1 + m} = \frac{m}{m + M_2}$$

când M_1 este massa nucleului. A-

ceasta înseamnă că vom avea o reprezentare mai corectă dacă relațiile considerate pentru modelul precedent vom înlocui cu μ de căte ori va fi cazul.

Astfel, energia W_n a unei trasecții staționare de quantică n va fi dată de:

$$W_n = W_H \frac{Z^2}{n^2} \text{ cu } W_H = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\mu e^4}{k^2} = -\frac{2\pi^2 \mu e^4}{h^2}$$

În loc de $W_H = -\frac{1}{2} \frac{mc^4}{k^2}$ și unde ne amintim, W_H reprezintă energia totală a electronului pe orbită normală (atomul n).

Constanta lui Rydberg - Ritz va fi dată de:

$$R = \frac{2\pi^2 \mu e^4}{c h^3} = \frac{2\pi^2 m e^4}{c h^3} \cdot \frac{1}{1 + \frac{m}{M}}$$

cum $\frac{2\pi^2 m e^4}{c h^3}$ reprezintă valoarea R calculată modelul precedent și cum atunci se consideră masa nucleului infinit de gros față de a electronului, s'a obținut că ea aceeași valoare cu R_∞ ; $R_\infty = \frac{2\pi^2 m e^4}{c h^3}$

Simbolul ∞ vrând să arate că socotim pe M infinit de mare decât

$$R = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{M}} = R_\infty \frac{M}{M+m} = R_\infty \cdot f \text{ cu } f = \frac{M}{M+m}$$

Aceasta înseamnă deci că R are o valoare ușor diferită de atom la altul, ea fiind funcție de masa nucleului. Frecvențele de un atom vor fi date de:

$$\tilde{\nu} = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{M}} \cdot Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = f \cdot R_\infty \cdot Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

Nu este inutil poate să vedem cum pot fi deduse relațiile de la principiu considerându-le elementare, în cazul particular al modelului de la Compton și Schrödinger și a spectrului de

stanță între aceste particole. M nefiind infinit greu, centrul

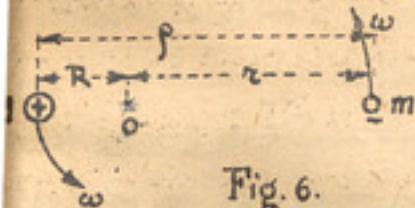


Fig. 6.

$$\rho = MR = mr.$$

pentru ca O să rămână în repaos trebuie ca m și M să se rotesc
jurul lui O cu aceeași viteză unghiulară ω .

Impulsul de rotație al sistemului este: $MVR + mrv$

$$\text{adică: } MR^2\omega + mr^2\omega = MR\omega(R+r) = \mu\rho^2\omega = \mu v\rho$$

$$\text{condițiile de quantificare cer că: } \mu \int_n^{\rho} \rho^2 \omega = \mu v \rho = n \frac{\hbar}{2\pi}. \quad (1)$$

μ ia locul lui M din relația corespondătoare când se consideră sistemul în repaos). Tot așa dacă am evalua energia cinetică totală a sistemului avem: $V = R\omega$; $v = r\omega$

$$T = \frac{1}{2} MR^2\omega^2 + \frac{1}{2} mr^2\omega^2 = \frac{1}{2} MR\omega^2(R+r) = \frac{1}{2} mr\omega^2(R+r) \\ = \frac{1}{2} \mu \rho \rho \omega^2 = \frac{1}{2} \mu \rho^2 \omega^2. \quad (1')$$

au, dacă ținem seama că m și M rămân pe traseurile respective
în echilibru între forțele centrifuge respective și
coulombiană de atracție între particole avem:

$$\frac{Ze^2}{\rho^2} = \frac{mr^2}{r} = \frac{mr^2\omega^2}{r} = m r \omega^2 = \mu \rho \omega^2 \text{ deci } \frac{Ze^2}{\rho^2} = \mu \rho^3 \omega^2. \quad (2)$$

În relațiile (1), (1') și (2) prin calcule elementare, deduzem tot
ce datele care ne interesează și ajungem la rezultatele precedente
înțeles din (1') și (2): $T = \frac{Ze^2}{2\rho}$
și cum energia potențială $U = -\frac{Ze^2}{\rho}$; $W_n = -\frac{Ze^2}{2\rho_n}$,
rezultă, din această relație, reținând și ajungete potențialele
mai mari și mai mici.

de greutate al sistemului se
se ște într-un punct O dat de

$$MR = mr$$

$$R + r = \rho$$

(v. fig. 6). Se vede ușor că :

Consecințe.

Factorul, f , de corecție permite o serie de interpu-

ții noi și de prevederi utile. Este interesant de menționat că frumosă verificare care a fost făcută de Houston (N., 608, (1927)). Intrarea nucleară cere, după cum am văzut, să difere de la un atom la altul. Houston determină cu ajutorul R_H și R_{He} la H și He cu ajutorul spectrelor (se cunosc precise liniile spectrale și frecvențele respective și se introduc în relația care le corespunde; se calculează astfel)

găsind atunci: $R_H = 109.677,759 \pm 0,008$

$R_{He} = 109.722,403 \pm 0,004$

vedea că $R_{He} > R_H$ cum e de acceptat din:

$$R_H = \frac{R_{\infty}}{1 + \frac{m}{M_H}} \quad \text{și} \quad R_{He} = \frac{R_{\infty}}{1 + \frac{m}{M_{He}}} \quad \text{cu: } M_{He} \sim 4 M_H$$

valorile de atunci, Houston vede că raportul greutăților

alor de He și H este: $\frac{He - 2m_e}{H - m_e} = \frac{M_{He}}{M_H} = 3,972$ (aion S)

nu din: $R_H \left(1 + \frac{m}{M_H} \right) = R_{He} \left(1 + \frac{m}{M_{He}} \right)$ deducem: $\frac{M_H}{m} = \frac{R_H - R_{He}}{R_{He} - R_H}$

ocuind în acestă relație pe R_H și R_{He} cu valorile exprimate

de el, Houston dă, pentru $\frac{M_H}{m}$, 1938, o valoare în acord

cu determinările făcute pe altă cale. Pe de altă parte

$$\frac{m_H}{m} = \frac{m}{\frac{e}{M_H}} \quad \text{și cum } \frac{e}{m_H} \text{ este cunoscut din electro-$$

rom determinăm pe $\frac{e}{m}$ (sarcina specifică a electronului) prin spectroscopie.

Confirmări spectroscopice.

odată ionizat (He^+), litiu, de două ori ionizat (Li^{++}), beriliu, ori ionizat (Be^{+++}), etc.

Ionizarea acestor atomi se poate obține experimental, trimitând puternice în tuburile de deschidere, care conțin elementul corespunzător. Prin analiza spectroscopică vom avea spectrele trimise de către atomi în diferite stadii de ionizare;aza zisalo spatele cantele. Printre spectrele înregistrate se caută și se identifică cele corespunzătoare la: He^+ , Li^{++} , Be^{+++} , etc. În astfel de condiții se calculează valorile constantei Lyman pentru diferitele elemente. Se găsesc spectroscopic următoarele:

$$R_H = 109.677,759 \pm 0,008 \text{ cm}^{-1}; R_{\text{Li}}^{++} = 109.728,6 \text{ cm}^{-1}$$

$$R_{\text{He}^+} = 109.722,403 \pm 0,004 \text{ cm}^{-1}; R_{\text{Be}^{+++}} = 109.730,6 \text{ cm}^{-1}$$

se adaugă pe R_H , în fiecare caz de mai sus, în relație: $R = \frac{R_c}{1 + \frac{1}{n^2}}$ se obține valoarea R_{∞} .

Se găsește valoarea medie: $R_{\infty} = 109.737,42 \pm 0,06$.

Spectrele respective vor fi date de:

$$R_{\text{He}^+} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{\infty^2} \right); \tilde{\nu} = 9R_{\text{Li}}^{++} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{\infty^2} \right); \tilde{\nu} = 16R_{\text{Be}^{+++}} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{\infty^2} \right)$$

În 1930, doi experimenteri suedezii, Edlen și Ericsson (Nature, 1930), studiind spectrele de scânteie, dau primele două linii a Lyman pentru Li^{++} , care corespund la:

$$\tilde{\nu} = 9R_{\text{Li}}^{++} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 2, 3.$$

Prima linie ei găsește $\lambda = 435,0 \text{ \AA}$ pentru cea de a doua 49 \AA . Ambele linii sunt situate foarte departe în ultraviolet și nu împărțește încă centrul Li^{++} și găsește prima linie $n=2$ care corespunde la: $\tilde{\nu} = 16R_{\text{Be}^{+++}} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right); n=3$.

Un isotop de masă 3, (H_1^3), ar da separări și mai mari. Astfel isotop, numit tritium (T_1^3) se capătă în cantități mari prin cele chimice nucleare, în stivele atomice, radioactivitate β^- și o viață foarte lungă (~ 12.000 ani) babil că identitatea lui a fost controlată și prin metode spectroscopice, ca cele de mai sus.

Spectrul de scântee al Heliu

Atomul de Heliu a fost foarte mult studiat din punct de spectroscopic. Rezultatele au servit la controlul și precizarea teoriilor lui Bohr. Istoria cunoașterii acestui atom este străbătută de metodele și teoriile spectroscopice. A fost descoperit în primul rând prin metodele analizei spectrale, cu cățăvina zeci de ani înainte să fie identificat pe pământ. Cu titlul de curiositate din anexa Nr.5 un scurt istoric al descoperirii lui.

Spectrele de Heliu Ionizat.

Extrăgând un electron din atomul neutră de Heliu căpătat, He^+ , compus din două particole, un nucleu cu sarcină pozitivă și un electron. He^+ este un atom hidrogenoid. Spectrele emise au servit mult la stabilirea teoriilor lui Bohr. Spectrele de atomii ionizați, odată sau de mai multe ori, se numesc spectre de scântee. Studiul lor a adus informații importante în ajutorul coordonării rezultatelor spectroscopice ale întregului sistemului periodic. He^+ este cel mai simplu spectru de scânte. Studiile fizice cu He^+ au servit ca lansare la noile tehnici de spectre de scânte și la noile legi generale în fizica atomică.

aceste manifestări spectroscopice. Spectrele emise de atomii alții, cum ar fi acel emis de atomul neutru de H se numesc spectre de arc, spre deosebire de spectrele date de ionii pozitivi obținuți prin ionizarea atomilor respectivi și care numesc spectre de scântă, numite astfel pentru că sunt obținute, în general, excitând atomii cu scânte i.e. conexante. Spectrele de arc se înseamnă convențional cu cîrconferență română I (astfel H I reprezintă spectrele studiate până să la atomul de hidrogen) iar spectrele de scântă sunt notate semnele romane II, III, IV după cum ele se raportează la un atom care a pierdut unul, doi, trei electroni etc. Spectre date de ionul pozitiv He^+ , sunt notate în această convenție împreună cu He II. După Bohr, emisiunile spectrale He II sunt date

$$\tilde{\nu} = 4 R_{\text{He II}} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right),$$

cîrca caracterului hidrogenoid al ionului He^+ . Cum R_{H} e foarte aproape de R_{He} , frecvențele razelor spectrale emise de He^+ sunt cu patru ori mai mari ca acele corespunzătoare dela atomul de Hidrogen ($\tilde{\nu}_{\text{He}} = 4 \tilde{\nu}_{\text{H}}$).

Diferitele serii posibile, după relația de mai sus au fost indicate. Astfel seria $\tilde{\nu} = 4 R_{\text{He}} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$ care corespunde seriei Lyman dela Hidrogen a fost studiată mai întâi de Th. Lyman (Astroph. Journ. 60, 1, (1924)) și apoi de K.T. Compton și J.C. Mather (Journ. Frank. Insttit. 205, 497, (1928)). Limita seriei Lyman a lui H I este la $911,76 \text{ \AA}$; limita respectivă pentru He II va fi

$\sim 911,76 \sim 2287$
4

Th. Lyman, K.T. Compton și J.C. Boyce au dat în total 5 linii din stă serie. Seriai Balmer dela H I îi corespunde, pentru He II, ria $\tilde{\nu} = 4R_{He} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$. Limita seriei Balmer la H I este, $\tilde{\nu}_H = \frac{R_H}{2^2} = 27,419,5 \text{ cm}^{-1}$ deci $\lambda_{\infty} \sim 3647 \text{ \AA}$. Limita pentru este de $\sim \frac{3647}{4} \text{ \AA} \sim 911 \text{ \AA}$, mult mai departe în u.v. Primul men al acestei serii va fi de $\sim \frac{H_\alpha}{4} \sim \frac{6560}{4} \sim 1640 \text{ \AA}$, deci în u.v. Primii patru termeni ai seriei Balmer la H I se găsesc vizibil (este așa numitul „spectrul celor patru lini” compus din cinci emisii: $H_\alpha = 6562 \text{ \AA}$ în roșu; $H_\beta = 4861,327 \text{ \AA}$, în albastru; $H_\gamma = 4340,166 \text{ \AA}$ și $H_\delta = 4101,738 \text{ \AA}$, din violet. Liniile respective ale He II sunt în u.v. (când Z crește, spectrele se dețină repede spre vînturi mari ajungând în domeniul razelor X).

În 1913 când Bohr a dat teoria sa se cunoșteau între alii două serii spectrale care erau atribuite Hidrogenului:

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{(4,5)^2} - \frac{1}{\mu^2} \right) \text{ cu } \mu = 2,3,4, \dots \quad (\text{seria lui A, Fowler})$$

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(\mu + 1/2)^2} \right) \text{ cu } \mu = 1,2,3, \dots \quad (\text{seria lui Pickering})$$

Fowler a găsit într-un anestec de He și H niște lini pe care le-a inserat ca mai sus și pe care le-a atribuit Hidrogenului (Fowler Monthly Notices 73, (1912)). Pickering a dat seria pentru niște lini găsite în analiza spectrală a luminei emise din Puppis. După o terminologie utilizată la alcaline, lui Fowler fusese chiar socotită ca fiind seria principală a hidrogenului, a lui Balmer ca I-a serie secundară iar aceea a Pickering ca a II-a serie secundară. Teoria lui Bohr a arătat

Atribuționarea fizică acestor linii era făcută și a explicat de confuzia a putut fi făcută. În adevăr, dacă scriem puțin diferit ce serii; pentru seria lui Fowler avem:

$$4R \left[\frac{1}{2^2(1,5)^2} - \frac{1}{2^2\mu^2} \right] = 4R \left[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{(2\mu)^2} \right] = 4R \left[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right]$$

cu: $m = 4, 6, 8, 10, \dots, 2\mu$. (valori pereche pentru m)
lui Fowler nu ar fi decât o parte din seria Heliului a termen fix corespunde la $n' = 3$ (aceea care corespunde seriei He - Ritz dela Hidrogen). Zicem o parte a seriei respective unde nu considerăm decât tranzițiile corespunzând lui m pare.
Tot așa cu seria lui Pickering, care se mai poate scrie:

$$4R \left[\frac{1}{1^2 \cdot 2^2} - \frac{1}{2^2(\mu + \frac{1}{2})^2} \right] = 4R \left[\frac{1}{4^2} - \frac{1}{(2\mu + 1)^2} \right] = 4R \left[\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right]$$

$m = 5, 7, 9, 11, \dots$

lui Pickering, nu a reprezentat deci nimic altceva decât serie Heliului date de $4R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right)$ unde se înlocuiește m cu valoarele impare. De unde venea confuzia?

în relația: $\tilde{\nu} = 4R \left[\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right]$; $m = 5, 6, 7, 8, \dots$

formă: $\tilde{\nu} = R \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(\frac{m}{2})^2} \right]$; $m = 5, 6, 7, 8, \dots$

Dacă valorile pare ale lui m : $6, 8, 10, \dots, 2\mu$.

frecvențele date de:

$$\tilde{\nu} = R \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\mu^2} \right] \text{ cu } \mu = \frac{m}{2} : 3, 4, 5, 6, \dots$$

id aproape cu liniile seriei Balmer cu o mică variație venind faptul că $R_{He} > R_H$ și deci $\tilde{\nu}_{He}$ puțin mai mari ca corespondători, deci λ_{He} puțin mai scurte ca λ_H respectiv. I, pentru $\mu = 3, 4, 5, 6, 7$. respectiv pentru $n : 6,$

deoarece lumenii in considerare valoarea impusa ale lui m :
 $\dots (2\mu + 1)$ si scriem relatiu: $\tilde{y} = R \left[\frac{1}{z^2} - \frac{1}{(k+1)^2} \right]$; adică sub forma sub care a fost dată de Pickering, din punct
 de vedere de linii intercalate intre precedentele, aceleia care
 săd practic cu liniile din seria Balmer. Aceasta ne arată
 realitatea, Pickering dându-se spectrul He^+ , cu $N=4$, înstă
 jumătate din liniile coincid cu ale Hidrogenului el a putut să
 săd e vorba de două spectre diferite ale Hidrogenului, seria
 He si seria sorică de el ca să reprezinte liniile necunoscute
 până atunci.

Când teoria lui Bohr a fost bine cunoscută, A. Fowler
Paschen au reluat controlul experimental. Mai întâi, s'a ob-
 servat că seriile Fowler și Pickering nu apar numai în amestecuri
 de He dar și în He pur. Spectrul dat de He extra pur arată
 liniile date de: $4R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right)$, relație care după cum se
 cuprinde și pe acele date de Pickering, adică aceleia cu m
 care nu coincid cu seria Balmer. Că este vorba de o ser-
 ie, aceea a He , se mai vede și din modul cum toate aceste
 urmăzează legea descreșterii progresive a intensității când se
 mută spre termeni superiori. Pentru că poate fi o indoială
 că ar în He extra pur ar putea exista urme de H. F. Paschen și
 următori de mare precizie și vede că liniile care pareau a
 să concordanțeze cu acele ale H , în realitate diferă puțin de
 cu o cale valoarea lui R_{He} față de R_{H} . (Paschen, Ann.d.)

901, (1916); pentru o serie de alte detalii v. Sommerfeld, Atome und Spektrallinien).

ACESTE CĂTEVA EXEMPLE ARATĂ CĂT DE UTILE POT FI PENTRU ÎNȚĂL considerațiunile teoretice ca acele făcute de Bohr. Ele teoretice la cercetări noi, coordonând rezultatele și experiențele și adaptează progresiv la noile noi cerute tocmai de rezultate pe care teoriile respective le provocaseră.

Unele noțiuni elementare din teoriile quantice.

Rezultatele obținute cu primele modele ale lui Bohr au fost să de fericite încât era de așteptat ca fizicienii să caute o rrefecționare din ce în ce mai mare a acestui model, așa că el poate răspunde că mai bine la o serie mare încă de fapte de perioadă nerăzolvabile prin aceste prime schițe teoretice. El era natural ca ei să se gândească că mișoarea circulară înd un cas cu total particular al mișcării în casul forțelor centrale, un model care ar ține seama de mișcările, în general, o comică închisă (fără puncte la infinit), ar putea poate să mai bine cercetarea spre înțelegerea constituției atonului. Iată însă întrebarea: cum introducem metodele quantice la acest nou model?

Această întrebare cere și o înțelegere mai adâncă a procedeului utilizat de Bohr atunci când a quantificat impulsul de rotație al traiectoriei circulare.

Quantificarea și-a găsit la început justificarea și ceea ce este excepțional al teoriei atomului lui Bohr când a fost mată cu practica, ea aducând o coordonare foarte bună între datele rezultante experimentale din domeniul spectroscopiei. Teorii de la W.Wilson, Arnold Sommerfeld, Hn.Ishiwara, K.Schwarzschild și Einstein au meritul de a fi fixat ideile în acest domeniu, ca o normă de lucru în domeniul teoriilor quantice (v.d. ex. Sommerfeld Atombau und Spektrallinien; Ruska and Urey, Atoms Molecules and so on).

Pentru nevoile acestor lecții vom schița pentru moment liniile generale în legătură cu problema quantificării, urmărind în special, un rătăciunire sugestivă dată de Sommerfeld.

Plecăm de la primul mod de quantificare, acel introdus de Planck în studiul corpului negru.

Ne reamintim că Planck ajunge la o relație conformă experienței admitând că emisiunile corpului negru sunt datorită oscilatorilor armonici cărora le-a impus următoarea condiție:

Energia unui oscilator linear nu poate fi decât un număr întreg de $n\gamma$, γ fiind frecvența oscilatorului respectiv. Oscillatorul nu poate avea decât valori discrete:

$$0, n\gamma, 2n\gamma, 3n\gamma, \dots, n\gamma$$

Deci Planck a introdus o quantificare a energiei totale.

Trebuie să amintim că problema nu îndepărtează, din punct de vedere teoretic, pentru a vedea dacă nu se poate cauza năjungere la

nerală, quantificarea făcută de Planck ne fiind deosebit un caz particular. (Ne reamintim că acesta este un oscilator linear, sau cum i se numește un **oscilator simplu**). Un punct de la cînd se găsește la o distanță \vec{r} de un punct fix O , el este subiect de niște forțe îndreptate spre O și de forma $\vec{F} = -f\vec{r}$

$\frac{\vec{r}}{t} \rightarrow \frac{m}{m}$

atunci cînd deplasările $\vec{r} - \vec{r}_e$ devin mici, starea de echilibru $\vec{r} = \vec{r}_e$ sunt

Fig. 7. mici. - Casul unui punct legat de un resort elastic de ex. - Forțele de forma \vec{F} se numesc, în general, **forțe quasi elastice** (ne reamintim optică de legătura quasi elastică a unui electron). Ecuatia lui este : $m\ddot{\vec{r}} = -\int \vec{r}$ integrată, această ecuație simuce la: $\vec{r} = \vec{\alpha} \cos \sqrt{\frac{f}{m}} t + \vec{\beta} \sin \sqrt{\frac{f}{m}} t$.

vectorii $\vec{\alpha}$ și $\vec{\beta}$ sunt niște constante de integrare; determinăseste constante prin condițiile initiale:

la $t=0$, $\vec{r} = \vec{\alpha} = \vec{r}_0$ = poziția initială

cum: $\dot{\vec{r}} = -\vec{\alpha} \sqrt{\frac{f}{m}} \sin \sqrt{\frac{f}{m}} t + \vec{\beta} \sqrt{\frac{f}{m}} \cos \sqrt{\frac{f}{m}} t$

\vec{v}_0 = viteză initială ($t=0$); $\dot{\vec{r}} = \sqrt{\frac{f}{m}} \vec{\beta} = \vec{v}_0$

mijloarea este: $\vec{r} = \vec{r}_0 \cos \sqrt{\frac{f}{m}} t + \vec{v}_0 \sqrt{\frac{f}{m}} \sin \sqrt{\frac{f}{m}} t$

rea este dată de două mișcări sinusoidale efectuate după direcții initiale \vec{r}_0 și \vec{v}_0 . Rezultanta este o elipsă raportată celor doi diametri conjugăți care coincid cu \vec{r}_0 și \vec{v}_0 . Dacă

este paralel cu \vec{v}_0 , mișcătia este liniară, cu o amplitudine constantă cu perioada dată de $\pi \sqrt{\frac{m}{f}}$.

Dacă mișcarea e de formă: $\vec{r} = \vec{a} \sin 2\pi\nu t$).

Pie q_i niște coordonate geometrice și p_i coordonatele
nici conjugate. Mișcarea neastră: $q = a \sin 2\pi\nu t$ are o ene-
tală W care se calculează ușor ținând seama că la $t = 0$
energia potentială este nulă. Energia cinetică fiind:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m (a \dot{\sin} 2\pi\nu t)^2 = \frac{m}{2} a^2 (\sin^2 2\pi\nu t) \text{ avem: } W = \frac{m}{2} a^2 (2\pi\nu)^2$$

iar impulsul la timpul t este: $p = m \dot{q} = 2\pi\nu m a \cos 2\pi\nu t$

Planck a adus că energia unui astfel de oscilator nu poate
deseați valorile discrete: $W_n = n \hbar \nu$

nu fiind frecvența oscilatorului.

Să interpretăm acest mod de a quantifica cu ajutorul
"înului fazelor" lui Gibbs.

Reamintim ce este spațiul fazelor. Starea de mișcare
pentru punct material e caracterizată la un moment dat, prin ansamblul
coordonatelor q_i , care îl determină poziția în spațiu și
ansamblul coordonatelor p_i . Ansamblul coordonatelor q și
neană fază mișcării la un moment dat. După Gibbs această
caracterizată printr'un punct reprezentativ, imagine, de
notate q_i și p_i , într'un spațiu cu $2f$ dimensiuni, dacă
este numărul gradelor de libertate (deci numărul coordonatelor
pentru mișcarea respectivă. Când q respectiv p variază, nu
reprezentativ (punctul imagine), din spațiul fazelor, descri-
cărbă imagine a diferențelor faze ale mișcării reprezentate. De
ciderdin oscilatorul armonic, cum acesta e determinat prin

coordonată q și coordonata conjugată p), spațiul fazelor în un plan (2 și 1 dimensiuni ; oscilatorul armonic are un singur de libertate, $f=1$). În acest plan, cu ajutorul unui sistem de rectangulare, vor fi reprezentate punctele imagine de coor-
de q și p . " Traectoriile de fază" vor fi niște curbe plane spunând variației lui q și p respective, în funcție de timp.
timp local geometric al punctelor (q, p), care va fi una traectoriile de fază ale mișcării eliminând pe t între cele ecuații care ne dău pe q și pe p . Avem:

$$q = a \sin 2\pi v t ; \quad p = 2\pi v m a \cos 2\pi v t$$

în mod succesiiv: $\frac{q^2}{a^2} = \sin^2 2\pi v t ; \quad \frac{p^2}{(2\pi v m a)^2} = \cos^2 2\pi v t$,
 $\frac{q^2}{a^2} + \frac{p^2}{(2\pi v m a)^2} = 1$

sterior axa mare reprezintă elongația maximă, a , a oscilației,

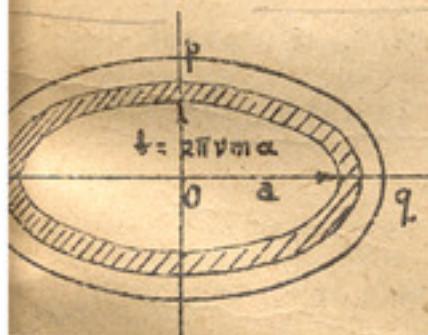


Fig. 8.

iar axele mici sunt date de

$$b = 2\pi v m a$$

Suprafața acestor elipse este:

$$S = \pi a b = 2\pi^2 m v^2 a^2$$

Au văzut pe de altă parte că ene-

rgia totală a mișcării e dată de :

$$W = 2\pi^2 m v^2 a^2$$

, în reprezentarea noastră: $W = S v$

înd condițiunile initiale, variem elongația maximă, a , și

nica clasică, oricare ar fi este posibil (atâtă vreme cătă ce da o anumită limită, după care mișcarea nu mai este și adică atunci când ω este independent de θ și e funcție $(\frac{1}{m})^{1/2}$). O infinitate deci de astfel de elipse pot să mișcarea oscilatorului nostru. Nu este același lucru în quantificările lui Planck. Condițiile inițiale pentru din mișcări posibile ale oscilatorului trebuie să fie astfel: energiile respective să sibă una din valorile discrete:

$$W_0 = 0; W_1 = h\nu; W_2 = 2h\nu; \dots \dots W_n = nh\nu$$

Aceasta ne duce la niște valori discrete pentru θ și deci la anumite elipse posibile. În acest caz deci, nu orice planul fazelor poate reprezenta o fază a oscilatorului, punctele care s'ar găsi pe una din elipsele permise de lui Planck. Elipse corespunzătoare unei energii W_n are suprafața S_n . Acea corespunzătoare energiei permise imediate, W_{n+1} de ex., are o suprafață S_{n+1} . Atunci avem:

$$W_{n+1} - W_n = (S_{n+1} - S_n)\nu = (n+1)h\nu - nh\nu = h\nu$$

Avem: $S_{n+1} - S_n = h$

Înslul cuprins între două elipse reprezentative consecutivă valoreasă constantei h a lui Planck. Apoi, cum:

$$W_n = S_n \cdot \nu = nh\nu, \quad S_n = n \cdot h.$$

Suprafață închisă de o elipsă permisă de condiția lui Planck este un multiplu întreg al constantei h .

(Aș admis până acum, așa cum a făcut-o și Planck)

de $W_0 = 0$, cu altă cunsintă, energia conservată poate fi

Ω este nulă - în reprezentarea noastră, elipsa de număr quantic Ω sărăcă reduce la un punct.

Mecanica ondulatorie a arătat mai târziu că stările quantice îi corespunde o energie diferită de Ω și anume egală cu $\frac{1}{2} h\nu$. Acestea de altfel bănuise și Planck încă de prin 1911. Cum:

$$W_n = W_0 + nh\nu \quad \text{am avea: } W_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) h\nu$$

reprezentarea noastră, cum $W_0 = S_0 \nu = \frac{1}{2} h\nu$ elipsa de număr quantic Ω ocupă o suprafață egală cu $\frac{\pi}{2}$). Vom reveni să

revenim să analizăm aceste probleme cu ocazia studiului mecanicilor ondulatorii.

Definitiv, reprezentarea quantificării în spațiul fazelor ne dă la niște elipse bine determinate, elipse care limitează niște

$$\text{rafete: } \rightarrow S_n = \iint dp \cdot dq = \nu \int p \cdot dq = nh\nu \quad \text{adică: } \int p \cdot dq = nh$$

$\int p \cdot dq$ Fiind luată de lungul traectoriei de număr quantic, traectorie dată de $p = f(q)$. $\int p \cdot dq$, numită și integrală de fază a traectoriei de număr quantic, se reportează la o elipsă, în cazul oscilatorului armonic.

Fiind tot interesul că să vedem dacă putem generaliza observația de mai sus la o mișcare care nu este o mișcare armonică. Pentru aceasta vom face apel și la modul cum Bohr a adus quantificarea la atom, quantificare justificată prin rezultatele excelente, conforme cu experiența, la care s'a ajuns. Așa cum atomul planetar Jean Perrin - Rutherford apare instabil punct de vedere electromagnetic. Bohr, dat fiind evidența experienței că nu există orbită și săli stări vizibile, non-radiante,

el emite linii spectrale fine, a venit cu cele două postulate de la Planck, consecințe logice ale ipotezelor de lucru a lui Bohr:

1/ Prințările de mișcare posibile ale constiutuentelor unui atom, nu pot exista decât un număr dat de stări staționare. Aceste stări staționare, numite și stări quantice, le conțin energii definite, singurele posibile. Atomul poate sta unul dintre ele radiose, în una din aceste stări quantice.

2/ Atomul sau molecule, când trece dela o stare cu energie E_2 la alta de energie E_1 , pot emite energie radiantă $E_2 - E_1$. Învers trecerea dela E_1 la E_2 se face cu absorția unei cantități de energie. Trecerea dela E_2 la E_1 , se face cu emisie de o cantitate de energie egală cu $E_2 - E_1$, iar quanta emisă are totuși același număr de unde, practic monocromatic, cu o lungime de undă dată de:

$$E_2 - E_1 = h \frac{c}{\lambda} = h\nu,$$

deoarece se poate măsura instrumentele de optică respectiv. Iată că Bohr admite, la edificiul atomic tot așa cum Planck oarecă oscillatorul său, existența unor anumite energii discrete, posibile și caracteristice edificiului; iar în ce privește un atomul emite sau absoarbe energie, Bohr admite ceea ce nu este deosebit de neobișnuit: că cu ceea ce făcuse Einstein pentru explicarea efectului fotoelectric, adică postulatele au fost făcute de Bohr în afara oricărui legătură cu cea ce prezintă structura intimă a atomilor sau a moleculelor. În ce privește natura intimă a radiațiunii electromagnetice, se poate spune că ea este determinată de același factor care este de la baza

tulatele au suferit proba timpului și sub formă lor inițială
sunt utilizate și astăzi când e vorba de evaluarea prin experiență
învelitorilor de energie a unui edificiu atomic sau molecular, mai
aplicat, când vrem să prevedem o serie de comportări a acestor e-
dificii, cu ajutorul unor date experimentale preliminare, așa cum
face în interpretarea transferurilor de energie în cicoanirile
atomii și molecule, cu electroni sau quante, sau așa cum se întâlnește
când vrem să prevedem unele emisii spectrale cu ajutorul unor
căutări spectroscopice preliminare.

După cum știm, Bohr a mers mai departe imaginând și niște mo-
dele de atomi, care s'au arătat ca foarte prețioase în obținerea
informațiuni noi și în sistematizarea materialului experimental
spectroscopic. În construirea modelului său, Bohr a găsit o soluție
avenabilă în ce privește condițiile ce trebuie să impună legilor
asimile care determină mișcarea relativă a constiuentilor atomului.

Cum modelul lui Bohr a permis explicarea și coordonarea unui
domeniu experimental, având interesul că urmărим și procedeul
lui Bohr, de quantificare cu ajutorul spațiilor de faze, așa cum am
făcut-o în cazul oscilatorului linear. Bohr, în primul său model, a
considerat mișcarea electronului pe un cerc, în jurul nucleului.

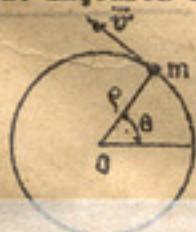


Fig. 9.

A reprezentat atomul prin ceea ce se
numește rotatorul sim-
plu. (Un punct de masă m care se
mișcă cu o viteză uniformă, pe un cerc

de rază ρ , în jurul unui centru fix, v. fig. 9).

~~X~~ Se vedem ce înseamnă quantificarea mișcării rotatorie, așa cum a făcut-o Bohr. Pentru o rază ρ , mișcarea rezultă într'un impuls de rotație: $\vec{p} = m \vec{\rho} \times \vec{\rho} = 2m\vec{\rho}$, unde $|\vec{\rho}|$ este constanta areolară, $\frac{1}{2} \rho^2 \dot{\theta}$, și deci, $|\vec{p}| = m \rho \dot{\theta} = ct.$ (cum de altfel se vede și din p) unde: $T = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m (\rho^2 \dot{\theta}^2 + \vec{S})$. Apoi, energia totală are forma $W = -\frac{1}{2\rho}$ iar $T = \frac{1}{2\rho}$, deci $p = ct.$ Fie $\theta = q$ deci $p = m \rho^2 \dot{q} = ct$.

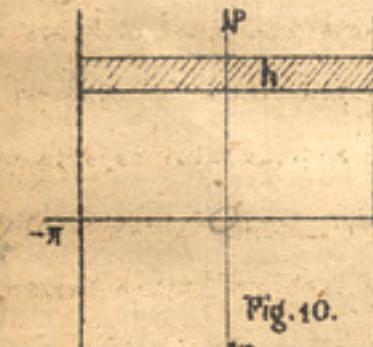


Fig. 10.

In spațiul fazelor, prezentat printr'o dreaptă într-o paralelă cu axa de q . În fazelor nu e o curbă închisă, să procedăm ca în cazul oscilației trebuie să definim suprafața înăuntru de curba fazelor. Pentru acest lucru că avem de a face cu o periodicitate fizică și anume că un tur complet, punctul m revine în starea precedență (momentul se repetă: același q și p). Deci traiectoria fazelor e o dreaptă infinită căci q are o valoare totală de 2π și deci admite că dreapta pe care este limitată de două drepte. În acest caz, în mecanica clasică, putem găsi un roatare care să fie reprezentat prin orice dreaptă paralelă cu axa de q care valori ale energiei și deci a constantei ariailor fiind că. Suprafața închisă de traiectoria de fază este $2\pi p$. Constanta quantică a lui Bohr a fost: $p_n = h \frac{1}{2\pi}$ și nici.

arată că nu sunt posibile decât anumite traectorii de fază, și pentru care, suprafața închisă de ele este:

$$S_n = 2\pi p_n = 2\pi \cdot n \frac{h}{2\pi} = nh$$

Aici, suprafața cuprinsă între două traectorii consecutive:

$$S_n \text{ este egală cu: } (n+1)h - nh = h$$

Almente vedem că Bohr a întrebuită un procedeu analog lui

Nick, anume acela care corespunde la quantificarea

integralei de fază. Să iei:

$$\oint p \cdot dq = nh = \int_0^{2\pi} p \cdot dq = \int_0^{2\pi} p \cdot d\theta = nh$$

cum $p = \dot{\theta}$, $2\pi p = nh$ (adică tocmai condiția lui Bohr). Semnul

spune că integrala este extinsă la un ciclu complet al fenomenului pe care îl reprezintă. Precizăm:

într-un caz, cum e acesta al rotatorului simplu, unde coordonata θ , nu trece ea însăși printr'un ciclu de valori, ținem seama de periodicitatea fenomenului (după o variație de 2π pentru q , rotatorul revine la configurația precedentă). Deoarece periodicitatea fizică a fenomenului trebuie să ținem seama în primul loc, iar nu de periodicitatea coordonatelor, atunci când quantificăm mișcarea în stări. Acestea fiind, putem încerca o generalizare. Fie un sistem reprezentat prin coordonate care manifestă o periodicitate, sau care prezintă o periodicitate fizică legată sau nu de o coordonată ciculară, cum ar fi un atom sau o moleculă izolată; fie f numărul de grade de libertate al mișcării reprezentând fenomenul. Presupunem că că putem alege, pentru reprezentarea mișcării niste coordonate

care să ne potențiale generalizate și să fie numai niste funcții

pure de q_i (dacă avem, cum se mai spune, un sistem mecanic parabolic), atunci definim mișcarea prin condițiile q_i

$$J_i = \oint p_i dq_i = nh,$$

quantificând fiecare grad de libertate (coordonatele q_i , după care sistemul este separabil). Integralele J_i definesc stările staționare ale sistemului. Această generalizare va fiicată prin aplicabilitatea ei, prin posibilitățile pe care oferă de a reprezenta corect fenomenele. După cum am mai spus, condițiuni quantice, utilizate de mecanicile quantice și au trebuit să fie ușor modificate odată cu introducerea mecanicilor ondulatorii, care cer ca energia sistemului corespunzătoare lui quantis $n=0$ să nu fie nulă ci $\frac{1}{2} h$ (vom reveni).

Pentru documentare mai precisă și istoricul chestrum vedeasă: W.Wilson, Phil.Mag. 29, 795 (1915); A.Sommerfeld, Ann. 51, 1 (1916); Hn.Ishiiwa, Tokyo Math.Phys.Prec. 6, 106 (1916); Schwarzschild, Ber.Zitzungsber. (1916); F.S.Epstein, Ann. d. Phys. 51, 168 (1916); N.Planck, Die Struktur des Phasenraums, Phys. 50, 385 (1916); Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien.

Expunerea elementară de mai sus are restul să justifice ceea ce vor fi întrebuiate în cele ce urmărază. Ansamblul teoriei nu poate fi urmărit decât după ce se cunosc mai bine procedurile de lucru ale mecanicilor moderne. Înălțăm exemplu, ea aplicația celor de mai sus.

O oscilatorul cu două dimensiuni

2. Descriem ceea ce se întâmplă în cazul oscilației bidimensionale: Fie două direcții perpendiculare care sunt axele corespondență cu coordonatelor q_1 și q_2 .



$\vec{F}_1 = -f_1 \vec{q}_1$ și $\vec{F}_2 = -f_2 \vec{q}_2$. Un punct de masă m se mișcă sub imperiul unor forțe:

$$\vec{F}_1 = -f_1 \vec{q}_1 \quad \text{și} \quad \vec{F}_2 = -f_2 \vec{q}_2$$

de tipul forțelor quasi elastice (acele axele de coordonate paralele cu

Fig. 11. \vec{q}_1 restă forțe). Impulsurile conjugate

donatelor q_1 și q_2 sunt: $\vec{P}_1 = \vec{m} \vec{q}_1$, și $\vec{P}_2 = \vec{m} \vec{q}_2$.

un sistem separabil cu două grade de libertate. Energia cinetică a sistemului este: $T = \sum \frac{p_i^2}{2m} = \frac{1}{2m} [P_1^2 + P_2^2]$

area e rezultanta a două mișcări periodice după cele două axe coordinate. Mișcarea după axa q_1 e caracterizată printr'o

ω_1 dată de: $2\pi \omega_1 = \sqrt{\frac{f_1}{m}}$ iar aceea după q_2 va avea o

$\omega_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{f_2}{m}}$. Cele două mișcări periodice sunt de forma:

$$q_1 = a_1 \cos (\pm \pi \omega_1 t + \alpha_1) \quad ; \quad q_2 = a_2 \cos (2\pi \omega_2 t + \alpha_2)$$

pentru a quantifica mișcările, vom introduce o condiție de quantificare pentru fiecare grad de libertate. Cum cele două mișcări componente sunt mișcări armonice (acele ale unor oscilatori lineari), el te procedă ca și Planck, adică să quantificăm energiile respective. Putem deci scrie:

$$W_1 = n_1 h \omega_1 \quad ; \quad W_2 = n_2 h \omega_2$$

În urma acestor două relații fixăm condițiunile initiale ale mișcărilor, care ne dă traseurile staționare respective. Putem scrie după noile generali atât o ecuație diferențială

de unde. Cum energia cinetică totală, reprezentată, în funcție de coordonatele q_i este: $T = \frac{1}{2} m [\dot{q}_1^2 + \dot{q}_2^2]$

impulsurile conjugate sunt:

$$P_1 = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_1} = m \dot{q}_1 ; \quad P_2 = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_2} = m \dot{q}_2$$

Atunci avem: $P_1 = m \cdot [-2\pi\nu_1 a_1 \sin(2\pi\nu_1 t + \alpha_1)]$

$$\text{și cum } \dot{q}_1^2 = (2\pi\nu_1 a_1)^2 \sin^2[2\pi\nu_1 t + \alpha_1] \\ = (2\pi\nu_1)^2 a_1^2 [1 - \cos^2(2\pi\nu_1 t + \alpha_1)] = (2\pi\nu_1)^2 (a_1^2 - q_1^2)$$

Avem: $P_1 = -[\pm 2\pi\nu_1 m \sqrt{a_1^2 - q_1^2}] \quad (1)$

De asemenea: $P_2 = -[\pm 2\pi\nu_2 m \sqrt{a_2^2 - q_2^2}] \quad (2)$

Puteți reprezenta deci impulsurile P_i în funcție de coordonatele conjugate q_i . Sistemul este complet separabil și deci co-

tale q_1 și q_2 pot fi utilizate pentru quantificare. Avem condițiiile: $\oint p_1 dq_1 = n_1 h$ și $\oint p_2 dq_2 = n_2 h$

Integrator simplu expresiile (1) observând că ele reprezintă doar închise de curbele respective $p_1 = \oint (q_1)$ și $p_2 = \oint$

Curbele (1) și (2) reprezintă niște elipse: P_1

$$\frac{P_1^2}{(2\pi\nu_1 m a_1)^2} + \frac{q_1^2}{a_1^2} = 1 \quad \text{și} \quad \frac{P_2^2}{(2\pi\nu_2 m a_2)^2} + \frac{q_2^2}{a_2^2} = 1$$

$$\text{de unde: } \oint p_1 dq_1 = 2\pi^2 \nu_1 m a_1^2 \quad \text{și} \quad \oint p_2 dq_2 = 2\pi^2 \nu_2 m a_2^2$$

Conditiile de quantizare ne fixează elongațiile maxime (a_i)

(a_i)_n corespunzătoare numărului quantic n :

$$(a_i^2)_{n_i} = \frac{n_i h_i}{2\pi^2 \nu_i m} \quad \text{și} \quad (a_i^2)_{n_i} = \frac{n_i h_i}{2\pi^2 \nu_i m}$$

Să vedea imediat cum quantizarea prin integralele de fază nu este decât quantizarea energiei astăzi cum a făcut-o Planck.

Avem astăzi o nouă teorie care rezolvă situația de

U_{q_1} și U_{q_2} sunt energiile potențiale corespunzătoare mișcării pă cele două axe. Atunci:

$$E = E_{q_1} + E_{q_2} = \frac{1}{2} m [\dot{q}_1^2 + \dot{q}_2^2] + [U_{q_1} + U_{q_2}]$$

Energia potențială într'un punct de coordonată q_i este:

$$\int_0^{l_i} f_i q_i dq_i = f_i \frac{q_i^2}{2} \quad \text{iar pentru axa } q_i: U_{q_i} = f_i \frac{q_i^2}{2}$$

entră energia totală:

$$\begin{aligned} \frac{m}{2} [\dot{q}_1^2 + \dot{q}_2^2] + \frac{1}{2} [f_1 q_1^2 + f_2 q_2^2] &= \left[\frac{m}{2} \dot{q}_1^2 + \frac{1}{2} f_1 q_1^2 \right] + \left[\frac{m}{2} \dot{q}_2^2 + \frac{1}{2} f_2 q_2^2 \right] \\ \left[\frac{m}{2} (2\pi\nu_1)^2 a_1^2 \sin^2(2\pi\nu_1 t + \alpha_1) + \frac{1}{2} f_1 a_1^2 \cos^2(2\pi\nu_1 t + \alpha_1) \right] \\ + \left[\frac{m}{2} (2\pi\nu_2)^2 a_2^2 \sin^2(2\pi\nu_2 t + \alpha_2) + \frac{1}{2} f_2 a_2^2 \cos^2(2\pi\nu_2 t + \alpha_2) \right] \\ \therefore 2\pi\nu_1 = \sqrt{\frac{f_1}{m}} \quad \text{și} \quad 2\pi\nu_2 = \sqrt{\frac{f_2}{m}} \end{aligned}$$

$$E = 2\pi^2 \nu_1^2 m a_1^2 + 2\pi^2 \nu_2^2 m a_2^2 = n_1 h \nu_1 + n_2 h \nu_2$$

același lucru ca și condițiunile lui Planck care pusește:

$$W_1 = E_{q_1} = n_1 h \nu_1 \quad \text{și} \quad W_2 = E_{q_2} = n_2 h \nu_2.$$

ce urmează vom avea, de mai multe ori, ocazia să aplicăm metode de quantificare. În fine, mai observăm că dimensiuni-integrale de fază sunt acele ale unei acțiuni:

$$dq = [impuls \times lungime] = [energie \times timp] = [acțiune].$$

rezintă deci o quantă de acțiune. Mărimele mecanice, cum e la de fază, care au dimensiunile unei acțiuni, trebuie să fie multipli întregi a quantei elementare de acțiune, încărcarea electronilor planetari o elipsă.

În urmă, aşa cum a fizicul Sommerfeld, ne informăm suplimentar că date un model atomen unde presupune că elipsa orbitală

se mișcă după o elipsă. Să admitem și de acasă că p. glia relativitatea. Electronul evoluiază în jurul nucleului o elipsă. Nucleul se găsește în unul din focare. Din punct

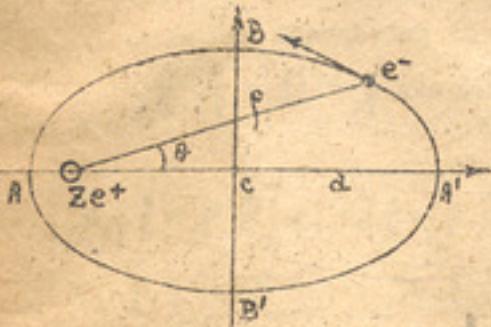


Fig. 12.

dare clasică, orice elipsă mat $\int \frac{d\theta}{1 + \varepsilon \cos \theta}$ e permisă. Condițiunile care fixează energia pe traiectorie, caracteristicile conice, introduc condițiunile de căre, care și aici vor fi

ectoriile eliptice posibile și respectiv stările staționare ale atomului nostru. Avem un sistem cu două grade de libertate (poziția electronului este determinată prin două coordonate geome-

$$q_1 = \rho ; \quad q_2 = \theta . \quad \text{Integralele de fază corespunzătoare sunt:} \quad J_\theta = \int p_\theta d\theta \quad \text{și} \quad J_\rho = \int p_\rho d\rho .$$

Sunt obligați să introducem două numere quantice:

$$J_\theta = k \hbar \quad \text{și} \quad J_\rho = n \hbar \quad (K \text{ a căpătat numele număr quantic aximutal iar } n \text{ se numește număr quantic radial). Integrala } J_\theta \text{ este ușor:}$$

Momentul unghiular p_θ , numit și impuls de roata sau moment al cantității de mișcare, este o constantă caracteristică mișcării: $p_\theta = \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = \mu \rho^2 \dot{\theta}$

(v. exemplul general; aici $L = -\lambda e^2 = \sum (e^+) (e^-)$). Apoi:

dă constantele aritmetice $p_0 = 2\mu S = \mu g^{\frac{1}{2}} \cdot P$,

elese limitele de integrare vor fi: $0 - 2\pi$

$$\int p_0 d\theta = \int_0^{2\pi} p_0 d\theta = \int_0^{2\pi} p d\theta = 2\pi p = K h ;$$

$$p = K \frac{h}{2\pi} = K' h .$$

prină quantificare, condiționează mișcarea fixând constantă

$$\text{adică: } S = \frac{1}{2} \cdot \frac{K}{\mu} \cdot K = \frac{h}{4\pi\mu} K$$

integrala J_p se avântă să se procedeze după cum urmează:

$$\frac{\partial L}{\partial p} = \mu \dot{\theta} = \mu \frac{dp}{dt} \cdot \frac{dt}{d\theta} = \mu \frac{dp}{d\theta} \dot{\theta} = \mu \frac{p^2 \theta}{p^2} \cdot \frac{dp}{d\theta} = \frac{p}{p^2} \frac{dp}{d\theta}$$

$$dp = \frac{d\theta}{d\theta} \cdot d\theta$$

$$J_p = \int \frac{p}{p^2} \left(\frac{dp}{d\theta} \right)^2 d\theta = p \int \left[\frac{1}{p} \frac{dp}{d\theta} \right]^2 d\theta$$

se integrale numai în funcție de θ , șiind seama de ecuația

$$\text{ecuația elipsă: } \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{d\theta} = \frac{1 + \varepsilon \sin \theta}{1 + \varepsilon \cos \theta} .$$

Deci:

$$p \int_0^{2\pi} \frac{\frac{1 + \varepsilon \sin \theta}{1 + \varepsilon \cos \theta}}{(1 + \varepsilon \cos \theta)^2} \cdot d\theta = \int_0^{2\pi} \frac{1 + \varepsilon \sin \theta}{(1 + \varepsilon \cos \theta)^2} \cdot d\theta = n' h$$

legăto că:

$$\int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \theta}{(1 + \varepsilon \cos \theta)^2} \cdot d\theta = \frac{2\pi}{\varepsilon^2} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1 \right)$$

$$\pi \varepsilon^2 \cdot \frac{2\pi}{\varepsilon^2} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1 \right) = n' h = \frac{K h}{2\pi} \cdot 2\pi \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1 \right) ;$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1 = \frac{n'}{K} ; \quad \frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} = \frac{n'}{K} + 1 = \frac{n' + K}{K}$$

$$1 - \varepsilon^2 = \frac{K^2}{(n' + K)^2} = \frac{K^2}{n'^2} \quad \text{punând} \quad n' + K = n$$

reducerea numărului quocient radial fixăm celelalte care

se elipsă. În adevăr, din relațiile generale ale sistemelor

orbitalor centrale avem:

Se poate determina axa mare, care in cazul nostru este:

$$a = \frac{4\mu S^2}{Ze^2(1-\varepsilon^2)} = \frac{1}{1-\varepsilon^2} \cdot \frac{p^2}{\mu Ze^2};$$

$$a = \frac{n^2}{K^2} \cdot K^2 \frac{h^2}{4\pi^2} \frac{1}{\mu Ze^2} = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 \mu Ze^2} = \frac{(n+K)^2 h^2}{4\pi^2 \mu Ze^2}.$$

Determinând pe a , se condiționează energia traectoriei:

$$W = \frac{1}{2a} = -\frac{Ze^2}{2a},$$

deci: $W = -\frac{2\pi^2 \mu Z^2 e^4}{h^2 K^2} = -\frac{2\pi^2 \mu Z^2 e^4}{(n+K)^2 K^2}$

In același timp mai definim excentricitatea din:

$$1 - \varepsilon^2 = \frac{b^2}{a^2}; \quad \varepsilon^2 = 1 - \frac{b^2}{a^2} = \frac{c^2}{a^2}; \quad \varepsilon = \frac{c}{a}.$$

Acum avem elementele să evaluăm axa mică = b :

$$b = a\sqrt{1-\varepsilon^2} = a \frac{K}{n} = \frac{n K h^2}{4\pi^2 \mu Ze^2}.$$

Parametrul elipsei este: $\omega = \frac{h^2}{2} = a(1-\varepsilon^2) = b\sqrt{1-}$

$$\omega = a \frac{K^2}{n^2} = \frac{K^2 h^2}{4\pi^2 \mu Ze^2}.$$

o b s e r v a t i o n i .

Ne urut să determinăm traectoriile eliptice posibile dată de condițiunile quantice pe care suntem obligați să îi le impunem. Dacă seama pentru moment, de orientarea planului traectoriei în caz, putem reprezenta mișcarea cu ajutorul a două elemente (ρ și θ); avem un sistem cu două grade de libertate ($f=2$), sistemul fiind separabil.

Am determinat mișcarea cu ajutorul numerelor quantice.

Am introdus, pentru ușurință discuțiunii, numărul quantic principal (total), $n = K + n'$ fiind o independent. Din aceste trei numere quantice, n

nu sunt suficiente pentru a specifica mișcarea.

Energia mișării ($W = -\frac{Ze^2}{2a}$) este funcție numai de
mare, adică numai de numărul quantic principal, n , indiferent
excentricitatea elipsei respective. Cu alte cuvinte, nivelurile
energiei ale atomului nostru sunt condiționate numai de numărul
tic total. Cum K este mai mic sau cel mult egal cu n , deci
d insăși definiția lui n , (K poate avea valorile: 1, 2, 3, ...
pentru un număr quantic dat n), avem caracterizat un nivel de
gie de ordin n_L , care însă este acelaș pentru cele n_L stării
posibile, de diferite excentricități, corespunzătoare celor
valori posibile ale lui K .

O traectorie eliptică de număr quantic total n are o ene-

$$W = -\frac{2\mu\pi^2 Z^2 e^4}{n^2 h^2} = -\frac{R c h Z^2}{n^2}$$

$R = \frac{2\pi^2 \mu e^4}{c h^3}$ = constanta lui Rydberg pentru atomul
ctiv, valoare egală cu aceea stabilită de Bohr în cazul unei
stării circulare ($K=n$).

Energia deci, a unei traectorii eliptice de număr quantic total
 n , ori care ar fi K , este egală cu aceea a traectoriei circula-
re a lui Bohr de număr quantic n_L .

Astfel, în cazul Hidrogenului, traectoria corespunzătoare
le, stării de minimă energie, este aceea cu $n=1$ și $K=1$
ura valoare posibilă pentru K). Traectoria este un cerc
 $\omega = \frac{K^2}{R}$ Totuși, punctul material al atomului hidrogenoid,
electroneu în stare neutră se situează pe un cerc (nu

Prinul nivel de excitare al Hidrogenului e dat de n
si ii corespund 2 traectorii posibile n_k : 2_1 si
traectoria 2_2 este un cerc de rază $r = n^l \rho_H = 2^l \rho_H$; i
nici 2_1 este o elipsă cu axa mare egală cu aceea a cerc
cu axa mică $b = n K \rho_H = 2 \rho_H$ si deci cu o excent
 $\epsilon = \frac{c}{a} = \sqrt{\frac{16 \rho_H^2 - 4 \rho_H^2}{4 \rho_H^2}} = \frac{1}{2} \sqrt{3}$.

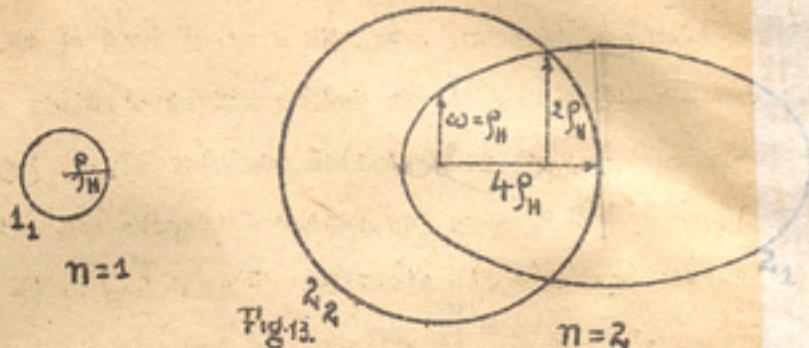
Parametrul acestei elipsee este: $\omega = K^l \rho_H = l^l \rho_H$;
abele traectorii au aceiasi energie, $W = - \frac{R c h}{Z^2}$.
Est astfel, pentru un număr quantic n , avem n traectorii
de, din care una, $n_{K=1}$, este un cerc de rază: $r_n = n^l$
celalte ($n-1$) traectorii sunt niște elipse cu semi axe
egale cu raza ρ_H a cercului n_n si cu semi axele
egale cu $n_1 \rho_H ; n_2 \rho_H ; \dots ; n(n-1) \rho_H$, si cu parametr
ativi $l^1 \rho_H ; 2^1 \rho_H ; \dots ; (n-1)^l \rho_H$. Energia comună a acest
traectorii este: $- \frac{R c h}{n^2}$.

In general, un atom hidrogenoid, de număr atomic Z are n
rii n_k caracterizate prin:
 $a_n = \frac{n^l \rho_H}{Z}$ $b_{n_k} = \frac{n K \rho_H}{Z}$ $\omega_k = \frac{k^l \rho_H}{Z}$

(traectorile cu același K , ori care ar fi n_L , au acel
matru) ca: $\rho_H = \frac{k^l Z^2}{\mu e^2}$ si au o energie comună:
 $W_n = - \frac{R c h}{n^2} \cdot Z^2$

(v. fig. 13); de observat că nu există pe $K=0$. Din cele
pînă acum, am putea spune că există pe $K=0$ căci el ar
b=0, deci la o traectorie lineară, care ar cere căci

dă.



al că numărul quantic K nu intervine în determinarea energiei atomice, ne duce la o serie de considerații interesante.

Schwarzschild a introdus noțiunea de sisteme degenerate și mode generate (dégénérées, ensembles dégénérés, états dégénérés, états d'origine). După el, un sistem cu f grade de libertate este degenerat când se întrebunțează, pentru evaluarea energiei, un număr mai mic decât f numere quantice. Astfel este cazul lui pe o slăpă, în problema celor două corpuși când nu se poate folosi relativity și când forța de atracție e proporțională cu r^2 (este o mișcare pur periodică). Această mișcare ca și cea altă pur periodică (cum ar fi oscilatorul armonic bidimensional) utilizează pentru definiția energiei un singur număr quantic, număr quantic principal, N , suma numerelor quantice radiale și polare.

După cum vom vedea, introducând relativitatea - sau în cadrul stării atomului într-un câmp electric exterior, sau aceea sau a corespondență unei căi magnetic exterior, sau în cadrul a patru secțiuni de cămpurile interioare ale atomului (cărăi

ului) - degenerarea este ridicată. Vom avea exemple în cărui particulară care vor urma. Nu e cazul încă să tratăm în toată generalitatea ei. În ceea ce privește emisia atomului, vom utiliza cel de al doilea postulat al lui Bohr și o emisie $\hbar\nu$ va avea loc pentru o trecere a electronului din energii posibile ale atomului, E_n și $E_{n'}$, cu E_n și ca: $\hbar\nu = E_n - E_{n'}$ și cum:

$$E_n = \frac{2\pi^2\mu Z^2e^4}{h^2n^2} = \frac{RchZ^2}{h^2}; \quad \hbar\nu = \frac{RchZ^2}{h^2} - \left[\frac{RchZ^2}{h^2n'^2} \right] = \hbar\nu$$

deci: $\nu = RZ^2 \left[\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right]$, cu $n > n'$

energie carecăre, E_n e funcție de numărul quantic total $n = n' + k$. El fi corespunde una din cele n_k traiibile, a căror energie comună este E_n .

Inălță mutatis mutandis, capătăm aceleși serii ca și date de rotatorul simplu al lui Bohr.

Trecerea electronului de pe una din cele n orbite către E_n pe una din cele n' orbite de energie $E_{n'}$, ne ducem la emisie quantică $\hbar\nu$ respective. Aceste considerații nu credem că nu căștigă nimic față de modelul prim al lui Bohr și socotim mișcarea pe o elipsă. În adevăr, când ne referim la mișcările electrică și magnetică exterioare male, că nu se face de relativitate și nici de câmpurile interioare atomului, spărat nu căștigă decât în modul mai general în ceea ce înseamnă lucrurile; când însă vom avea de considerat fenomene,

care nu sunt deosebit de ușoare, vom vedea că orbita initială nu este de obicei circulară, în fine, aceste considerații

mărcă al lui Bohr, din 1918 (On the quantum theory of Line Spectra, 1918, Compt. Rend. Acad. din Copenhaga), care face să se înțeleagă mai bine de ce mișcările pur periodice, cum e mișcarea Kelpler, sunt degenerate.

Pie q_i și p_i un sistem de coordonate cu care reprezentăm mișcarea. Mișcările pur periodice sunt caracterizate prin acesta că care coordonatii q_i parcurge tot domeniul ei de variabilitate în timpul perioadei T a fenomenului (când t variază dela 0 la T de ex., sau dela $(n-1)T$ la nT). Cum se vede ușor, energia cinetică totală a sistemului poate fi reprezentată de o relație de tip

$$T = \frac{1}{2} \sum p_i^2 q_i$$

Dacă formăm expresia: $\int T dt = \frac{1}{2} \sum p_i dq_i$ și o integrăm în privința lui t , pentru o perioadă întreagă T , avem:

$$\int_0^T T dt = \frac{1}{2} \sum \int p_i dq_i .$$

$\frac{1}{2} \sum \int p_i dq_i$ nu reprezintă altceva decât (cu aprobare) suma integralelor de fază, așa cum le-am definit mai înainte; acesta este adevărat tocmai pentru că avem o mișcare pur periodică și putem înălțați ea pe domeniul întreg de variație a fiecărui coordonat q_i . Deci: $\sum \int p_i dq_i = \sum n_i h \rightarrow$

n_i fiind numărul quantic introdus de noi pentru fiecare variație q_i în parte. (Pe de altă parte, $\int T dt$ are dimensiunile unei adiunii, iar $2 \int_0^T T dt$ se numește funcția de acoperire, deoarece de obicei joacă rolul de care ne poate servi la calcularea valoarelor de faza detaliu în partea complementară a sistemului).

$$\text{Dacă punem: } \sum j_i = J = nh = \sum n_i h = h \sum n_i$$

$n = n_1 + n_2 + \dots + n_i + \dots$ vedem că ajungem să caracterizăm sistemului cu ajutorul unui singur număr quantic $n = \sum n_i$. Determinarea este completă pentru că valoarea energiei, integralei $S = 2 \int_0^{\infty} T dt$ este independentă de sisteme de coordinate utilizat. Cu alte cuvinte:

Integrantele de fază parțiale pot și sunt dependente de sisteme de coordinate utilizat. Nu este același lucru și cu suma lor, care fixează energia și care nu poate fi dependentă de sisteme de coordinate. De aceea, în cazul miscărilor pur periodice, de exemplu elipsei noastre, suntem determinat energia cu ajutorul unui singur număr quantic principal M_L , unde numerele quantice corespunzătoare celor două grade de libertate axiale polare utilizate). Terminăm paragraful introducând noile notării curent întrebuintăte în sistematica spectrelor.

În mecanica osculatorie, după cum vom vedea în partea următoare a fascicolei, se introduce, în mod natural, un număr quantic ℓ , numărul quantic ℓ , care este legat de K prin relația $\ell = K - i$.

Aceasta înseamnă că ℓ poate avea valoriile: $0, 1, 2, \dots, n-1$. Relația $\ell = K - i$ exclude valoarea $K = 0$ care ar duce la valoare negativă pentru ℓ , ceea ce este exclus. Ne reamintim că i este o joacă de parțială pentru a exclude valoarea $K = 0$. În acest sens elipsa se reduce la o dreaptă închisă de către

are ale elipsei și care ar obliga electronul să treacă prin un ori de câte ori el pondusează dela un focar la altul, ceea ce arăta ca incompatible cu modelul atomic propus. În această situație, o elipsă dată e caracterizată printr'un simbol n_p . Se obține astfel a spune că traseorile corespunzând diferitelor numere夸tive n se găsesc în păturile electronice noteate astfel:

Traseorile cu $n = 1$ se găsesc în pătura K

ale cu $n = 2$ " " " L

" " $n = 3$ " " " M

" " $n = 4$ " " " N

" " $n = 5$ " " " O

" " $n = 6$ " " " P etc.

Numărul de traseorii posibile în diferitele pături sunt: în pătura K avem o singură traseorie 1_0 , care e un cerc căci

$$a = \beta_H = b ;$$

pătura L avem două traseorii 2_0 și 2_1 , unde 2_1 este un

cerc cu $a = 4\beta_H = b$ și 2_0 o elipsă cu $a = 4\beta_H$ și $b = 2\beta_H$

în pătura M avem trei traseorii: 3_0 , 3_1 , 3_2 .

3_2 este un cerc. În pătura N avem patru de astfel de traseorii: 4_0 , 4_1 , 4_2 , 4_3 și așa mai departe, pentru o pătură de ordin N avem N traseorii n_p , dintre cari traseoria

n_p este un cerc.

cărăilor electronilor. Atâtă vreme cătă ne ocupăm numai de cămpuri exterioare nule, puteam considera că orientarea planurii traectoriilor nu are vreo importanță particulară. Nu e astfel în cazul unor cămpuri exterioare care trebuie să intervină în influențarea acestor orientări. Este deci util să considerăm general al mișcării electronului față de un sistem de trei coordinate.

Fie o traectorie eliptică oricecare, orientată așa că

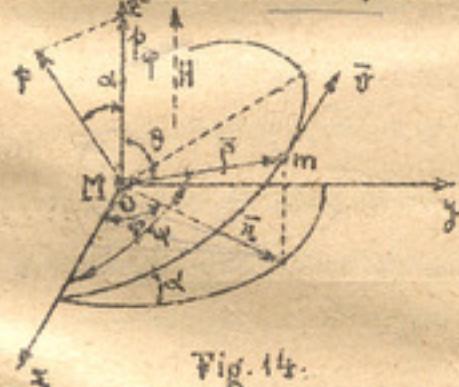


Fig. 14.

tre se execută mișcarea să facă un $\frac{\pi}{2}\alpha$ cu planul xOy . În planul traectoriei face deci un $\frac{\pi}{2}\alpha$ cu axa Oz . Studiind mijloacele clasice de mecanică, mișcarea unui punct de masă de unul de masă M , sub influența unor forțe centrale este

$$\vec{F} = \frac{G}{r^2} \vec{r}$$

am fi dat și peste mișcarea pe o astă

lăță de la o altă poziție și orientarea sunt funcție de

rea orice valori. Tot așa și unghiul α poate avea orice valoare, în funcție de aceleasi condiții initiale, \vec{p}_0 , T_0 și \vec{V}_0 . În ceea ce privește mișcările condițiile de quantificare generale, vom vedea că în ceea ce privește planul traiectoriei nu mai poate avea orice valoare, ci numai o serie discretă de valori pentru unghiul α sunt posibile. De aceea se numește o quantificare în spațiu. Precizăm: Studiem mișcarea în funcție de trei axe de coordinate, x, y, z de ex., sau mai comod în funcție de coordonatele pozitie în spațiu p, θ, φ :

$$x = p \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi ; \quad y = p \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi ; \quad z = p \cdot \cos \theta$$

coordonatele q_i sunt deci: $q_1 = \varphi$; $q_2 = \theta$; $q_3 = p$.

Este un sistem cu trei grade de libertate ($f = 3$). Condițiile generale de quantificare cer, pentru definirea completă a traiectoriei, să quantificăm cele trei integrale de fază corespunzătoare celor

și momente conjugate p_i ; vom avea de ex.:

$$\int_0^{t_2} p_\varphi d\varphi = m h ; \quad \int_0^{t_2} p_\theta d\theta = K h ; \quad \int_0^{t_2} p_p dp = n h$$

Să rezolvăm aceste integrale trebuie să căutăm valorile lui p ,

și p_φ . Din legătura între aceste momente vom deduce pe același mod regulile quantice întotdeauna. Pentru orice valoare, și cănd p este constantă, putem scrie $p = p_0$, unde p_0 este valoarea inițială.

SM considerăm mai întâi mișcarea pe o elipsă în plan
funcție de coordonatele ρ și ψ . Quantificarea acestei
facem cu ajutorul momentelor: $P_\rho = \mu \dot{\rho}$ și $P_\psi = \mu \rho^2 \dot{\psi}$

atunci:

$$\int P_\rho d\rho = n \cdot h \quad \text{și} \quad \int P_\psi d\psi = k \cdot h = \int_0^{2\pi} \rho d\psi = 2\pi \rho$$

Acei $P_\psi = \mu \rho^2 \dot{\psi} = p = cte$ așa cum o cere legea ariilor

impulsul de rotație. Exprimând acum vitesa v în funcție de
coordonatele ρ și ψ și apoi în funcție de ρ , θ și $\dot{\theta}$
 $= \dot{\rho}^2 + \rho^2 \dot{\psi}^2$; $v^2 = \dot{\rho}^2 + \rho^2 \dot{\theta}^2 + \rho^2 \sin^2 \theta \dot{\psi}^2$ (v. anexa)

în echilibrul membrii din partea dreaptă, după înmulțirea lor
putem scrie: $(\mu \dot{\rho}) \dot{\rho} + (\mu \rho^2 \dot{\psi}) \dot{\psi} = (\mu \dot{\rho}) \dot{\rho} + (\mu \rho^2 \dot{\theta}) \dot{\theta} + (\mu \rho^2 \sin^2 \theta \dot{\psi}) \dot{\psi}$

Așa apoi succesiv: $P_\psi \dot{\psi} = P_\theta \dot{\theta} + P_\rho \dot{\rho}$; $P_\psi d\psi = P_\theta d\theta + P_\rho d\rho$
deci integrând: $\int_0^{2\pi} P_\psi d\psi = \int_0^{2\pi} P_\theta d\theta + \int_0^{2\pi} P_\rho d\rho$.

Prin urmare se obțin de valoriile acestor integrale, după notările
(a) și (b), avem: $K = K_1 + m$.

Avem astfel, o primă legătură între trei din numerele quantitățile utilizate. Mai observăm acum că ρ este modulul vectorului

$\tilde{P} = \mu \bar{\rho} \wedge \dot{\rho} = \mu \bar{\rho} \wedge \bar{v}$ care reprezintă impulsul total de rotație

indată pe traiectoria sa și caracterizează vitesa areolară.

, care are o constantă (vectorul $\bar{P} = 2m\bar{S}$ = ct) normal plan-

i traiectoriei, precizează orientarea în spațiu a planului miș-

i). SM considerăm acum mișcarea proiectată în planul xoy . In-

ul de rotație al acestei mișcări are un modul $P_y = \mu r^{\alpha}$

(fig. 1b). El este un vector $\bar{P}_y = 2m\bar{S}_{xoy}$ normal lui xoy și

paralel cu axa Oz . Dar cum $\bar{S}_{xoy} = \bar{S} \cos \alpha$, avem:

$$P \cos \alpha = P_y \quad \text{și} \quad \cos \alpha = \frac{P_y}{P}$$

$$\cos \alpha = \frac{m}{K}; \quad \text{cu} \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad m; \quad K = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

rezultat ne arată că orientarea în spațiu a traiectoriei nu

nu este oricare și că numai anumite valori discrete sunt pos-

ibile pentru unghiul α , acele date prin relația (4).

Relația (4) ne spune că numai orientările pentru care

ția impulsului de rotație după axa Oz este un număr întreg de

sunt posibile, dat fiind condițiile cerute de quantificare

$$\text{rii: } p \cos \alpha = k \frac{h}{2\pi} \cos \alpha = P_y = m \frac{h}{2\pi} = m/k$$

nu altă cuvinte: condițiile de quantificare cer ca numărul in-

ul de rotație să fie un număr întreg de $\frac{h}{2\pi}$, dar și propria

ni impuls pe direcția considerată, Oz .

Nu trebuie să se confundă cu rezultatul obținut la pagină 76.

În acest caz, nu permite să considerăm grafiile

pozitie. Piese $K=3$, numărul quantic care reprezintă impre-

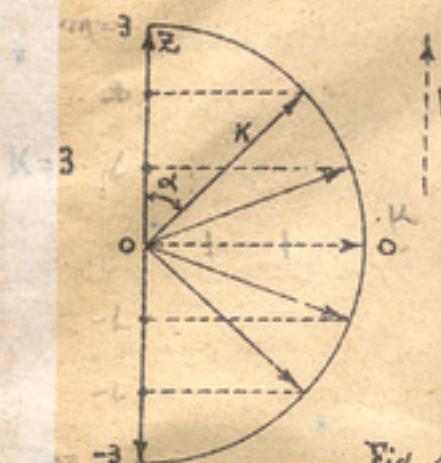


Fig. 15.

tație totală pe traseu.

$$(P = 3 \cdot \frac{h}{2\pi})$$

rectia privilegiată cu

Graful alăturat arată

rile α sunt același pentru

proiecția lui K pe Oy .

m întreg, pozitiv sau negativ. Avem: $m = \pm(1, 2, 3)$

în cazul din figură: $m = 1, 2, 3, -1, -2, -3$.

Care poate fi semnificația unei direcții privilegiate ale

de care orientăm traectoriile posibile?

O direcție privilegiată poate fi adesea dată de un sens de forță, exterior, cum ar fi un câmp magnetic. De

unii câmp magnetic exterior poate perturba traseau par-

nastre, dacă ea este purtătoarea unei sarcini, cum e în c-

azin, unde particula în mișcare este un electron negativ.

Să ne închipuim că acest câmp exterior este evanescent,

în sensul lui H tind către 0, perturbația traseelor,

prin valori continui către 0, fără însă ca orientarea

ficare. Vom vedea, la capitolul respectiv, cum această quantificare este justificată și în cazul unor cămpuri exterioare neterminate (adică care perturbă traectoria).

Energia migocării

Energia pe traectoria noastră, după cum am văzut în studiul anterior plan, e dată de un număr quantic total n_L , numărul celor quantice radiale, n_r , și azimutale, K . În cazul nostru $n = K + n_r$, dar cum: $K = K_r + m_L$, $n = K_r + n_r + m_L$, în energia cu ajutorul unui singur număr quantic m_L , numărul total, sumă celor trei numere quantice, pe care le-am introdus în quantificarea celor trei integrale de fază.

Sistemul nostru este încă și mai degenerat decât acel al lui elipsa într-un plan. Vm. a căpătat numele de număr magnetic, căci a fost introdus cu ocazia lui emisiunilor atomilor în cămpuri magnetice exterioare, numește și număr quantic ecuatorial, a cărui descompunere se explică ușor din considerațiunile de mai sus (el rezultă din caea că în planul ecatorial corespunzător sistemului de coordonate ρ , θ , φ , ales). - Pentru o tratare ceva mai generală, vădori N.Y.-

Nivelurile de energie ale atomului de Hidrogen sunt ale atomului hidrogenoizi.

Discutăm mai în de detaliu și în confruntare cu experiențele spuse până acum asupra modelelor lui Bohr și Sommerfeld.

Atomul de Hidrogen.

Fie că luăm în considerare atomul simplu al lui Bohr sau ocupăm de modelul lui Sommerfeld, acel care nu ține seama de relativitate, fie că luăm în considerare și orientarea în a orbitelor electronice, nivalele discrete de energie sunt zate cu ajutorul unui singur număr quantic, n numit număr principal. Ne resemintăm că energia unei tracectorii de număr n este dată de: $W_n = -\frac{2\pi^2 me^4}{h^2} \cdot \frac{Z^2}{n^2} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{me^4}{\lambda^2}$ cu:

$$W_H = -\frac{1}{2} \cdot \frac{me^4}{\lambda^2} = \text{energia pe tracectoria normală de Hidrogen.}$$

Ne-am aranjat ca originea energiilor să fie responsabilă pentru electronul la ∞ , aceea pentru care $E_\infty = 0$, deci pentru care $n = \infty$. În acest caz, energia potențială

$$U_n = -\frac{Ze^2}{R_n}, \text{ este } 0, \text{ iar electronul la } \infty \text{ este în repaus, ceea ce înseamnă că energia sa cinetică, } T = \frac{Ze^2}{2R_n} = 0 \text{ (cum se vede și din relația } E = \frac{1}{2}mv^2).$$

Deci energia totală este 0 , cum rezultă de altfel din $W_n = E_n + \frac{Ze^2}{R_n}$.

Originea energiilor este deci 0 și este energia cea mai mare a atomului nostru. Celelalte energii discrete posibile au valori negative, ceea ce înseamnă că energia este mai mică decât energia de la infinit.

Prin urmare, energia totală este $E = E_n + \frac{Ze^2}{R_n}$, unde E_n este energia de la infinit.

il cel mai mare).

Un astfel de atom este caracterizat printr-o serie de nivele
ergie negativă:

$$W_1 < W_2 < W_3 < \dots < W_n < \dots < 0$$

= 1, 2, 3 \dots n \dots \infty

Exemplu în anexa Nr. 9 un tablou de numere care caracterizează un atom hidrogenoid. Cu ajutorul acestui tablou vom urmări și să absorbă de energie radiantă cum o cere postulatul

de la lui Bohr.

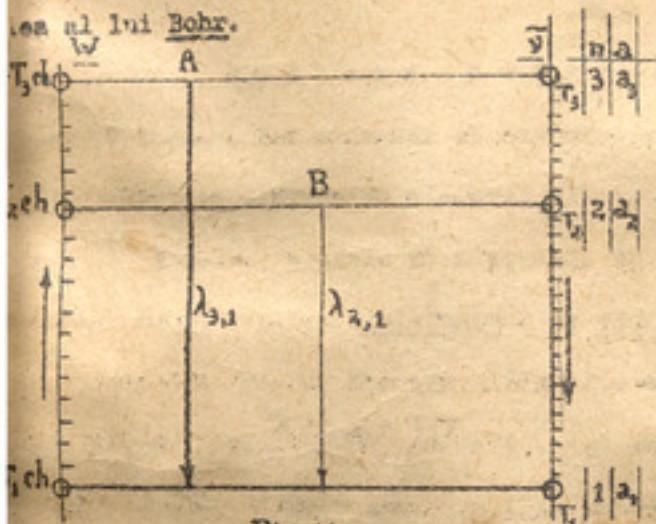


Fig. 16.

postulat care, de exemplu, pentru emisie: $h\nu = W_n - W_{n'}$

$$W_n > W_{n'} ; \text{ adică } \nu = \frac{W_n - W_{n'}}{ch}$$

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{W_n}{ch} - \frac{W_{n'}}{ch} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\mu e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{ch} \cdot \frac{Z^2}{1} \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right] = \\ &= \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{ch} \cdot Z^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right] = f \cdot R_\infty Z^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right] \end{aligned}$$

Modelul de la Bohr, energia unei nivele n este: $W_n = f R_\infty ch \frac{Z^2}{n^2}$

$$R_\infty = 109737,42 \pm 0,6 \text{ și } ch = 2,99776 \cdot 10^{10} \times 6,626 \cdot 10^{-34}$$

, valoarea, în ergi, a unei nivele n este:

$$W_n = -109737,42 \times 19863 \cdot 10^{-17} f \frac{Z^2}{n^2} \text{ ergi;}$$

$$W_n = -2479824,111 \cdot 10^{-17} f \frac{Z^2}{n^2} \text{ ergi} = \sim -24798 \cdot 10^{-17} f \frac{Z^2}{n^2} \text{ ergi}$$

Pe de altă parte, termenii spectrali T_n , sunt legați
văzut de W_n prin: $T_n = -\frac{W_n}{ch} \text{ cm}^{-1} = f \cdot R_{\infty} \frac{1}{n^2}$

(termenii spectrali experimentali sunt pozitivi). Este
valoarea energiile nivalelor atomice în numere de undă,
liniile spectrale corespondătoare unor tranzitii date,
deci în numere de undă.

Reprezentare grafică.

Pentru a avea o vedere de ansamblu mai sugestivă,
este să reprezenta grafic nivalele de energie și tranzis-
tia la emisie și absorția de energie radiantă¹⁾,
bîgnuiu să facă Bohr și Sommerfeld. Reprezentăm un
grafic printr-o linie orizontală aşezată cu atât mai sus
respectiv este mai mare. Fie W_1, W_2, W_3 trei nivele
determinate printr'un mijloc orizontal unde $W_1 < W_2 < W_3$.

Presupunem că nivalele sunt date în numere de undă și
în formă $-f \cdot R_{\infty} \frac{Z^2}{n^2} \text{ cm}^{-1}$ adică au valori negative.

Într-un interval $f \cdot R_{\infty} \frac{Z^2}{n^2} \geq 0$. Pe fiecare nivel $\frac{W_n}{ch}$ îl co-
termen spectroscopic $T_n > 0$ așa că: $T_n = -\frac{W_n}{ch} = f$

Pentru a apăra liniile orizontale la infățișarea corespunzătoare
fizică o scără a numerelor de undă, care să reprezinte $\tilde{\nu}$

$\tilde{\nu}$ de care avem nevoie (de ex. într-o $\tilde{\nu} = 0$ și $\tilde{\nu} = f$)

în scara de numere vor fi totuși în general reprezentate
două liniile orizontale: Grundlinie (fundamentală) și Spektral-
linie (spectrală) care corespund.

Im de ex. această scără pe partea dreaptă a graficului și fișul pozitiv în jos. Fie T_1, T_2, T_3 , trei termeni speciați ($T_1 > T_2 > T_3$; căci T_n e cu atât mai mare cu cât e mai mic). Reparam pe scără punctele corespunzătoare lui T_1, T_2, T_3 și desenăm liniile orizontale respective. Liniile se întâlnesc în același timp năvălele W_1, W_2, W_3 după relația $\frac{W_n}{ch}$. Putem marca, în stânga, în dreptul fiecărei linii, respectiv a energiei: $W_n = -T_n \cdot ch$; mai practic însă desenăm, în stânga, o scără corespunzătoare pentru energia sazana de: $W_n = -ch \cdot T_n$.

rezupunem că atunci când atomul trce din starea W_3 pe W_1 se emite niște quante de frecvențe $\tilde{\nu}_{3,1} = W_3 - W_1$ și $\tilde{\nu}_{2,1} = W_2 - W_1$. Marcăm grafic această emisie printr-o săgeată, A, căreia aratănd și sensul saltului (în figură s'a marcat cu un punct) și quantele $\tilde{\nu}_{3,1}$ și $\tilde{\nu}_{2,1}$. Cum de pildă $\frac{W_3 - W_1}{ch} = -f \cdot R_{\infty} \cdot \frac{\lambda^2}{3^2} - (-f \cdot R_{\infty} \cdot \frac{\lambda^2}{1^2}) = T_1 - T_3$ săgeții A reprezintă, cînd la scara din stânga, frecvențe care caracterizează, iar pe scara din dreapta energia sa $= h\nu_{3,1}$. Tot așa pentru transiția $\tilde{\nu}_{2,1}$. Săgma este cu atât mai cărătrătă decît frecvența, respectiv energia quantei, este mai mare. Noul nostru mai putem marca o serie de informații. Astfel trce în dreptul fiecărei săgeți lungimea de undă respectivă sau $\lambda_A = \frac{10^3}{\tilde{\nu}}$; $\lambda_{u,x} = \frac{10^n}{\tilde{\nu}}$; putem desena și săgeata cu trăsătură mai groasă cu cît intensitatea liniei spectrale este mai mare. Desenam diferențele tranzitiei la distanța $aR = aA$.

între ele, aşa că distanța între verticele să reprezinte
relația de energie între tranzițiile respective (vezi fig.)
marca și alte date, cum ar fi numerele quantice principale
ale axei mari, etc. Pentru a marca absorpsiile schimbă se
De semnalat este că aceste grafice nu pot atinge precizia
telor experimentale și că rolul lor este de a da o imagine
utilă în diferitele discuții care au loc, în legătură
considerată.

Reprezentarea grafică a lui de Hidrogen. (cazul când se consideră numărul quartic principal, 72).

Nivelurile de energie, pentru Hidrogen, sunt date de
 $W_n = -\frac{R_{\infty} \cdot ch}{n^2} = -\frac{R_H \cdot ch}{n^2}$. Termenii spectroscopici
 $T_n = -\frac{W_n}{ch} = \frac{R_H}{n^2} \text{ cm}^{-1}$. Aici, $f R_\infty = R_H = 109677,759$.
Aveu nevoie deci, pentru o reprezentare de ansamblu a ene-
Hidrogenului de un domeniu de numere de undă cuprins între
 $\frac{R_H}{7^2} \sim 410000 \text{ cm}^{-1}$ și $\frac{R_H}{1^2} = 0$. Alegem o scală
țelor așa că în spațiul de care dispunem să ne încapă în
vizion. Termenii spectroscopici ai Hidrogenului sunt:
 $T_1 = \frac{R_H}{1^2} \sim 109677,76 \text{ cm}^{-1}$; $T_2 = \frac{R_H}{2^2} \sim 27419$; $T_3 = \frac{R_H}{3^2} \sim 12186$; $T_4 = \frac{R_H}{4^2} \sim 7046$; $T_5 = \frac{R_H}{5^2} \sim 4580$.
Desenăm liniiile orizontale plecând din punctele de pe
reprezentările numerale de mai sus. Mai figurează și graficele
împotriva $\frac{1}{n^2}$ și o altă pentru $\frac{a_n}{a_m}$ care să ne arate
relativitatea axei mari și altitudinea, respectiv a raziei
împotriva raportului. Deosebit de puternică este po-

mii cu precizie suficientă, scriem în dreptul fiecărei orizontale
jourelor exactă a termenului respectiv. Pe partea stângă desemnăm o
ară a energiilor respective, exprimate în $V \text{ cm}^{-1}$.

Energiiile de excitare și acces
e ionizare, exprimate în volți.

Pentru motive practice, se obținește de multe ori, să se susțină că energia nivelului $n=1$, ea corespunzătoare atomului în stare nematerială, neexcitată, ca fiind egala cu 0. Ca să ridicăm electronul de pe nivelul $n=1$, pe un nivel superior, va trebui să venim din afară cu o cantitate de energie de excitare. Dacă extragem electronul de pe pătră $n=1$, scotându-l practic de sub influența sarcinilor nucleu-
l, dacă ionizăm atomul, cheltuim o energie de extragere numită
energie de ionizare. Energia pe care trebuie să
lăsă atomului pentru a trimite la infinit electronul de pe pătră
 $= 1$, adică accesul ionizare a atomului în stare normală, este
aceea pe care a obligat-o atomul când aducem un electron
la infinit până la această pătră; înseamnă deci că energia de
ionizare, I_1 , este egală și de sens contrar cu energia pătrii
 $= 1$, $I_1 = -W_1$. În general, energia de extragere (ioniza-
re) unui electron de pe nivelul n este $I_n = -W_n$; ea e
atât mai mică cu cat nivelul de excitare dela care plecăm este
mare. Se obținește să se exprime energiile de excitare și de
ionizare de către relația următoare:

învelului $n=1$ este

minimum $I_n = E_n - E_{n-1}$

Pentru transformarea energiilor în electroni volți obținute la o frecvență $\tilde{\nu}$ este $hc\tilde{\nu}$ energia corespunzătoare frecvenței $\tilde{\nu}$ este $hc\tilde{\nu}$

$$hc\tilde{\nu} = e \frac{V}{300} \text{ ergi} = 1,601 \cdot 10^{-12} V$$

de unde numărul corespondator V de electroni volți este

$$V = \frac{hc\tilde{\nu}}{e} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \cdot 2,99716 \cdot 10^{10} \cdot 3 \cdot 10^8}{4,803 \cdot 10^{-12}} \tilde{\nu} = 1,24066 \cdot 10^4 \tilde{\nu}$$

dacă: $V = 1,24066 \cdot 10^4 \tilde{\nu}$ (d)

unde V este exprimat în volți și $\tilde{\nu}$ în cm^{-1} .

La o frecvență $\tilde{\nu}$ corespunde un număr V de electroni sau mai pe scurt V volți, cum se obținește a se spune relația (d). Tot așa, dacă vrem să găsim numărul de care corespund la un electron volt, avem:

$$e \frac{1}{300} = hc\tilde{\nu} ; \quad \tilde{\nu} = \frac{e}{300hc} \text{ cm}^{-1} = \frac{1}{1,24066 \cdot 10^4} \text{ cm}^{-1}$$

$$\tilde{\nu} = 8060 \text{ cm}^{-1} ; \quad \text{deci}, \quad 1 \text{ volt} = 8060 \text{ cm}^{-1}$$

Astfel, energia de ionizare a atomului normal de hidrogen

$$I_1 = \frac{R_H}{1^2} = 109677,76 \text{ cm}^{-1} = \frac{109677,76}{8060} \text{ volți} = 13,60 \text{ volți}$$

$$\text{sau: } I_1 = 109677,76 \times 1,24066 \cdot 10^{-4} = 13,60 \text{ volți}$$

Tot așa energia de ionizare I_2 a electronului din pătrat

$$I_2 = -W_2 = f \cdot R = \frac{Z^2}{22}.$$

$$\text{Pentru hidrogen } I_2 = \frac{109677,76}{4} \text{ cm}^{-1} = \frac{13,60}{4} \text{ volți} =$$

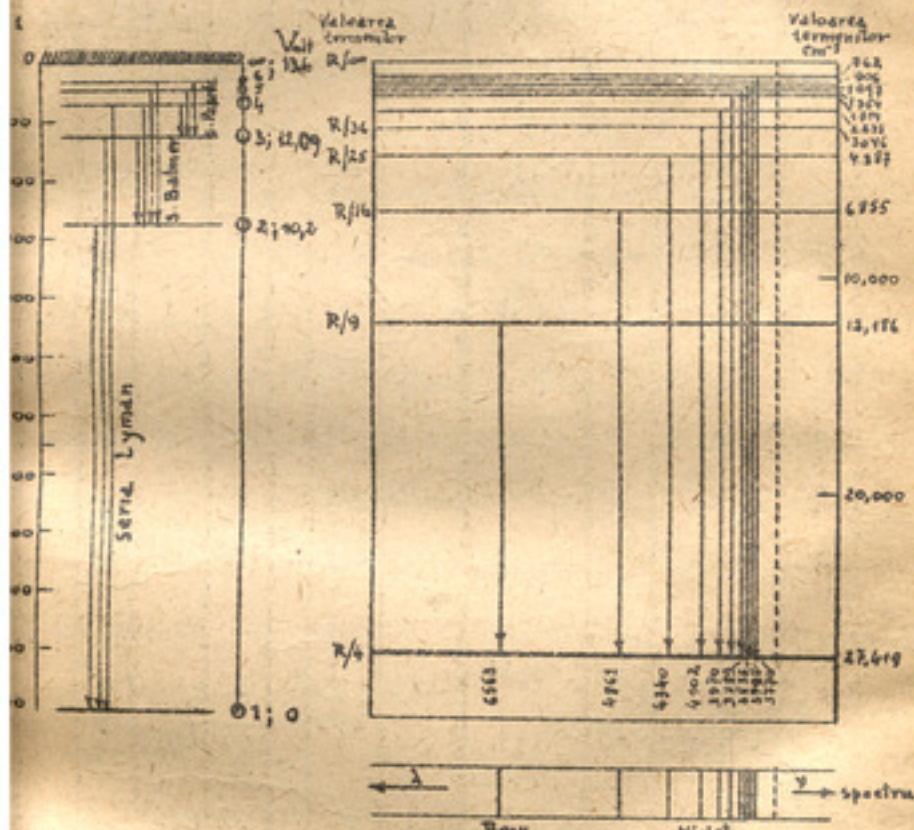
$$\text{Apoi: } I_3 = \frac{109677,76}{9} \text{ cm}^{-1} = \frac{13,60}{9} \text{ volți} = 1,51 \text{ volți}$$

Pentru energiile de excitare, E_n , adică energia cu atomului ca să fie ridicat la starea quantică n , obținem

$$E_n = I_1 - I_n = \frac{R_H}{1^2} - \frac{R_H}{n^2} .$$

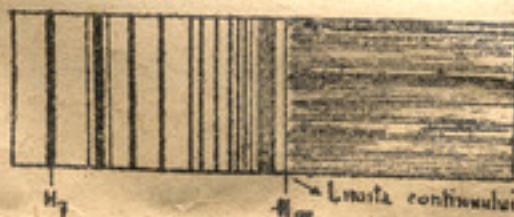
$$\text{Astfel, pentru atomul de hidrogen: } E_2 = 13,6 - 3,4 = 10,2 \text{ eV} ; \quad E_3 = 13,6 - 1,51 = 12,09 \text{ eV}$$

consecință, se obținește să se evidențieze în grafic și o scară de valori (vezi fig. 17).

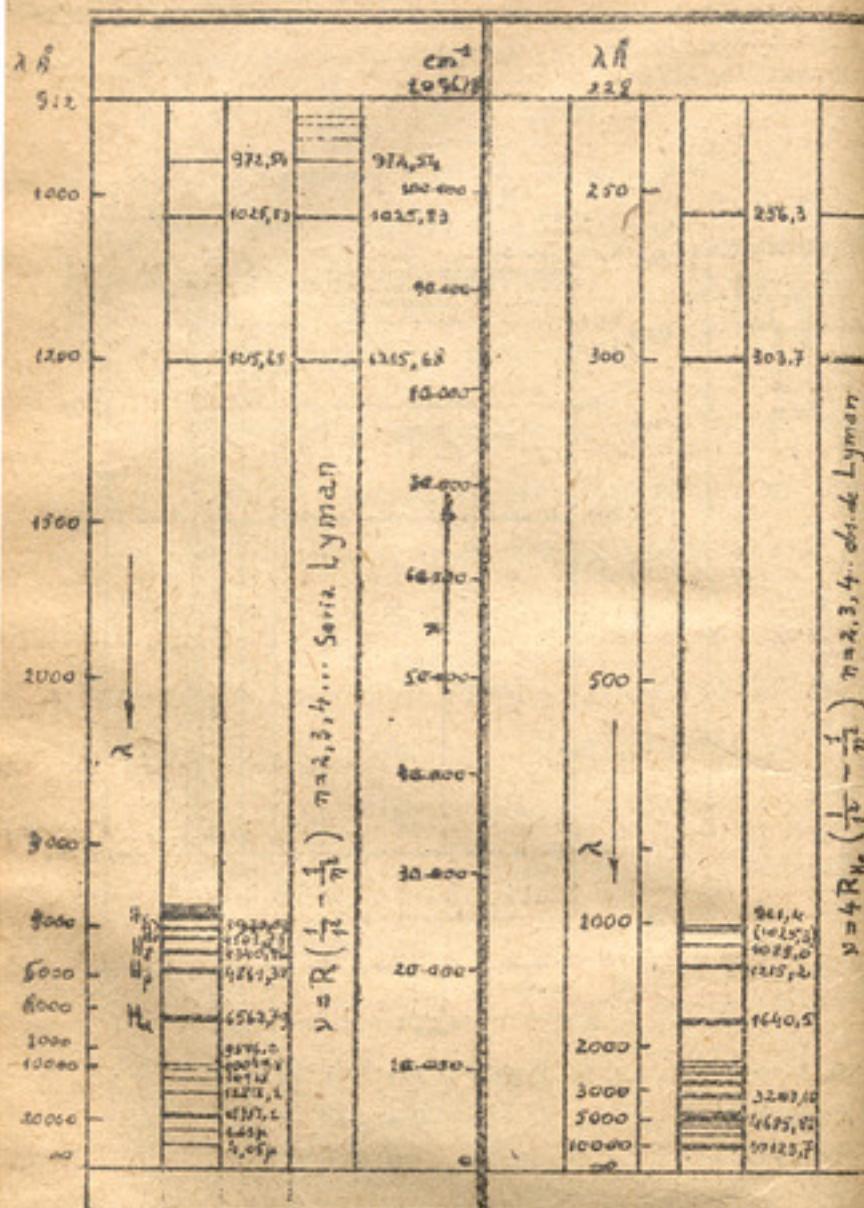


Schema termenilor
Hidrogenului.
Fig. 17 d.

Diagrama nivelelor seriei
Balmer
Fig. 17 e



Termeni superioři ai seriei Balmer și frontul continuu (d. Herzberg)
Fig. 17 b.



Spectrul absorției
Hidrogen

Fig. 17 (c,d).

Spectre gen V. Srotian.

Spectrul de scântări al $H\alpha$

d

Spectrul de soare, de III.

He II este un atom hidrogenoid, cu o sarcină $Z=2$ și un electron planetar (atomul de He ionizat o singură dată, ionul He^+) pe modelale, Bohr și Sommerfeld simple, emisia spectrală a acestui aton este: $\tilde{\nu} = 2^2 f_{\text{He}} R_{\infty} \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right] = 4 R_{\text{He}} \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right]$. Aproximația mică diferență între valorile lui R_H și R_{He} , frecvențele emise de He II sunt de patru ori mai mari ca acele corespondătoare dela H. Așa încât dacă desemnăm un grafic pentru He II sim un desen superpozabil pe acel al Hidrogenului dacă în scara sovintelor, punem $4\tilde{\nu}$ în loc de $\tilde{\nu}$ frecvențe pe cm. Ca exemplu și fig. 17 d superpozabilitatea figurei 17 c, unde însă lungimile de undă sunt aprox. de 4 ori mai mici ca acele ale Hidrogenului. În fizic se mai vede clar suprapunerea unor linii din seriile Fowler și Pickering cu linii de ale Hidrogenului. Diferența de λ venind din aceea că R_{He} e puțin diferit de R_H poate fi observată în măsuri spectroscopice fine.

Spectrul continuu al atomilor hidrogenoizi.

Dincolo de limita unei serii spectrale apare un fond continuu, așa cum a arătat-o G. Herzberg (Ann. d. Phys., 84, (1927)), în emisie, la seria Balmer, pentru unele surse estre și în spectrele Balmer de absorție existente în compoziția spectrală a luminii unor stele. Această fond continuu însepe la îta seriei și scade în mod continuu, mai încet sau mai repede, decrescător, după natura emisiei de liniști.

Partea hășurată în grafic deasupra nivelului de energie prezintă regiunea de fond continuu.

Explicația acestui fond continuu este în rezumat, următoare. În jurul nucleului de hidrogen, de exemplu a ionului H^+ , se trăznesc după diferitele conice cerute de forțele centrale corespunzătoare și de condițiunile inițiale. Conicele închise (elipse) corespund la atomul propriu zis care în modelul nostru este considerat ca având dimensiuni finite. Astfel electronul gravitațional închis în jurul nucleului când atomul e în stare nu sunt în diferitele stări quantice de excitare pe care le-ai și care au energii negative, $-\frac{f \cdot R_{\text{Bohr}} \cdot c \cdot h \cdot Z^2}{n^2}$, variind între $-\frac{f \cdot R_{\text{Bohr}} \cdot c \cdot h}{Z^2}$ și 0 (când potențialul și energia cinetică a electronului sunt nule). În tot acest timp suntem în cazul unei periode daci cărora le putem aplica quantificarea Sommerfeld, Wilson, Bohr.

Să imaginăm acum, într'un tub de descărcare, un ion de hidrogen, un nucleu care se găsește într-un mediu cu electroni liberi (cum e cazul într'un tub de descărcare sau într'o stea născătoare). Acești electroni, care ajung în vecinătatea nucleului nostru, din inițiale așa că sub influența forțelor coulombiene și a gravitației se vor găsi pe o traectorie curată: o parabolă sau o hiperbolă, se vor găsi pe o traectorie curată totală: $E = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{Ze^2}{r}$. Astfel de energii pot însă varia mod continuu căci traectoriile neperiodești nu sunt quantificate. Presupunem că un astfel de electron cade pe un nivel de energie.

intificat al nucleului nostru .Apare o cantă dată de :

$$h\nu = \left(\frac{1}{2} mv^2 - \frac{Ze^2}{r} \right) - \left(-\frac{2\pi^2 me^4 Z^2}{h^2 n^2} \right).$$

te normală a seriei corespunzătoare nivelului pe care cade electronul de pe traseoarele nequantificate este însăși valoarea acestui nivel.Ori, în cazul nostru energia quantei crește față de astăzi limită cu $\Delta E = \frac{1}{2} mv^2 - \frac{Ze^2}{r}$. Deci fondul continuu se de la limita seriei spre undele scurte.

Structura fină a liniiilor spectrale.

Dacă examinăm cu mijloace spectroscopice mai puternice emisiile spectrale ale Hidrogenului sau ale He II, în special dacă în o regiune mai comodă cum ar fi seria Balmer la Hidrogen sau și din vizibil ale He II, cum ar fi primul termen din seria Fowler a $4685,81 \text{ \AA}$ ($\tilde{\nu} = 4 R_{He} \left[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} \right]$), observăm că aceste emisii nu sunt simple dar sunt separabile într-o serie de componente; zicem că ele posedă o structură fină. Ca exemplu vesi grafal coresponditor razei $4685,81 \text{ \AA}$ (fig.18).

Modelele atomice au trebuit perfectionate.Un prim pas a fost făcut tot de Sommerfeld (Ann.d.Phys. 51, 1 (1916)) care a socotit model de atom aplicând relativitatea. Modelul relativistic al Sommerfeld explică o parte din caracteristicile structurii fină nu pe toate. Pentru o explicație mai completă se mai introduce în calcul o nouă proprietate pentru electroni, aceea că intervine cu un incule de rotație propriu, numit spinul electronului, care aduce ca efect secundar o energie

gia tracectoriilor de acelaș ordin de mărime ca relativitate.

Vom schița de pe acum modelul relativistic al lui Sommerfeld care ne va arăta între altele cum putem ridica degenerența orbitală noastră păinând seama de relativitate. Calculul complica-

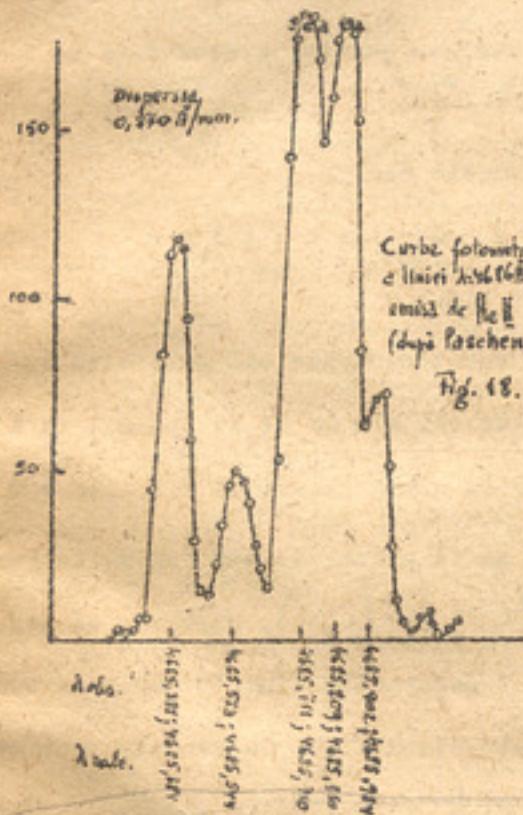


Fig. 18.

se poate de exemplu în feld (Atombau und nien). Interesul pe este pentru moment, cum se pune problema din rezultatele de care ne vom serva prelucrarea emisiunii după acest model mai în amănunt, dat în completările sătul fascicolei).

Modelul relativistic al lui Sommerfeld.

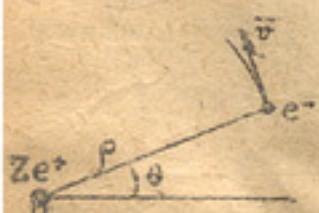


Fig. 19.

Nucleul cu Ze^+ sarcini se găsește într-un sistem, ρ, θ , de către electron e^- gravitașă în jurul său. Potențialul său este: $U = -\frac{e^2}{r}$. Energie cinetică va fi: $T = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$ unde $\beta =$

În loc să se calculeze energia potențială gravitașă a nucleului și de către

ata de mișcare este $m\vec{v} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \beta \vec{c}$

mentele sale sunt ca și în mecanica clasică: $\vec{p}_P = m\vec{v}$

$$= m\beta^2 \vec{\theta} \quad \text{unde :} \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

energiei ne spune:

$$T + U = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) - \frac{Ze^2}{r} = E$$

funcționarea lui Lagrange capătă o expresie puțin diferită

ul relativității vom întrebuița în mijloc ecoulit pentru a

la impulsul și legătura dintre ele). Cum
 $\beta^2 = \frac{v^2}{c^2} = \frac{1}{c^2} \left(\vec{p}^2 + \vec{\theta}^2 \right) = \frac{1}{m^2 c^2} \left(\vec{p}_P^2 + \frac{\vec{p}_\theta^2}{\beta^2} \right)$

scotem pe β din expresia energiei, avem :

$$\frac{m_0}{\beta^2} - 1 = \frac{E + \frac{Ze^2}{r}}{m_0 c^2} \quad \text{și} \quad \frac{1}{1-\beta^2} = \left(1 + \frac{E + \frac{Ze^2}{r}}{m_0 c^2} \right)^2; \text{ apoi :}$$

$$\frac{1}{1-\beta^2} \left(\frac{\vec{p}_P^2}{\beta^2} + \frac{\vec{p}_\theta^2}{\beta^2} \right) = \frac{(1-\beta^2)}{m_0^2 c^2} \left(\frac{\vec{p}_P^2}{\beta^2} + \frac{\vec{p}_\theta^2}{\beta^2} \right) \text{ și deci :}$$

$$\frac{1}{1-\beta^2} - 1 = \frac{1}{m_0^2 c^2} \left(\frac{\vec{p}_P^2}{\beta^2} + \frac{\vec{p}_\theta^2}{\beta^2} \right).$$

înținem seama și de legea ariilor, care cere că: $\vec{p}_\theta = e\vec{t}_\theta = P$

$$\vec{t}_\theta = 1 + \frac{1}{m_0 c^2} \left(\frac{\vec{p}_P^2}{\beta^2} + \frac{\vec{p}_\theta^2}{\beta^2} \right) = \left(1 + \frac{E + \frac{Ze^2}{r}}{m_0 c^2} \right)^2 \quad (a_1)$$

lucem acest unghiul θ observând că:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dp}{d\theta} \cdot \frac{d\theta}{dt} = \frac{dp}{d\theta} \cdot 0 = \frac{dp}{d\theta} \cdot \frac{P}{m\beta^2}; \quad (\text{căci } p_\theta = m\beta^2 \dot{\theta} = P)$$

$$m\dot{\beta} = p_\beta = \frac{P}{\beta^2} \frac{dp}{d\theta}.$$

$$1 + \frac{1}{m_0 c^2} \left(\frac{\vec{p}_P^2}{\beta^2} + \frac{\vec{p}_\theta^2}{\beta^2} \right) = 1 + \frac{1}{m_0 c^2} \cdot 2 \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) + \frac{1}{m_0^2 c^4} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right)^2.$$

$$\text{d.e.: } \frac{\vec{p}_P^2}{\beta^2} + \frac{\vec{p}_\theta^2}{\beta^2} = 2m_0 E + 2m_0 Ze^2 \frac{1}{\beta^2} + \frac{E^2}{c^2} + \frac{Z^2 e^4}{c^4} \frac{1}{\beta^2} + 2Ze^2 \frac{E}{c^2} \frac{1}{\beta^2}$$

$$\therefore \left(\frac{1}{\beta^2} \frac{dp}{d\theta} \right)^2 \frac{P^2}{\beta^2} + \frac{P^2}{\beta^2} = \left(2m_0 E + \frac{E^2}{c^2} \right) + 2 \left(m_0 Ze^2 + Z^2 e^2 \frac{E}{c^2} \right) \frac{1}{\beta^2} + \frac{Z^2 e^4}{c^4} \frac{1}{\beta^2}$$

$$= m_0^2 c^2 \left[\left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right)^2 - 1 \right] + 2m_0 Ze^2 \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right) \frac{1}{\beta^2} + \frac{Z^2 e^4}{c^4} \frac{1}{\beta^2}.$$

Transformând încă puțin relația din urmă avem:

$$\left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{d\theta} \right)^2 = \frac{m^2 c^2}{P^2} \left[\left(1 + \frac{E}{m^2 c^2} \right)^2 - 1 \right] \rho^2 + 2 \frac{m^2 Z e^2}{P^2} \left(1 + \frac{E}{m^2 c^2} \right) \rho - \left(1 - \frac{Z^2}{P^2} \right)$$

Punând: $\tilde{\Gamma}^2 = \left(1 - \frac{Z^2 e^2}{P^2 c^2} \right)$

căpătăm: $\left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{d\theta} \right)^2 = \frac{m^2 c^2}{P^2 \tilde{\Gamma}^2} \left[\left(1 + \frac{E}{m^2 c^2} \right)^2 - 1 \right] \rho^2 + 2 \frac{m^2 Z e^2}{P^2 \tilde{\Gamma}^2} \left(1 + \frac{E}{m^2 c^2} \right) \rho + \frac{m^2 c^2}{P^2 \tilde{\Gamma}^2}$

In definitiv, ajungem la: $\left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{d(\tilde{\Gamma}\theta)} \right)^2 = 2 \frac{m^2 Z e^2}{P^2 \tilde{\Gamma}^2} \left(1 + \frac{E}{m^2 c^2} \right) \rho + \frac{m^2 c^2}{P^2 \tilde{\Gamma}^2} \left[\left(1 + \frac{E}{m^2 c^2} \right)^2 - 1 \right]$

relație de forma: $\left[\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{d\psi} \right]^2 = 2 C_1 \rho + C_2 \rho^2 - 1 \quad (\alpha_2)$

punând: $C_1 = \frac{m^2 Z e^2}{P^2 \tilde{\Gamma}^2} \left(1 + \frac{E}{m^2 c^2} \right) ; C_2 = \frac{m^2 c^2}{P^2 \tilde{\Gamma}^2} \left[\left(1 + \frac{E}{m^2 c^2} \right)^2 - 1 \right]$

Avem forma diferențială a unei conice. Relația (α_2) corespunde unei conice de forma:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{a} \cdot \frac{1 - \varepsilon \cos(\tilde{\Gamma}\theta)}{1 - \varepsilon^2} \quad (\alpha_3)$$

a cărei diferențială este:

$$\left[\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{d(\tilde{\Gamma}\theta)} \right]^2 = \frac{2}{a^2(1-\varepsilon^2)} \rho^2 - \frac{1}{a^2(1-\varepsilon^2)} \rho^2 - 1 \quad (\alpha_4)$$

Comparând (α_2) cu (α_4) putem determina axa mare și ex-

tatea corespunzătoare mișcării noastre. Astfel:

$$C_1 = \frac{1}{a(1-\varepsilon^2)} \quad C_2 = -\frac{1}{a^2(1-\varepsilon^2)}$$

Forma traeectoriei.

Admitem că mișcarea înăstră se face pe o elipsă, adică

în cazul nostru, mișcarea este o elipsă raportată la un sistem

coordonate polare ρ și ψ , unde $\psi = \tilde{\Gamma}\theta$.

Puteam vedea, prin considerații simple geometrice, că mișcarea raportată la ρ și θ , care ne interesează pe noi,

mișcarea raportată la ρ și ψ , care nu interesează pe noi,

la ψ o variație cu $\frac{1}{2}\pi$ a arcului $\tilde{\Gamma}\theta$. Când arcul θ variază,

resa ρ nu trece prin valoarea initială, valoare pe care o va

numai după atinge o creștere de $Z\pi$, adică atunci

înse $(\gamma \theta + 2\pi)$, deci când θ variază cu $\frac{2\pi}{\gamma}$;
 $\left(\theta + \frac{2\pi}{\gamma}\right) = \gamma\theta + 2\pi$) Cum $\gamma < 1$ (căci $\gamma^2 = 1 - \frac{e^2 P^2}{c^2 R^2}$), deci
 minus o valoare pozitivă, raza vectoare trece prin aceeași va-
 pă ce: $\Delta\theta = \frac{2\pi}{\gamma} - 2\pi = 2\pi(\gamma^{-1} - 1)$.

Înțelesă atențunea supra razei vectoare care corespunde axei mari,
 pseudo elipsa noastră suferă o precesie în sensul mișcării par-
 pe traectorie și în jurul unei axe normale planului mișcării,
 trece prin unul din focare. Locul punctelor pe care le atinge
 în este un cerc cu raza ($a + c$); tot așa afeliul se mișcă pe
 cu raza ($a - c$) vedi fig.20. Avem o mișcare deci pe un fel de



$\Delta\alpha = 2\pi(\gamma^{-1} - 1)$ Fig.20.

Condițiile de quantificare.

Că și în cazul elipsei neexistă
vîstă:

$$J_\theta = \int_0^{2\pi} P_\theta d\theta = K h = 2\pi P$$

$$P = K \frac{h}{2\pi}$$

unde K este îărâgi număr al quan-
tice azimutal. Pentru numărul
quantic radial avem:

$$\oint p_r dp_r = n' h$$

Cum $P_r = m \dot{\varphi} = m \frac{df}{d\theta} \cdot \theta$

$$= m \frac{df}{d\theta} \frac{P}{m f} = \frac{P}{f}$$

$$P \int_{P_r}^P \frac{1}{f} df = n' h = P \int_{P_r}^P \frac{1}{f} \frac{df}{d\theta} d\theta$$

Ecuatia miscarii ne dă elementele acestei integrale, elipsei: $\frac{1}{\gamma} = \frac{1}{a} \frac{1 - \varepsilon \cos \gamma \theta}{1 - \varepsilon^2}$

obtinem prin diferențiere logaritmica:

$$\frac{d\gamma}{\gamma^2} = \frac{-\varepsilon \dot{\gamma} \sin \gamma \theta}{1 - \varepsilon \cos \gamma \theta} d\theta \quad ; \quad \left[\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{d\gamma}{d\theta} \right]^L = \frac{+\varepsilon^2 \dot{\gamma}^2 \sin^2 \gamma \theta}{(1 - \varepsilon \cos \gamma \theta)^2}$$

$$P \int_0^{2\pi} \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{d\gamma}{d\theta} \right)^2 d\theta = P \int_0^{2\pi} \frac{\varepsilon^2 \dot{\gamma}^2 \sin^2 \gamma \theta}{(1 - \varepsilon \cos \gamma \theta)^2} d\theta = \varepsilon^2 \dot{\gamma}^2 P \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \gamma \theta}{(1 - \varepsilon \cos \gamma \theta)^2} d\theta$$

Iercurile integralei sunt $0 \rightarrow \frac{2\pi}{\dot{\gamma}}$, care e domeniul de variație pentru care γ suferă perioada sa completă.

$$= \varepsilon^2 \dot{\gamma}^2 P \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \gamma \theta}{(1 - \varepsilon \cos \gamma \theta)^2} d\theta = \varepsilon^2 \dot{\gamma}^2 P \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \gamma \theta}{(1 - \varepsilon \cos \gamma \theta)^2} d\theta$$

$$= \varepsilon^2 \dot{\gamma}^2 P \frac{2\pi}{\dot{\gamma}^2} \left[(1 - \varepsilon^2)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right] = 2\pi \dot{\gamma}^2 P \left[(1 - \varepsilon^2)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right]$$

Deci: $2\pi \dot{\gamma}^2 P \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1 \right) = n' h$

Prin urmare se vede că $P \approx K \frac{h}{2\pi}$: $2\pi \dot{\gamma}^2 K \frac{h}{2\pi} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1 \right)$

și mai departe avem: $\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1 = \frac{n'}{JK} : \frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} = \frac{n' + JK}{JK}$; și

relația între K și $n' + JK$ nu mai este sătăcătoare în teoria elipsei relativiste.

Consideratiuni asupra fizicii γ .

Din $\gamma^2 = 1 - \frac{Z^2 e^4}{c^2 p^2}$ deducem dând lui P valoarea

$$\gamma^2 = 1 - \frac{Z^2 e^4 h^2 \pi^2}{c^2 K^2 h^2} = 1 - \left(\frac{2\pi e^2}{ch} \right)^2 \frac{Z^2}{K^2} = 1 - \alpha^2 \frac{Z^2}{K^2}$$

scriind $\alpha = \frac{2\pi e^2}{ch}$, pe care am numit-o, după Sommerfeld, constantă structurii fine. Ne

scriu $\frac{V_b}{c}$ unde V_b este viteza electronului pe traiectorie

a atomului de Hidrogen. Valoarea lui α este:

$$2.27 \cdot 10^{-3} \quad ; \quad 2.53 \cdot 10^{-5} \quad ; \quad 1.22 \cdot 10^{-6}$$

deci are o valoare foarte mică și este un număr par (fără divizori). Cum : $\frac{J^2}{K^2} = 1 - \frac{Z^2}{K^2} \cdot 5,32 \cdot 10^{-5}$

putem socoti valoarea precesiunii periheliului, cât avansarea periheliului în timpul unei revoluții complete:

$$\Delta\theta = 2\pi \left(\frac{1}{J^2} - 1 \right) = 2\pi \left[\left(1 - \frac{Z^2}{K^2} \alpha^2 \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right]$$

Dacă Z nu prea diferă de K , putem lua primul termen din dezvoltarea în serie a radicalului și atunci: $\Delta\theta = \pi \frac{Z^2}{K^2} \cdot 5,32 \cdot 10^{-5}$

Precesiunea periheliului este deci o mișcare foarte lentă.

O relație utilă între excentricitate și numerele quantice ale unei traectorii.

$$\text{In: } 1 - \varepsilon^2 = \frac{J^2 K^2}{(n^2 + \sqrt{K})^2} = \frac{\left(1 - \alpha^2 \frac{Z^2}{K^2}\right) K^2}{\left(n^2 + \sqrt{1 - \alpha^2 \frac{Z^2}{K^2}} \cdot K\right)^2} = \frac{K^2 - \alpha^2 Z^2}{(n^2 + \sqrt{K^2 - \alpha^2 Z^2})^2}$$

Relația e utilă în discuțiile care vor urma.

Energia pe traectorii.

Încîntă de a se vedea cazul general, ceva mai simplu să obținem o precinsă relație energetică în ca. răi teoremei de la început.

Să luăm un sistem de referință. Dacă călătorim cu viteza c este o mre energie cinetică în relativitate, formă energiei.

Energia simplă ca în cazul mișcării nerelativiste. O vom scrie și pornind de la energia potențială și cea cinetică.

Avem un nivel de energie E (nu avem doar un singur nivel de energie, ci un sistem de energii, deoarece fizic circular).

Deoarece mișcarea circulară este uniformă, energia totală este constantă.

Introducem valorile lui ρ_n și β din datele atomului
 $\rho_n = n^2 \frac{h^2}{4\pi^2 m_e Z e^2}$ cu $m_e = \frac{m_e}{\sqrt{1-\alpha^2}}$; $\beta = \frac{v}{c} = \frac{v_h}{c} \frac{\lambda}{\lambda_h}$

deci: $\rho_n = n^2 \cdot \frac{h^2 \sqrt{1-\alpha^2} \frac{\lambda_h}{\lambda}}{4\pi^2 m_e Z e^2}$

Atunci: $W_n = -\frac{Z e^2 4\pi^2 m_e Z e^2}{n^2 h^2 \sqrt{1-\alpha^2} \frac{\lambda_h^2}{\lambda^2}} + m_e c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\alpha^2} \frac{\lambda_h}{\lambda}} - 1 \right]$

dar $-\frac{Z e^2 4\pi^2 m_e Z e^2}{n^2 h^2 \sqrt{1-\alpha^2} \frac{\lambda_h^2}{\lambda^2}} = -\left(\frac{2\pi e^2}{h}\right)^2 \frac{Z^2}{n^2} \frac{m_e c^2}{c^2} \frac{1}{\sqrt{1-\alpha^2} \frac{\lambda_h}{\lambda}} = \frac{d^2}{n^2}$

zi: $W_n = -\frac{d^2}{n^2} \cdot Z^2 \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\alpha^2} \frac{\lambda_h}{\lambda}} + m_e c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\alpha^2} \frac{\lambda_h}{\lambda}} - 1 \right]$

$1 + \frac{W_n}{m_e c^2} = -\frac{d^2}{n^2} \sum \frac{1}{\sqrt{1-\alpha^2} \frac{\lambda_h}{\lambda}} + \frac{1}{\sqrt{1-\alpha^2} \frac{\lambda_h}{\lambda}} = \frac{1 - \frac{d^2}{n^2} Z^2}{\sqrt{1-\alpha^2} \frac{\lambda_h}{\lambda}}$

Relația energiei, pentru un atom hidrogen

este deci:

$$1 + \frac{W_n}{m_e c^2} = \sqrt{1 - \alpha^2} \frac{Z^2}{n^2}$$

își pentru atomul de Hidrogen:

$$1 + \frac{W_n}{m_e c^2} = \sqrt{1 - \alpha^2} = \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - d^2}$$

Rezolvarea unei astfel de atom hidrogenoid va fi dată

$$\hbar v = W_{n_1} - W_{n_2}$$

deci:

$$\tilde{v} = \frac{1}{h c} m_e c^2 \left[\sqrt{1 - \alpha^2} \frac{Z^2}{n_1^2} - \sqrt{1 - \alpha^2} \frac{Z^2}{n_2^2} \right] = \frac{m_e c}{h} \sqrt{\frac{Z^2}{n_1^2} - \frac{Z^2}{n_2^2}}$$

Este oare să intărimă cu aceea constanta Rydberg?

$$R = \frac{133 c^4}{e^2 n^2} = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{133 c k}{e^2 n} \right)^2 \frac{m_e c}{h} = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{133 m_e c}{h} \text{ atunci } \frac{\tilde{v}}{R} =$$

și împărțind ambele membre cu $\frac{d^2}{Z^2}$:

$$\frac{\tilde{v}}{R} = \frac{2}{\alpha^2} \left[\sqrt{1 - \alpha^2} \frac{Z^2}{n_1^2} - \sqrt{1 - \alpha^2} \frac{Z^2}{n_2^2} \right] = \frac{\tilde{v}}{R}$$

In definitiv, al doilea postulat al lui Bohr este

$$\frac{\tilde{v}}{R} = \frac{2}{\alpha^2} \left[\sqrt{1 - \alpha^2} \frac{Z^2}{n_1^2} - \sqrt{1 - \alpha^2} \frac{Z^2}{n_2^2} \right]$$

După înmulțire și scădere radicală în parte, după puterile

lui α , avem:

$$\alpha^2 \frac{Z^2}{n_1^2} = 1 - \frac{1}{2} \left(\alpha \frac{Z}{n_1} \right)^2 - \frac{1}{3} \left(\alpha \frac{Z}{n_1} \right)^4 - \frac{1}{16} \left(\alpha \frac{Z}{n_1} \right)^6 - \dots$$

Înținem seama că α este mic și dacă mai admitem că suntem în
ul în care $\frac{Z}{n_1}$ este mic, putem neglija termenii după α^6 .

Atunci devine:

$$\frac{\tilde{v}}{R} = \frac{2}{\alpha^2} \left[-\frac{1}{2} \left(\alpha \frac{Z}{n_1} \right)^2 - \left(\frac{1}{2} \alpha \frac{Z}{n_1} \right)^2 \right] = \frac{1}{\alpha^2} \left[\left(\alpha \frac{Z}{n_1} \right)^2 - \left(\alpha \frac{Z}{n_1} \right)^4 \right]$$

$$\tilde{v} = \frac{R}{\alpha^2} \alpha^2 Z^2 \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_1^4} \right] = R Z^2 \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_1^4} \right]$$

acest caz, dăm înapoi peste relația lui Balmer, ceea ce rezulta:

Pentru evaluări mai precise sau pentru cazul elementelor
ele, trebuie să utilizăm mai mulți termeni din serie, sau către
se ia formula energiei ca astăzi.

În definitiv, în cazul mișcării circulare, variația numărului
tasa aduce o diferență în ce privește energia față de traiectorie
a socotită în mecanica clasică.

Pentru mișcarea pe o elipsă, unde viteza variază în funcție
de pozitie, fiind mai mare la periheliu decât la afeliu, excentricitatea
unei elipse va interveni în determinarea energiei ei, căci cu atât
elipsa va fi mai turtită cu atât variația de viteză va fi mai mare.
În acest caz, energia va fi funcție și de numărul orbital,
prin deosebire de sistemul degenerat al elipsei nerotate.

Pentru a ajunge simplu la o expresie a energiei, să punem
excentricitatea. Pentru care avem deja o relație: $1 - \frac{e^2}{1 + e \cos \theta}$
săim o expresie a lui $1 - \frac{e^2}{1 + e \cos \theta}$ în funcție de $\cos \theta$.

Observând că: $C_1 = \frac{1}{\alpha(1-\xi^2)} = \frac{m_e Z e^2}{P^2 \gamma^2} \left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)$; $C_2 = \frac{-1}{\alpha(1-\xi^2)}$.

$$\text{Prin că: } \frac{C_1}{C_2} = i \left(1 - \xi^2\right)^{-\frac{1}{2}} \frac{m_e Z e^2}{P^2 \gamma^2} \left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right) \cdot \frac{P^2 \gamma^2}{m_e c} \left[\left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)\right]^{-\frac{1}{2}}$$

$$\text{iar: } C_1 C_2^{-\frac{1}{2}} = \frac{Z e^2}{P^2 \gamma^2} \frac{1 + \frac{E}{m_e c^2}}{\left[\left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)^2 - 1\right]^{\frac{1}{2}}} = \frac{Z e^2}{P^2 \gamma^2} \frac{1}{\frac{\left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)^2}{\left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)^2 - 1}}$$

(Impărțind ambele membri ai fracției cu $\left[\left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$)

$$\text{apoi: } C_1 C_2^{-\frac{1}{2}} = i (1 - \xi^2)^{-\frac{1}{2}} = \frac{Z e^2 2 \pi}{K h c \gamma} \left[1 - \left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)\right]$$

$$(\text{punând } P = K \frac{h}{2\pi}). \text{ Apoi: } i (1 - \xi^2)^{-\frac{1}{2}} = \frac{\alpha Z}{K \gamma} \left[1 - \left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)\right]$$

Ridicând ambele membri la patrat avem:

$$-\frac{1}{(1 - \xi^2)} = \frac{\alpha^2 Z^2}{K^2 \gamma^2} \left[1 - \left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)^{-2}\right]^{-\frac{1}{2}} = -\frac{(n' + K \beta)^2}{K^2 \gamma^2}$$

de unde, prin mici transformări căptăm:

$$\left[1 - \left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)^{-2}\right]^{-\frac{1}{2}} = -\frac{(n' + K \beta)^2}{\alpha^2 Z^2}; \quad 1 - \left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)^{-2}$$

$$\left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)^{-2} = 1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{(n' + \sqrt{K^2 - \alpha^2 Z^2})^2}$$

$$1 + \frac{E^2}{m_e^2 c^2} = \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{(n' + \sqrt{K^2 - \alpha^2 Z^2})^2}\right]^{-\frac{1}{2}}$$

Aceasta este relația la care a ajuns Sommerfeld, prima acela utilizată mai sus, și care ne dă energia în funcție de numerele quantice n' și K și de coeficienți fini.

Rezistența de radiatii va fi dată de: $I_r = \frac{h c}{\lambda^3}$

tice $(n', K)_1$ și $(n', K)_2$. (după cum vom vedea toate transițiile între grupurile (n', K) sunt posibile).

Pentru elementele grele și în special în domeniul razelor λ și comod să se ia în considerare energia aproximativ sub formă (α_4) .

Pentru elementele hidrogencide mai ugoare, mai ales pentru care mulțul este corect și complet (cu excepția antranării nucleare), întrucătă care, C.G.Darwin (Phil.Mag. 32, 537, (1920)), a dat un arătând influența cunoscută asupra lui R și o alta, numindă din punct de vedere practic, asupra lui α pe care e modu aprob. $\alpha \frac{m}{M}$ (deci foarte puțin)), Sommerfeld, utilizându apliceații approximate, suficiente pentru reprezentarea corectă a lor optice.

Relațiile approximate, au avantajul prin simplitatea lor, și să controlul critic cu experiența. Iată ce face Sommerfeld:

$$\alpha (\alpha Z) \text{ este de forma } \left\{ 1 + \frac{(\alpha Z)^2}{A^2} \right\}^{-\frac{1}{2}} \text{ cu } A = n' + \sqrt{K - \alpha^2 Z^2}$$

tâi desvoltăm după puterile crescătoare ale lui α rezultă:

$$A = n' + \sqrt{K^2 - \alpha^2 Z^2} = n' + (K^2 - \alpha^2 Z^2)^{\frac{1}{2}} = n' + K - \frac{1}{2K} (\alpha Z)^2$$

tân după relația binomului exprimă: $\left\{ 1 + \frac{(\alpha Z)^2}{A^2} \right\}^{-\frac{1}{2}}$

$$\left\{ 1 + \frac{(\alpha Z)^2}{A^2} \right\}^{-\frac{1}{2}} = 1 - \frac{1}{2} \frac{(\alpha Z)^2}{A^2} + \frac{3}{8} \frac{(\alpha Z)^4}{A^4} - \dots$$

se sporează sub forma A^{-2}, A^{-4}, \dots ; trebuie să le evaluăm

în desvoltarea în serie respectivă: \dots

$$\frac{1}{A^2} = \left(n' + K - \frac{1}{2K} (\alpha Z)^2 + \dots \right)^{-2} = (n'^2 + K^2 + \frac{1}{4K^2} (\alpha Z)^4 - \dots)^{-2}$$

$$= \frac{1}{(n'+K)^2} \left\{ 1 - \frac{1}{K} \frac{1}{(n'+K)} (\alpha Z)^2 + \dots \right\}.$$

Obținem o relație asemănătoare pentru A^{-1} :

$$A^{-1} = \frac{1}{(n'+K)^2} \left\{ 1 + \dots \right\}$$

rezolvăm acum: $\left\{ 1 + \frac{(\alpha Z)^2}{S^2} \right\}^{-1/2}$ găsim:

$$1 + (\alpha Z)^2 A^{-2} = 1 + (\alpha Z)^2 \frac{1}{(n'+K)^2} \left\{ 1 - \frac{1}{K} \frac{1}{n'+K} (\alpha Z)^2 + \dots \right\} = 1 + \frac{(\alpha Z)^2}{(n'+K)^2} - \frac{1}{K n'}$$

$$\therefore \left\{ 1 + (\alpha Z)^2 A^{-2} \right\}^{-1/2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{(\alpha Z)^2}{S^2} + \frac{5}{8} \frac{(\alpha Z)^4}{S^4} + \dots$$

înănd pentru $\frac{1}{S^2}$, $\frac{1}{S^4}$ valoarea se poate mai sus și

la termenii care duc cel mult la $(\alpha Z)^4$, avem:

$$\begin{aligned} 1 + \frac{E}{m_e c^2} &= 1 - \frac{1}{2} \frac{(\alpha Z)^2}{(n'+K)^2} \left[1 + \frac{1}{K} \frac{1}{n'+K} (\alpha Z)^2 + \dots \right] + \frac{5}{8} \frac{(\alpha Z)^4}{(n'+K)^4} \left[1 + \right. \\ &= 1 - \frac{1}{2} \frac{(\alpha Z)^2}{(n'+K)^2} - \frac{1}{2} \frac{(\alpha Z)^4}{K(n'+K)^3} + \frac{5}{8} \frac{(\alpha Z)^4}{(n'+K)^4} + \dots \\ &= 1 - \frac{1}{2} \frac{(\alpha Z)^2}{(n'+K)^2} - \frac{1}{2} \frac{(\alpha Z)^4}{(n'+K)^4} \left[\frac{n'+K}{K} - \frac{5}{4} \right] + \dots \end{aligned}$$

aceasta dă pentru energie:

$$\frac{E}{m_e c^2} = - \frac{1}{2} \frac{(\alpha Z)^2}{(n'+K)^2} - \frac{1}{2} \frac{(\alpha Z)^4}{(n'+K)^4} \left[\frac{n'+K}{K} - \frac{5}{4} \right] + \dots$$

Wurfeld socotește că este fiind valoarea lui α , pentru

mare, spectrele optice pot fi reprezentate, cu o suficiență de aproximare, coprind seria până la puterea a patra:

Vom introduce și acum, ca și în cazul nășterii nerezonante, pe o elipsă, numărul quantic total n : $n = n' + K$

și acum că emisivitatea spectrală a atomului este dată de:

$$\rho = W_1 - W_2 \quad , \quad \text{deci avem:}$$

$$\frac{1}{c} [W_1 - W_2] = \frac{1}{h c} \left[m_e c^2 \left\{ \left(1 + \frac{(\alpha Z)^2}{(n' + \sqrt{K^2 - (\alpha Z)^2})^2} \right)^{\frac{n}{2}} - 1 \right\} - m_e c^4 \left\{ \left(1 + \frac{(\alpha Z)^2}{(n' + \sqrt{K^2 - (\alpha Z)^2})^2} \right)^{\frac{n}{2}} - 1 \right\} \right]$$

$$\frac{1}{c} m_e c^2 \left[\left(1 + \frac{(\alpha Z)^2}{(n' + \sqrt{K^2 - (\alpha Z)^2})^2} \right)^{\frac{n}{2}} - 1 - \left(1 + \frac{(\alpha Z)^2}{(n' + \sqrt{K^2 - (\alpha Z)^2})^2} \right) \right]$$

semenind cu I și II valorile parantezelor corespunzând energiei inițiale și finale W_1 și W_2 .

Este comod și util să introducem și aici după cum au făcut casal migrații relativiste pe un cale, constanta lui Rydberg:

$$R = \frac{2\pi^2 e^4}{c h^3} m_e = \frac{1}{2} \alpha^2 \frac{m_e c}{h}$$

și să formăm raportul $\frac{\tilde{v}}{R}$. Avem:

$$\frac{\tilde{v}}{R} = \left[\dots \right] \quad ; \quad \text{iar} \quad \frac{\tilde{v}}{\frac{1}{2} \alpha^2 \frac{m_e c}{h}} = \frac{2}{\alpha^2} \left[\dots \right]$$

ssi:
$$\frac{\tilde{v}}{R} = \frac{\tilde{Z}}{\alpha^2} \left[\left(1 + \frac{(\alpha \tilde{Z})^2}{(n^2 + \sqrt{k^2 - \alpha^2 \tilde{Z}^2})^2} \right)^{-1/2} - \left(1 + \frac{(\alpha \tilde{Z})^2}{(n^2 + \sqrt{k^2 - \alpha^2 \tilde{Z}^2})^2} \right)^{1/2} \right]$$

Introducând dezvoltările în serie de mai sus, avem succesiiv:

$$\begin{aligned} \tilde{Z} &= \frac{2}{\alpha^2} \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(\alpha \tilde{Z})^2}{n_1^2} - \frac{1}{2} \frac{(\alpha \tilde{Z})^2}{n_1^4} \left(\frac{n_1}{K_1} - \frac{3}{4} \right) - \left[-\frac{1}{2} \frac{(\alpha \tilde{Z})^2}{n_1^2} - \frac{1}{2} \frac{(\alpha \tilde{Z})^2}{n_2^4} \left(\frac{n_2}{K_2} - \frac{3}{4} \right) \right] \right. \\ &= \left. \left\{ \frac{\tilde{Z}^2}{n_2^2} + \frac{\alpha^2 \tilde{Z}^4}{n_2^4} \left(\frac{n_2}{K_2} - \frac{3}{4} \right) - \left[\frac{\tilde{Z}^2}{n_1^2} + \frac{\alpha^2 \tilde{Z}^4}{n_1^4} \left(\frac{n_1}{K_1} - \frac{3}{4} \right) \right] \right\} \right\} \end{aligned}$$

(n_1, K_1) și (n_2, K_2) sunt numerele quantice (total și total) ale stăriilor finale și inițiale. Frecvența emisă \tilde{v} este ca diferența a doi termeni spectroscopici, dateți în frecvență de forma: $R \tilde{Z}^2 \left[\frac{1}{n_1^2} + \frac{\alpha^2 \tilde{Z}^4}{n_1^4} \left(\frac{n_1}{K_1} - \frac{3}{4} \right) \right] - R \tilde{Z}^2 \left[\frac{1}{n_2^2} + \frac{\alpha^2 \tilde{Z}^4}{n_2^4} \left(\frac{n_2}{K_2} - \frac{3}{4} \right) \right]$

Relativitatea face că în loc de a avea termenii de forma $\frac{\tilde{Z}^2}{n^2}$ avem termeni $\frac{R \tilde{Z}^2}{n^2} + \alpha^2$, unde α^2 , datorită relativității, are o valoare mică (datorită lui α^2):

$$\alpha^2 = \frac{R \alpha^2 \tilde{Z}^4}{n^4} \left(\frac{n}{K} - \frac{3}{4} \right)$$

1.) se numește termenul de corecție pentru relativitate și i. Acum termenii spectrali nu sunt de numai valoare totală ci de valoare numărătoare de valoare de rezonanță.

neuniformități diferite. Sistemul nu mai este degenerat (discuția se înțelege când vom vorbi de sistemele uni și mulți parții).

Introducerea relativității ne multiplică termenii speciei atomului. Cum regula selecționii pentru K se aplică și în ceea ce că pentru un număr quantic total n_L vom avea n_L terminali, corespunzănd valorilor diferențiale pentru

$n_L = n_K (1, 2, 3, \dots, n)$. Cum termenii de corecție sunt mici, termenii speciei atomului asigură un număr quantic total n_L diferenți puțin de la locația transițiile permise între termenii corespunzănd și finală și inițială, vor fi foarte apropiate în ceea ce privește lungimea λ . Ele nu sunt separabile, pentru elementele hidrogenoide, decât cu mijloacele spectroscopice cu putere mare de rezoluție. Înălțarea astfel e prima justificare a acestei teorii în ceea ce privește lărgirea razeelor spectrale.

1. Selecționarea și proiecția.

Termenii spectroscopici ai lui Sommerfeld sunt după ceea ce următoarele:

$$T_{n_k} = \frac{W_{n_k}}{ch} = - \frac{E_{n_k}}{ch} = \frac{R Z^2}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{K} - \frac{3}{4n} \right) \right]$$

Este mai întâi ordinul de mărime a diferențelor între terminali corespondători unui n_L dat.

În general vedem că :

$$\tilde{\nu}_{n_L} = \Delta \tilde{\nu} = \frac{1}{ch} (W_{n_2} - W_{n_1}) = \frac{R \alpha^2 Z^4}{n^3} \left(\frac{1}{K_1} - \frac{1}{K_2} \right)$$

Cazul $n=1$ este simplu, ne având decât posibilitatea de a avea diferențe între 2_1 și 2_2 :

$$\Delta \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_{2_2} - \tilde{\nu}_{2_1} = \frac{R \alpha^2 Z^4}{2^3} \left(\frac{1}{1} - \frac{1}{2} \right) = \frac{R Z^4}{2^4} \alpha^2$$

ind constantele de care ne servim în aceste lecții, calculând $\Delta \tilde{\nu}$, în cazul Hidrogenului ($R_H = 109.677,76 \text{ cm}^{-1}$; $5,32 \cdot 10^{-5}$): $\Delta \tilde{\nu}_H = \frac{R_H \alpha^2}{2^4} = 0,3653 \text{ cm}^{-1}$

în general pentru un element de număr atomic Z , avem:

$$\Delta \tilde{\nu}_Z \sim 0,365 Z^4 \text{ cm}^{-1}$$

separarea celor două subnivele corespunzănd lui $n=2$ (conform în primă aproximație $R = \text{ct.}$).

poate să se luă ca unitate de măsură a separărilor relativ-
oase corespunzătoare lui $2_1 - 2_2$ la Hidrogen. Separarea
raportează când n crește. Astfel pentru Hidrogen:

$$-\tilde{\nu}_{2_2} = \frac{R_H \alpha^2}{3^3} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right) = \frac{R_H \alpha^2}{2^4} 2^3 \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{3^3} = \frac{R_H \alpha^2}{2^4} \frac{2^3}{3^3} = \frac{8}{27} \Delta \tilde{\nu}_H$$

întrucât:

$$\tilde{\nu}_{2_3} = \frac{R_H \alpha^2}{5^3} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \right) = \frac{R_H \alpha^2}{3^3} \frac{1}{2 \times 3} = \frac{R_H \alpha^2}{2^4} \frac{2^3}{5^3} = \frac{8}{81} \Delta \tilde{\nu}_H.$$

valoare astăzi corectă care se adaugă la termenul nerelativistic în cazul seriei lui Balmer ($n=2$) vedem încă o diferență față de valoarea termenului; astfel dacă socotim $\frac{R}{2^2}$, vedem că la termenul $\frac{R}{2^2}$ se adaugă $\frac{R \alpha^2}{2^4} \left(1 - \frac{3}{4} \right) = \frac{1}{4} \frac{R \alpha^2}{2^4}$.

Atât de $\frac{R}{4}$ este de $\frac{\alpha^2}{16} = \frac{5,32}{16} \cdot 10^{-5} \sim 3,3 \cdot 10^{-6}$ ori mai mic.

In definitiv în locul nivelielor corespunzătoare nigerării nerelativiste, ne apar, și anănd aplicarea relativității, și subnivele grupate după valoarea lor relativa-

Separarea între două niveluri consecutive $n_k - n_{k+1}$ se dă cînd K este.

Dacă vrem să reprezentăm grafic aceste subnivele, nu o facem cu precizie dat fiind că separarea lor este multă față de valoarea medie a termenului. Cu acestui restrângere și neignorează că le punem într'un grafic, pentru a avea o imagine a diferitelor transiții spectrale. Astfel pentru hidrogenul clasificarea n_k a nivelelor sale avem un grafic ca în figura

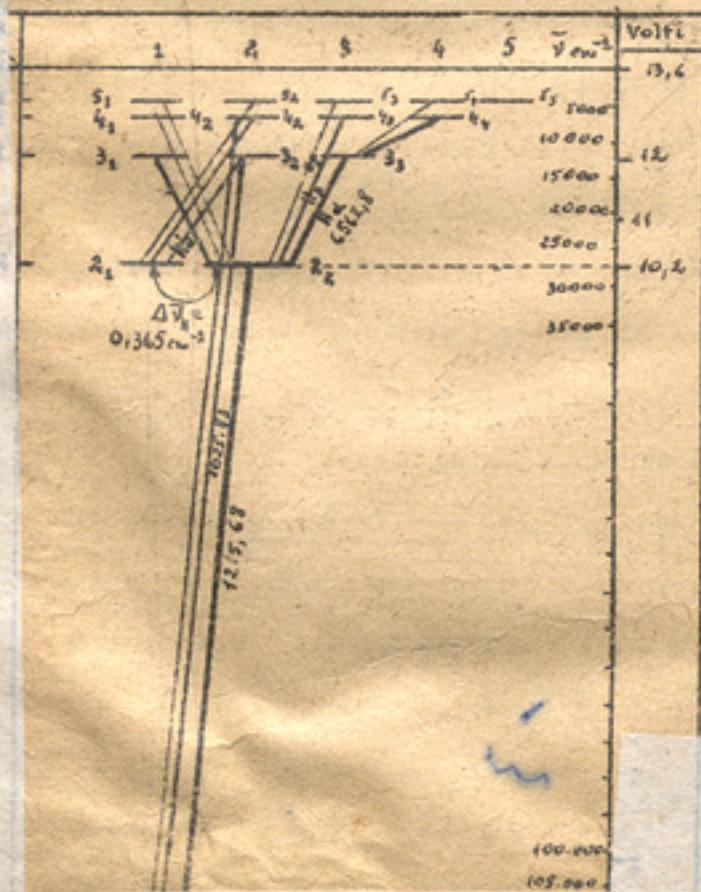


Fig.
Nivelele H_e
în clasificare
(grafic)

ale corespunzătoare unui γ dat se găsesc practic pe o
orizontă. Acele corespunzătoare la un același K pe
sunt respectivă.

misiunile spectrale prevăzute
de temul lui Sommerfeld (clasi-
că N_K) vezi fig.21.

remindăm că pentru Δn nu avem regulă de selecție, apă-
r este permis. Pentru ΔK avem tranziții mai intense cînd
sunt mai puțin intense (probabile) cînd $\Delta K = -1$.

a Lya_αu.

Nivelul de bază este 1_1 (simplu). Nu avem tranziții posibile
în nivel deosebit de pe nivelele cu $K = 2$, oricare ar fi n
pe diferitele nivele $2_2, 3_2, 4_2, \dots n_2$, adică acele care sunt
descunzate în coloana $K=2$, avem tranziții posibile pe nivele
. Saria Lya_αu cu acest model ne apare simplă (fără struc-
tură).

i a Balmer.

Nivelul de bază (final) este $n=2$. El este dublu (2_1 și 2_2).
Pe Balmer apar cu structură fină, fiind compuse fiecare din
lării foarte apropiate. În adevăr: pe nivelul 2_2 avem transi-
țiile de la n_1 , ($\Delta K = -1$) și toate acestea de pe nivele n_2 , $K = +1$). Pe nivelul 2_1 sunt posibile tranzițiile de pe
ale n_2 , ($\Delta K = +1$). În total trei tranziții. Fiec-

linie din seria Balmer are trei componente. Așa de ex. linia γ are componente care corespund la tranzițiile: $(3_1 \rightarrow 2_1)$; $(3_2 \rightarrow 2_1)$. Dat fiind că nivelele de bază 2_1 și 2_2 sunt mai separate decât subnivelele n_1, n_2, \dots, n_n , pentru componentele lui H_{α} sunt mai separate decât acele corespunzătoare ale primei linii din seriile următoare. Apoi cum subnivelele 3_1 și 3_2 sunt separate ca $4_k, 5_k, \dots$, componente H_{β}, H_{γ} etc. sunt și ele mai puțin separate decât acele ale lui H_{α} . De asemenea, liniile de control la Hidrogen au fost făcute pe H_{α} .

Aspectul, în primă aproximație, a structurii liniilor Balmer este acela al unui dublet. Aceasta vine din faptul că nivelele, pentru $n = 3, 4, 5, \dots$ sunt foarte puțin separate și diferența de frecvență între componente vine din separarea nivelor finale $2_1 - 2_2 = 0,565 \text{ cm}^{-1}$. Astfel tranziția $(3_2 \rightarrow 2_1)$ se distinge de cele două tranziții $(3_3 \rightarrow 2_2)$ și $(3_1 \rightarrow 2_2)$ care sunt două din urmă fiind separate numai cu $(3_3 - 3_1)$, separarea lor fiind aproape confundată, formând una din componente ale dubletului, tranziția $2_1 - 2_2$ fiind ea de a doua componentă a dubletului, $\frac{\text{frecvență}}{2}$ astfel, se poate calcula frecvențele celor trei componente; și astfel astfel aspectul aparent de dublet al structurii liniilor Balmer.

Controluri experimentale.

Înainte de teoria lui Sommerfeld exista o teorie a lui Thomae (Phil. Mag. 22, 466 (1887); 34, 226, (1892)), care și-

separare pentru acea zisale dublete H_{α} și H_{β} de valori:

$$\Delta \tilde{\nu}_{H_{\alpha}} = 0,32 \text{ cm}^{-1} \quad \text{și} \quad \Delta \tilde{\nu}_{H_{\beta}} = 0,33 \text{ cm}^{-1}$$

Sommerfeld dă pentru separarea dubletelor H_{α} , H_{β} , H_{γ} , valori: 0,328; 0,349; 0,357, dat fiind constantele utilizate de el anterior. Controluri experimentale au fost făcute între altele de Hansen (Ann.d.Phys. 78, 558) ; W. H. Houston (Astroph.Journ. 64, 1, (1926); N.A.Kent, L. E. Taylor, H.Pearson (Phys.Rev. 30, 266 (1926)) care dau valori coincisând destul de bine cu valorile teoretice. Astfel Taylor dă pentru separările de mai sus valoriile: 0,318; 0,353; 0,354.

Controlul experimental al structurii fine prevăzute de Sommerfeld.

Diferitele tranzitii permise de regulile selecționii și de intensitatea dă pentru o linie spectrală o compoziție dată care trebuie confruntată cu experiența. Astfel de lucrări au fost făcute de Hansen (Ann.d. Phys. 78, 598 (1925)) pentru linia H_{α} și de Hansen, a cărui structură fină a fost urmărită cu lampa lui Lambar. Experiențe delicate atât experimental cât și ca interpretare a rezultatelor. Hansen arată, de la început, că în realitate există o structură mai complicată decât aceea pe care o propunea teoria lui Sommerfeld; în special apare, fără îndoială, o componentă nu poate fi prevăzută cu ajutorul modelului lui. Tot așa se poate da moștenirea al heliului a fost urmărită în detaliu de Fedorov (Ann.d. Phys. 78, 598 (1925)) și de Landshoff (Z. Phys. 33,

(pentru documentare vezi anexa nr. 9 cu liniile mai din serile spectrale ale heliului II).

Seria lui Fowler ($\tilde{\nu} = 4R_{He} \left(\frac{1}{3^L} - \frac{1}{n^L} \right)$) are limite într-un domeniu mai ușor de studiat spectral, special primul termen al seriei este linia ($4685,81 \text{ \AA}$), situată în vizibil și deoarece accesibile măsurilor intercurrente. Paschen a ales-o pentru controlul teoriei lui. Componentele fiind mai separate decât la Hidrogen măsurătoare mai ușor. Să urmărim pentru fixarea ideilor ascunse. Putem avea imaginea teoretică a structurii liniei $\lambda = 4685,81 \text{ \AA}$; $\left\{ \tilde{\nu} = 2^L R_{He} \left(\frac{1}{3^L} - \frac{1}{4^L} \right) \right\}$ făcând un grafic așa ca

sează curent în spectroscopie. Desenăm subnivelele co-

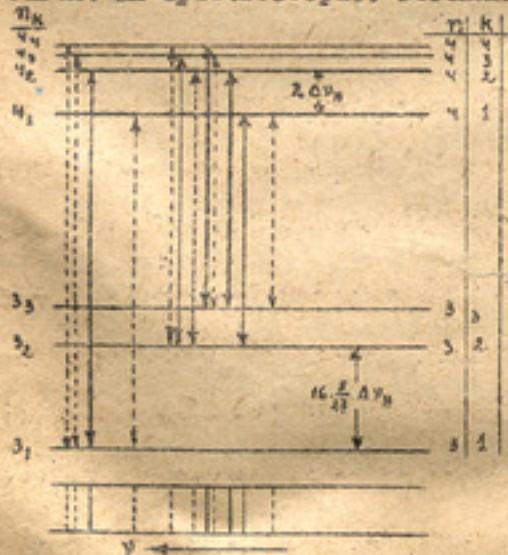


Fig. 22.

Structura fină a razei $\lambda = 4685 \text{ \AA}$ (He^+) cunoscută de modelul Sommerfeld.

n=5 și n=4
cât mai sunt
subnivelele
mică față de
valelor glo-
bală de
în desen, n
valul 4 la
arbitrari fi-
lul 3. (Pentru
zentare la nu-
3 ar fi la ob-

ia mare, separarea nivelor fiind mult superioară celei a sub-nivelelor). În plus tranzițiile verticale sunt separate fără să fie cu distanțe egale diferențelor de frecvențe dintre ele, și se poate avea și o imagine a componentelor așa cum le-am obținut cu spectrograf care le-ar devia proporțional cu frecvențele. Sub-nivelele așa cum sunt desemnate, reprezintă separările teoretice; și Sommerfeld și anume:

Pentru $n=3$ avem:

$$\begin{aligned} -3_1 \text{ e dat de: } \Delta\tilde{\nu}_{4,1} &= 2^4 \frac{R_H \omega^2}{3^3} \left(\frac{1}{1} - \frac{1}{2} \right) = 16 \Delta\tilde{\nu}_H \frac{8}{27} \text{ cm}^{-1} \\ \text{cu } \Delta\tilde{\nu}_H &= 0,365 \\ -3_3 \text{ are o separare } \Delta\tilde{\nu}_{4,3} &= 2^4 \frac{R_H \omega^2}{3^3} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \right) = 16 \Delta\tilde{\nu}_H \frac{8}{81} \text{ cm}^{-1} \end{aligned}$$

$$\text{cu } \frac{\Delta\tilde{\nu}_{4,3}}{\Delta\tilde{\nu}_{4,1}} = \frac{81}{27} \sim 3$$

și așa separarea $4_1 - 4_2$ e dată de

$$\Delta\tilde{\nu} = 2^4 \frac{R_H \omega^2}{4^3} \left(\frac{1}{1} - \frac{1}{2} \right) = 2^3 \frac{R_H \omega^2}{2^6} = \frac{R_H \omega^2}{2^3} = 2 \frac{R_H \omega^2}{2^4} = 2 \Delta\tilde{\nu}_H \text{ și așa mai }$$

te. Diferența între valerile globale ale nivelelor $n=3$

$$\therefore R_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} \right) \text{ deci de aproximativ } 5,7 \cdot 10^3 \text{ ori mai mare}$$

ca separările $3_1 - 3_3$. Cauza este că acele permisibile $\ell = \pm 1$ și că nu există $\Delta\tilde{\nu}_{4,2} = +$ și sunt desemnate mai gros

pentru că nu există tranziții între ele. Rezultatul experimental al lui Paschen este în feare de multe detalii extrem de concordanți cu teoria. Există unele neînțelegeri: astfel tranziția

$4_1 - 3_1$ apare în sâxponență structurii fine, deci ar trebui să se așteptă ca să lipsească; tranziția $4_1 - 3_3$ este ceva mai intensă, experimental, decât tranzitoria $4_3 - 3_2$, deci ar trebui să se așteptă contrariul (vezi curba măsurată).

These small non-trivialities, complicated with unequal complementarity, can be explained by the behavior of the central field in magnetic fields, the results from magnetism, etc., have led to the adoption of new points of view that support the atomic model.

49° Spinul electronului.

In the attempt to put in order in spectra, very complicated, of different elements, and in particular the norms of the modulus, at first, the effect of Zeeman, Sommerfeld and Landé, and later Jordan, Hund, Goudsmit, after them, introduced the structure of multiplets and gave norms of prevalence and the result was the name of the Zeeman effect. With the help of which one can see how spectra, which are similar to those of alkalies, spectra of doublets, can not be explained unitarily and coherently these results. In 1925 W. Pauli (Zts.f.Phys. 31, 765 (1925)) gives a theory of multiplets of spectra, as well as their behavior in magnetic fields due to magnetism, and a great number of other effects.

115

Resultatulă găsită de Goudsmit și Uhlenbeck (Physica 5, 261 (1925)) pe de o parte, de Slater, pe de alta (I.C.Slater Proc. Acad. Amer. 11, 732 (1925)) a analogiei fundamentale între trame de atomi hidrogenoizi și de alcălinoizi^{a)}, au făcut pe Goudsmit și Uhlenbeck să vadă că acelui grad de libertate întreținut pentru electron de către Pauli fi corespunde un impuls cinetic propriu acestei particole și care ar putea fi imaginat sau că, ca fiind datorit rotației electronului în jurul său de gravitate. (S.Goudsmit și B.R.Uhlenbeck Physica 5, 273 (1926); Naturw. 13, 593 (1925); Nature 124 (1926); W.Pauli Zts.f.Phys. 43, 601 (1927); C.O.Dawson Roy. Soc. A 115, 1 (1927); 116, 227 (1927)). Ca altă suvenire, rotului, în mișcarea sa în jurul nucleului, fi revine, pe lângă impulsul cinetic (momentul cantității de mișcare), corespunzători pe traseele sa, un impuls cinetic suplimentar, un moment de inerție, datorit gradului non de libertate admis și pe care îl realizăm prin imaginarea unei rotații în jurul său fizică, analog cu mișcarea pământului în jurul său și în jurul soarelui).

Având un nou grad de libertate trebuie să quantificăm și îl corespundător, așa cum e oare metoda generală de lucru în mecanica quantistică. Fie :

$$\overline{S} = \overline{s} \frac{\hbar}{2\pi}$$

a) Istoriciul acesta va fi mai bine înțeles după ce vom menționa multipleți și vom suna este efectul Zeeman.

Se vede că în cadrul teoriei extinsă a mecanicii cuantitative,

spun Goudsmit și Uhlenbeck, valoarea quantificării de rotație a electronului. El trebuie să fie măsurată de măsură, $\frac{h}{2\pi}$, ca și celelalte impulsioni.

Această idee s'a arătat extrem de fructuoasă, lătitatea unei explicații coherente în comportarea principali, în emisumile atomilor în câmpuri magnetice adusă explicații și prevederi mai corecte și confirmă acele măsurări precedente erau neputințioase.

A apărut însă un fapt surprinzător atunci, că reprezentarea corectă a funcțiilor spectrale trebuie să vectorul quantic \vec{s} are un modul $|\vec{s}| = \frac{1}{2}$. Aceasta s'a simțit nevoie să introducerii unui număr quantic (În mecanica ondulatorii acest număr quantic se natural și apare ca un rezultat normal de calculul cu generale a electromagnetismului, prin metodele mecanicii cu mând seama de relativitate. (P.A.M. Dirac, Proc. Soc. 351 (1928)). Introducerea acestui nou număr quantic rămasă mai sugestivă decât am fi fiindcă ocazia treler de alealine. Fărem însă acest lucru de pe motive de sistematizare a expunerii).

Coresanțe generale ale spinului electronului

Total pare să arate până acum că toți electronii și situația lor, posedă o asemenei proprietăți, invariabilă, și care apare deci ca un

trenului, intenția sa și sarcina să electrică, de ex. Afirmația
timă de marele număr de explicații cibernetice și conferențe
pericula obținute când se ține seama de acest impuls comunitare
electronul intervine în diferitele situații în care îl găsești.
Impulsul propriu de rotație al electronului a ciberneticii
apărut. Existența acestui impuls de rotație atrage atenția
existența unui magnetism propriu al electronului. Electronul
se să se compore ca un mic magnet, să poese un moment magne-

Experiența ne permite să determinăm acest moment magnetic,
cum vom vedea mai târziu; el are o valoare $\mu_e = 2\pi \frac{\hbar}{2m} \frac{e}{2\pi}$,
ședind structura întinsă a electromului nu s'a putut pronunța
în valoarea acestui moment magnetic, după cum nu am putut
în teorie nici valoarea impulsului mecanic propriu;
nu s-a dovedit tot din rezultatele experimentale.

Anticipare asupra unor rezultate
din mecanica ondulatorii
Pentru înțelegerea și evaluarea corectă a fenomenelor
a fi expuse acum, e nevoie să admitem unele rezultate din mecanica
a ondulatoriei, rezultate care își vor găsi explicația
să atunci când vom expune metodele acestei discipline.
Iată că, pentru metive practice, numărul quantic K îl
se pot lăsa L , legat de K prin relația: $L + 1 = K$.

Alte, mai complexe, rezultate sunt obținute în teoria de particule.

În fizica cu particule cuantice, se folosesc datele

$$\vec{P}_e = \ell \cdot \frac{\hbar}{2\pi} \cdot$$

Mecanica ondulatorie arată că valoarea exactă a momentului este:

$$|\vec{P}_e| = \sqrt{\ell(\ell+1)} \cdot \frac{\hbar}{2\pi}$$

Admitem, pentru un moment, acest lucru fără să-l demonstreze și rezultat ne spune că trebuie să admitem pentru vectorul cum s'a introdus în mecanicile quantice clasice, de acum și următoarea proprietate: $\vec{L}^2 = \ell(\ell+1)$.

Deci, în calculele noastre vom înlocui pe \vec{L}^2 cu $\ell(\ell+1)$, \vec{L} cu $\sqrt{\ell(\ell+1)}$. Mecanicile ondulatorii arată că în general pentru toți vectorii utilizati în quantificările. Vom avea deci și în cazul momentului mecanic al lui $S \frac{\hbar}{2\pi}$, un modul $|\vec{S}| \cdot \frac{\hbar}{2\pi} = \sqrt{s(s+1)} \frac{\hbar}{2\pi} = \sqrt{\hbar}$ (deoarece $s = \frac{1}{2}$). Aceasta pentru că $\vec{S}^2 = s(s+1)$ și deci s înlocuit cu $s(s+1)$ și deci s cu $\sqrt{s(s+1)}$.

În definitiv electronul cu care vom lucra de următoarele caracteristici:

sarcina electrică: $\bar{e} = -4,803 \cdot 10^{-10}$ u.e.s. = 1,

sarcina specifică: $\frac{e^-}{m_e} = -5,273 \cdot 10^{-27}$ $\frac{\text{u.e.s.}}{\text{gr.}} = 1$

masa în repaos: $m_e^0 = 0,9108 \cdot 10^{-10}$ gr.

pendul atomic: $N \cdot m_e^0 = 5,487 \cdot 10^{-10}$ gr.

momentul mecanic (impulsul

de rotație al electronului): $\sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2}} \cdot \frac{\hbar}{2\pi} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\hbar}{2\pi}$

momentul magnetic: $\mu_e = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\hbar}{2\pi} \cdot \frac{e}{m_e c} = 0,9133 \cdot 10^{-10}$
 $= 1,6065 \cdot 10^{-10}$

Urmașă să examinăm cum se prezintă modelul nostru dat fiind proprietatea neutră, admisă pentru electron, acesta posedă un spin.

Model de atom hidrogenoid și demonstrația spinului electronului (vectorial).

Trebue să ajungem, la aceste ne interesează în primul loc, urgia traiectoriei, adică la aceea cantitate care ne poate fi direct cu experiența prin intermediul postulatului lui Behr. Există desigur o interacțiune între spinul electronui și mișcarea sa pe orbită, interacțiune care va aduce un nou în evaluarea energiei totale a electronului pe o orbită dată.

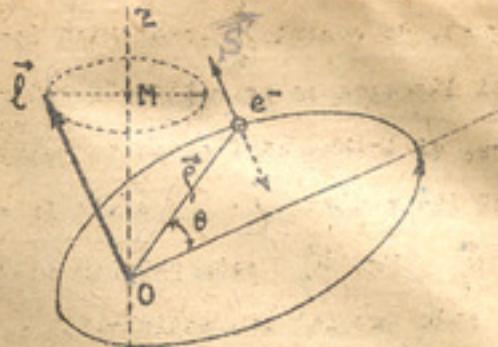
Mai întâi, observăm că în evaluarea impulsului de rotatie (momentului unghiular) al electronului pe orbită sa, trebuie să avem de împărțit de impulsul de rotație propriu al electronului, să sună.

E normal și conform legilor de mecanică să spunem că atunci când posedă un moment unghiular total dat de suma vectoriale a două momente care caracterizează mișcarea electronului, moment unghiular total va fi $\vec{\ell} + \vec{s}$, unde $\vec{\ell}$ și \vec{s} se adună pe $\frac{h}{2\pi}\sqrt{\ell(\ell+1)}$ și $\frac{h}{2\pi}\sqrt{s(s+1)}$ (dat fiind rezultatul unei sume vectoriale), unde $\vec{\ell}$ și \vec{s} sunt date de către relația $\vec{\ell} = \vec{p} \times \vec{r}$ (întrucât \vec{p} este vectorul de impulsion).

- pentru a evita orice confuzie, precizăm că unitatea $\frac{\hbar}{2\pi}$ pentru numărul quantic este $\frac{\hbar}{2\pi}$, deci un vector \vec{l} sănătă un vector cu un modul $\frac{h}{2\pi}$. Atâtă vreme cătă nu s-a făcut considerații care să țină seama, în mod precis, a vectorilor quantici, vom lua ca și cum modulul lui \vec{l} să fie $|\vec{l}| = \ell \cdot \frac{\hbar}{2\pi}$. Vom înlocui \vec{l}^2 prin $\ell(\ell+1)$ de ex., de asemeni să facem o evaluare scalară precisă în care intervin:

Se obținează a se nota că \vec{j} , vectorul sumă a impulsului mecanic total al atomului. Deci: $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$. Bine înțeles vectorul \vec{j} are un modul $\sqrt{\ell(\ell+1)}$ (respectiv $\sqrt{\ell^2 + s^2}$). Vectorul \vec{j} este funcție de poziția relativă \vec{l} și \vec{s} . O judecăță elementară ne arată că ar fi vectorului \vec{s} față de \vec{l} . Să judecăm, mai întâi, cu măsurătorile mecanicilor quantici clasice:

Fie o traiectorie quantică parcursă de electronul. Negîndând seama de spin, traiectoria este aşa ca impulsul să fie $\vec{p} = \vec{l}$ (adică $p = \ell \cdot \frac{\hbar}{2\pi}$). Vectorul \vec{l} este normal traiectoriei. Orientarea în spațiu și modulul său complectă traiectoria respectiv. Mai știm că orientarea în spațiu nu e parcursă ci e fixată de regulile quantității. Vîrful vectorului \vec{l} se găsește în orice punct de traiectorie pe OZ cu centru în M (desemnat punctat pe linia OZ). În număr întreg de M, (OZ este direcția printr-o care se fixează orientarea quantității).



$$\vec{p}_e = \vec{l} = m\vec{\rho}^e \times \vec{u}_l = \ell \frac{h}{2\pi} \vec{u}_l$$

$(\vec{u}_l$ fiind vectorul lui \vec{l})

Fig. 25.

Dar, pentru moment, nu avem a ține seama de poziția relativă în \vec{l} față de OZ . Fie deși \vec{l} vectorul care reprezintă o translație permisă în atomul nostru. Care este poziția lui \vec{s} față de \vec{l} ?

O judecăță elementară ne arată că vectorul \vec{s} nu poate fi să fie peșezat în spațiu decât paralel sau antiparalel cu vectorul \vec{l} . În adevăr am admis și experiența o arată (după cum vom vedea mai târziu) că datorită spinului său, electronul posedă un moment magnetice $\vec{\mu}_s$. Orientarea lui $\vec{\mu}_s$ nu poate fi oricare față de direcția exterioară. În adevăr, momentul magnetic, $\vec{\mu}_s$, al electronului nu poate să ne gândim la un alt moment magnetic pe care să-l numim $\vec{\mu}_e$. Aceste apără prin mișcarea sarcinii electrice. În jurnal susținut de acest moment magnetic datorit mișcării electronului pe orbită și pe care să-l numim moment magnetic orbital, nu poate să există o direcție și un sens ale $\vec{\mu}_e$ care să nu fie același cu cel al $\vec{\mu}_s$.

carea urmărește vectorul $\vec{\mu}_l$ paralel cu \vec{l} . Electronul este un mic magnet, de moment $\vec{\mu}_s$, evoluând împreună în cadrul orbitării sănătoase pe orbită. Orientarea sa magnetică și polaritatea ei care, să trebue să fie astfel să energia sa în orbită să fie minimă. $\vec{\mu}_s$ nu poate fi decât paralel cu \vec{l} . Cum $\vec{\mu}_s$ este paralel cu \vec{l} și $\vec{\mu}_l$ trebuie sănătos, \vec{S} este paralel sau antiparalel cu \vec{l} . În consecință vectorul $\vec{j} = \vec{l} + \vec{S}$ este un vector paralel. Aceasta ne mai arată că modulul lui \vec{j} este reprezentat numai impar de $1/2$. În sfârșit: $|\vec{j}| = j = l \pm s = l \pm 1/2$.

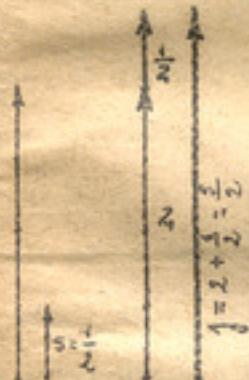


Fig. 24.

In fig. 24 avem cele două valori după care să se cupleze vectorul \vec{S} și \vec{l} , în cadrul mecanicii clasice. j se numește număr quantic total și, pentru că reprezintă unghiular total al at-

ât este modulul unui vector \vec{j} normal trăsăteriei tîinând seama că unitatea de măsură a vectorilor este unitatea de lungime.

Justificarea acestei afirmații este verificată de următoarele vîndemări care vom vedea în cele ce urmăresc.

Necesitatea de a adapta rezultatele mecanicii quantice la mecanica ondulatorii au făcut să se modifice prima imagine vectorială a atocilor. În adăvă-

seuimile \vec{l}^2 , \vec{s}^2 , \vec{j}^2 , trebuie să fiatruințăm în calitatea noastră $\ell(\ell+1)\hbar^2$; $s(s+1)\hbar^2$; $j(j+1)\hbar^2$; în loc de $\vec{\hbar}$, $\vec{j}\hbar^2$, $s\hbar^2$, dacă vrem să ne punem în acord cu reabilitatea din mecanicile quantice noi. Trebuie să admitem că modulul de relativitate a vectorilor este în realitate altă decât ea. Aceasta și anume, să fie suma modulelor lor să poată scrie ecuațiile corute de mecanicile endulatorii. Când spunem: $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ și condiția că $|\vec{j}|$ să fie un multiplu exact sau impar, adică j nu poate fi decât $\ell + \frac{1}{2}$ sau $\ell - \frac{1}{2}$ împărtășit cînd $\ell = 0$, $j = \frac{1}{2}$ (valoarea $-\frac{1}{2}$ o excludem că nu are sens). Aceste două puncte de vedere ar putea apărea astăzi în cursurile.

Înghinăm un model vectorial (să-l numim clasic), care permite să prevădem și să dăm un sens numărului quantic j , a cărui necesitate apăruse deja când se proceda către cărări la sistematizarea de spectre.

Mecanica endulatorie, lucrează și ca tot cu numeroele quantice ℓ , s și j justificate în modelul vectorial clasic. În afară că necesități de călcul cer ca modulele vectoriale să fie $\sqrt{\ell(\ell+1)}\dots$, în loc de ℓ, \dots . Modulele din mecanica endulatorie se calculează cu valorile ℓ , s , j deduse din modelul vectorial clasic. Aceste module nu permit să mai avem paralelismul între ℓ și s respectiv, j , când j este iracunabil.

Este evident că această mecanică nu este mecanică, căci modulele vectoriale nu sunt vectoriale. Întrucît există

al acestuia se consideră deosebit de fragedă și profit din acest nou model.

Practica arată că procedând așa nu greșim. Experiența e serie de confirmări strălucitoare a interpretările le putem trage din acest instrument de lucru, care este material vectorial.

Unele precizări teoretice care urmează și justifică experiențele care vor fi date vor arăta cum și până unde materialul ne permite să urmărim manifestările ale atomelor magnetice, magneto-optice etc.).

Momentul magnetic orbital
Vom urmări mai bine interacțiunea spinului cu momentul electricului dacă avem prezentă în minte și magnetismul atomic, așa cum apare ea din cadrul Bohr - Sommerfeld.

Mai întâi e precizia în legătură cu quantificarea momentului, cu ocazia studiului migrației generale ye o extindere în spațiu ale planurilor tracectoriilor sunătoare care prețin vectorului \vec{l} după o direcție primară e lungimea reprezentată printr'un număr întreg M și secundar $\frac{h}{2\pi}$.

Introducând spinul, momentul unghiular total al atomului, e dat de numărul quantic total, sau cum se spune, numărul quantic interior \vec{j} , dat de: $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$

ie trebuie să admitem că fixăm orientarea traseoarei în sprijinul ajutorul impulsului total \vec{j} . Prin analogie, vom opune că poziții sunt posibile pentru care proiecțiile lui \vec{j} pe direcții privilegiate sunt caracterizate prin numărul quantic intrăjorului său și aici $(2j+1)$ poziții posibile:

$$j-1; \dots; 3; 2; 1; 0; 1; 2; \dots; j. \quad -j \leq m_j \leq j$$

Avem confirmat că în adevăr trebuie să urmărim quantificarea vectorul lui \vec{j} , (fie că studiem direct magnetismul atomic, urmărind comportarea unui atom într'un câmp magnetic exterior, sau vom vedea în lecțiile următoare). Tot experiența are o excepție de la regulă și anume:

j este frațional (un număr impar de $1/2$), este excludându-se care duce la $M=0$. Vectorul \vec{j} nu poate face un unghiular cu direcția privilegiată. Astfel pentru $j = \frac{1}{2}$, vectorul \vec{j} se găsește paralel sau antiparalel cu direcția privilegiată, având deocamdată ($2j+1 = 2 \cdot \frac{1}{2} + 1 = 2$) proiecții posibile după OZ. Pentru $j = \frac{3}{2}$, proiecțiile sunt $\pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$, patru proiecții ($2j+1 = 2 \cdot \frac{3}{2} + 1 = 4$). j face cu OZ unghiurile α date de:

$$\frac{3}{2} \cos \alpha = \pm \frac{1}{2}; \cos \alpha = \pm \frac{1}{2} \text{ și } \frac{3}{2} \cos \alpha = \pm 1$$

Tot așa, pentru $j = \frac{5}{2}$ avem 6 proiecții: $(2 \cdot \frac{5}{2} + 1 = 6) : \pm \frac{1}{2}$



Fig. 25.

În figura 25, magnețiile cu un număr impar de $1/2$ sunt reprezentați în formă simplă, ca și cum ar fi liniile de legătură, ceea ce înseamnă că sunt reprezentați ca liniile de legătură.

diferența între două procese consecutive să fie întotdeauna nula. Magnetismul atomic ne permite să urmărим direct și de quantificare în spațiu.

Modelul atomic ne sugerează modelul cum trebuie să se manifeste magneticul unui atom.

Un electron care parcurge traectoria sa realizează o convecție. Legile electromagnetismului arată că acestui se corespunde un moment magnetic $\vec{\mu}$. Fie deși un electron se curge cu o anumită cărădere prin impulsul

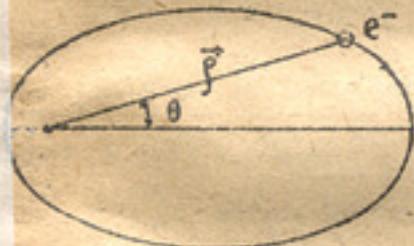


Fig. 26.

$$\vec{p} = m \cdot \vec{v} \wedge \vec{\varphi} = 2m\vec{S}$$

unde $|\vec{S}|$ este suprafața
să în unitate de timp. $\vec{\varphi}$
 $\vec{\varphi}$ este timpul în care
se curgă o anumită suprafață

helică de cărădere, avem $\vec{\varphi} S = A$. Ne reamintim de dublettul lui ai lui Ampère. Prin definiție puterea unui dublett

$$U = \frac{\mu}{A}$$

prin definiție, curentul electric care parcurge conturul oricărui A și are valoarea $i_{u.e.s.} = cU$ sau $i_{u.e.m.} = 0$ urmă la o distanță, mare față de dimensiunile suprafeței, magnetic echivalent cu acel al unui magnet de moment mag-

nic:

$$\mu = i_{u.e.s.} \cdot \frac{A}{c}$$

curge centural de suprafață A în T secunde; intr-o secundă se execută doar $\frac{1}{T}$ percorreri complete (tururi); careia îl urmărește o altă tură, care trece de $\frac{1}{T}$ secunde printr-o secțiune a curentului;

$$i_{\text{centr.}} \text{ va fi dat de: } i_{\text{u.e.s.}} = \frac{e_{\text{u.e.s.}}}{T}$$

$$\text{căci: } \mu = \frac{e_{\text{u.e.s.}}}{c} \cdot \frac{A}{T} = \frac{e}{c} \cdot S$$

$$\text{cum: } S = \frac{|\vec{p}|}{2m} = \frac{p}{2m}, \text{ avem: } \mu = \frac{1}{c} \frac{e}{2m} \cdot \vec{p}$$

$$\text{în absența spinului, } \vec{p} = \vec{l} \times \vec{R}$$

$$\text{deci: } \mu = \frac{1}{c} \frac{e_{\text{u.e.s.}}}{2m} \cdot \frac{\hbar}{2\pi} \vec{l} = \frac{1}{c} \frac{e_{\text{u.e.s.}}}{m} \frac{\hbar}{4\pi} \vec{l} = \frac{e_{\text{u.e.s.}}}{m} \frac{\hbar}{4\pi} \vec{l}$$

ea că ne reamintim că această cantitate este condiționată mișcarea electreazului pe traiectoria sa, deoarece rezultă din amitudină; $\vec{\mu}_l$ este versorul lui \vec{l}).

$\vec{\mu}_l$ ne spune că e unitate elementară de magnetism, o unitate elementară de magnetism atomic. Valea calculată este:

$$\mu_l = 0,9275 \cdot 10^{-20} \text{ gauss} \times \text{cm}.$$

cumă de magnetism atomic s'a numit magneton. Se scrie astfel ca raportarea unității de magnetism la un atom-gram;

definită astfel se numește magnetomul lui i

$$\text{căci: } M_B = N \cdot 0,9275 \cdot 10^{-20} = 6,024 \cdot 10^{23} \cdot 0,9275 \cdot 10^{-20} = 5587,2 \text{ gauss-ampere-metru}$$

aportă momentul magnetic orbital la momentul impulsului orbital pe traiectoria sa obținem:

$$\frac{\hbar}{2\pi} \cdot \frac{e}{2m_0} \cdot \vec{l} = \frac{e}{2m_0} \quad ; \quad \frac{\mu_l}{p} = \frac{e}{2m_0 c} \quad \text{unde e este în u.e.s.}$$

Intervenția apărului și momentul magnetic al electronului.

In cazul când orbita e caracterizată printr'un impuls de rotație total $\vec{p} = \frac{\vec{h}}{2\pi} = \vec{p}_0$, momentul magnetic respectiv este $\vec{\mu}_0 = \frac{e}{2m_e} \cdot \vec{p} = \frac{e}{2m_e} \cdot \frac{\vec{h}}{2\pi}$.

Când considerăm numai impulsul de rotație al traiectoriei $\vec{p} = p_0 \hat{u}_0$, traiectoria este caracterizată printr'un vector $\vec{l} = l \vec{u}_0$, constant în valoare și direcție. Când am numai și de impulsul de rotație propriu al electronului, înzinsă traiectoriei intervină și vectorul quantic $\vec{s} = \vec{s}_0$ fiind versorul lui \vec{s} și $s = \frac{1}{2}$; sistematica specifică special asocia a componentelor Zesman cere ca s să fie fractionar de valoare $1/2$.

Traiectoria e reprezentată printr'un vector \vec{j} numit al lui \vec{s} ; $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ este constant în modul și direcție și traiectoria $\vec{j} = j \vec{u}_j$ unde \vec{u}_j este versorul său în numele de număr quantic total și j (după denumirea introdusă de Sommerfeld).

Impulsul de rotație \vec{s} al electronului trebuie să-i corespundă un moment magnetic, $\vec{\mu}_s$ propriu pentru electron. Aceast moment magnetic poate fi înălțat teoretic decarește nu știm nimic înzinsă traiectorii intime a electronului. $\vec{\mu}_s$ poate fi înălțat măsurat în experiențe gen Stark și Gorlaș (vezi capit. cu partea experiențelor de atunci).

Un alt lucru care trebuie să se roagă este uniformitatea

vectorilor de atunci măsurăți de Si Rutherford și Bohr.

atunci în starea fundamentală are drept număr principal 0 și

dacă $\vec{l} = K - 1 = 0$; acesta înseamnă că $\vec{l} = 0$ și deci că

al al traectoriei este:

$$= \vec{l} + \vec{s} = 0 + \vec{s} = \vec{s} = s\vec{\sigma} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}.$$

Prin determinări de magnetism atomic pentru un atfel

de atom se găsește un moment magnetic $\mu_s \vec{j} = \mu_s \vec{s} = \mu_s \frac{1}{2}\vec{\sigma}$.

și valoarea magnetomului. Se determină astfel momentul

al electronului (magnetizmul găsit nu poate fi același

momentul decarese $\mu_l = 0$, căci $\vec{l} = 0$) și căci

$$\text{este } \frac{\hbar \cdot e}{2\pi \cdot 2m_e}.$$

$$\text{Deci avem: } \mu_s \vec{s} = \mu_s \cdot \frac{1}{2} \vec{\sigma} = \frac{\hbar \cdot e}{2\pi \cdot 2m_e} \vec{\sigma}$$

$$\mu_s = 2 \frac{\hbar \cdot e}{2\pi \cdot 2m_e} = 2 \mu_B$$

Electronul reprezintă deci un mic magnet, cu un moment mag-

nic cu de două ori magnetomul lui Bohr (unitatea de magne-

tică datorit mișcării electronului pe traectorie).

Ne setăm acum raportul între momentul magnetic și valo-

ri și momentul său de rotație (momentul mecanic), având:

$$\vec{l}_e = 2\mu_s \vec{s} = 2\mu_s \cdot \frac{1}{2} \vec{\sigma} \quad \text{și deci} \quad \mu_s = \mu_l$$

pentru raportul nostru:

$$\frac{\mu_s}{\mu_l} = \frac{\frac{\hbar \cdot e}{2\pi \cdot 2m_e}}{\frac{1}{2} \cdot \frac{\hbar}{2\pi}} = \frac{e}{m_e c} \quad \text{deci} \quad \frac{\mu_s}{\mu_l} = \frac{e_{u.e.s.}}{m_e c}$$

faptul important este: $2 \frac{\mu_s}{\mu_l} = \frac{\mu_s}{\mu_B}$ și $2 \frac{\mu_s}{\mu_l} = \frac{\mu_s}{S}$.

Raportul între momentul magnetic și cel mecanic

Aceasta duce la o consecință foarte importantă (care să cunoscem vom vedea mai târziu, pentru că explicatia este excelentă, lui Zeeman în general), anume că direcțiunea momentului, total nu coincide cu aceea a momentului mecanic total al (direcție reprezentată prin vectorul \vec{l}). În adevăr:

fie Ox , Oy , direcțiunile vectorilor \vec{l} și \vec{S} . Cum încă nici o supozitie asupra unghiului făcut de acestea, tăiem, afară de aceea că nu este 0° sau 180° . Sunt motive de mecanica ondulatorie care să admitem că acest unghi este diferit de 0 , când \vec{S} este diferit de 0 , și este fracionar. În cazul așa ziselor modale vectoriale a atomilor posedând mulți electroni, se poate prezenta cazul ca \vec{S} să fie 0 sau fracionar. Vom discuta acest lucru la timpul său. În orice caz, pentru Hidrogen și atomii hidrogenoizi pe care îi cunoaștem \vec{S} are un modul fracionar, $|S| = \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{2}}$, și vectorii \vec{S} fac un unghiu între ei). Acestea fiind să reprezintă în grafie (fig. 27) vectorii \vec{l} și \vec{S} și momentele magnetice respective $\vec{\mu}_l$ și $\vec{\mu}_s$. Fie $l=1$ deci $\vec{l} = 1 \cdot \vec{u}_l$ și $|\vec{l}| = \frac{e\hbar}{4\pi m_e} \vec{l} = \frac{e\hbar}{4\pi m_e} \vec{u}_l$ și $S = \frac{1}{2}$ deci $\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{u}_s$ și $|\vec{S}| = \frac{e\hbar}{4\pi m_e} \cdot \vec{S}$ (că sa $\frac{e\hbar}{4\pi m_e} \cdot \frac{1}{2} \vec{u}_s$ să dea pentru momentul magnetic al atomului un magneton). Fie ox și oy direcțiile paralel cu \vec{S} și \vec{l} a vectorii \vec{S} și \vec{l} la o scară. Desenăm vectorul $\vec{\mu}_l$ la o scară de trei ori mai mare ca să fie de trei ori mai mare ca lui \vec{l} . La aceeași scară vectorul $\vec{\mu}_s$ trebuie să aibă o lungime de 2×3 ori mai mare ca lui \vec{l} (adecă $2 \frac{\hbar e}{\mu} = \frac{\hbar e}{S}$).

aceste condiții vectorul resultant \vec{M} , care este momentul magnetă total al atomului nu poate coincide cu vectorul \vec{j} .
 Iată pe care a scriesem $\vec{\mu} = \frac{e}{2m_e} \frac{\hbar}{2\pi} \vec{j}$ nu este corectă
 nu ar fi exactă decât în cazul când \vec{l} și \vec{s} ar fi paraleli.
 Această scriere este deci : $\vec{M} = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s = \frac{e}{2m_e} \frac{\hbar}{2\pi} \vec{l} + 2 \frac{e}{2m_e} \frac{\hbar}{2\pi} \vec{s}$
 Iată văzută fie că \vec{l} și \vec{s} sunt paraleli, fie că nu. Dacă
 și \vec{M} nu coincide cu \vec{j} , în cazul că \vec{l} și \vec{s} nu sunt paraleli,
 aceste consecințe foarte importante și utile în intercre-
 rea comportării atomului, în special în câmpuri magnetice ex-
 istă precum și în evaluarea energiilor traectoriilor.

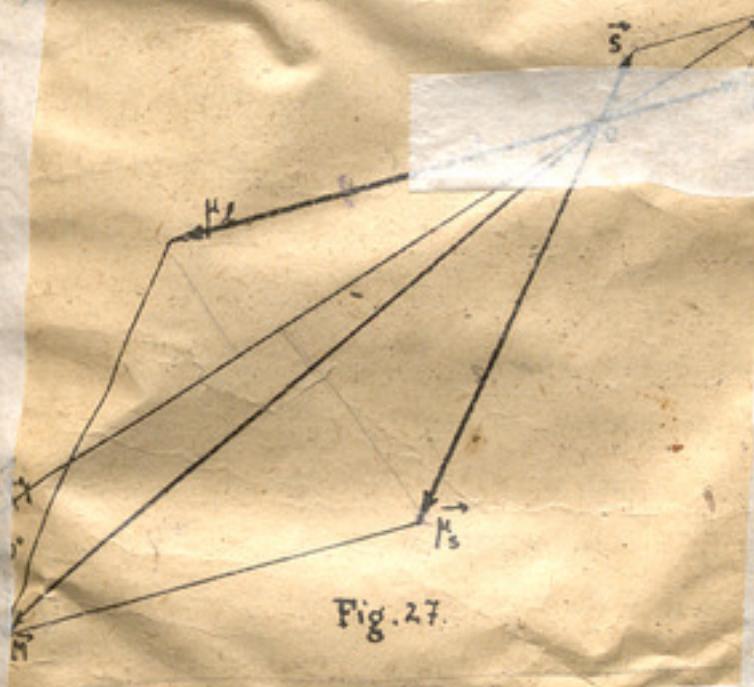


Fig. 27.

De la următoarele vor avea de calculat energia în
 un câmp magnetic. Această lucru se face după următoarele
 trepte:

unui procedeu de calcul introdus de Larmor.

Din mai jos o demonstrație pentru acei cări nu cunosc un procedeu.

Exponere elementară:

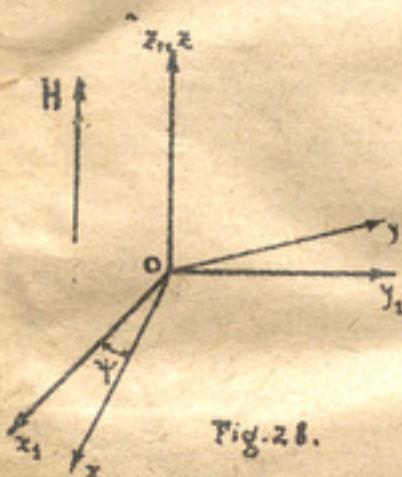


Fig. 28.

Considerăm un sistem de coordinate x_1, y_1, z_1 . Fie, de ex., un elec-
tron de sarcină specifică $\frac{e}{m_e}$, care se mișcă sub influența unui sistem
de forțe, de rezultantă \vec{F}_1 . Aceste
mișcări sunt:

$$\ddot{F}_{1x_1} = \frac{d}{dt} (m_e \dot{x}_1) = m_e \ddot{x}_1$$

$$\ddot{F}_{1y_1} = \frac{d}{dt} (m_e \dot{y}_1) = m_e \ddot{y}_1$$

$$\ddot{F}_{1z_1} = \frac{d}{dt} (m_e \dot{z}_1) = m_e \ddot{z}_1$$

Sistemul (1) ne permite să determinăm mișcarea particulei în
axele x_1, y_1, z_1 , și sub influența forțelor \vec{F}_1 . Presupunem
aplicarea unui câmp magnetic H , uniform, în spațiul în care se
mișcă electronul său, în general, particula noastră de sarcină spe-
cifică $\frac{e}{m_e}$. Câmpul magnetic introduce niste forțe magnetice compo-
nente, \vec{F}_2 , care vor schimba forma traiectoriei.

Este vorba de a găsi un mijloc simplu și general de a calcula
traiectoria în câmpul magnetic în funcție de aceea care este mi-
șcarea obținută. Sunt trei magnetizări posibile: $H_x = H_y = 0$ și
rezultatul simplificării se obține că \vec{H} este paralel cu \vec{F}_2 , adică
 $H_x = H_y = 0$; $H_z = H$.

Proiecțiile forței magnetice sunt: $F_{2x} = -e(v_2 H_x - v_x H_y)$; $F_{2y} = -e(v_2 H_x - v_x H_x)$; $F_{2z} = -e(v_2 H_y - v_y H_x)$ și cum $H_x = H_y = 0$

$$F_{2x_1} = -e \dot{y}_1 H; F_{2y_1} = +e \dot{x}_1 H; F_{2z_1} = 0.$$

Forța totală care acționează asupra particulei: $\vec{f} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$

are drept proiecție:

$$\begin{aligned} f_{x_1} &= m_e \ddot{x}_1 - e \dot{y}_1 H \\ f_{y_1} &= m_e \ddot{y}_1 + e \dot{x}_1 H \\ f_{z_1} &= m_e \ddot{z}_1 \end{aligned} \quad (2)$$

Ecuațiile (2) ne dă nouă traiectorie. Putem însă, printr'un următorii indicat de Larmor să explicăm mai bine efectul câmpului magnetic.

Fie însă un sistem de coordinate (x, y, z) , având aceeași origine O și aceeași axă de Z ca sistemul inițial (x_1, y_1, z_1) . Presupunem că sistemul xoy se rotește în jurul lui Oz , cu o viteză unghiulară constantă ψ ($\dot{\psi} = \text{etc.}$).

Ne propunem să găsim expresia accelerării în sistemul x_1, y_1, z_1 în funcție de coordonatele mobilului față de sistemul în rotație (x, y, z) . Mai întâi: $z_1 = z$. Proiectând conturul Oz pe

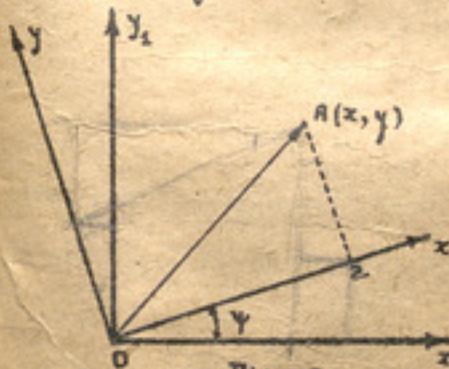


Fig. 29.

y_1 , găsim relația instantanea între coordonatele (x_1, y_1) și (x, y) . Avem:

$$x_1 = x \cos \psi - y \sin \psi \quad (3)$$

$$y_1 = x \sin \psi + y \cos \psi \quad (4)$$

Să găsim, de ex., expresia relativă a y_1 ; avem deci

de unde venind derivata de două ori expresia (3^a) devine consecutiv:

$$\ddot{y}_1 = \dot{x} \sin \psi + x \cos \psi \dot{\psi} + \dot{y} \cos \psi - y \sin \psi \dot{\psi} \quad (4)$$

$$\ddot{y}_2 = \dot{x} \sin \psi + 2\dot{x} \dot{\psi} \cos \psi - x \dot{\psi}^2 \sin \psi + \dot{y} \cos \psi - 2\dot{y} \dot{\psi} \sin \psi. \quad (5)$$

(5) reprezintă acceleratia aderentă după Oy , în funcție de datele (x, y) și ψ . Invers, putem cu ajutorul noastră expresie pentru ψ să găsim expresia accelerării după Ox , astfel, dacă $\dot{\psi} = 0$, Oy se confundă cu Ox și deci, în acest caz $\ddot{y}_1 = \ddot{y}$. Înlocuind $\dot{\psi} = 0$ în expresiunea (5), avem acceleratia Ox care este egală cu aceea după Oy :

$$\ddot{x}_1 = \ddot{y} - y \dot{\psi}^2 + 2\dot{x} \dot{\psi} = \text{acceleratia după } Oy. \quad (6)$$

Apoi, pentru $\psi = \frac{\pi}{2}$, Oy se confundă cu Ox ; obținem acceleratia după Ox . Astfel:

$$\ddot{x}_2 = \ddot{x} - \dot{y}^2 x - 2\dot{y} \dot{\psi} = \text{acceleratia după } Ox. \quad (7)$$

Relatiile (6) și (7) ne dău expresia accelerării pe axele x și y . În funcție de un sistem rectangular de coordinate (x, y) , în rotație cu o viteză uniformă ψ , în jurul axei Ox , normală planului Xoy și treceând prin O ,

(acceleratia după Ox și Oy , care ar fi fost \ddot{x} și \ddot{y} dacă ar fi fost în repere fixe), devin: $\ddot{x} = \dot{\psi}^2 x - 2\dot{y} \dot{\psi}$ și $\ddot{y} = \dot{\psi}^2 y + 2\dot{x} \dot{\psi}$ când axele se rotesc.

Avem astfel, că următoarele ecuații și măcaricele perioade de timp T_1 (dacă este abordat de H), pot fi determinate în rotație. Arătăm

$$m_x (\ddot{x} - 2\dot{y} \dot{\psi} - x \dot{\psi}^2)$$

$$+ m_y (\ddot{y} + y \dot{\psi}^2 + x \dot{x} \dot{\psi}) \quad (8)$$

Proiecția ei axala $\vec{x} \wedge \vec{y}$ se rotește cu o viteză uniformă, constantă, $\dot{\psi}$, acestul de liniă nu că poate neglijă pe $\dot{\psi}$. Componentile (8) devin:

$$\begin{aligned}\vec{F}_{1x} &= m_e \ddot{x} - 2m_e \dot{x} \dot{\psi} \\ \vec{F}_{1y} &= m_e \ddot{y} + 2m_e \dot{x} \dot{\psi} \quad (9) \\ \vec{F}_{1z} &= m_e \ddot{z}.\end{aligned}$$

În reprezentările fizice componentele mijlocite de prezența elognivelii H față de un sistem $X_1Y_1Z_1$ de coardeante, considerat ca fiind și conformat cu sistemul $X_1Y_1Z_1$,

$$\begin{aligned}\vec{f}_x &= m_e \ddot{x} - e \dot{y} H \\ \vec{f}_y &= m_e \ddot{y} + 2 \dot{x} H \quad (10) \\ \vec{f}_z &= m_e \ddot{z}\end{aligned}$$

(10) se obține din (2) înlocuind prezentind $X_1Y_1Z_1$ prin x, y, z . Dacă comparăm acele ecuațiile (9) și (10) observăm că membrii ei suflare devin identici dacă punem:

$$2m_e \dot{\psi} = eH \quad ; \quad \dot{\psi} = \frac{eH}{2m_e} \quad (11)$$

înă ce putem deduce:

Particula noastră, sub acțiunea unui sistem de forțe \vec{F}_1 (altele decât forțe magnetice) exercită o mișcare raportată la un sistem fix de referință, date astăzi (a) $\vec{F}_{1x} = m_e \ddot{x}$; $\vec{F}_{1y} = m_e \ddot{y}$. Dacă ne raportăm la același sistem de aici încă în plus, cu un mișcare uniformă lenea, în jurul lui OZ , acestor forțe \vec{F}_1 sunt năștene particele prin ecuațiile (9). Aceste mișcări de formă circulară date de (a) sau de (b) sunt asociate cu următoarele mișcări în sistemul de coardeante mijlocite.

Dacă ne aranjăm ca vitesa constantă de rotație a axelor să fie egală cu aceea specificată în (11), ecuația mișcării sub influența forțelor \vec{F}_1 , reportată la aceste axe este identică cu aceea care reprezintă mișcarea condiționată de forțele $\vec{f} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ față de același sistem de axe, însă în repaos. Aceasta înseamnă:

Aplicarea câmpului omogen H ne aduce o mișcare pentru sarcina de sarcină specifică negativă ($-\frac{e}{m_e}$) care poate fi obținută fără neschimbătură traiectoria datorită forțelor initiale
dacă aplicând întregului sistem o mișcare de rotație uniformă, i
jurul lui H , de viteză unghiulară $\dot{\varphi} = \frac{eH}{2m_e}$.

(Relația este adevărată dacă H nu este prea mare, astăzi în
țăzile noastre neglijă $\dot{\varphi}$).

Introducerea unui câmp omogen H este echivalentă cu apariția mișcării de rotație în jurul liniilor sale de forță.

Întrucât numele de precessiune a lui Larmor
după numele autorului care a făcut această observație.

La viteză unghiulară $\omega = \psi$ corespunde o frecvență
 $\omega = \frac{\psi}{2\pi}$.
deci $\Omega = \left(\frac{e}{2\pi} \frac{H}{2m_e} \right) H = \frac{eH}{4\pi m_e}$ (12)

(12) e valabilă dacă e este dat în u.e.m. Ea este

$\frac{h}{gm_e}$ dacă e este dat în u.e.s.

Capătă numele de frecvență a precessiunii Larmor. Frecvența Ω , a precessiunii Larmor, periodicitatea de câmp magnetic este: $\Omega = \frac{e}{4\pi m_e}$, mai puțină numărul constantă lui Lorenz (H.A.Lorenz a do-

peste următoare expresie dând prima expresie a efectului Sommerfeld:

In definitie:

$$0 = \omega_0^2 \quad \text{cu:} \quad \sigma = \frac{\hbar \omega_0}{4 \pi m}; \quad g = 1,3998 \cdot 10^6 \sim 19,10^6 \text{ rad}$$

(vezi Larmor: Hether and Mattay sau Phil. Mag. 44, 503 (1937), recens de corespondent L.H. Van Vleck, Quantitative principles of Line Spectra. Bull. Natl. Research Council, 54, 300 (1926)).

Energia cinetica totala a unui sistem de electroni este introdusa cu un camp magnetice uniform \vec{H} .

$$\text{Pentru } W_0 = \sum \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m_e \left(\vec{p}^2 + p^2 \theta^2 + p^2 \sin^2 \theta \vec{v}^2 \right)$$

Energia cinetica totala in absența câmpului \vec{H} . In prezența câmpului, trebuie să tinem cont de rotația Larmor care intervine cu o viteză suplimentară unghiulară $\dot{\psi} = \frac{e H}{q m_e}$. Viteza unghiulară totală va fi deată $v_0 = \vec{v} + \vec{\psi}$.

Energia cinetica totala, in prezența lui \vec{H} și supratașă la aceea inițială este:

$$W_H = \sum \frac{1}{2} m_e \left(\vec{p}_0^2 + p^2 \theta^2 + p^2 \sin^2 \theta \vec{v}^2 \right) = \frac{1}{2} m_e \sum \left[\vec{p}_0^2 + p^2 \theta^2 + p^2 \sin^2 \theta \vec{v}^2 \right] \\ = \frac{1}{2} m_e \sum \left[\vec{p}_0^2 + p^2 \theta^2 + p^2 \sin^2 \theta (\vec{v}^2 + \vec{\psi}^2) \right] \quad \begin{matrix} \text{(neglijat)} \\ \text{(termenul de } \vec{\psi}^2 \text{)} \end{matrix}$$

deci: $W_H = W_0 + \sum m_e p^2 \sin^2 \theta \vec{v} \cdot \vec{\psi} = W_0 + \sum p_{\theta}^2$
chiar $\vec{p}_0 \cdot \vec{v}, p^2 \sin^2 \theta = p_{\theta}^2 =$ componenta de energie la jumătate din totalul lui \vec{p}_0 . Dar suntem: $\vec{v} = \vec{v} \cos \theta$, $W_H = W_0 + 180 \sum p_{\theta}^2$
Dar, $p_{\theta} = Ct.$ și astăzi suntem $p_{\theta} = \vec{p} \cos \theta$, unde doar cu expresia componentei de rotație în componenta p_{θ} de la \vec{H} ; și
 $p_{\theta} = \vec{p} \cos \theta = \vec{p} \cos(\vec{p}, \vec{H}) = \vec{p} \frac{H}{|\vec{p}|}$

Fie acum un atom din cei studiați de noi, un atom hidrogenic, unde lumea în considerare un singur electron. Atunci:

$$\Delta W = 2\pi 0 \left(\vec{p} \frac{\vec{h}}{2\pi} \right) = 2\pi 0 \frac{h}{2\pi} \vec{J} \frac{\vec{h}}{2\pi}$$

$$\Delta W = m \cdot 0 \cdot h$$

Rezumând rezultatul obținut până acum:

migarea electronului pe o traectorie cu un impuls de rotație

$\vec{p}_l = \vec{l} \frac{h}{2\pi}$ are drept efect apariția unui moment magnetic orbital $\vec{\mu}_l$ (numit așa ca să amintim că \vec{p}_l datorit mișcării unui electron pe orbita sa). Avem pentru $\vec{\mu}_l$:

$$\vec{\mu}_l = \frac{e}{2m_e} \cdot \frac{h}{2\pi} \cdot \vec{l} = \frac{e}{2m_e} \vec{p}_l \text{ sau } \vec{\mu}_l = \frac{e}{2m_e c} \vec{p}_l \text{ (dacă } c \text{ este dată)}$$

(notând că \vec{p}_l valoarea constantă a impulsului orbital al traectoriei de număr quantic aximantal \vec{l}). Observăm încă cădă că

momentul magnetic orbital este dat de produsul dintre

momentul mecanic al orbitei și factorul $\frac{e}{2m_e}$. Momentul magnetic orbital este îndreptat după \vec{l} dacă este normal traectoriei.

Spinul electronului.

Admitând, cu Pauli, un nou grad de libertate în migarea electronului, ne apare un impuls de rotație al electromagneti, care este $\vec{S} \cdot \frac{h}{2\pi}$. Goudsmit și Uhlenbeck au arătat că trebuie să admitem că $\vec{p}_s = \vec{S} \frac{h}{2\pi}$ dacă vrem să avem o corespondență între imaginea noastră despre comportarea electronului în ateu și experiență.

Puteam să ne facem o imagine (naivă) despre această nouă

cărui număr atomic să nu dețină atât de putere să se pună în mișcare să se permită să explozeze și momentul magnetic \vec{J}_z să corespundă impulsului \vec{P}_z . Spectroscopia și rezultatele experimentale demonstrează că $\vec{J}_z = \vec{P}_z / m_e$, înseamnă că unitatea de magnetizare nu este magnetozorialui lui Bohr. În cazul electronului avem: $\vec{J}_z = \frac{e}{m_e} \vec{S}$.

Pentru o ionătoare caracterizată prin numărul quantic total (interior) \vec{J} , avem deci un moment magnetic total:

$$\vec{J} = \vec{j}_L + \vec{j}_S$$

Răsturnând experimentalul $Z \frac{k}{P_z} = \frac{k}{P_S}$ se face la concluzia că \vec{J} trebuie să fie în dreptunghiular cu \vec{P} (pe care-l văd secotii în calea de urmărire), fără să facă un unghiul (φ) pe care-l văd secotii în calea de urmărire). Această observație joacă un rol important în interpretarea importanței magnetizării atomice. În fine, modulul undulatorie cauza că modulele pentru \vec{P}_z și \vec{J}_z să fie:

$$\frac{p}{\mu} = \frac{e}{4m_e} \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad \text{și} \quad \frac{J_z}{\mu} = \frac{e}{2m_e} \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{s(s+1)}$$

Variatia de energie în calea magnetică.

Reprezentăm din noțiunile elementare de magnetizare energia unei unități magnetice $d\vec{M}$ într-un câmp magnetic \vec{H} astfel: $dW = - \vec{H} \cdot d\vec{M}$. Pentru un magnet $\vec{M} = \int d\vec{M}$ energia sa sea $W = - \int \vec{H} \cdot d\vec{M}$; însă, dacă \vec{H} este constantă, $W = - \vec{H} \int d\vec{M} = - \vec{H} \vec{M}$. Forțele magnetice care luptă împotriva magnetului intr-un câmp \vec{H} sunt date de $\vec{F} = - \frac{\partial W}{\partial \vec{H}} = - \vec{H}$. Totuși forța care se exercită după variația \vec{L} este:

$$\vec{F}_l = \frac{\partial M_l}{\partial t} = -\vec{M}_l \cdot \frac{d\vec{H}}{dt} \quad (\text{ind } \vec{H} = ct. \quad \vec{F}_l = 0)$$

De la legă relație \vec{F}_l , câmpul mai exercitat și un cîmp $\vec{C} = \vec{M}_l$, cu $|\vec{C}| = -\frac{\partial W}{\partial \theta} = +\frac{\partial \vec{M}_l \cdot \vec{H}}{\partial \theta} = +\frac{\partial M_l H \cos \theta}{\partial \theta} = -M_l H \sin \theta$

Datorită un atom într'un cîmp magnetic exterior \vec{H} , energia sa sporește: $\Delta W = -\vec{p} \cdot \vec{H} = \frac{e}{2m_e} \vec{p} \cdot \vec{H}$

(cînd $\vec{p} = -\frac{e}{2m_e} \vec{P}$, explicitând semnul sarcinei negative, nu răsu mă se vede că momentul magnetic e îndreptat în sensul momentului mecanic). Relația aceasta este, cum trebuie să fie, identică cu aceea dedusă din rotația Larmor (căci precessiunea a sistemului de referință și acțiunea câmpului magnetic sunt valabile); în adevăr:

$$\Delta W = 2\pi 0 \vec{p} \cdot \frac{\vec{H}}{H} = 2\pi 0 \vec{p} \vec{u}_H \quad (\vec{u}_H \text{ fiind versorul}$$

$$\Delta W = 2\pi \frac{e H}{4\pi m_e} \vec{p} \vec{u}_H = \frac{e}{2m_e} \vec{p} \vec{u}_H \cdot H = \frac{e}{2m_e} \vec{p} \cdot \vec{H}.$$

În cînd ΔW nu poate avea orice valoare căci produsul $\vec{p} \cdot \vec{H}$ are numai nînde valori discrete corespunzînd orientărilor lui \vec{H} care sunt numerate de quantificarea în spațiu. În definitiv:

Existența unui câmp magnetic exterior \vec{H} aduce o precesiune rotativă arcului lui \vec{H} , adică e precessiune a vecteurului

în jurul unei drept axă. Precessiunea se face cu o frecvență $\omega_0 = \omega_H$, care corespunde la un surplus de energie, datorită

existenței unui câmp exterior \vec{H} , dată de:

$$\frac{e}{2m_e} \vec{p} \cdot \vec{H} = m_0 \omega_0 h = (m_0 \hbar) H$$

Pentru liniuni asupra unei imagini se poate scrie a următoarele a unui atom hidrogen

rezonanță atenuă numai prin vectorii care sănătătoase tranzitorie electroanalită. Acest lucru nu înseignează un atenționare și precizare asemenea imaginii.

Ripararea pe o tranzitorie a caracterizată prin vectorial \vec{L} sau cel tranzitorie. Acest vector \vec{L} are o orientare specifică în spațiu după ce e direcția privilegiată care poate fi unul din \vec{H} finiți sau evanescenți. Tranzitorie nu e caracterizată prin vectorul \vec{S} determinat spinului electronului. Într-o tranzitorie e caracterizată prin vectorul quantic \vec{j} sau ca $\vec{j} = \vec{L} + \vec{S}$. Comportarea relativă a vectorilor \vec{L} , \vec{S} , \vec{j} .

Vectoarele \vec{L} și \vec{j} se potrivesc după următoarele reguli. Datorită răgnării electronului pe tranzitorie, se va adăuga o adăugă negativă orientată după \vec{L} . Cum electronul este un adăugă pozitiv $\vec{j}_e = -\frac{\vec{L}}{m_e}$ există după cum se vede, o cădăciță de tranzitorie (adăugă magnetic interior) ce se joacă asupra lui \vec{L} , care crește și potențialul în jurul lui \vec{L} . Dacă un vectorial \vec{L} și \vec{j} se adună vectorial punctul să devină \vec{j} , care nu este din punct de vedere experimental și arănd o valoare zecimală, va trebui să fie lăsat și să imaginăm că acesta este vectorul \vec{L} și \vec{j} care să trebă luat împreună și (potrivit exemplu), să se întâlnească într-unghiul care se rotogea în jurul lui \vec{j} ; vectorii \vec{L} și \vec{j} se vor săvări cu același tranzitorie în jurul lui \vec{j} . Dacă se consideră că aceste se roagă o probabilitate de interacție a căldurăi și că se va avea o probabilitate de interacție a căldurăi.

(continuare) \vec{J} drept axă. Cu această imagine traectoria normală \vec{L} nu mai este plană ci execută o mișcare de pendulară pe același plan normală lui \vec{J} în timpul precesiunii sale în jurul \vec{j} .

O primă consecință a unui astfel de atac vectorial este apariția magnetică a atomului nostru spre exterior.

Având (fig. 27) cum momentul magnetic total: $\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S$ și neînclinare în direcție cu momentul mecanic total \vec{j} .

Având $\vec{\mu}_L$ pe $\vec{\mu}$ într-o componentă $\vec{\mu}_L$ paralelă cu \vec{j} și perpendiculară lui \vec{j} ($\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S$). Pe de altă parte, direcția precesiunii cuplului \vec{l} , \vec{s} , în jurul lui \vec{j} aduce direcția lui $\vec{\mu}_S$ în jurul lui \vec{j} . Datorită acestei precesiuni, componenta $\vec{\mu}_S$ normală lui \vec{j} nu este observabilă în afara unei direcții rotative, fiind în medie nul. Momentul magnetic total al atomului va fi dat deci numai de componentă $\vec{\mu}_L$ și va fi un vector paralel cu \vec{j} , având valoarea lui $\vec{\mu}_L$. Se va avea de asemenea, precesiunea lui $\vec{\mu}_L$ pe \vec{j} , care este precesiunea ($\vec{\mu}_L$) pe \vec{j} . Deci, dacă \vec{u}_j este versorul lui

$$\vec{\mu}_L = \vec{\mu}_L \vec{u}_j + \vec{\mu}_S \vec{u}_j,$$

$$\begin{aligned} &= \vec{\mu}_L \cos(\vec{L}, \vec{j}) + \vec{\mu}_S \cos(\vec{S}, \vec{j}) = \frac{e}{2m_e} \frac{\hbar}{2\pi} L \cos(\vec{L}, \vec{j}) + 2 \frac{e}{2m_e} \frac{\hbar}{2\pi} S \\ &= \frac{e}{2m_e} \frac{\hbar}{2\pi} [L \cos(\vec{L}, \vec{j}) + 2 S \cos(\vec{S}, \vec{j})] = \frac{\mu}{2} [L \cos(\vec{L}, \vec{j}) + 2 S \cos(\vec{S}, \vec{j})] \end{aligned}$$

$$L^2 - 2Lj \cos(\vec{L}, \vec{j}) = S^2 ; \quad \cos(\vec{L}, \vec{j}) = \frac{L^2 + j^2 - S^2}{2Lj}$$

$$S^2 - 2Sj \cos(\vec{S}, \vec{j}) = L^2 ; \quad \cos(\vec{S}, \vec{j}) = \frac{S^2 + j^2 - L^2}{2Sj}$$

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_0 \left[\left(\frac{J + J' + S}{2Jf} + 2 \cdot \frac{S + J' - L}{2Sf} \right) \right] = \\ &= \mu_0 \left[\frac{J + J' + S}{2Jf} + 2 \cdot \frac{S + J' - L}{2Sf} \right] = \\ &= \frac{3J + S - L}{2Sf} = \mu_0 J \cdot \frac{3J + S - L}{2Sf} \end{aligned}$$

Fig. 30.

$$\begin{aligned} &\times \mu_0 J \left[1 + \frac{J + S - L}{2Sf} \right] = \mu_0 J g \\ &\text{notând: } g = 1 + \frac{J + S - L}{2Sf}. \end{aligned}$$

Înțind seara acum de valoarea modulului lui J , S , L
acumulată condensatoris, avem:

$$g = 1 + \frac{(j+1) \cdot 5(s-1) - L(L+1)}{2J(j+1)}$$

$$\mu = \mu_0 J g = \epsilon_0 \frac{J}{L} \quad (32)$$

înseamnă că în centru momentul magnetic total nu va avea valoare: $\left(\frac{\epsilon_0}{2m_e} \cdot \frac{J}{L} \cdot \epsilon_0 J\right) \frac{L}{2}$.

Este, totuși, important, care permite o interpretare de fizică a acestor diferențe și complimentele manifestării ale efectelor. De exemplu, și a comparițiilor atomice la curențile magnetice permanente (cum arăta, la vremea lor, probele experimentale quantitativii în spațiu, măsură direcție ale momentelor magnetici propriile elementelor Zagăr, etc.). Factorul de corectare de curențile elementelor lui Légalé, care l-a obținut cu dințihirile experimentale, acest factor permitând atunci existența unor diferențe a diferențelor manifestărilor spectroscopice sau a diferențelor curenților magnetice (vezi Alexandru, Rev. R. Acad. București, 1921), reprezintă ceea ce este denumită magnetometrie.

E. Back și A. Landé "Zeemanseffekt und Multipletstruktur".

Pentru a preciza imagina vectorială a atomilor noștri, să umghiul făcut de vectorii quanticei \vec{L} și \vec{S} . Găsim acest,

$$\text{observând că: } |\vec{L}| = \sqrt{L(L+1)}$$

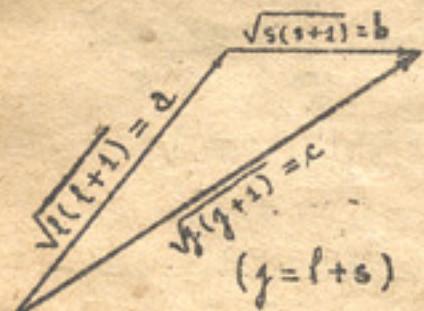


Fig. 31. (a)

$$|\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)} ; \quad |\vec{j}| = \sqrt{j(j+1)}$$

Unghiul între \vec{L} și \vec{S} nu po-

deșăt acela care duce la ve-

$$\vec{J} \text{ de lungime } \sqrt{j(j+1)}$$

$$\text{Din: } a^2 + b^2 + 2ab \cos(a, b) =$$

scoatem:

$$\cos(\vec{L}, \vec{S}) = \frac{j(j+1) - S(S+1) - l(l+1)}{2\sqrt{S(S+1)}\sqrt{l(l+1)}}$$

Valoarea lui $\sqrt{j(j+1)}$ caracterizează (\vec{L}, \vec{S}) . Trebuie să se calculeze valoarea lui \vec{j} de introdus în $\sqrt{j(j+1)}$. Pentru procedăm astfel:- Modelul vectorial, pentru care nu ținem de cerințele mecanicii ondulatorii, arată că plauzibilă este că \vec{L} și \vec{S} să fie paraleli și deci că \vec{j} să fie vectorul paralel \vec{L} și \vec{S} . Cum vectorul \vec{S} se poate scrie

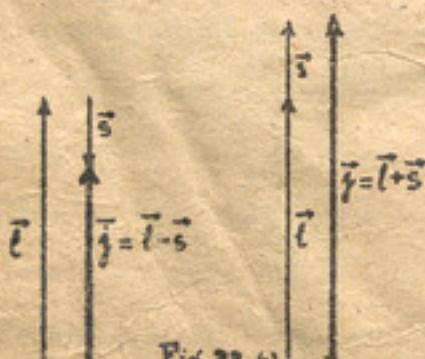


Fig. 32. (b)

paralel fie antiparalel cu

\vec{H} creștat de tracătorie

$$\vec{J} = \vec{L} \pm \vec{S} \quad (fig)$$

$$\text{și } |\vec{j}| = l \pm s$$

Atunci: $j = l + s$ și $|j|$

sunt cele două valori posibile pentru

lizate pentru a forma expresi

ura diferit de 0, dacă utilizăm modulele cerute de mecanica endulatorie). Vom avea astfel încă o posibilitate de cuplaj pe lângă aceea din fig. 31 (a), (vezi fig. 32 (e)). În fine în cazul unui singur electron, j are întotdeauna o valoare fracțională (un număr impar de $1/2$). Pentru a completa imaginea vectorială a atomului hidrogenoid (cu un singur electron), trebuie să considerăm și vec-

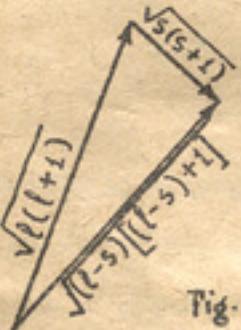


Fig. 33.

gur electron, j are întotdeauna o valoare fracțională (un număr impar de $1/2$). Pentru a completa imaginea vectorială a atomului hidrogenoid (cu un singur electron), trebuie să considerăm și vec-

torul magnetic \bar{m}_j care este proiecția lui \vec{j} pe o direcție privilegiată. Valorile extreme ale proiecției lui \vec{j} pe direcția privilegiată sunt $+j$ și $-j$. Avem $2j+1$ proiecții posibile și deci $2j+1$ unghiuri posibile între j și direcția de proiecție. Unghiul de 90° este exclus, căci însă care experiență. Când $\bar{l}=0$ $\bar{j}=\bar{s}$. Proiecțiile lui \bar{s} sunt $\pm m_s$, numite numere quantice magnetice ale spinului (vectorul \bar{s} nu se poate așeza decât paralel sau antiparalel cu un câmp H exterior – cu o direcție privilegiată –). Rezultatul din mecanica endulatorie arată că $|m_s| = \frac{1}{2}$.

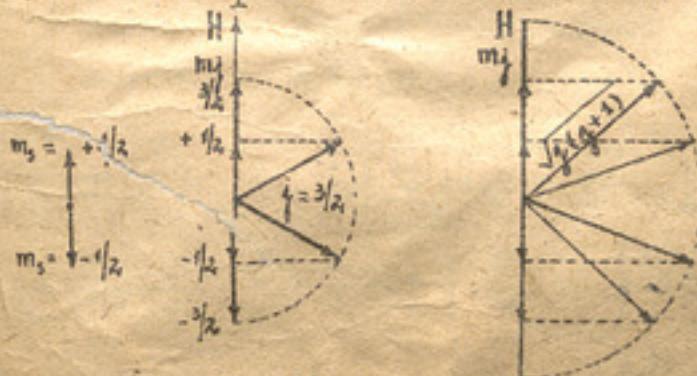


Fig. 34.

dacă j este $\sqrt{j(j+1)}$ drept modal. Aceasta ar duce, în reprezentarea noastră vectorială la unghiuri între \vec{J} și \vec{j} puțin diferite de celele băndi $|\vec{j}| = j$.

Energia traectoriei sănătatea sa trece prin seama de spin.

Răstăciu de interacție între spin și mișcarea pe orbită a atomului. Aceasta ne aduce o energie suplimentară pentru orbita respectivă spart un termen de corecție la vechea formă pentru energie.

Heisenberg și Jordan, Zts.f.Phys., 32, 263 (1926) pe de o parte și Fichter, Phys.Rev. 28, 849 (1926); Proc.Nat.Acad.Sci. 12, 476 (1926) pe de alta au urcat că termenul spectral este modificat cu expresia

$$\Delta T = \frac{R \alpha^2 Z^4}{n^3} \left\{ \frac{\frac{n}{l} + \frac{n}{l+\frac{1}{2}} - \frac{n[j(l+1)-l(l+1)-s(s+1)]}{2l(l+\frac{1}{2})(l+\frac{3}{2})}}{l+\frac{1}{2}} \right\}$$

acest se păsează de spin. (Relația e calculată cu ajutorul unei legi noi). Vom urmări demonstrația în partea suplimentară, pur teoretică (acestă lăsată să poată, dacă va fi cazul, în cadrul complementară). Energia traectoriei este acum funcție de (n, l, j) . La energia pe traectorie W_n neavogă termenul de corecție

$$\Delta W = ch \Delta T datorită relativității și spinului, astăzi fiind:$$

$$W_{nj} = -E_{nj} = \frac{Rch Z^2}{n^3} + \frac{Rch \alpha^2 Z^4}{n^5} \left\{ \frac{\frac{n}{l} + \frac{n}{l+\frac{1}{2}} - \frac{n[j(l+1)-l(l+1)-s(s+1)]}{2l(l+\frac{1}{2})(l+\frac{3}{2})}}{l+\frac{1}{2}} \right\}$$

$$= \frac{Rch Z^2}{n^3} \left\{ l + \frac{\alpha^2 Z^2}{n^2} \left\{ \frac{\frac{n}{l} + \frac{n}{l+\frac{1}{2}} - \frac{n[j(l+1)-l(l+1)-s(s+1)]}{2l(l+\frac{1}{2})(l+\frac{3}{2})}}{l+\frac{1}{2}} \right\} \right\}$$

$$\Delta W = \omega_s \cdot \vec{p} \cdot \vec{u}_H = \left(\frac{e^2 h}{2\pi m_e c^2} \frac{Z}{p^3} \cdot K \right) \frac{h}{2\pi} \cdot \vec{s} \cdot \vec{u}_K ; (\vec{u}_K \text{ fiind versorul lui } \vec{K})$$

$$\Delta W = \frac{e^2 h^2}{4\pi^2 m_e c^2} \cdot \frac{Z}{p^3} \cdot \vec{s} \cdot \vec{K}$$

rezultat obținut și mai înainte). Rezultatul acesta, după un calcul al lui L.H.Thomas, Nature 117, 514 (1926) este corect cu aproximarea unui factor 1/2. Autorul a arătat că în loc de ω_s trebuie să luăm $\frac{\omega_s}{2}$ pentru viteză unghiulară a precesiunii electronului dacă se ține seama corect de relativitate (vezi complimentele faze.)

Pentru deci: $\Delta W = \frac{e^2 h^2}{8\pi^2 m_e c^2} \cdot \frac{Z}{p^3} \cdot \vec{s} \cdot \vec{K}$.

Acest ΔW care apare datorit perturbației misii pe care o aduce spinii electronului, este funcție de f și deci nu este o constantă pentru mișcarea pe o elipsă. După un procedeu cunoscut al calculului perturbațiilor (vezi compl.), ca să avem o evaluare corectă trebuie să luăm valoarea medie a perturbației pentru o traiectorie întreagă. Media $\bar{\Delta W}$ pentru ΔW se reduce la a găsi media $\frac{1}{f^3}$ (trebuie să acceptăm deci: $\frac{1}{f^3} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{f^3} dt$ unde T = perioada de parcursare a traiectoriei. Pentru integrarea expresiei e corespunzător de schimbă variabila. Observăm că:

$$m_e f^2 \frac{d\theta}{dt} = K \frac{h}{2\pi} \text{ și } dt = \frac{2\pi m_e f^2}{K R} d\theta ; \text{ deci } \frac{1}{f^3} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{f^3} dt = \frac{1}{T} \int_0^{2\pi} \frac{1}{f^3} d\theta$$

$$= \frac{1}{T} \frac{2\pi m_e}{K R} \int_0^{2\pi} \frac{1}{f^3} d\theta .$$

Înălțăm seama că f este raza vectoare a unei elipse, se obține finalmente: $\frac{1}{f^3} = \frac{1}{b^3}$ unde b este semiaxă mică a elipsei; deci $f = \frac{a_0 n K}{Z}$ sau $a_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m_e e^2}$ raza traiectoriei fundamentale a atomului de hidrogen (v.anexa 8, pentru detalii)).

Să arătăm deci că:

$$\text{și deci: } \Delta\omega = \frac{e^2 h Z^4}{8\pi^2 m_e c^2} \cdot \frac{1}{n^3 K^3} \cdot \frac{(4\pi^2)^3 (m_e e^2)^3}{h^6} \cdot S.K. \cos(\vec{s}, \vec{k}) \\ = \frac{1}{2} \frac{e^8 Z^4 m_e (4\pi^2)^2 S \cos(\vec{s}, \vec{k})}{c^2 n^3 K^2 h^5}$$

$$\text{Reamintindu-ne că } R = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3 c} \text{ și că } \alpha^2 = \frac{4\pi^2 e^4}{c^2 h^2}$$

$$\text{avem: } \Delta\omega = \frac{2 \cdot 2\pi^2 m_e e^4}{h^3 c} \cdot \frac{4\pi^2 e^4}{c^2 h^2} \cdot c h Z^4 \frac{S}{n^3 K^2} \cos(\vec{s}, \vec{k}) \\ \text{și } \Delta\omega = R c h \alpha^2 Z^4 \frac{S}{n^3 K^2} \cos(\vec{s}, \vec{k}).$$

Pentru evaluarea lui $\cos(\vec{s}, \vec{k})$ ne reamintim că \vec{s} și \vec{k} sunt unghiul condiționat de rezultantele mecanice ondulatorii. Cum

$$j^2 = K^2 + S^2 + 2SK \cos(\vec{s}, \vec{k})$$



$$\text{avem: } \Delta\omega = R c h \alpha^2 Z^4 \frac{j^2 - K^2 - S^2}{2SK \cdot n^3 K^2}$$

$$\boxed{\Delta\omega = R c h \alpha^2 Z^4 \frac{j^2 - K^2 - S^2}{2n^3 K^2}}$$

În definitiv am găsit că energia unei traectorii, ținând seama de relativitate este

$$E_{rel.} = - \frac{R c h}{n^2} Z^2 - \frac{R c h \alpha^2 Z^4}{n^3} \left(\frac{1}{K} - \frac{3}{4n} \right)$$

adică, un factor de corecție $\Delta E_{rel.} = - \frac{R c h \alpha^2 Z^4}{n^3} \left(\frac{1}{K} - \frac{3}{4n} \right)$ trebuie adăugat energiei traectoriei zecotită neținând seama de relativitate. Spinul cere să adăugăm corecția:

$$\Delta E_{spin} = \frac{R c h \alpha^2 Z^4}{n^3} \cdot \frac{j^2 - K^2 - S^2}{2K^3} \quad \text{ză/Agă lăsat, energia totală a satoriei devine:}$$

$$E = - \frac{R c h}{n^2} Z^2 - \frac{R c h \alpha^2 Z^4}{n^3} \left(\frac{1}{K} - \frac{3}{4n} \right) + \frac{R c h \alpha^2 Z^4}{n^3} \cdot \frac{j^2 - K^2 - S^2}{2K^3}$$

ceeaștea duse la o corecție totală:

$$\Delta E_{total} = - \frac{R c h \alpha^2 Z^4}{n^3} \left[\left(\frac{1}{K} - \frac{3}{4n} \right) - \frac{j^2 - K^2 - S^2}{2K^3} \right]$$

deci la o variație a termenului spectral:

$$\Delta T_{spectral} = \frac{\Delta E_{total}}{h} = \frac{R \alpha^2 Z^4 (1 - \frac{j^2 - K^2 - S^2}{2K^3})}{h^3}$$

rezultatul obținut nu este un rezultat mecanic!

quantice clasice. Relația e puțin schimbată prin caleul ondulatoriu. Așa noi ne-am servit pentru $\frac{1}{S^3} \frac{1}{\ell^3}$ de: $\frac{1}{S^3} = \frac{1}{\ell^3} = \left(\frac{Z}{a_0 n k}\right)^3$, pe cind mecanicile ondulatorii dău: $\frac{1}{S^3} = \frac{a_0^3 n^3 \ell (\ell + \frac{1}{2})(\ell + 1)}{2}$.

(v. I. Wallen, Zts.f.Phys. 58, 635 (1926)) apoi zai trebuie ținut seama că J^2 , S^2 , ℓ^2 , trebuie înlocuiți prin $J(j+1)$, $S(S+1)$.

Rezultatul corect este acel din relația (a), obținut prin mijloacele mecanicilor noștri (după cum vom vedea în partea pur teoretică a acestor lecții). Restul expunerii de mai sus este de a reda, căt mai ușor de înțeles posibil, pentru acei care nu au suficiente cunoștințe de mecanică, o demonstrație acum devanită clasicii, înțocmai ca și noște care priveste corecția de relativitate (pentru unele precizii și un raționament mai strâns a se vedea de ex.

Sommerfeld. Atombau und Spektralliniem).

Clasificarea stăriilor energetice cu ajutorul numerelor quantice n, ℓ, j .

Cum $j \geq 0$ fiecărui număr quantic $\ell \neq 0$ îi corespund două numere j , $(j+1)$ și $(\ell-1)$, afară de cazul lui $\ell=0$ când nu vor dăda valoarea unică: $j = \ell + \frac{1}{2} = \frac{\ell}{2}$.

Noul nivel quantitic n_k , respectiv n_ℓ i se calculează o energie în relația lui Sommerfeld. Considerând existența spinului, trebuie să adăugăm la energia calculată pentru grupul quantic n_ℓ , factorul de corecție datorită spinului, factor care e funcție de n, ℓ

n_ℓ de energiei di-

toare lui ℓ . În fiecare termen din clasificarea n_{ℓ} apare ca debitat cu excepția termenilor cu $\ell=0$. Spectrul care ia naștere prin tranzițiile corespunzătoare acestor nivele, se numește spectru de dubleteți. În această definiție, hidrogenicini prezintă spectre de dubleteți. Vom nota un termen trăsărit cu n_{ℓ_j} . Când spunem un termen n_{ℓ_j} , înțelegem un termen căruia energie se calculează din relația energiei în care introducem valorile respective pentru n , ℓ și j .

Pentru nivelul $n=3$, avem posibile următoarele subnivele: $30_{1/2}; 31_{1/2}; 31_{3/2}; 32_{3/2}; 32_{5/2}$; un total de cinci nivele. Fiecare din cele trei nivale din clasificarea 3_{ℓ} este de afară de unul, acel cu $\ell=0$. Avem un total de $(2n-1)$ subnivele (pentru un n dat avem n numere ℓ , deci $2n-1$ subnivele, unul rămâne nedublat; deci $2(n-1)+1 = 2n-1$).

E util să facem o comparație între energiile nivalelor din clasificarea n_{ℓ} cu acele din clasificarea n_{ℓ_j} . Pentru următoarele discuții, dăm un tabel care se găsește curent în cărțile de spectroscopie, și care ne permite să avem în față cehii corespunzători dintre diferențele numeroase quantități.

Numărul n nu figurează dacă el să lucreze sau nu să apară în tabel, respectiv pentru ℓ : $K=1, 2, 3 \dots n$
 $\ell=0, 1, 2 \dots (n-1)$. Pe aceea două nivale pentru care ℓ se diferențiază cu o unitate, sunt în tabel, de obicei, date separat.

$\ell_1: 3_0, 3_{1/2} \dots$ sau, în general:

deoarece în acest caz avem: $\ell_1 = (j - \frac{1}{2})$; $\ell_2 = (\ell_1 + 1) = (j - \frac{1}{2} + 1) = (j + \frac{1}{2})$
 (cum ar fi: $2 = \frac{5}{2} - \frac{1}{2}$; $3 = \frac{5}{2} + \frac{1}{2}$).

K	1	2	3	4	5	6	7
$\frac{\ell}{2}$	0	1	2	3	4	5	6
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$					
$\frac{3}{2}$		$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$				
$\frac{5}{2}$			$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$			
$\frac{7}{2}$				$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}$		
$\frac{9}{2}$					$\frac{9}{2}$	$\frac{9}{2}$	
$\frac{11}{2}$						$\frac{11}{2}$	$\frac{11}{2}$
$\frac{13}{2}$							$\frac{13}{2}$

Calcuând energia acestor nivele (n_{ℓ_j} și $n_{(\ell+1)j}$) cu ajutorul relației energiei văd că valoarea lor este astăzi. În adevăr: în relația energiei, termenul de corespondie (singurul funcție de ℓ și j) e de forma:

$$\Delta W_{n_{\ell_j}} = A \left(\frac{1}{\ell + \frac{1}{2}} - \frac{j(j+1) - \ell(\ell+1) - S(S+1)}{2\ell(\ell + \frac{1}{2})(\ell + 1)} - \frac{3}{4n} \right).$$

Facem $j = \ell_1 + \frac{1}{2}$ (dedus din $\ell = j - \frac{1}{2}$); ținem seama că $S(S+1) = \frac{3}{4}$ și găsim o relație în ℓ , unde dacă treceam la o relație în j , avem: $\Delta W_{n_{\ell_j}} = A \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right)$.

găsim aceeași valoare pentru $\Delta W_{n_{lj}}$. Valoarea comună a energiei este:

$$\frac{Rc\hbar}{n^2} Z^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{j+\frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right\} = W_{n_{lj}} = W_{n_{l+\frac{1}{2}}}$$

Acest rezultat important ne arată că dacă printre subnivelele apărute prin introducerea spinului, nu toate sunt diferite între ele.

Se consideră acum două grupe de numere quantice corespunzătoare două valori consecutive ale lui j dispuse pe diagonale (sunt $\frac{3}{2}$ și $\frac{5}{2}$; grupurile $l=1$, $j=\frac{3}{2}$; $l=2$, $j=\frac{5}{2}$). Încănd în ecuația energiei $j = l + \frac{1}{2}$ obținem:

$$W_{n_{l+\frac{1}{2}}} = \frac{Rc\hbar}{n^2} Z^2 \left\{ 1 - \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{l+1} - \frac{3}{4n} \right) \right\}$$

dacă de formă:

$$W_{n_{l+\frac{1}{2}}} = \frac{Rc\hbar}{n^2} Z^2 \left[1 - \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{K} - \frac{3}{4n} \right) \right] \text{căci } l+1 = K$$

Relația e exact ca aceea din clasificarea n_K , datorită relației ℓ și K . Când treiem dela ℓ la $(\ell+1)$ eștiță o diferență de en-

$$W_{n_{(\ell+1)+\frac{1}{2}}} - W_{n_{(\ell+\frac{3}{2})}} = \frac{Rc\hbar\alpha^2 Z^4}{n^3} \left(\frac{1}{K} - \frac{1}{K+1} \right) = W_{n_{K+1}}$$

Când $\Delta\ell = +1$ și $\Delta j = \frac{1}{2}$ diferența dintre termeni este exact cea obținută în relativitate, în clasificarea n_K când K variază cu unitate. Astfel: $3_{2\frac{5}{2}} - 3_{1\frac{3}{2}} = 3_3 - 3_2$; $4_{2\frac{5}{2}} - 4_{1\frac{3}{2}} = 4_3 - 4_2$; în relativitatea dă o diferență între valoarea termenilor de mai multe identice cu aceea corespondătoare la corectiile de relativitate a spinului.

Rezultatul este de o extremitate importanță și rămâne însă într-o parte de niviu.

Un exemplu pentru precizare.

Pie nivoul de număr quantic principal $n=2$. Relativitatea aduce o dedublare a acestui nivel, care în clasificarea n_K sunt 2_1 și 2_2 . Spinul aduce $2n-1$ subnivele provenite din dedublarea fiecăruia din nivelele n_K , afară de n_i care rămâne simplu și $\ell=0$. În notăția $n_{\ell j}$, avem aici trei nivele $2_{0 \frac{1}{2}}$, $2_{1 \frac{1}{2}}$ și $2_{1 \frac{3}{2}}$. Nivelurile $2_{0 \frac{1}{2}}$ și $2_{1 \frac{1}{2}}$ sunt egale în valoare (j aceeași) iar separarea între $2_{1 \frac{3}{2}}$ și celelalte, de ex. $2_{1 \frac{3}{2}} - 2_{0 \frac{1}{2}}$ ($\Delta \ell = +1$; $\Delta j = +1$) este totuși aceea corespunzătoare la $2_2 - 2_1$.

E util de vîzut cum factorul de corecție datorit relativității singure, pe care și-l înseamnă cu γ_L se compensează cu acel datorit spinului SP , așa că $\gamma_L + SP = f'_0$, f'_0 fiind factorul de corecție datorit relativității singure (corecția lui Sommerfeld).

Din relația energiei, corecția lui Sommerfeld este :

$$\frac{Rch \alpha^2 Z^4}{n^3} \left(\frac{1}{K} - \frac{3}{4n} \right) . \text{ În unități } \frac{Rch \alpha^2 Z^4}{n^3}, \text{ relativitatea singură dă deci o corecție } f'_0 = \frac{1}{K} - \frac{3}{4n} . \text{ Tot așa corecția relativității în calculul energiei } W_n, \text{ este } \gamma_L = \frac{1}{\ell + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n}; \text{ corecția de spin este } SP = - \frac{j(j+1) - \ell(\ell+1) - S(S+1)}{2\ell(\ell+\frac{1}{2})(\ell+1)}$$

În tabicul care urmărește introducem valorile pentru f'_0 , SP și γ_L calculate pentru numerele quantice respective. Pe nivoul 2_1 calculăm $S = \frac{1}{1} - \frac{3}{4 \times 2} = \frac{5}{8}$; ($n=2; K=1$); pentru 2_2 avem: $\frac{1}{2} - \frac{3}{4 \times 2} = \frac{1}{8}$; ($n=2; K=2$) și pentru niv. $2_{0 \frac{1}{2}}$ avem: ($n=2; \ell=0; S=+\frac{1}{2}; j=\frac{1}{2}$). Factorul relativității urmărește $\frac{1}{\ell + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} = \frac{1}{\frac{1}{2} + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4 \times 2} = \frac{1}{2} - \frac{3}{8} = \frac{1}{8}$.

Corectia de spin este:

$$\frac{j(j+1) - \ell(\ell+1) - S(S+1)}{2\ell(\ell+1/2)(\ell+1)} = \frac{(\ell+1/2)(\ell+3/2) - \ell(\ell+1) - \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2}}{2\ell(\ell+1/2)(\ell+1)} = \frac{-1}{2\ell(\ell+1/2)(\ell+1)}$$

pentru

Nivele	n	K	ℓ	s	j	r	S_p	S_o	$r+S_p$
2_1	2	1	-	-	-	-	-	$\frac{5}{8}$	
2_2	2	2	-	-	-	-	-	$\frac{1}{8}$	
$2_{0\frac{1}{2}}$	2	-	0	$+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{13}{8}$	-1	-	$\frac{5}{8}$
$2_{1\frac{1}{2}}$	2	-	1	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{24}$	$+\frac{1}{3}$	-	$\frac{5}{8}$
$2_{1\frac{3}{2}}$	2	-	1	$+\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{7}{24}$	$-\frac{1}{6}$	-	$\frac{1}{8}$

Nivelul:

$$2_{1\frac{1}{2}} \quad (n=2, \ell=1, s=-\frac{1}{2}, j=\frac{1}{2})$$

$$r = \frac{1}{\ell+1/2} - \frac{3}{4n} = \frac{7}{24} \quad ; \quad S_p = -\frac{(\ell-1/2)(\ell+1/2)-\ell(\ell+1)-\frac{3}{4n}}{2\ell(\ell+1/2)(\ell+1)} = \frac{1}{24}$$

nivelul $2_{1\frac{3}{2}}$ ($n=2, \ell=1, s=+\frac{1}{2}, j=\frac{3}{2}$)

$$r = \frac{1}{\ell+1/2} - \frac{3}{4n} = \frac{7}{24} \quad ; \quad S_p = -\frac{(\ell+1/2)(\ell+3/2)-\ell(\ell+1)-\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2}}{2\ell(\ell+1/2)(\ell+1)} = -\frac{1}{2(\ell+1)} = -\frac{1}{6}$$

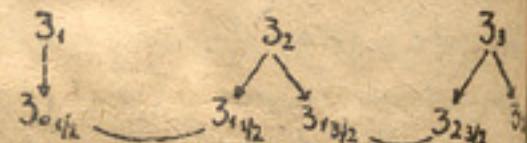
In tabelul de mai jos sunt adumdate rezultatele acestea. Se vede ca compensarea de care am vorbit. Vedem cum: $2_1 = 2_{0\frac{1}{2}} = 2_{1\frac{1}{2}}$

$$2_2 - 2_1 = 2_{1\frac{3}{2}} - 2_{0\frac{1}{2}} = \frac{5}{8} - \frac{1}{8} = \frac{4}{8} = \frac{1}{2} \quad \text{cauci: } 2_2 = 2_{1\frac{3}{2}} = \frac{1}{8}$$

Este sugestiv sa privim un grafic care sa arate diferitele corespondente intre nivele si compensarile respective. Fie nivelul

cu subnivele n_K :

si cu subnivele n_j :



Subnivele legate cu o membră sunt egale intre ele. Apoi avem

$$3_2 - 3_1 = 3_{1\frac{3}{2}} - 3_{0\frac{1}{2}} ; \quad 3_3 - 3_2 = 3_{2\frac{5}{2}} - 3_{1\frac{3}{2}}$$

Nivelele egale între ele sunt:

$$3_1 = 3_{0\frac{1}{2}} = 3_{1\frac{1}{2}} ; \quad 3_2 = 3_{1\frac{3}{2}} = 3_{2\frac{3}{2}} ; \quad 3_3 = 3_{2\frac{5}{2}}$$

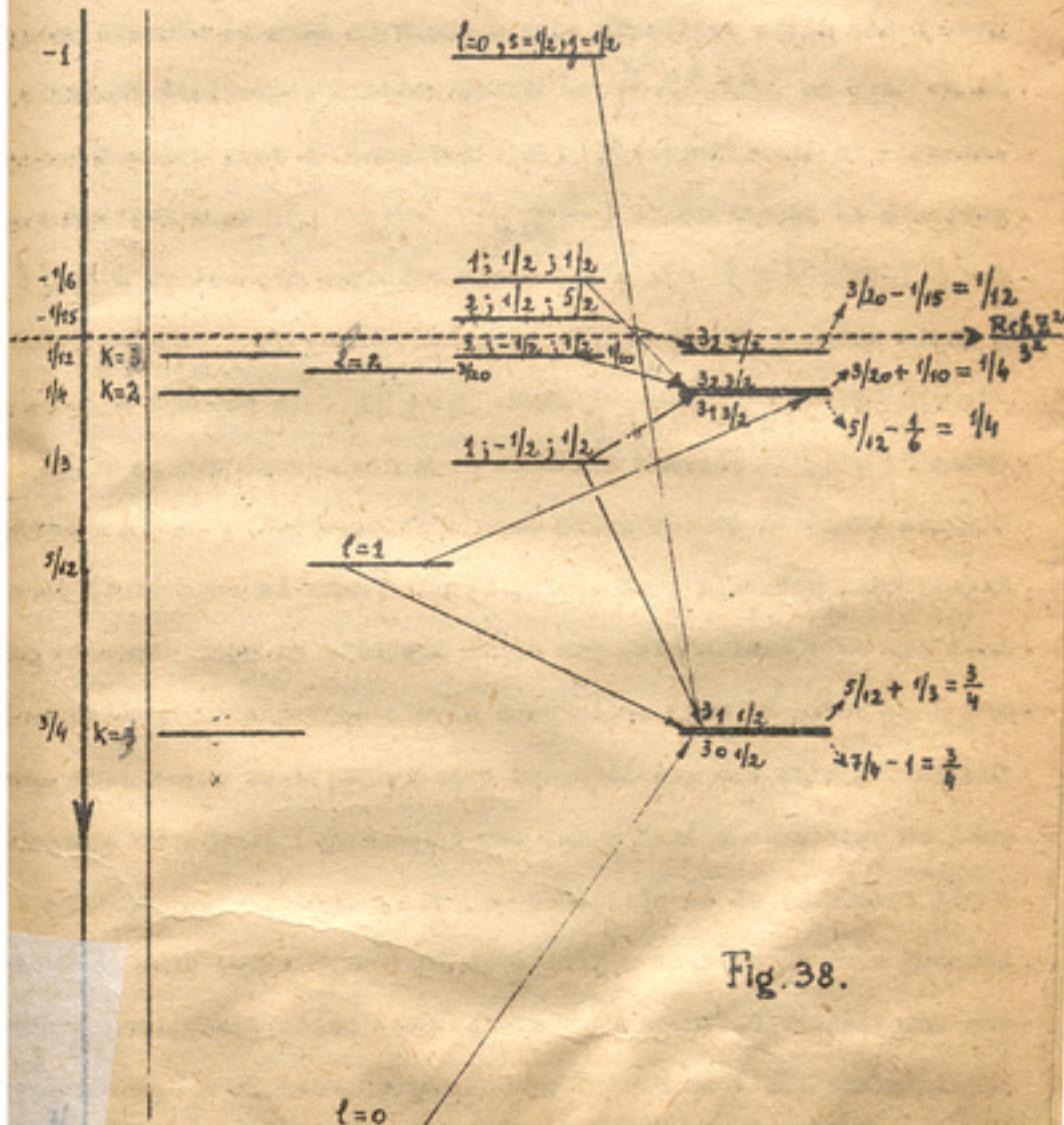


Fig. 38.

Consecutivă interacție	Consecutivă interacție	Consecutivă interacție	Consecutivă interacție
Σ_{ij}^2	Σ_{ij}^2	Σ_{ij}^2	Σ_{ij}^2

Grafiul e făcut după cum urmează:

Linia reprezintă valoarea nivelului de bază, fără corespondințile de relativitate sau relativitate + spin.

Energile cresc în jos, deci factorii de corecție pozitivi tet în jos. Prima linie verticală este o scără în care se miscă energii în unități de $\frac{Rch\alpha^2 Z^4}{n^3}$. Prima coloană reprezintă factorii de corecție în clasificarea n_k (relativitate). A doua coloană corecții parțiale de relativitate $(\frac{1}{(\ell+\frac{1}{2})} - \frac{3}{4n})$, care depinzând numai de ℓ ($n = ct = 3$), să fie să valoarea respectivă a lui ℓ . A treia coloană dă corecțiile de spin (s_p) date de $\frac{1}{2\ell(\ell+\frac{1}{2})}$ când $s = -\frac{1}{2}$ și $-\frac{1}{2\ell(\ell+\frac{1}{2})(\ell+1)}$ când $s = +\frac{1}{2}$. În coloana a patra sunt prezentate oblice arătă căre sunt corecțiile care se adună. Atunci când nivelele sunt egale, liniile care le reprezintă nu se pot desenate confundate, cum ar fi trebuit, ci ușor separate pentru a se vedea că sunt acolo două nivele confundate. Egalitatea între variația de energie datorită relativității cu aceea care apare când se introduce spinul a dat loc la discuții lungi. Se spunea că mai rezonabil să se utilizeze numai relativitatea, evitând o ipoteză nouă și care de altfel duce la introducerea unui număr quantic fractionar. Mecanica ondulatorie pune capăt discuțiunii necesității introducerii numărului quantic fractionar și a spinului, care apar ca un rezultat normal de calcul (v. partea pur teoretică).

Notății spectroscopice.

Aștăm de pe acum unele notății convenționale, a căror origine vom vedea mai târziu.

Se obigiuște să se nota cu literele următoare, termenii având drept numere quantitative azimutale $\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$, corespondența fiind:

K = 1	2	3	4	5	6
$\ell = 0$	1	2	3	4	5,
S	P	D	F	G	H

Așa spunem că avem un termen S pentru arăta că termenul are $\ell=0$ (cum K=1) ; un termen D ca să subînțelegem că $\ell=2$ (cum K=3).

Introducerea modelului vectorial al atomului, în special aplicabil la atomii complicați, a dus la o notăție (Russel și Saunders) de termenii spectroscopici sunt însemnați cu litere majuscule, S, P, D, : (cum vom vedea, aceste majuscule reprezintă sau de numere quantitative ℓ corespunzând fiecărui electron din atomul lui). În cazul atomilor hidrogenoizi, majusculele au același sens ca notățiile S, P, D, F, săci avem un singur electron. Pentru a preciza mai bine caracterul termenului spectral se obigiuște să se adauge majusculei notății de formă: S_1^2 , $P_{3/2}$, ... ; în dreapta jos se notează valoarea lui j . În acesta, cifra indică caracterul de multiplicitate a termenului. Având în vedere că atomii hidrogenoizi datorită celor două posibilități ale lui ℓ și S , ($j = \ell \pm S$), au termeni cu multiplicitatea cea mai mare (deci o valoare mai mare decât o valoare). De exemplu, S_1^2 și $P_{3/2}$.

de ex. o notație $^2P_{1/2}$ vom ști că numerele quantice corespunzătoare termenului sunt $\ell = 1$; $s = \frac{1}{2}$; $j = 1/2$; tot așa un termen $^2D_{5/2}$ corespunde la $\ell = 2$; $s = 1/2$; $j = 5/2$.

Specificarea multiplicității termenului este utilă căci ea permite să prevadem comportarea acestui termen în diferite situații care ar fi separarea lui în sămpuri magnetice, etc.....

Notățiile spectroscopice pot prezenta unele confuziuni. Așa însă și înseamnă că termenul spectral are $\ell = 0$, dar mai însemnat modulul numărului quantic al electronului. În general, contextul permite să evităm confuzia, apoi numărul quantic al spinului electronului e notat, în general, sub formă de vector \vec{S} .

Reguli de selecție.

Practică pe o parte și justificări teoretice deduse cu metodele mecanicilor quantice (principiul corespondenței) pe de altă parte arată că sunt transițiile permise între nivele. În transițiile între două nivele n_i vom ține seama de cele ce știm până acum:

Nu există nici o regulă de selecție pentru n ; nu ne vom preocupa deci de numărul quantic principal în căutarea transițiilor, chiar $\Delta n = 0$ nu este interzis, însă putem ține seama și de transițiile, în interiorul unui același nivel n , între subnivelele respective.

Regula de selecție pentru j care ca $\Delta \ell = \pm 1$ știind că transiția + 1 este mai intensă ca $\Delta \ell = -1$.

Regula de selecție pentru s este: $\Delta s = 0$ sau $\Delta s = \pm 1$

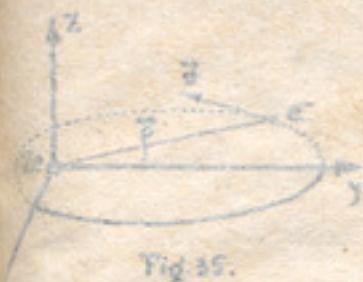


Fig. 35.

O emisare a acestui energie se face după o mișcare următoare: Fie o traectorie eliptică din atom, reprezentată în planul x_1x_2 .

În vorba să arătăm că variația de energie dată de mișcarea este:

$$-\frac{R\hbar^2 Z^4}{n^2} \cdot \frac{i}{\ell(\ell+1)(E+i)} \dot{\ell} \cos(\ell, s)$$

Respectiv, dacă fiind valoarea lui $\dot{\ell} \cos(\ell, s)$:

$$\frac{R\hbar^2 Z^4}{n^2} \cdot \frac{i(j+i) - \ell(\ell+1) - s(s+1)}{2\ell(\ell+1)(E+i)}$$

Energia amplasată a traectoriei trebuie să apară din interacțiunea dintre ionic și mișcarea pe orbită. În magnitudine electrica ionică suferă o variație în jurul său elativ magnetic crește de către mișcarea sa orbitală. Din momentul prezentării apare o acțiune pe care ionic să o calculeze. Deci întâi să cercetăm capul H în legătura pe unde trasează electronul. Electronul se mișcă sub influența câmpului electric creat de ionul. Acest câmp este:

$$\vec{E} = \frac{Ze}{r^2} \hat{u}_r = \frac{Ze}{r^2} \cdot \frac{\vec{R}_{rf}}{r} = \frac{Ze}{r^2} \cdot \vec{j}$$

câmpul electrician creat de ionic. Cercetăm care în un moment dat, o viteză \vec{V} pe traectorie cu. Înțeles că electro magnetice să se să se producă în punctele pe unde se mișcă, un câmp \vec{H} , astfel încât de $\vec{H} = -\frac{1}{c} \vec{E} \times \vec{B}$

A simplu să legăm înă Biot și Savart. (legătura spune că o variație

$\frac{d}{dt}$ depărtându-se cu o viteză v producă

un altă variație caracterizată prin \vec{P} cu valoare

$$\vec{H} = \mu_0 \frac{1}{4\pi} \frac{d\vec{P}}{dr^2}$$



Fig. 36.

Considerăm electronul din A imobil; nucleul Z_e se mișcă în față de A. Nucleul deplasează o sarcină Z_e^+ și produce un câmp: $\vec{H} = g \text{rad} \frac{1}{\rho} \Lambda \frac{Z_e(-\vec{r})}{c} = -g \text{rad} \frac{1}{\rho} \Lambda \frac{Z_e}{c} \vec{v} = -Z_e \frac{g \text{rad}}{c} \frac{1}{\rho} \Lambda \vec{v}$. Acest câmp electric produs de nucleu în A este $\vec{E} = \frac{Z_e}{c} \frac{1}{\rho} \Lambda \vec{v} = \frac{Z_e}{c \rho^2} \cdot \vec{f}$. Un electron deci care se deplasează curba (C), creând în punctul A, sănii se găsește în punct, un câmp \vec{H} dat de:

$$\vec{H} = -\left(\frac{Z_e}{c \rho^2}\right) \vec{f} \wedge \vec{v} = \left(\frac{Z_e}{c \rho^2 m_e}\right) m_e \vec{f} \wedge \vec{v}.$$

Dar suntem $m_e \vec{f} \wedge \vec{v} = \vec{P}_K$ = impulsul electronului pe traseu să (semnul + pentru că \vec{v} considerat este acel al nucleului),

$$\vec{H} = \left(\frac{Z_e}{m_e c \rho^2}\right) \vec{K} \frac{\hbar}{2\pi} = \left(\frac{Z_e}{m_e c \rho^2}\right) \vec{P}_K$$

Putem calcula energia electronului magnet în câmpul \vec{H} , adică mișarea pe tracectoria sa, făcând cu ajutorul precessiunii, ajutorul momentului său magnetic $\vec{\mu}_s$. Electronul are un moment mecanic $\vec{p}_s = \frac{e}{2\pi} \vec{r} \frac{\hbar}{2\pi}$ și un moment magnetic $\vec{\mu}_s = 2 \cdot \frac{e}{2m_e c} \frac{\hbar}{m_e c} \cdot \frac{e}{2\pi} \cdot \frac{\hbar}{2\pi} \cdot \vec{S}$. (din cauza sarcinii e și \vec{p}_s este perpendicular \vec{S}). Energia sa va fi:

$$\Delta W = -(\vec{\mu}_s \cdot \vec{H}) = \frac{e}{m_e c} \cdot \frac{\hbar}{2\pi} \cdot \vec{S} \cdot \vec{H} = \left(\frac{e}{m_e c} \cdot \frac{\hbar}{2\pi}\right) \left(\frac{Z_e}{m_e c \rho^2}\right) \frac{1}{\rho}$$

$$\Delta W = \frac{Z_e^2 \hbar^2}{4\pi^2 m_e^2 c^2} \cdot \frac{1}{\rho^3} \cdot \vec{S} \cdot \vec{K}$$

(Dacă vrem să ne servim de viteza unghiulară ω_s , a rotației, ne reamintim că ω_s este dată de produsul $\frac{e}{m_e c}$ cu cămpul magnetic o condiționată, $\frac{e}{m_e c}$ fiind raportul între momentul magnetic și cel mecanic. Deci: $\omega_s = \frac{e}{m_e c} \cdot \frac{Z_e}{m_e c \rho^2} \cdot \frac{\hbar}{2\pi K} = \frac{e^2 \hbar}{2\pi m_e^2 c^2}$.

Cum energia este dată de produsul între viteza unghiulară și cotația impulsului mecanic pe direcția arci de precesiune, avem

nem seama de ansamblul acestor reguli când căutăm tranzițiile posibile între nivele.

Astfel între două nivele de ex. $n_{3\frac{1}{2}}$ și $n_{1\frac{5}{2}}$ tranziția permisă, oricare ar fi ℓ , căci aici $\Delta\ell = +1$ și $\Delta j = +1$. Totuși $n'_{2\frac{3}{2}} \rightarrow n_{1\frac{3}{2}}$ este permisă căci $\Delta\ell = +1$ și $\Delta j = 0$ și $n'_{1\frac{1}{2}} \rightarrow n_{2\frac{3}{2}}$ este permisă ($\Delta\ell = -1$; $\Delta j = -1$). O tranziție: $n'_{2\frac{5}{2}} \rightarrow n_{1\frac{1}{2}}$ este interzisă, căci dacă e permisă pentru ℓ , ($\Delta\ell = 1$) este interzisă pentru j , ($\Delta j = 2$) etc.

Reprezentări grafice.

După metoda dată de Bohr, aplicată în amănunt de Grotarian, și utilizată curent de spectroscopisti, metodă întrebucințată și în vestea lecției, se reprezintă cu mult folos, cu ajutorul unui grafic, feritele subnivele care apar la atomii hidrogenoizi. Reprezentarea face după metodele deja indicate în graficele trecute. Aici să fiecare nivel n , al cărui termen este $\frac{RZ^2}{n^2}$, deci care se găsește situat în același loc ca în figurile precedente, avem $n-1$ subnivele. În cazul hidrogenului și al He II aceste subnivele sunt prea apropiate pentru a le desena la scară în ansamblul nivelor atomului.

Aveam coloane diferite pentru ℓ diferenți. Aici însă, afară de $\ell=0$, (termeni S), care nu sunt dedublați, și pentru care nu există coloană, tragem două coloane pentru fiecare termen, pentru a distinge intervenția spinului. Totuși cu termenii ℓ, q, \dots .

Aven astfel coloana unică $\ell = 0$, notată și sună $S_{1/2}$; coloana dublă $\ell = 1$, notată p . Cele două coloane p se raportează la termenii $^2P_{1/2}$, respectiv $p_{1/2}$ și $^2P_{3/2}$, respectiv $p_{3/2}$ (atragem atenția asupra acestei notații, întrebuiuță căteodată, că termenii dubletului sunt notați cu indicații 1 și 2, indisele 1 și 2 respunzând la termenul cel mai energetic (pentru care $j = 3/2$).

In fine, pentru a specifica încă o notație, aceea utilă de Paschen și după el de mulți spectroscopisti, găsim în grafie, tra termenii superiovi, dela $n=4$ în sus, modul următor de a marca termenii. Paschen introduce și numărul quantică n în notație. Aș fel un termen cu $n=3$, $\ell = 1$ și $j = 3/2$, va fi notat $3p_1$. E poate util să mai dăm un tablou general de corespondență dintre notatiuni spectrale. Pe un nivel n oarecare. Submivelele sună respunzând la diferenții ℓ și j sunt:

K	1	2	3	4	5	...	n
ℓ	0	1	2	3	4	...	$(n-1)$
	s	p	d	f	g		
$j = \ell + 1/2$	$1/2$	$3/2$	$5/2$	$7/2$	$9/2$		
	s	p_1	d_1	f_1	g_1		
	ns	np_1	nd_1	nf_1	ng_1		
		$^2P_{3/2}$	$^2D_{5/2}$	$^2F_{7/2}$	$^2G_{9/2}$		
$j = \ell - 1/2$		$1/2$	$3/2$	$5/2$	$7/2$		
		ns	np	nd	nf	ng	
			2P_0	2P_1	2P_3	2F_5	2F_7

zarcarea subniveelor, liniile orizontale care le reprezintă,
în practică în aceeași cotă (aceea a termenului $\frac{RZ^2}{n^2}$).

Vom tine seama că, pe aceeași orizontală, termenii cu același
su același valoare și că termenii pentru care j variază sunt lini-
feră su separarea găsită în cazul relativității singure. Astfel

$$3d_1 - 3P_1 = ^2D_{3/2} - ^2D_{1/2} = 3_{2,3/2} - 3_{1,1/2} = 3_3 - 3_2$$

sunt notați cu o accoladă termenii de valoare egală. De observat că
împărțirea nivelerelor duc la mărirea numărului de tranziții și
că la o mai mare complexitate a structurii fine.

Astfel seria Lyman (nivelul de bază, termenul fix,
înd $n = 1$, deci $1_{0,1/2}$) apare dublă, toate transi-
țile ($n_{-1,1/2} \rightarrow 1_{0,1/2}$) și ($n_{+1,1/2} \rightarrow 1_{0,1/2}$) fiind permise; în schimb
sunt excluse tranzițiiile ($n_{0,1/2} \rightarrow 1_{0,1/2}$).

Seria Balmer săpătă o complicație mai mare ca în
cazul relativității simple. Aici nivelul de bază este triplu, având
componentele $2s$, $2P_1$, $2P_2$. Tranzițiiile permise de pe nivelerile su-
perioare sunt în număr de cinci pentru fiecare Δn în parte. Cum
aceste subnivele nu sunt diferențiate între ele numărul componentelor
a structurii fine se reduce la cinci pentru seria Balmer.

Se concepe ușor că teorie vorbind, serile superioare vor
să prezinte o complicație și mai mare în structura lor fină. Pentru
lucrarea ideilor, reproducem un grafic tip Grotian pentru spectrul
emisiei al Heliului (He II), (pentru a avea o scară rezonabilă
componentelor se înșepe graficul delă termenii $n = 2$, de unde
se vede că nivela $2P_2$ este de două ori mai înaltă decât $2P_1$).

marca că pentru a reprezenta întregul spectru avem nevoie de aproximativ 440.000 cm^{-1} . În grafic frecvențele încep căm la 110.000 aceea corespunzătoare lui $n = 2$).

Este util să se examineze în paralelă și graficul He II : clasificarea n_K pentru a urmări dedublarea nivelelor prin interacția $(s + d_1)$ $(s - \frac{1}{2})$ $(s + \frac{1}{2})$ $(2 - \frac{1}{2})$ $(2 + \frac{1}{2})$ $(3 - \frac{1}{2})$ $(3 + \frac{1}{2})$ $(4 - \frac{1}{2})$ $(4 + \frac{1}{2})$ $(5 - \frac{1}{2})$ $(5 + \frac{1}{2})$ \dots care se referează lui $3 + \frac{1}{2}$.

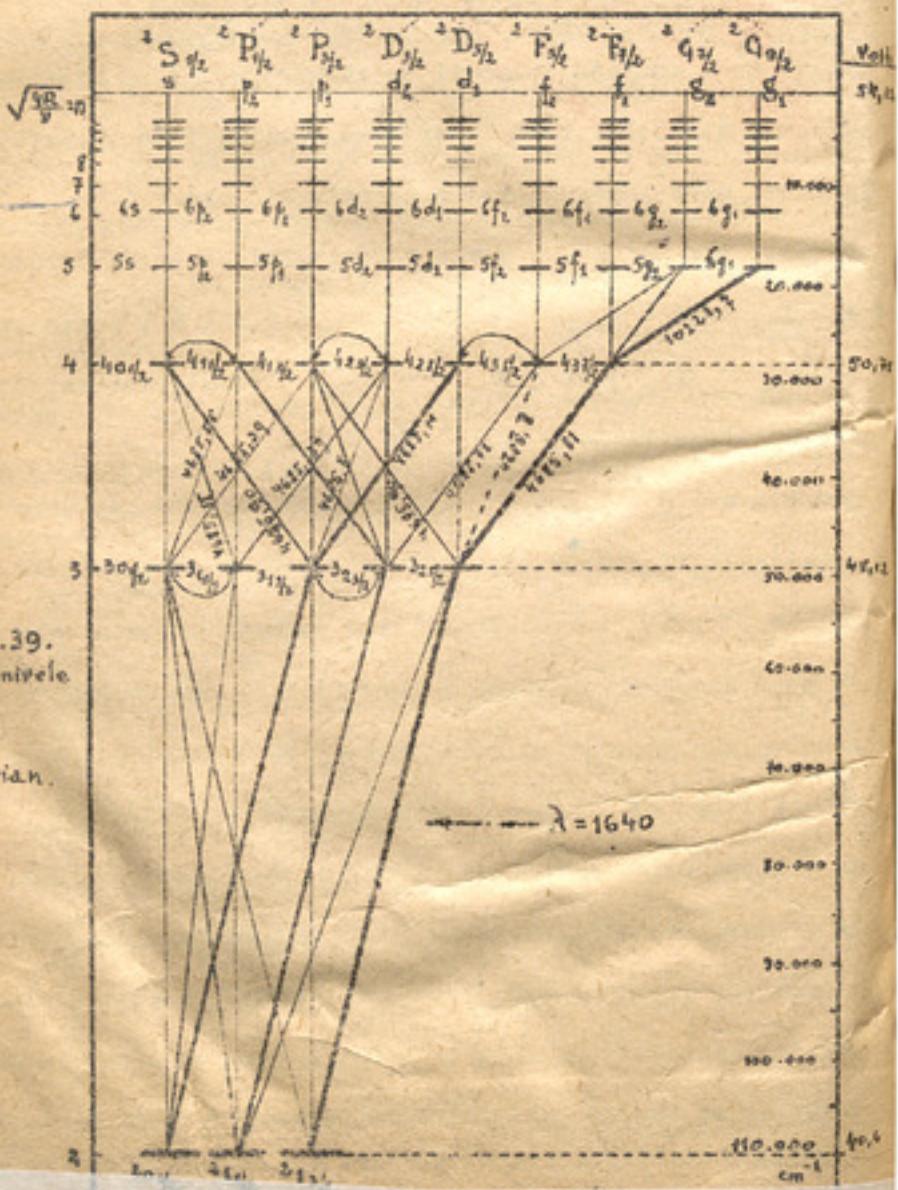


Fig. 39.
Schema nivelor
He II.
Gen S. Irian.

Tot pentru precizarea ideilor dăm la o scară mărită tranzitiiile pentru H_{∞} la hidrogen.

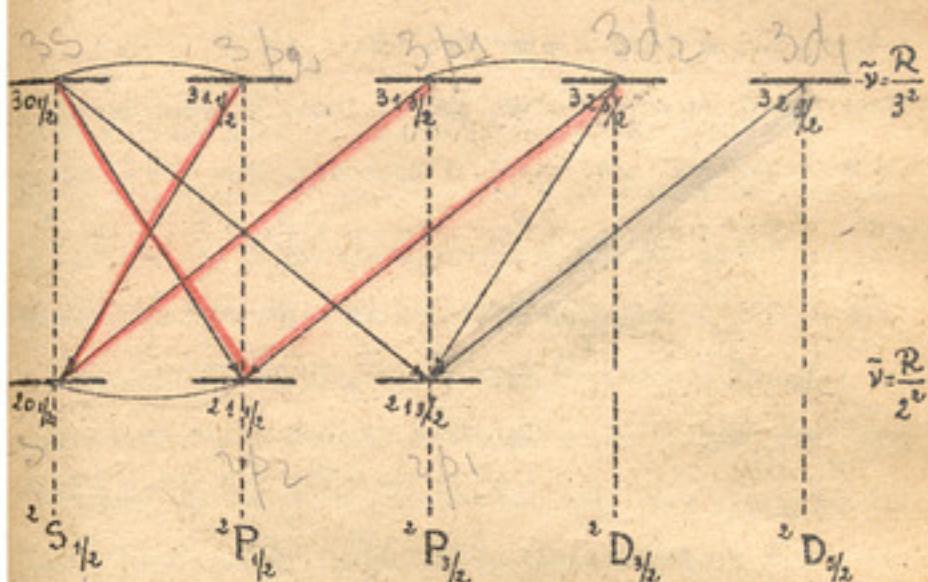


Fig. 40.

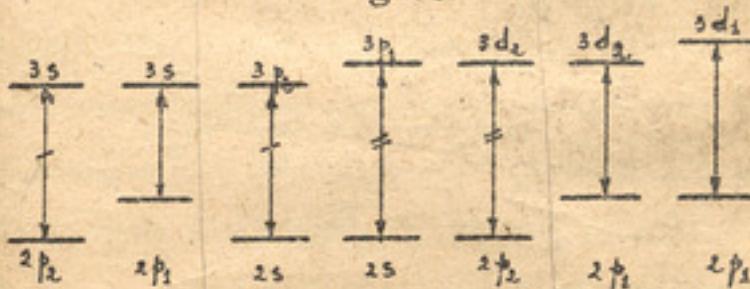


Fig. 41.

Aveam următoarele nivele egale între ele: $3s = 3p_1$; $3p_1 = 3d_2$; $2s = 2p_2$.

Aveam următoarele tranzitii: $3s_{1/2} \rightarrow 2_{1/2} = 3s - 2p_2$ > singură linie spectrală
 $3_{1/2} \rightarrow 2_{0/2} = 3p_1 - 2s$ > căci: $3s = 3p_1$; $2s = 2p_2$

$$3s_{1/2} \rightarrow 2_{1/2} = 3s - 2p_1$$

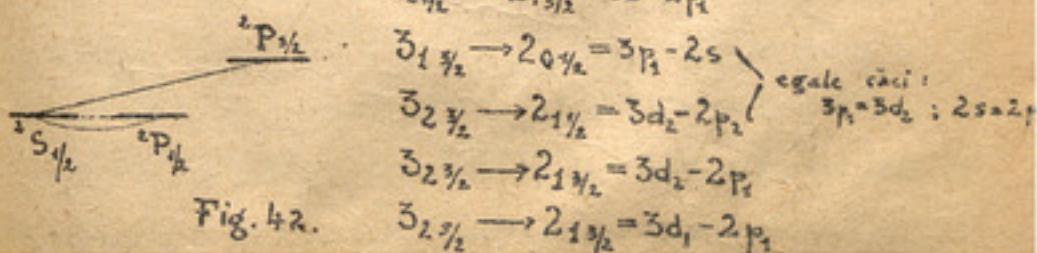


Fig. 42.

În total există patru tranziții, din care sînt diferențiate. Structura finită a razei H_α comportă cinci componente.

Tranzitii cu $\Delta n = 0$.

Cum $\Delta n = 0$ nu este exclus, pot fi luate în considerare tranzițiile în interiorul unui nivel n carecăr. Fie $n = 2$ cu subvalențe: $2S_{\frac{1}{2}} = 2_{0\frac{1}{2}}$; $2P_{\frac{1}{2}} = 2_{1\frac{1}{2}}$; $2P_{\frac{3}{2}} = 2_{1\frac{3}{2}}$ și $2S_{\frac{3}{2}}$.

Tranziția permisă este $2P_{\frac{3}{2}} - 2S_{\frac{1}{2}}$ dar $2_2 - 2_1 = \Delta \tilde{\nu}_H = \tilde{\nu}$.

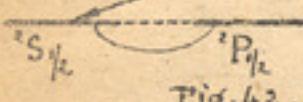


Fig. 42.

Lungimea de undă emisă este:

$$\lambda_{cm} = \frac{1}{\tilde{\nu}} = \frac{1}{\Delta \tilde{\nu}_H} = 2,738 \sim 2,74 \text{ cm.}$$

Fie acum $n = 3$ cu submiveltele $2S_{\frac{1}{2}} = 3_{0\frac{1}{2}}$; $2P_{\frac{1}{2}} = 3_{1\frac{1}{2}}$; $2P_{\frac{3}{2}} = 3_{2\frac{3}{2}}$; $2D_{\frac{1}{2}} = 3_{1\frac{1}{2}}$; $2D_{\frac{3}{2}} = 3_{2\frac{3}{2}}$ și $2S_{\frac{3}{2}} = 2P_{\frac{1}{2}}$; $2P_{\frac{3}{2}} = 2D_{\frac{3}{2}}$.

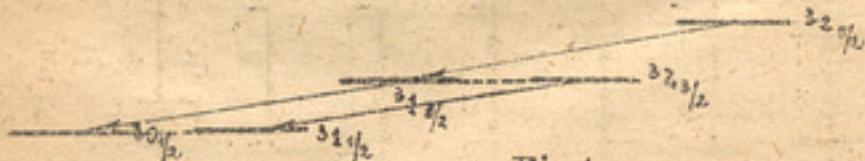


Fig. 43.

Aveam două tranziții:

$$3_{1\frac{1}{2}} - 3_{0\frac{1}{2}} ; \underbrace{3_{2\frac{3}{2}} - 3_{1\frac{1}{2}}}_{\text{egale între ele}} ; 3_{2\frac{3}{2}} - 3_{1\frac{3}{2}}$$

Aveam două frecvențe diferențiate care pot fi emise:

$$\tilde{\nu}_1 = 3_2 - 3_1 = 3_{1\frac{3}{2}} - 3_{0\frac{1}{2}} = \frac{8}{27} \Delta \tilde{\nu}_H \quad \text{iar} \quad \lambda_{1cm} = \frac{27}{8} \frac{1}{\Delta \tilde{\nu}_H} \sim 9,247 \text{ cm}$$

$$\tilde{\nu}_2 = 3_3 - 3_2 = 3_{2\frac{3}{2}} - 3_{1\frac{3}{2}} = \frac{5}{81} \Delta \tilde{\nu}_H \quad \lambda_{2cm} = \frac{81}{5} \frac{1}{\Delta \tilde{\nu}_H} \sim 27,74 \text{ cm}$$

Fie acum emisiunile cu $\Delta n = 0$ pentru He II. Dacă ne considerăm și altele nivelele $n = 2$ și $n = 3$, sumă $\Delta \tilde{\nu}_{He} = Z^4 \Delta \tilde{\nu}_H$

frecvența corespunzătoare tranzițiilor analizate mai sus, vor

de 16 ori mai mari și deci λ respectiv de 16 ori mai mici. Lungimile de undă respective vor fi:

$$\lambda_1 = \sim 0,47 \text{ cm} \quad \text{transiția } 2_2 - 2_1$$

$$\lambda_2 = \sim 0,578 \text{ cm} \quad \text{transiția } 3_2 - 3_1$$

$$\lambda_3 = \sim 1,735 \text{ cm} \quad \text{transiția } 3_3 - 3_2$$

Dacă ne ridicăm spre n superior, separările între nivele sunt din nou în ce mai mici iar undele emise trece repede în domeniul metricei. Dacă considerăm atomi hidrogenozizi cu Z mai mare, undele respective emise pentru $n = 2$ sau 3, trec în domeniul undelor calorice.

Transițiile cu $\Delta n = 0$ sunt acum de actualitate căci metodele tehnice moderne ne permit să formăm și să reșeptionăm unde cu lungimi de undă ca acelea calculate mai sus. Deci controlul acestor emisii este posibil. De fapt e pe cale acum să capătă consistență o discipline nouă, spectroscopia microondelor. Continuând spre λ mare, domeniul împăratului, acestă nouă tehnică spectroscopică este menită să aducă mari folosuri în studiul atomilor și a moleculelor. Vom reveni cu amânunte la timp oportunitate (v.d. ex. J.B.M. Kellogg și S. Millman, Rev. of Modern Phys. 18, vol. XIII, 323 (1946)). Pentru studiul emisiei $\lambda = 2,74$ și deci a separării subnivelelor $2_2 - 2_1$ v.d. ex. Willis E. Lamb și Robert Rutherford, Fine Structure of the Hydrogen atom by a Microwave Method, Phys. Rev. 72, August 1947.

Controlul experimental al strucaturii fine prevăzută prin existența spinului.

După cum am văzut separațiile termenilor spectrali la H I și n. anexa N^o 10.

He II sunt foarte mici datorită valorii mici a factorului α^2 .

Era util de făcut acest control la elementele hidrogenoide unde, în ipotezele făcute, calculul se poate face complet. Față de cele elemente hidrogenoide, H și He⁺ pot fi studiate mai ușor din punctul de vedere al obținerii spectrelor, care trebuie să fie săse în condițiuni căt mai la adâpostul perturbațiilor extaricăre, acelea care apar într'un tub de deschidere (ionizarea multiplă se obține numai cu ajutorul excitării puternice deci perturbatoare a nivelelor). Apoi hidrogenul și heliul oferă linii spectrale în domeniul spectroscopic ușor de studiat, în vizibil.

Structura fină a razei H_α (care prezintă separările cele mari între componente ale sale și se găsește în vizibil; este foarte ușor obținută într'un tub de deschidere) a fost studiată în special de G.Hansen, Ann.d.Phys. 78, 558 (1925) și N.A.Kent, L.B.Taylor, Hazel Pearson, Phys.Rev. 30, 226 (1927).

La He⁺ controlul foarte minuțios a fost făcut de Paschen, Ann.d.Phys. 82, 689 (1927) asupra liniei 4685,81 care e primul termen din seria lui Fowler ($\tilde{V} = 4 R_{H_2} \left[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} \right]$); este intensă și bine situată. Paschen a făcut o excitare îngrijită, în curenț continuu, spre a avea căt mai multă perturbare a emisumilor, astăzit componentele să apară căt mai clar posibil la analiza interferometrică să le-a făcut. Cum linia 4685,81 apare ca o transiție între nivelele $n = 4$ și $n = 3$ și cum $n = 3$ are $2 \times 3 - 1 = 5$ subnivele și $n = 4$ are 7 subnivele, linia apare ca rezultatul a 13 transițiilor. Datorită egalității unora din nivele trebuie să

avem opt componente distincte în structura ei fină. Desenul alăturat (care nu a făcut la scară) arată de ce avem 8 componente distincte.

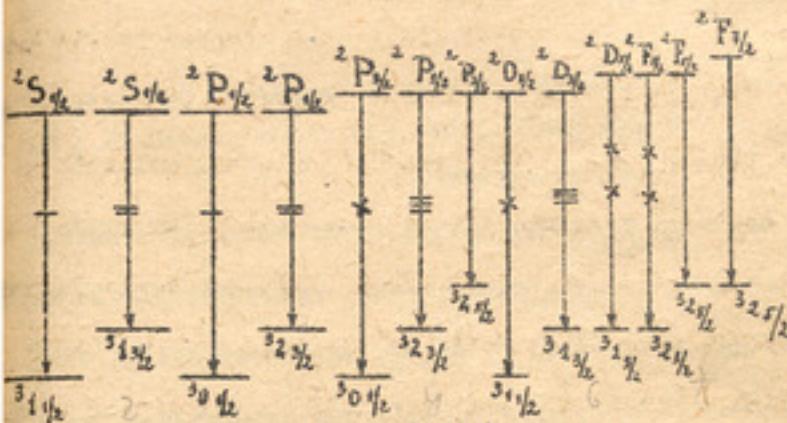


Fig. 4.4.

Pentru a urmări compoziția exactă a liniei 4686, citim graficul alăturat. Aici vedem că după luările cu nivele cu n mai mare ca în cazul lui H _{∞} , faptul că separațiile sunt la He II de $Z^4 = 16$ ori mai mari decât la hidrogen, avem finalmente o distanță mult mai mare decât în cazul hidrogeneului.

Nivelele egale au fost trase prin două linii distincte și neconfundate, cum ar fi trebuit, pentru a urmări mai ușor transițiile. Comparând graficul cu acel corespondător atomului relativist al lui Sommerfeld vedem că pe lângă componentele permise în atomul Sommerfeld, mai avem încă trei componente care nu apar, datorită regulilor de selecție și care erau interzise în cazul precedent. E vorba de transițiile

4/ $(4_{3\frac{1}{2}} - 3_{2\frac{1}{2}})$ permisă în cazul spinului; transiția echivalentă din cazul precedent ($4_5 - 3_5$) era interzisă.

B/ $\left. \begin{array}{l} 4_{2\frac{1}{2}} - 3_{1\frac{1}{2}} \\ 4_{1\frac{3}{2}} - 3_{2\frac{1}{2}} \end{array} \right\}$ date prin două tranziții permise; tranziția echivalentă din cazul precedent ($4_2 - 3_2$) este interzisă.

C/ $\begin{array}{l} 4_{1\frac{1}{2}} - 3_{0\frac{1}{2}} \\ 4_{0\frac{1}{2}} - 3_{1\frac{1}{2}} \end{array}$ date tot prin două tranziții permise; tranziția echivalentă din cazul precedent ($4_1 - 3_1$) este interzisă.

Tranzițiile B și C foarte apropiate de tranziția forte, $4_{3\frac{1}{2}} - 3_{2\frac{1}{2}}$, încât sunt practic neseparabile spectroscopic. În schema liniei C, care nu era permisă în schema relativității și care a observat experimental este acum justificată; concordanța este în total satisfăcătoare. Teoria prevede calculul intensității liniei caisse. Si din acest punct de vedere rezultatele experimentale confirmă teoria. Probe ca acestea au plăcut serviciu pentru ipoteza lui Pauli. Vom vedea, în tot cursul spectroscopiei, căt de inspirații au fost Goudsmit și Uhlenbeck când au introdus acest nou element luanu în domeniul atomului. Structura de dubletă, datorită spinului, este urmărită cu ușurință la alcaline, a căror emisie spectrală, dat fiind compoziția lor electrozică, apare ușor să se diferențieze de cea a elementelor hidrogencide. (vezi în anexa nr.9, pentru documentare generală, linile mai importante ale He II).

Titlu de

A N E X E

.- (Inutil de a fi citită de acei cari au urmat un curs de mecanică ceva mai complet).

Forțe centrale, legea atracției planetelor.

Inteligem prin forță centrală o forță a cărei vector reprezentativ este îndreptat mereu spre un punct fix. Așa sunt forțele de atracție exercitată de un scârpe asupra unei planete, sau forțele de atracție sau respingere între două sarcini electrice punctuale.

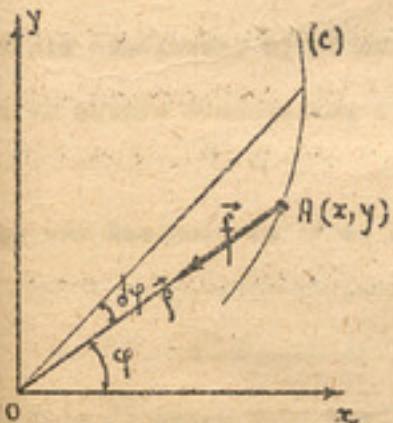


Fig. 45

le. Fie O un punct de masă M_1 și A un punct de masă m_1 . Între O și A se exercită forțe de forță: $\vec{f} = g(\rho) \vec{U}_\rho$, unde $g(\rho)$ este o funcție sau scalară a distanței ρ , iar \vec{U}_ρ este vectorul unitate (verzorul) rasei vectoare $\vec{\rho}$, iar \vec{f} este, prin

definiție, o forță centrală. Funcție de condițiile inițiale, punctul A va deservi, sub influența forțelor \vec{f} , o traiectorie (C) . Mișcarea punctului A este caracterizată, între altele, printr-o proprietate importantă, aceea rezumată în lega a traiectoriei (v. acolo). Mai întâi, curba deservisă de f este plană, nefind condiționată doar de viteză nu împinsă și de forțele

cari trec toate prin punctul fix O. Curba (C) se va găsi în planul care conține pe O și vitesa inițială. Ea poate fi desenată cu un sistem de coordonate plane. Planul xOy din fig. 45 conține vitesa inițială și pe O. În studiul mișcării lui A față de O suntem obligați mai întâi să ținem seama de legea conservării centrului de greutate. A trebuie să se miște față de O și față de A astfel ca centrul de greutate a maselor M și m sau să rămână pe loc, sau să-și continue o mișcare rectilinie și uniformă condiționată de vitesa inițială a centrului de greutate. În adăvăr, în cazul nostru, nu avem deosebit forțe interioare sistemului, acelea pe care le exercită O asupra lui A și care, egale și de sens opuse, exercită de A asupra lui O. Nu avem forțe exterioare sistemului, care după cum știm sunt singurile care pot schimba starea de repaus sau de mișcare a centrului de greutate.

Mișcarea relativă a lui A față de O se studiază mai ușor, introducând massa redusă.

Reamintesc artificiul utilizat:

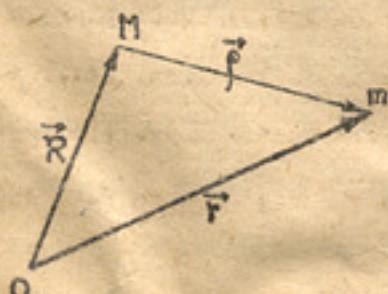


Fig. 46.

Dacă două masse M și m exercită forțe între ele (gravitaționale, electrice, etc.) și că \vec{F} este forța lui M asupra lui m și \vec{f} aceea a lui m asupra lui M

$$\vec{F} = -\vec{f}$$

Centrul de greutate P și planul său determinat de vectorii R și

F într'un sistem carecăre Galileean de referință. Ecuatiile de mișcare ale punctelor noastre sunt date de :

$$M \ddot{\vec{R}} = \vec{f} \quad \text{și} \quad m \ddot{\vec{r}} = \vec{F}$$

Prin urmare aceste relații unele din altele avem:

$$\ddot{\vec{r}} - \ddot{\vec{R}} = \frac{\vec{F}}{m} - \frac{\vec{f}}{M} = \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) \vec{F} = \frac{d^2}{dt^2} (\vec{r} - \vec{R})$$

am, punând: $\ddot{\vec{r}} - \ddot{\vec{R}} = \vec{f}$ și $\frac{1}{m} + \frac{1}{M} = \frac{1}{\mu}$

$$\mu \ddot{\vec{r}} = \vec{F}$$

Platia aceasta ne dă mișcarea relativă a lui m față de M. Deducem teoremul cunoscut:

Se poate calcula mișcarea unei particole de masă m față de un obiect de masă M, aplicând pentru acestă mișcare relativă ecuația lui Newton unde însă partisola nu este considerată ca având o mișcare dată de:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{M} + \frac{1}{m} ; \quad \mu = \frac{m M}{M+m} = \frac{m}{1+\frac{m}{M}}$$

ulte convinte, prim artificiul de mai sus, putem aplica mișcării nația lui Newton doși sistemul de referință nu mai este Galileean.

Când M este foarte mare față de m, cum ar fi cazul mișcării unei particole m față de un nucleu greu, a unei planete mici mă de soare, a unui electron față de un nucleu greu, etc., μ este aproape de m și atunci, cu foarte bună aproximație, putem considera massa M în repaus iar massa m mișcându-se față de M după relațiile clasice newtoniene.

Legăturile.

In cazul unei forțe centrale, date de formula $\vec{F} = \alpha(r) \vec{u}$, se

stă că e caracteristica importantă a mișcării relativă a unei particole

ticole față de cealaltă.

Proiectând pe două axe rectangulare (x , y) legate de M și pe care îl considerăm imobil (v. fig. 45) avem:

$$F_x = \mu \ddot{x} = g(\rho) \cos \varphi = g(\rho) \cdot \frac{x}{\rho}$$

$$F_y = \mu \ddot{y} = g(\rho) \sin \varphi = g(\rho) \cdot \frac{y}{\rho}$$

Dacă înmulțim prima ecuație cu y , a doua cu x și le scădem una din alta obținem: $y \ddot{x} - x \ddot{y} = 0$

Ceea ce revine să spunea:

$$\frac{d}{dt}(y \ddot{x} - x \ddot{y}) = 0 \quad \text{și} \quad y \ddot{x} - x \ddot{y} = C$$

Dar: $\frac{1}{2} (y \cdot dx - x \cdot dy) = \frac{1}{2} \rho^2 d\varphi = dS$?

Ce este elementul de suprafață descris de raza veetoare când φ variază cu $d\varphi$, respectiv x și y cu dx și dy . Atunci,

$y \ddot{x} - x \ddot{y} = \rho^2 \dot{\varphi} = 2S$ reprezintă dublul axiei descrise de raza veetoare în unitatea de timp. Constanta de integrare C de mai sus reprezintă deci dublul suprafeței descrise de raza veetoare în unitatea de timp. Constanta $S = \frac{1}{2} \rho^2 \dot{\varphi}$ se mai numește și viteza areolară. Spunem: viteza areolară este o constantă în forțelor centrale.

Observație: Legea ariilor apare mai sugestiv și imediat ajutorul reprezentării pur vectoriale. Fie $\bar{F} = \mu \ddot{\rho}$ ecuația mișcării noastre. Înmulțim ambii membri vectoriali cu $\ddot{\rho}$:

$$\bar{\rho} \times \bar{F} = \mu \bar{\rho} \times \ddot{\rho} = 0 \quad \text{deci} \quad \bar{\rho} \times \ddot{\rho} = 0$$

în același timp în cazul forțelor centrale $\bar{\rho}$ este paralel cu $\bar{F} = \gamma(\rho)$

Prin urmare avem: $\frac{d}{dt}(\bar{\rho} \times \ddot{\rho}) = \bar{\rho} \times \ddot{\bar{\rho}} + \bar{\rho} \times \ddot{\rho} = \bar{\rho} \times \ddot{\rho}$

vedem că relația (2) $\vec{p} \times \frac{\vec{r}}{t} = \frac{d}{dt} (\vec{p} \times \vec{r}) = 0$ devine după integra-

re: $\vec{p} \times \frac{\vec{r}}{t} = 2\vec{S}$, punând $2\vec{S}$ pentru constanta de integra-

re. Dacă mai observăm că $\vec{p} \times d\vec{p} = \vec{p} \times \vec{p} dt$ are o va-

lare absolută $|\vec{p} \times d\vec{p}|$ egală după ansași definiția produsului

vectorial, cu dublul ariei descrise de raza vectoră, într'un timp dt , apu-
nem: în unitatea de timp, raza vectoră
descrie o suprafață S , constantă
oricare ar fi momentul în care consi-

Fig. 47. derău mișcarea și a cărei valoare S

este dată de valoarea absolută $|\vec{S}|$ a vectorului $\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{p} \times \frac{\vec{r}}{t}$

unde $|\vec{p} \times \frac{\vec{r}}{t}| = p^2 \dot{\varphi} = 2S$; \vec{S} reprezintă vitesa areolară. Aceasta

este, după cum se știe, a doua lege a lui Kepler. Produsul

$\vec{p} \times \frac{\vec{r}}{t} = 2\vec{S}$ ne mai spune că suprafață descrisă de \vec{p} și $d\vec{p}$

este în fiecare moment normală unei direcții fixe, reprezentată prin

\vec{S} ; mișcarea în cazul forțelor centrale este deci plană.

Astfel, legile ariilor ne oferă două relații scalare, care împună relația dedusă din legea conservării energiei, sau cum se spie, integralele prime ale mișcării noastre. În fine, se defini-

ște vectorul: $\mu \cdot \vec{p} \times \frac{\vec{r}}{t} = 2\mu \vec{S} = \vec{p}$

care se numește și impuls de rotație, moment

angular, moment al cantității de

mișcare sau moment cinetic. (Acastă mi-

șcie mecanică va juca un rol important în cele ce urmărez). De re-

mată în fine că formula $\mu \cdot \vec{p} \times \frac{\vec{r}}{t} = 2\mu \vec{S} = \vec{p}$ dimensiunea și natura

acestei ecuații nu este chiar și asemănătoare cu

ecuația lui Newton $F = m \cdot a$, unde F este forța și a acel

accelerație pe care o cauță forța. Cu toate acestea, există

(adică energie × timp) și va fi exprimat în ergi × secunde.

Dimensiunile impulsului de rotație sunt aceleasi cu ale stantei de acțiune \hbar .

Mișcarea planetelor.

Vom avea să determinăm mișcarea componentelor unui atom, nul față de altul. Ne servim pentru acesta de rezultatele obținute în mecanica carească. La atom vom avea de luat cu forțe de natură electrică, conservative, ca și acele din gravitație. Si acestea sunt derivate dintr-un potențial pentru care deci schimbările de energie nu se face decât între energiile cinetice și cele potențiale și energia totală a sistemului se conservă, rămânând constantă. Rezultă, pe scurt, caracteristicile acestei mișcări. (Este vorba de carea relativă a unui punct de masă în față de altul de masă) Luiță cu forțe centrale de forma: $\vec{F} = \frac{\Gamma}{r^3} \vec{r}$, unde

$\vec{r} = r \vec{u}_r$, \vec{u}_r fiind vectorul unitate al lui \vec{r} . Avem, prin urmare, modulul: $|\vec{F}| = \frac{\Gamma}{r^2}$, pentru aceste forțe. Forța \vec{F} de

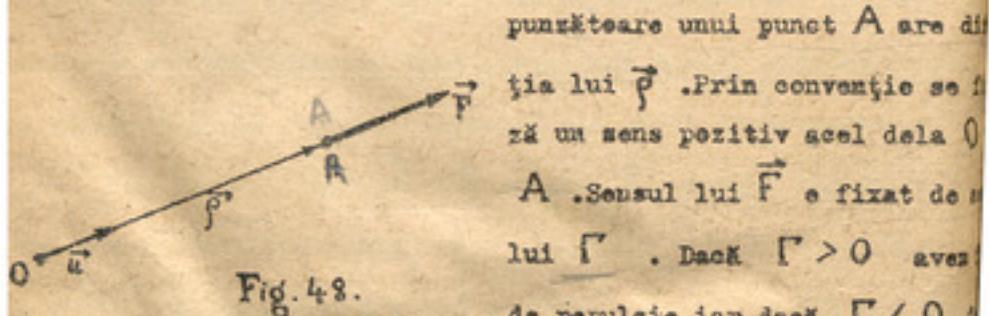


Fig. 48.

punctulare unui punct A are direcția lui \vec{F} . Prin convenție se fixă un sens pozitiv acel de la 0 la A. Sensul lui \vec{F} e fixat de sensul lui \vec{r} . Dacă $\Gamma > 0$ avem de atracție iar dacă $\Gamma < 0$ de repulsie. În cazul forțelor electrice între două sarcini q_1 și q_2 , legea lui Coulomb spune că $F = \frac{q_1 q_2}{r^2}$ ele de rugăciuță sau de atracție după cum q_1 și q_2 sunt de semnături

sau de semne contrare (aici $\Gamma = q_1 q_2$). Forțele gravitaționale sunt de atracție, de forma $F = K \frac{M_1 m_2}{r^2}$, așa cum scrie legea lui Newton. După convenția de mai sus scriem că $\Gamma = -K \cdot M_1 m_2$ deci $\vec{F} = -K \frac{M_1 m_2}{r^3} \vec{r}$ (unde $K = 6,66 \cdot 10^{-8} \frac{\text{cm}^3}{\text{gr} \cdot \text{sec}^2}$).

In cazul modelelor atomice, vom lua în considerare numai forțele electrice între componentii unui atom, căci forțele gravitaționale sunt prea mici și pot fi neglijate (v.anexa nr.II).

Forțele newtoniene și coulombiene admit un potențial U definit prin $\vec{F} = -\text{grad } U$, ca urmare forță conservativă, care poate fi reprezentată prin gradientul negativ al unei funcții scalare U (v.anexa nr.III). Energia potențială va fi dată deci de: $U = \frac{F}{r}$.

Ne reamintim că un punct de masă m gravitează în jurul uneia de mase M , după o cantică, dacă forțele sunt între ele de forma $\frac{F}{r^2}$.

Vom reaminti sumar raționamentele după care se stabilesc caracteristicile acestor mișcări, tratând cu un generalizare pentru a avea prezente în față unele date aplicabile atât pentru stabilirea unui model atomic cât și a celei necesare evaluării, în general, a particulelor electrizate (unele față de altele).

Integralele prime ale mișcării sunt date de legile energiei și ariilor. Series mai întâi că energia totală a sistemului este

$$T + U = T_0 + U_0 \quad \text{cineva nu dă prima relație sau} \\ \frac{1}{2} \mu v^2 + \frac{C}{r} = \frac{1}{2} \mu v_0^2 + \frac{C}{r_0} \quad \text{cu } \mu = \frac{M_1 m_2}{M_1 + m_2} \\ \text{care arată că relația scalară: } \frac{1}{2} \mu (1 - r^2 R^2) = 2S \quad \text{cădă } S = \frac{C}{\mu r_0}$$

Este esențial să utilizăm coordonatele polare. Vom scrie deasă viteza

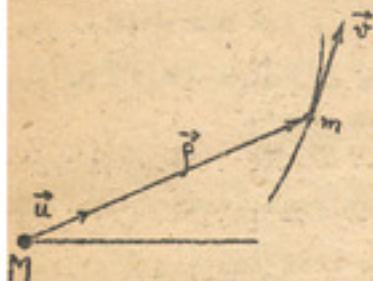


Fig. 49.

în funcție de aceste coordonate și să eliminăm timpul ca variabilă. Facem asta observând că: $v^2 = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2$ și că:

$$\dot{r} = \frac{dp}{dt} = \frac{dp}{d\theta} \cdot \frac{d\theta}{dt} = \frac{dp}{d\theta} \cdot \dot{\theta}$$

Introducem astfel variabila θ . Remă-

șin că pe acum că vectorul impuls $m\vec{v}$, al particulei pe traiectoria sa, poate fi considerat ca suma vectorială a două impulsuri: $m\dot{p}\vec{u}_r$, îndreptat după raza vectoare, numit impuls radial și $m\dot{p}\theta\vec{u}_\theta$, normal celui dintâi, numit impuls unghiular. \vec{u}_r și \vec{u}_θ sunt vectorii unitati orientați ca în fig. 50 (v. enexa III). Introducând în ecuația rela-

riile (2.) se ajunge ușor la

$$\frac{4S^2}{\dot{p}^4} \left(\frac{dp}{d\theta} \right)^2 + \frac{4S^2}{\dot{p}^2} + 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\dot{p}} = v^2 + 2 \frac{1}{\mu}$$

Relația este ușor integrabilă după pararea variabilelor, avem succesi-

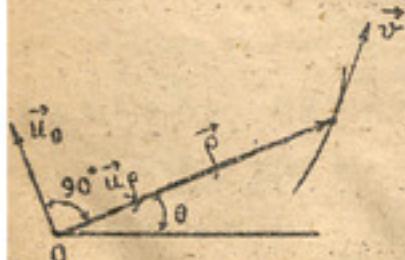


Fig. 50

$$\frac{4S^2}{\dot{p}^4} \left(\frac{dp}{d\theta} \right)^2 = \left[v^2 - 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\dot{p}} \right] - 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\dot{p}} - \frac{4S^2}{\dot{p}^2}$$

$$\left(\frac{dp}{d\theta} \right)^2 = \frac{\frac{4S^2}{\dot{p}^2}}{v^2 - 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\dot{p}} - 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\dot{p}} - \frac{4S^2}{\dot{p}^2}}$$

$$d\theta = \frac{\frac{dp}{\rho^2} 2S}{\sqrt{v_0^2 + 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\rho_0} - 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\rho} - \frac{4S^2}{\rho^2}}}$$

și prin adăugare și scădere, sub radical, a termenului $\frac{\Gamma}{4\mu^2 S^2}$

$$d\theta = \frac{\frac{dp}{\rho^2} 2S}{\sqrt{v_0^2 + 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\rho_0} + \frac{\Gamma^2}{4\mu^2 S^2} - \frac{\Gamma^2}{4\mu^2 S^2} - 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\rho} - \frac{4S^2}{\rho^2}}}$$

Pomând:

$$A^2 = v_0^2 + 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\rho_0} + \frac{\Gamma^2}{4\mu^2 S^2} ; \quad \frac{2S}{\rho} + \frac{\Gamma}{2\mu S} = x$$

relația devine:

$$d\theta = \frac{-dx}{\sqrt{A^2 - x^2}}$$

ceea ce duce la:

$$\arccos \frac{x}{A} = \theta + K \quad \text{sau} \quad x = A \cos(\theta + K)$$

înlocuind valorile lui x , avem finalmente:

$$\rho = \frac{\frac{4\mu S^2}{\Gamma}}{1 - \frac{2\mu S}{\Gamma} A \cos(\theta + K)}$$

obținem o relație de forma:

$$\rho = \frac{P}{1 - \epsilon \cos(\theta + \kappa)}$$

care este ecuația generală a unor conice reprezentate în coordonate polare și având unul din focare în pol. Putem lăsa originea pentru

θ așa că $C=0$, înălțat avem finalmente:

$$\beta = \frac{P}{1 - \varepsilon \cos \theta}$$

cu

$$P = -\frac{4\mu S^2}{\Gamma}, \quad \varepsilon = 2 \frac{\Gamma}{P} SA \quad \text{și} \quad A = \sqrt{V_0^2 + 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\beta} + \left(\frac{\Gamma}{\mu}\right)^2}$$

Au dedus astfel relația generală pentru prima lege a lui Keppler

D e s c u t i i

După cum ε este mai mic, egal, sau mai mare ca 1, oorbilele sunt elipsă, parabolă sau hiperbolă.

Cu ajutorul excentricității, putem fixa imediat condițiile initiale pentru ca mișcarea să aibă loc după o conică de tip astfel, cum:

$$\varepsilon = 2S \frac{\Gamma}{P} \sqrt{V_0^2 + 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\beta} + \left(\frac{\Gamma}{\mu}\right)^2 \frac{1}{4S^2}} < 1$$

Pentru cazul elipsei trebuie să: $\varepsilon < 1$

adică:

$$V_0^2 + 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\beta} + \left(\frac{\Gamma}{\mu}\right)^2 \frac{1}{4S^2} < \frac{\Gamma^2}{4\mu^2 S^2} \quad \text{deci} \quad V_0^2 < -2 \frac{\Gamma}{\mu}$$

Condiția (1) nu poate fi îndeplinită decât dacă $\Gamma <$ dacă numai în cazul forțelor de atracție, cum ar fi forțele gravitaționale sau coulombiene de atracție (sarcini de semn contrar)

In acest cas (1) devine: $\frac{1}{2} \mu V_0^2 < -\frac{\Gamma}{\beta_0}$ sau $T_0 <$

In cazul forțelor gravitaționale,

$$\Gamma = -K M m \quad \text{deci} \quad \frac{1}{2} \mu V_0^2 < K \frac{M m}{\beta_0}$$

iar pentru forțele coulombiene de atracție,

$$\Gamma = -Z e^2 \quad \text{deci} \quad T_0 < \frac{Z e^2}{\beta_0}$$

Mișcarea pe o elipsă are loc în cazul forțelor de atracție și la cinetica inițială este mai mică decât valoarea absolută a

pe potențiale inițiale: $T_0 < |U_0|$

potențialele inițiale sunt $|U_0| = -K \frac{M_m}{r_0}$ și $|U_0| = -\frac{Z_e k}{r_0}$)

Pentru mișcarea pe o parabolă trebuie ca $\varepsilon = 1$, adică:

$$V_0^L = -2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{r_0}$$

Pentru cazul parabolei, trebuie ca să avem $\Gamma < 0$, adică forțe atractive. În acest caz condiția este:

$$\frac{1}{2} \mu V_0^L = -\frac{\Gamma}{r_0}; \quad T_0 = |U_0|$$

Pentru cazul hiperbolei: $V_0^L > -2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{r_0}$

Nu avea mișcare pe o hiperbolă atât în cazul forțelor de atracție și și în cazul celor de respingere. Condiția și aici este:

$$T_0 > -\frac{\Gamma}{r_0}$$

Energia cinetică inițială trebuie să fie mai mare ca energia potențială, din acel moment, schimbător de sens. În definitiv, mișcarea pe o parabolă sau parabolă nu e permisă în cazul forțelor de repulsie. Dacă avem forțe de respingere, cum ar fi forțele sepiasmene între mini electrice de același sens, mișcarea nu poate avea loc decât pe o hiperbolă (casul unei particule care trece pe lângă un număr atomic).

Să mai observăm că parametrul $p = -\frac{1}{\mu} S^2$ are o valoare pozitivă pentru forțele atractive ($\Gamma < 0$), și o valoare negativă pentru forțele de respingere ($\Gamma > 0$). Această observație ne duse la rezolvare, pentru mișcarea după o hiperbolă. Se vede prin considerații de geometrie analitică elementară că în cazul hiperbolei cu $T_0 > -\frac{\Gamma}{r_0}$, planeta descrie razura de hiperbolă cea mai apropiată

ată de focar (care infășoară focarul), în cazul atracției, și o curvă razură care prezintă convexitatea ei spre focar, în cazul reacției.

Este practic, în discuțiile pe care le vom face să scriem
într-o serie ecuațiile sub forma: $\frac{d\theta}{d\varphi} = \frac{a(1-\varepsilon^2)}{1-\varepsilon \cos \theta}$ (a)
și înțind că parametrul $\varphi = \frac{b}{a} = a(1-\varepsilon^2)$

Tot așa, este util să avem ecuația cenicilor sub forma diferențială: $\left(\frac{1}{\varphi} \cdot \frac{d\varphi}{d\theta}\right)^2 = \frac{2\varphi}{a(1-\varepsilon^2)} - \frac{\varphi^2}{a^2(1-\varepsilon^2)^2} - 1$ (b)
care se deduce imediat observând că derivata logarithmică a relației (a) este: $\frac{1}{\varphi} \cdot \frac{d\varphi}{d\theta} = -\varepsilon \sin \theta \frac{\varphi}{a(1-\varepsilon^2)}$ și că $\frac{a(1-\varepsilon^2)}{\varphi} - 1 =$
de unde, eliminând pe θ căpătăm ecuația (b).

Legea a treia a lui Kepler.

Aria unei elipse este: $\pi ab = \pi a \cdot a \sqrt{1-\varepsilon^2}$; apoi

$$p = a(1-\varepsilon^2) = -\frac{4\mu S^2}{\Gamma a} \quad 1-\varepsilon^2 = -\frac{4\mu S^2}{\Gamma a} \quad (c)$$

Deci $\pi ab = \pi a^2 \cdot 2 \sqrt{\frac{4\mu S^2}{\Gamma a}} = 2\pi a^2 S \sqrt{\frac{4\mu}{\Gamma a}}$ (aplicable numai pentru $\Gamma < 0$). Cum vitesa areolară este S , elipsa va parcursă într'un timp \mathcal{T} așa că:

$$\pi \mathcal{T} = 2\pi a^2 S \sqrt{\frac{4\mu}{\Gamma a}} \quad ; \quad \mathcal{T} = 2\pi a^2 \sqrt{\frac{4\mu}{\Gamma a}} \quad și \quad \mathcal{T}^2 = -\frac{4\pi^2 a^3 \mu}{\Gamma}$$

relație care formulaază legea a treia a lui Kepler.

Condițiile ca mișcarea să fie după un cerc.

Căutăm condițiile initiale ca mișcarea să se facă după un cerc $\dot{\theta} = \theta_0$. Mai avem condiția că $\dot{\varphi} = 0$. Apoi scriem $\dot{\varepsilon} = 0$ deci: $\varepsilon = \sqrt{1 - \frac{4\mu S^2}{\Gamma a}} = 0$.

$$\Gamma a + 4\mu S^2 = 0 \quad a = \frac{4\mu S^2}{-\Gamma}$$

$$\text{iar } v^2 = \dot{a}^2 + a^2 \dot{\theta}^2 = a^2 \dot{\theta}^2 \quad ; \text{ atunci } v_0^2 = a_0^2 \dot{\theta}^2$$

$$\text{și cum: } a_0^2 \dot{\theta}^2 = 2S \quad ; \quad v_0^2 = \frac{4S^2}{a_0^2} \quad \text{deci}$$

$$\text{și finalmente: } 2a_0 = -\frac{\Gamma}{\frac{1}{2}\mu v_0^2} = -\frac{\Gamma}{T_0}$$

Condiția ca mișcarea să se facă pe un cerc este că, în cazul unor forțe de atracție, energia cinetică inițială să fie dată de:

$$T_0 = -\frac{\Gamma}{2a_0} \quad (4)$$

În același timp, vitesa inițială este normală razei vestoare; în același timp: $\vec{a}_0 = a_0 \vec{u}$; $\vec{a}_0 = a_0 \dot{\theta} \vec{u}_\theta = \vec{v}_0$ deci \vec{v}_0 normal lui \vec{a}_0 .

Energia totală a mișcării pe o traiectorie în cazul forțelor centrale este $\frac{\Gamma}{\rho^2}$.

Din ecuația generală a mișcării avem:

$$\varepsilon = \frac{2\mu S}{\Gamma} \sqrt{v_0^2 + 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\rho_0} + \left(\frac{\Gamma}{\mu}\right)^2 \frac{1}{4S^2}}$$

$$1 - \varepsilon^2 = \frac{\Gamma}{a_0} \quad \varepsilon^2 = 1 - \frac{\Gamma}{a_0} = 1 + \frac{4\mu S^2}{2\Gamma}$$

$$\text{decit: } 1 + \frac{4\mu S^2}{2\Gamma} = \frac{4\mu^2 S^2}{\Gamma^2} \left[v_0^2 + 2 \frac{\Gamma}{\mu} \frac{1}{\rho_0} + \left(\frac{\Gamma}{\mu}\right)^2 \frac{1}{4S^2} \right]$$

$$\frac{4\mu S^2}{\Gamma^2} = -1 + \frac{4\mu^2 S^2}{\Gamma^2} \rho_0^{-2} + 4S^2 \frac{\mu}{\Gamma} \frac{2}{\rho_0} + 1$$

$$\frac{\mu}{\Gamma^2} = \frac{\mu^2 v_0^2}{\Gamma^2} + \frac{\mu}{\Gamma} \frac{2}{\rho_0} \quad \text{de unde: } \frac{\Gamma}{2a_0} = \frac{\mu v_0^2}{2} + \frac{\Gamma}{\rho_0} = T_0 + U_0 = W$$

adică:

$$W = \frac{\Gamma}{2a_0} \quad (5)$$

Relația (5) ne arată că energia totală pe traiectorie este funcție numai de axa mare și este independentă de excentricitatea orbitală. De remarcat că relația (4) e un caz special al relației (5). În vîr energie pentru $\alpha = \alpha_0$ este: $W_0 = \frac{\Gamma}{2\alpha_0} = T_0 + U_0 = T_0$, deci: $T_0 = -\frac{\Gamma}{2\alpha_0}$; relație pe care am fi putut-o demonstra direct dacă știam că $W = \frac{\Gamma}{2\alpha}$.

Mișcarea în cazul forțelor centrale, dedusă cu metode din mecanica analitică (capitol de urmărit de studenții care au nevoie de mecanică analitică).

E util, ca astăzi care sunt familiarizați cu formalismul și metodele mecanicii analitice, să aibă prezentă în minte aplicarea acestor metode la forțele centrale; aceasta în vederea unora din problemele ce vor fi expuse mai departe.

Trăim acum problema în mecanică ne-relativistică.

Pie $U = \frac{\Gamma}{\rho}$ funcția potențială din care derivă forțele centrale de atracție sau respingere. Lăsând în ecuație polară $\rho = \rho(\theta)$, energia kinetică este: $T = \frac{1}{2}\mu(\dot{\rho}^2 + \rho^2\dot{\theta}^2)$ (adică $\mu = \frac{M+m}{M+m}$, masele particulelor neastre fiind m și M).
 $\frac{\partial L}{\partial \theta} = \mu\rho^2\dot{\theta} = p_\theta = \text{moment angular}$
 $\frac{\partial L}{\partial \rho} = \mu\dot{\rho} = p_\rho = \text{moment radial}$

Funcția L a lui Lagrange:

$$L = T - U = \frac{1}{2}\mu(\dot{\rho}^2 + \rho^2\dot{\theta}^2) - \frac{\Gamma}{\rho}$$

deducem imediat: $\frac{\partial L}{\partial \theta} = \mu\rho^2\dot{\theta} = p_\theta = \text{moment angular}$

$$\frac{\partial L}{\partial \rho} = \mu\dot{\rho} = p_\rho = \text{moment radial}$$

Hamiltonianul va fi deci:

$$H = \sum p_i \dot{q}_i - L = \mu \dot{\rho}^2 \theta \cdot \dot{\theta} + \mu \dot{\rho} \cdot \dot{\rho} - L$$

(aici pentru p_i avem coordonatele dinamice p_θ și p_ρ iar pentru coordonatele geometrice ρ și θ).

Scriind relația în funcție de impulsuri și observând că:

$$\frac{\mu^2 \dot{\rho}^2 \dot{\theta}^2}{\mu \rho^2} = \frac{p_\theta^2}{\mu \rho^2} = \mu \dot{\rho}^2 \dot{\theta}^2 \quad \text{și că: } \mu \dot{\rho}^2 = \frac{\mu^2 \dot{\rho}^2}{\mu} = \frac{p_\theta^2}{\mu}$$

obținem:

$$H = \frac{1}{\mu} \left(p_\rho^2 + \frac{p_\theta^2}{\rho^2} \right) - \frac{1}{2} \frac{1}{\mu} \left(p_\rho^2 + \frac{p_\theta^2}{\rho^2} \right) + \frac{\Gamma}{\rho}$$

$$\text{deci } H = \frac{1}{2\mu} \left(p_\rho^2 + \frac{p_\theta^2}{\rho^2} \right) + \frac{\Gamma}{\rho}.$$

Prima relație importantă ne-o dă:

$$\frac{\partial H}{\partial q_i} = -\dot{p}_i \quad ; \quad \frac{\partial H}{\partial \theta} = -\dot{p}_\theta = 0 \quad (\text{nu avem variabila } \theta \text{ în Hamiltonian})$$

$$\text{și } \frac{\partial H}{\partial p} = -\dot{p}_p = -\frac{p_\theta^2}{\mu \rho^2} - \frac{\Gamma}{\rho^2}$$

$-\frac{\partial H}{\partial \theta} = 0$ ne spune că $\dot{p}_\theta = 0$ deci că: $p_\theta = \text{ct} = p$; unde $p = 2\mu S = \mu \rho^2 \dot{\theta}$.

Tinând seama de relațiile precedente, $-\frac{\partial H}{\partial \theta} = 0$ exprimă deci legătura arătoare.

$$-\frac{\partial H}{\partial p} = \dot{p}_p = \mu \ddot{\rho} \quad \text{ne duce ușor la ecuația energiei. În adevară:}$$

$$-\frac{\partial H}{\partial p} = \dot{p}_p = \mu \ddot{\rho} = \frac{p_\theta^2}{\mu \rho^2} + \frac{\Gamma}{\rho^2}.$$

Mulțind ambii membri cu $\frac{1}{\dot{\rho}}$ avem: $\mu \ddot{\rho} \dot{\rho} = \frac{p_\theta^2}{\mu \rho^2} \dot{\rho} + \frac{\Gamma}{\rho^2} \dot{\rho}$

și integrând:

$$\frac{1}{2} \mu \dot{\rho}^2 = -\frac{p_\theta^2}{2\mu \rho^2} - \frac{\Gamma}{\rho} + E; \quad (6)$$

E fiind o constantă de integrare. E reprezentă energie. Observând că: $\frac{p_\theta^2}{2\mu \rho^2} = \frac{1}{2} \frac{\mu^2 \rho^2 \dot{\theta}^2}{\mu \rho^2} = \frac{1}{2} \mu \rho^2 \dot{\theta}^2$,

relația se scrie:

$$\frac{1}{2} \mu \left(\dot{\rho}^2 + \rho^2 \dot{\theta}^2 \right) + \frac{\Gamma}{\rho} = E; \quad \frac{1}{2} \mu v^2 + \frac{\Gamma}{\rho} = T + U$$

deci $E = W =$ energia totală a sistemului. Introducem acum variabila θ observând că:

$$\dot{\rho} = \frac{d\rho}{d\theta} \cdot \dot{\theta} \quad \text{și cum } \dot{\theta} = \frac{P_\theta}{\mu \rho^2} = \frac{P}{\mu \rho^2} \rightarrow \dot{\rho} = \frac{d\rho}{d\theta} \frac{P}{\mu \rho^2}.$$

Inlocuind această valoare în (6), după mici transformări, venim la ecuația diferențială:

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} \right)^2 = - \frac{2\mu \Gamma \rho}{\rho^2} + \frac{2\mu \Gamma^2}{\rho^2} W - 1$$

și utilizând relațiile și notatiile din prima parte a acestei note avem:

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} \right)^2 = - \rho \frac{\Gamma}{2\mu S^2} + \rho^2 \frac{W}{2\mu S^2} - 1 \quad (7)$$

care este o formă diferențială cunoscută a conicelor noastre. Comparând relația (7) cu ecuația diferențială a conicelor (2) avem:

$$\frac{\Gamma}{2\mu S^2} = \frac{2}{a(1-\varepsilon^2)} \quad ; \quad 1 - \varepsilon^2 = - \frac{\mu^4 S^2}{a \Gamma} \quad \begin{matrix} \text{Considerăm } \Gamma \neq -1 \\ \varepsilon = \sqrt{1 - \frac{a}{\Gamma}} \end{matrix}$$

(regăsim relația)

(e)). Apele:

$$\frac{W}{2\mu S^2} = \frac{1}{a^2(1-\varepsilon^2)} \quad ; \quad W = \frac{\Gamma}{2a} \quad (\text{regăsim relația})$$

$$\text{Relația } W = \frac{\Gamma}{2a} \text{ se mai scrie: } \frac{1}{2} \mu v^2 + \frac{\Gamma}{\rho} = \frac{\Gamma}{2a}.$$

Dacă $\rho = a = a_0 = \text{ct.}$ adică, dacă conica noastră e un cerc de rază $T = T_0 = -\frac{\Gamma}{a_0} + \frac{\Gamma}{2a_0} = -\frac{\Gamma}{2a_0}$ și deci: $2a_0 = -\frac{\Gamma}{T_0}$.

condiția inițială, pentru energia cinetică să sună avem o traiectorie circulară de rază a_0 .

II

Fie un nucleu de oxigen, care are o sarcină pozitivă Σe^+
 $\cdot 8 \times 4,803 \cdot 10^{-10}$ u.e.s. = $38,4 \cdot 10^{-10}$ u.e.s. Un electron negativ
 e^- , care s-ar găsi la $1/2 \cdot 10^{-8}$ cm de nucleu, ar suferi o forță
 de atracție de:

$$f = \frac{38,4 \cdot 10^{-10} \times 4,8 \cdot 10^{-10}}{(1/2 \cdot 10^{-8})^2} \text{ dyne} \approx 7,37 \cdot 10^{-22} \text{ dyne.}$$

Nucleul de oxigen cântărește $\sim 16 \times 1,66 \cdot 10^{-24}$ g, electronul eam
 $0,9 \cdot 10^{-27}$ g, deci forța gravitațională ar fi de:

$$f' = \frac{16 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \times 0,9 \cdot 10^{-27}}{\frac{1}{4} \cdot 10^{-16}} 6,66 \cdot 10^{-8} \sim 6,4 \cdot 10^{-41} \text{ dyne.}$$

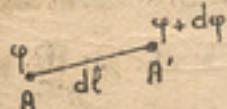
Forțele gravitaționale, între componenteii unui atom sunt neajabile față de cele coulombiene.

III

(numai pentru acei care nu cunosc mecanică)

Reamintesc, pentru unii chimici, noțiunea și câteva proprietăți ale gradientului.

Fie φ o funcție continuă de punct, care determină un câmp scalar. Dacă considerăm variația lui φ când treceam dela un punct A la unul A' infinit vecin, distanțat cu $d\vec{l}$, cătul $\frac{d\varphi}{d\vec{l}}$ este funcție de $d\vec{l}$. Se evaluează $d\varphi$ observând



că:

$$\vec{\xi}, \vec{\eta}, \vec{\zeta}$$

Fig. 51.

pe trei axe de coordonate rectangulare,

$$d\vec{l} = \vec{\xi} dx + \vec{\eta} dy + \vec{\zeta} dz.$$

cum că: $d\varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial x} dx + \frac{\partial \varphi}{\partial y} dy + \frac{\partial \varphi}{\partial z} dz$

φ nu sporește ca produsul scalar între vectorul $d\vec{l}$

și un vector notat prin $\text{grad } \varphi$ și definit prin:

$$\text{grad } \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \vec{k}.$$

Se vede ușor că: $d\vec{l} \cdot \text{grad } \varphi = d\varphi$

Denumirea fi vine dela o proprietate cunoscută:

Dacă în spațiul unde φ este continuu, unim punctele pentru care φ are o valoare $\varphi_i = \text{cte}$. definim niște suprafețe de nivel φ_1 , φ_2 , ..., φ_i . Deplasându-ne pe o astfel de suprafață,

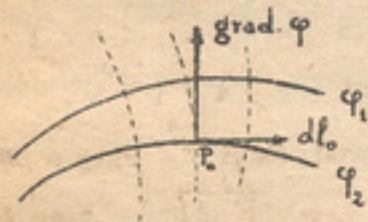


Fig. 52.

$$d\varphi = d\vec{l} \cdot \text{grad } \varphi = 0,$$

dacă $d\vec{l}$ se găsește în suprafață de nivel respectivă. Aceasta înseamnă că $\text{grad } \varphi$ este normal lui $d\vec{l}$.

deci lui φ . Variatia $d\varphi$ este numărul de variație a lui φ , pentru un dislocare dl .

Este același pentru care $d\vec{l}$ e normal suprafeței de nivel, căci

$$d\varphi = d\vec{l} \cdot \text{grad } \varphi$$

~~este maxim~~

De aici vine numele de gradient. Putem în definitiv să căpătăm, în unele zuri, un câmp de vectori dintr-un câmp de scalari cu ajutorul gradientului.



Fig. 53.

Dacă acum imaginăm o curbă care conectează două puncte A și B și calculăm integrala curbiliniie: $\int_A^B \text{grad } \varphi \cdot dl$, sau, cum se mai spune, dacă evaluăm

calculația vectorului $\text{grad } \varphi$ dela A la B observăm că:

$$\int_A^B \text{grad } \varphi \cdot dl = \int_A^B d\varphi = \varphi_B - \varphi_A$$

Circulația vectorului $\text{grad } \gamma$ între două puncte, este independentă de drumul urmat.

Se mai vede imediat că circulația lui $\text{grad } \gamma$ dealungul unei curbe închise (plecăm din A pentru a ajunge tot în A, după un traseu oricare) este nulă: ($\oint \text{grad } \gamma d\vec{\ell} = 0$).

Aplicații imediate:

Integrala de drum a unei forțe; în cazul forțelor conservative.

Reamintim că lucrul mecanic $d\mathcal{G}$ al unei forțe \vec{F} asupra unui punct material care se deplasează cu $\vec{d}\vec{p}$ este $\vec{F} \cdot \vec{d}\vec{p}$. Prin de-

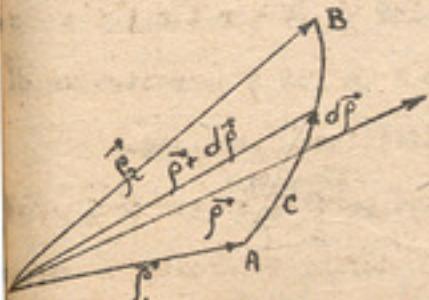


Fig. 54.

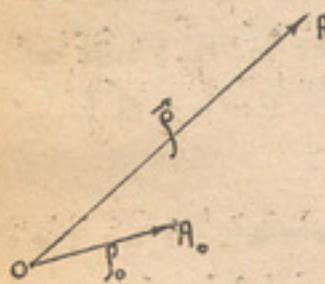
plasarea punctului între A și B, definite prin vectorii \vec{p}_1 și \vec{p}_2 , dealungul unei curbe C într'un câmp de forțe \vec{F} , se execută lucru mecanic \mathcal{G} dat de integrala de drum:

$$\mathcal{G} = \int_A^B \vec{F} \cdot \vec{d}\vec{p}$$

pois: $\mathcal{G} = \int_{\vec{p}_1}^{\vec{p}_2} \vec{F} \cdot \vec{d}\vec{p} = \int_{t_1}^{t_2} m \ddot{\vec{p}} \cdot \vec{d}\vec{p} dt = \int_{t_1}^{t_2} d \left[\frac{1}{2} m (\vec{p}^2) \right] = \frac{1}{2} m \vec{v}_2^2 - \frac{1}{2} m \vec{v}_1^2 = T_2 - T_1$ (semnând cu T energia cinetică). Cu variație energetică cinetică măsurăm lucru mecanic executat.

In general, integrala de drum e funcție de drumul C urmat; astfel după cum se mai spune, în cazul unui câmp de forțe neconservative.

Când insă integrala de drum între două puncte A și B este în
ță de drumul urmat, C, și deci când această integrală, luată deal
unui circuit închis carecare este nulă $\int \vec{F} d\vec{\rho} = 0$, se spune
de a face cu forțe conservative. În acest caz, în



când funcția potențială, se simplifică
calculale. Procedăm astfel:

În spațiul unde domnește câmpul nostru
forțe, alegem un punct origine, A_0,
prin vectorul \vec{r}_0 . Facem apoi să cores-

Fig. 55. fiecărui punct A din spațiul nostru,
iar, care reprezintă tocmai lucru mecanic, $\mathcal{Z} = \int_{A_0}^A \vec{F} d\vec{\rho}$, execut
forțele câmpului pentru o deplasare între A_0 și A. Construim astfel
câmp de scalaricare reprezentă comod câmpul de forțe conservative. Cu
 $\int_{A_0}^A \vec{F} d\vec{\rho}$, adică circulația vectorilor \vec{F} este independentă de c
ales, înseamnă că putem găsi o funcție scalară φ așa ca $\vec{F} \cdot d\vec{\rho} =$
adică: $d\mathcal{Z} = \vec{F} \cdot d\vec{\rho} = d\varphi = \text{grad } \varphi \cdot d\vec{\rho}$.

Atunci:

$$\mathcal{Z}_{A_0}^A = \int_{A_0}^A \text{grad } \varphi \cdot d\vec{\rho} = \int_{A_0}^A d\varphi = \varphi_A - \varphi_{A_0}.$$

Pentru a ne pune de acord cu ceea ce am convenit mai sus, e comod să
definim o funcție $U = -\varphi$, care capătă numele de funcție
potențială. Atunci:

$$d\mathcal{Z} = \vec{F} \cdot d\vec{\rho} = d\varphi = -dU = -\text{grad } U \cdot d\vec{\rho} \quad \text{și} \quad \vec{F} = -\text{grad } U$$

Definim deci forțele noastre conservative cu ajutorul gradientului
bat de sezon al funcțiunii potențiale U. Avem apoi:

$$\int_{\rho_0}^{\rho_1} \vec{F} = T_1 - T_0 = \int_{\rho_0}^{\rho_1} -\text{grad } U \, d\rho = - \int_{\rho_0}^{\rho_1} dU = U_0 - U_1 \quad (a)$$

Inlocuim astfel câmpul nostru de vectori cu un câmp de scalari. Pe punct și corespunde un potențial U , care reprezintă lucrul mecanic dat de forțele câmpului pentru o deplasare, după un drum oricare, un punct origine și punctul considerat. Cum A_0 , deci U_0 este arbitrar, funcția potențială este definită cu aproximația unei constante. Relația (a) ne mai spune că: $T_0 + U_0 = T_1 + U_1 = \dots = T + U$

Suma energiilor cinetică și potențială rămâne constantă în cazul unor forțe conservative.

Energia mecanică totală se conservă (în timpul evoluției sistemului), avem numai un schimb între energia potențială și cea cinetică, deoarece numele de conservative date forțelor care derivă dintr'un potențial. Forțele centrale (newtoniene și coulombiene) sunt conservative, deoarece intr-un potențial. În adevăr, ele sunt de formă:

$$\vec{F} = \frac{\Gamma}{\rho^2} \hat{\rho} = \frac{\Gamma}{\rho^2} \rho \vec{u} = \frac{\Gamma}{\rho^2} \vec{u}$$

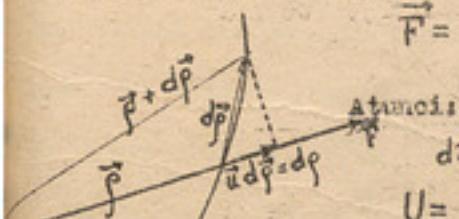


Fig. 56.

$$dU = \frac{\Gamma}{\rho^2} \vec{u} d\rho = -dU = -g \text{rad } U d\rho$$

$$U = - \int_{\rho_0}^{\rho_1} \frac{1}{\rho^2} \vec{u} d\rho = - \int_{\rho_0}^{\rho_1} \frac{1}{\rho^2} d\rho = \frac{\Gamma}{\rho_0} - \frac{\Gamma}{\rho_1}$$

(căci $\vec{u} d\rho = d\rho$ = variația corespunzătoare a modulului lui ρ). Dacă admitem că

$\rho_0 = \infty$, $U_0 = 0$ potențialul într'un punct dat de vectorul este $\frac{\Gamma}{\rho}$. Astăzi în cazul forțelor gravitaționale, $\Gamma = -KMm$

deci energia potențială este: $U = -k \frac{Mm}{r}$

In cazul unor forțe coulombiene, cum ar fi acelea exercitate de o sarcină punctuală pozitivă Ze^+ , asupra unei sarcini negative, e^- , situate la o distanță r , avem o energie potențială:

$$U = \frac{(Ze)(-e)}{r} = -\frac{Ze^2}{r} \quad \text{d.e...}$$

IV

Reprezentăm vitesa $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$ cu ajutorul a doi vectori unitate \vec{u}_r și \vec{u}_θ . \vec{u}_r are sensul lui \vec{r} cresător și \vec{u}_θ are sensul determinat de θ căre crește. Se vede imediat că:

$$\vec{v} = \dot{\vec{r}} = \dot{r} \vec{u}_r + r \dot{\theta} \vec{u}_\theta$$

Fig. 57.

$$\vec{u}_r = \frac{du_r}{dt} = \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{d\theta}{dt} = \vec{u}_\theta \dot{\theta}$$

(ne reamintim că derivata unui vector unitate este un vector unitate normal acestuia, \vec{u}_r venind, în cazul nostru, peste \vec{u}_θ după o rotație de 90° în sensul lui θ cresător). Tot așa:

$$\vec{u}_\theta = \frac{du_\theta}{d\theta} \cdot \frac{d\theta}{dt} = -\vec{u}_r \dot{\theta}$$

Atunci, cum: $\vec{r} = r \vec{u}_r$,

$$\vec{v} = \dot{\vec{r}} = \dot{r} \vec{u}_r + r \vec{u}_r = \dot{r} \vec{u}_r + r \dot{\theta} \vec{u}_\theta \quad (\text{a})$$

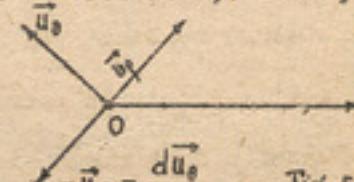


Fig. 58.

Ridicând această relație la patrat, căpătăm imediat relația cunoscută: $v^2 = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2$

Pentru acceleratie, vom avea, derivând relația (a)

$$\ddot{\vec{r}} = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) \vec{u}_r + (r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta}) \vec{u}_\theta$$

In cazul miscării pe un cerc datorită unor forțe $\frac{F}{r^2}$, avem:

$$r = r_0 = \text{cte.} \quad \text{și} \quad \dot{\theta} = \text{const.}, \quad \text{deci:}$$

$$\ddot{\vec{r}} = \ddot{\vec{r}} = r_0 \dot{\theta}^2 \vec{u}_r = - \frac{v^2}{r} \vec{u}_r$$

(accelerația e îndreptată după raza vectoare, spre centru (aceasta sună în cazul unei mișcări circulare uniforme, cum e cazul în mișcarea circulară condiționată de forțe centrale de atracție, de ex))

V

Istoricul descoperirii heliuului

In 1868, Pierre Jules César Janssen, studia o eclipsă totală de soare în India. În fotografia spectrelor cromosferei găsise o linie, pe care o numea D_3 , foarte aproape de liniile D_1 și D_2 , ale sodiului. Raza era foarte frumoasă și intensă. Un alt astronom, Sir Norman Lockyer, unul din cei mai buni spectroscopisti din timpului, precizează și el că ea nu coincide cu nicio una din liniile vreunui element cunoscut pe pământ. A numit hélium acest element, că ipotetic exista în soare. A trecut un sfert de veac până ce acest element a fost găsit și pe pământ.

Până la 1888-1890, mineralogul american William Francisco Hillebrand, arată că uranitele, tratate cu acid clorhidric, degajă un gaz inert pe care el l-a cunoscut ca azot.

Sir William Ramsay a repetat experiența cu clevertele, mineralele de Ba și U. A obținut puțin azot, argon - gaz cunoscut

pe atunci - precum și un alt gaz cu liniile spectrale neconoscute până atunci. Cum nu avea un spectroscop bun, el a trimis din gazul obținut lui Sir Norman Lockyer și lui Sir William Crookes. Ambii au confirmat că în acest gaz se găsește și unul care emite și raza galbenă D_3 (5874, 9).

Se găsește, la Academia Franceză, o telegramă a lui Sir William Ramsay: "Gas obtenu par moi clévérite mélange argon-hélium; Crookes identifie spectre. Faites communications Académie Lundi" Ramsay..

În același timp, în Suedia, Theodor de Cleve punea pe studiu său Langlet, să studieze gazele din cleveită.

Langlet și Cleve au publicat rezultatele lor ceva mai târziu decât Sir William Ramsay. Descoperirile și ei, în mod independent, heliul pe pămînt. Gazul obținut de Langlet era mai pur ca cel obținut de Ramsay, pentru că obținuse o greutate atomică mai corectă.

VI

(Pentru acei care nu cunosc mecanica)

$$\text{Se vede că } \vec{v}^2 = \dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2 + r^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi}^2,$$

prin considerații elementare de calcul vectorial. Poziția punctu

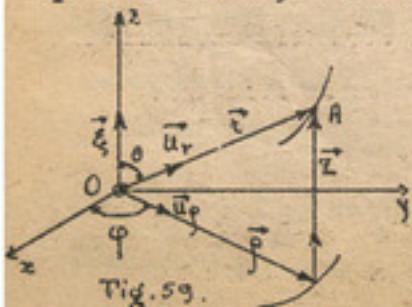


Fig. 59.

ui A e dată de vectorul

$$\vec{r} = r \vec{u}_r \quad \text{. Considerăm}$$

$$\vec{r} = \vec{p} + \vec{Z} \quad (\text{v. fig.})$$

$$\text{Atunci: } \vec{v} = \vec{v} = \vec{p} + \vec{Z}$$

unde:

$$\vec{v} = \dot{r} \vec{u}_r + r \dot{\varphi} \vec{u}_\varphi \quad (\vec{u}_r \text{ și } \vec{u}_\varphi \text{ sunt vectorii}$$

definiți ca în anexa Nr. IV).

$$\vec{E} = \dot{z} \vec{\xi} \quad \text{căci} \quad \vec{z} = \vec{\xi} z \quad (\vec{\xi} \text{ fiind vectorul unitate de pe } \vec{z})$$

deci : $\vec{v} = \dot{r} \vec{u}_r + r \dot{\varphi} \vec{u}_\varphi + \dot{z} \vec{\xi}$

dar: $\dot{r} = r \sin \theta \quad \text{și} \quad \dot{z} = \dot{r} \sin \theta + r \cos \theta \dot{\theta}$

$\dot{z} = r \cos \theta \quad \text{și} \quad \dot{z} = \dot{r} \cos \theta - r \sin \theta \dot{\theta}$

deci : $\vec{v} = (\dot{r} \sin \theta + r \cos \theta \dot{\theta}) \vec{u}_r + r \sin \theta \dot{\varphi} \vec{u}_\varphi + (\dot{r} \cos \theta - r \sin \theta \dot{\theta}) \vec{\xi}$,

ridicând la patrat, avem imediat valoarea lui v^2 . (Se ține se-
nsă $\vec{u}_r \cdot \vec{u}_\varphi = \vec{u}_r \cdot \vec{\xi} = \vec{u}_\varphi \cdot \vec{\xi} = 0$).

VII

Considerații mai complete a-
pără quantificării în spațiu. (A se
adă acei care posedă noțiuni de mecanică analitică).

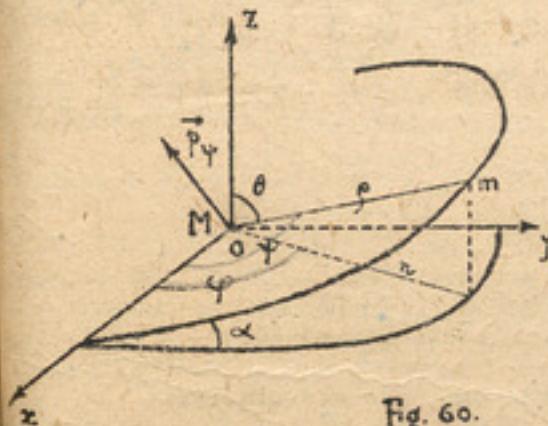


Fig. 60.

această demonstrație e dată mai mult ca să servească de exercițiu
utilitor pentru unele considerații care vor urma mai târziu).

Considerăm mișcarea nucleului (mișcarea în jurul centru lui greutate). Admitem că nu avem forțe exterioare sistemului, și că
noul de greutate este în repaus. Luăm cu coordonatele pe

$$f, \theta, \varphi. \quad q_1 = f; \quad q_2 = \theta; \quad q_3 = \varphi.$$

Lagrange-ianul sistemului este:

$$L = T - V = \frac{\mu}{2} [\dot{f}^2 + f^2 \dot{\theta}^2 + f^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi}^2] + \frac{Ze^2}{f},$$

cinei admitem $\tilde{Z}e^2$ sarcini in nucleu si \tilde{e} sarcina electromagnetica
energia sa potentială este:

$$V = \frac{Ze(-e)}{f} = -\frac{Ze^2}{f}$$

Ducem imediat momentele conjugate: $p_f = \frac{\partial L}{\partial \dot{f}} = \frac{\mu}{2} 2\dot{f} = \mu \dot{f};$

$$p_\theta = \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = \frac{\mu}{2} f^2 2\dot{\theta} = \mu f^2 \dot{\theta}$$

$$p_\varphi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = \mu f^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi} \quad (\text{impulsul de rotație în jur}$$

Hamilton-ianul va fi deci:

$$\begin{aligned} H &= \sum p_i \dot{q}_i - L = (\mu \dot{f}) \dot{f} + (\mu f^2 \dot{\theta}) \dot{\theta} + (\mu f^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi}) \dot{\varphi} - L \\ &= \frac{\mu}{2} (\dot{f}^2 + f^2 \dot{\theta}^2 + f^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi}^2) - \frac{Ze^2}{f}. \end{aligned}$$

Dar cum: $p_f^2 = \mu^2 \dot{f}^2$, deci $\dot{f}^2 = \frac{1}{\mu^2} p_f^2$; $p_\theta^2 = \mu^2 f^4 \dot{\theta}^2$ si deci $\dot{\theta}^2 = \frac{1}{\mu^2} p_\theta^2$

$$p_\varphi^2 = \mu^2 f^4 \sin^4 \theta \dot{\varphi}^2, \quad \text{deci} \quad \dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi}^2 = \frac{1}{\mu^2} \frac{1}{f^2 \sin^2 \theta}$$

Hamilton-ianul devine:

$$H = \frac{1}{2\mu} \left[p_f^2 + \frac{p_\theta^2}{f^2} + \frac{p_\varphi^2}{f^2 \sin^2 \theta} \right] - \frac{Ze^2}{f}.$$

(a format astfel, cum e practic, Hamilton-ianul in functie de momentele conjugate si coordonatele geometrice).

Scriam acum ecuațiile canonice ale mișcării:

$$\frac{dp_f}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \varphi}; \quad \frac{dp_\theta}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \varphi}; \quad \frac{dp_\varphi}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \varphi}.$$

Cat Hamilton-ianul nostru nu contine variabila φ , avem:

$$-\frac{\partial H}{\partial \varphi} = 0 \quad \text{si deci: } \frac{dp_\varphi}{dt} = p_\varphi = 0.$$

Integrând ecuația aceasta avem: $p_\varphi = \text{const.} = A$

(φ este o variabilă ciclică).

\hat{P}_γ reprezintă impulsul de rotație pentru mișcarea proiectată pe XOY . El este o constantă condiționând vitesa areolară respectivă. P_γ este modulul vectorului \hat{P}_γ vector paralel cu axa OZ . Apoi:

$$-\frac{\partial H}{\partial \theta} = -\frac{\partial}{\partial \theta} \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{P_\gamma^2}{P^2 \sin^2 \theta} = -\frac{1}{2\mu} \cdot \frac{P_\gamma^2}{P^2} \cdot \frac{-2 \sin \theta \cos \theta}{\sin^4 \theta} = \frac{A^2}{\mu P^2} \cdot \frac{\cos \theta}{\sin^2 \theta} = \dot{P}_\theta$$

Dacă exprimăm mișcarea lui M pe traiectoria sa prin coordonatele ρ și Ψ , Ψ fiind unghiul făcut de ρ cu întăierea planului XOY cu acel al traiectoriei, putem găsi legătura între impulsul de rotație, P_Ψ , în funcție de acest unghi, al electronului pe traiectoria să și celelalte impulsuri.

Noi știm că $P_\psi = \rho \dot{\theta}$, el reprezentând legea ariilor respective și că este modulul vectorului \hat{P}_ψ , normal planului traiectoriei și deci făcând un unghi α cu OZ (unghiul α fiind acel făcut de planul traiectoriei cu XOY); valoarea sa este $P_\psi = \mu \rho^2 \dot{\Psi}$.

De altfel, legătura între P_ψ și P_ρ și P_θ se poate căuta ușor observând că: vitesa exprimată în funcție de ρ , θ și Ψ este: $V^2 = \dot{\rho}^2 + \rho^2 \dot{\theta}^2 + \rho^2 \sin^2 \theta \dot{\Psi}^2$,

iar în funcție de ρ și Ψ este: $V^2 = \dot{\rho}^2 + \rho^2 \dot{\Psi}^2$.

Aceste două expresii exprimând același lucru avem:

$$\dot{\rho}^2 + \rho^2 \dot{\theta}^2 + \rho^2 \sin^2 \theta \dot{\Psi}^2 = \dot{\rho}^2 + \rho^2 \dot{\Psi}^2$$

deci: $\dot{\theta}^2 + \sin^2 \theta \dot{\Psi}^2 = \dot{\Psi}^2$

Potem trece la impulsuri înmulțind ambii membri ai acestei egalități cu $(\mu \rho^2)^2$. Obținem:

$$(\mu \rho^2 \dot{\theta})^2 + (\mu \rho^2 \dot{\Psi})^2 \sin^2 \theta = (\mu \rho^2 \dot{\Psi})^2$$

Adică:

$$\dot{P}_\theta^2 + \frac{P_\theta^2}{\sin^2 \theta} = \dot{P}_\Psi^2 ; \quad \dot{P}_\Psi^2 = \dot{P}_\theta^2 + \frac{A^2}{\sin^2 \theta} \quad (\alpha)$$

Relația (a) ne dă legătura căutată. Ea ne mai arată că $\dot{p}_\psi = \text{cte.}$, săcă cum ne aşteptam. În adevar, diferențiind expresia (a):

$$2p_\psi dp_\psi = 2p_\theta dp_\theta - \frac{2A^2 \cos \theta}{\sin^3 \theta} d\theta, \text{ dar cum } p_\theta = \mu f^2 \dot{\theta} = \mu f^2 \frac{d\theta}{dt}, \\ d\theta = \frac{p_\theta}{\mu f^2} dt, \text{ și deci: } p_\psi dp_\psi = p_\theta dp_\theta - \frac{A^2 \cos \theta}{\sin^3 \theta} - \frac{p_\theta}{\mu f^2} dt = p_\theta \left(dp_\theta - \frac{A^2 \cos \theta}{\mu f^2 \sin^3 \theta} dt \right), \\ \text{și cum relația (1) arată că:}$$

$$\frac{A^2 \cos \theta}{\mu f^2 \sin^3 \theta} dt = dp_\theta, \text{ avem: } p_\psi dp_\psi = (dp_\theta - dp_\theta)p_\theta = 0.$$

Adică: $p_\psi = \text{cte} = B$ [căci $dp_\psi = 0$, p_ψ fiind diferit de 0]

Ne mai rămâne să determinăm și pe \dot{p}_ρ . Avem:

$$-\frac{\partial H}{\partial p} = \dot{p}_\rho = \left(p_\theta^2 + \frac{A^2}{\sin^2 \theta} \right) \cdot \frac{1}{\mu f^2} - \frac{Z_e^2}{p^2} = \frac{B^2}{\mu f^2} - \frac{Z_e^2}{p^2} = \mu \ddot{r} \quad (2)$$

De aici, prin procedee ca în exemplul tratat al mișcării într-un plan, ajungem la ecuația unei elipse. Vom introduce acum numerele quantitative necesare pentru a determina complet elipsa noastră:

$$\int_0^{2\pi} p_\rho d\varphi = mh; J_\theta = \oint p_\theta d\theta = k_i h; J_p = \oint p_\rho dp = n_i h$$

dar:

$$\int_0^{2\pi} p_\rho d\varphi = \int_0^{2\pi} A d\varphi = 2\pi A = mh; \text{ deci } A = mh$$

Observând acum că: $\mu f^2 \dot{\theta} = p_\theta$ și că $\mu f^2 \dot{\theta} d\theta = \mu f^2 \dot{\theta} \frac{d\theta}{dt} dt = \mu f^2 \dot{\theta}^2 dt$,
 $\mu f^2 (\dot{\theta}^2 - \sin^2 \theta \dot{\varphi}^2) dt = \mu f^2 \dot{\varphi} d\varphi - \mu f^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi} \dot{\theta} dt =$

$$= \mu f^2 \dot{\varphi} d\varphi - \mu f^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi} d\varphi = Bd\varphi - Ad\varphi = p_\theta d\varphi, \text{ avem:}$$

$$\int_0^{2\pi} p_\theta d\theta = \int_0^{2\pi} Bd\varphi - \int_0^{2\pi} Ad\varphi$$

(limitele integralelor se raportează la un ciclu complet, adică corespunde variației lui θ din \oint). Dacă:

$$J_\theta = \oint p_\theta d\theta = 2\pi B - 2\pi A = 2\pi(B - A) = K_1 h$$

$$B = A + K_1 \frac{h}{2\pi} = m \frac{h}{2\pi} + K_1 \frac{h}{2\pi} = \frac{h(m+K_1)}{2\pi} = K \frac{h}{2\pi}$$

punând: $K = m + K_1$.

Cu ajutorul acestui număr K , care este un număr quantic azimuthal și cu ajutorul numărului quantic radial, $n_1 = \frac{1}{h} \oint p_\phi d\phi$, avem o determinare completă a traectoriei (Ψ , \vec{r}) în planul ei.

Prin considerații analoage acelora făcute în studiul mișcării pe o elipsă, determinăm energia acestei mișcări cu un număr quantic principal (total) N , dat de: $N = K + n_1 = K_1 + n_1 + m$.

Numărul quantic m , pe de altă parte, fixează orientarea în spațiu a traectoriei.

În adevăr, avem:

$$\begin{aligned} \vec{p}_\Psi &= 2\mu \vec{S}_\Psi = \mu \vec{r} \wedge \dot{\vec{r}} = \mu \vec{r} \sin\theta \vec{u}_r \wedge (\vec{r}(\sin\theta) \vec{u}_r + \vec{r} \sin\theta \vec{u}_\theta) \\ &= \mu \vec{r}^2 \sin^2\theta \vec{u}_r \wedge \dot{\vec{u}}_r = \mu \vec{r}^2 \sin^2\theta \dot{\varphi} \vec{u}_r \wedge \vec{u}_\varphi = \mu \vec{r}^2 \sin^2\theta \dot{\varphi} \vec{\xi} = \vec{p}_{\vec{\xi}} \end{aligned}$$

(\vec{u}_r fiind vectorul unitate după \vec{r} , \vec{u}_φ vector unitate normal la \vec{u}_r în planul XOY , și $r = \vec{r} \sin\theta$; $\vec{\xi}$ = vector unitate după OZ \vec{p}_Ψ este un vector după OZ și cu modulul $\mu \vec{r}^2 \sin^2\theta \dot{\varphi}$.

Apoi: $\vec{p}_\Psi = 2\mu \vec{S}_\Psi = \mu \vec{r} \wedge \dot{\vec{r}} = \mu \vec{r} \vec{u}_\varphi \wedge (\vec{r} \vec{u}_\varphi + \vec{r} \vec{u}_\theta) = \mu \vec{r}^2 \vec{u}_\varphi \wedge \dot{\vec{u}}_\theta$
 $= \mu \vec{r}^2 \dot{\psi} \vec{u}_\varphi \wedge \vec{u}_\theta = \mu \vec{r}^2 \dot{\psi} \vec{u}_{\vec{p}_\Psi} = \vec{p}_{\vec{p}_\Psi}$

(\vec{u}_φ , \vec{u}_θ , $\vec{u}_{\vec{p}_\Psi}$ sunt vectorii unitate respectiv după \vec{r} , normală la \vec{r} în planul traectoriei și după normala la traectorie. Cu planul traectoriei face un unghiu α cu XOY , $\vec{u}_{\vec{p}_\Psi} \vec{\xi} = \cos\alpha$)

Cum aria parcursă de vectorul \vec{r} este proiecția pe XOY a arării parcursă de vectorul \vec{r} , avem:

$$\mu \vec{p}^{\perp} \dot{\psi} \vec{u}_{P_q} \vec{\xi} = \mu \vec{p}^{\perp} \dot{\psi} \cos \alpha = \mu \vec{p}^{\perp} \sin^2 \theta \vec{\xi} \vec{\xi} = \mu \vec{p}^{\perp} \sin^2 \theta \dot{\psi}$$

Deci :

$$\dot{\psi} \cos \alpha = \dot{\psi} \sin^2 \alpha$$

$$\text{și } \dot{P}_q \cos \alpha = P_q \quad ; \quad \cos \alpha = \frac{P_q}{\dot{P}_q}$$

$$\cos \alpha = \frac{A}{B} = \frac{\frac{m}{\lambda \pi}}{\left(m + K_1 \right) \frac{h}{2\pi}} = \frac{m}{m + K_1} = \frac{m}{K}$$

$$\text{și deci: } m_1 = K_1 \cos \alpha$$

Positia traiectoriei este fixata prin aceea că proiecția numărului quantic azimutal pe direcția privilegiată este un număr întreg, sau dacă vom:

Vectorul \vec{K} , reprezentând în unități $\frac{h}{2\pi}$, impulsul total al traiectoriei, $\vec{P}_q = \vec{B}$ e astăzii orientat în spațiu, încât proiecția sa după direcția privilegiată, de vector unitate $\vec{\xi}$ este:

$$\vec{K} \vec{\xi} = m$$

VIII

+ Trebuie să calculăm $\frac{1}{\rho^2}$. Am văzut în text că $\frac{T}{P^2} = \frac{i}{G} \frac{25m}{K\hbar} \int_0^{2\pi} \frac{1}{\rho^2}$

Pentru a avea pe ρ , putem ține seama că

el este raza vectorială în mișcarea sa pe o roată:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{a} \frac{1 - \xi \cos^2 \theta}{1 - \xi^2} = \frac{1}{a(1 - \xi^2)} (1 - \xi \cos^2 \theta) = \frac{1}{a(1 - \xi^2)} - \frac{\xi}{a(1 - \xi^2)} \cos^2 \theta$$



Fig. 61.

Punem ecuația elipsei sub forma:

$$\frac{1}{\rho} = C_1 + C_2 \cos^2 \theta$$

$$\text{unde: } C_1 = \frac{1}{\alpha(1-\varepsilon^2)} ; \quad C_2 = -\frac{\varepsilon}{\alpha(1-\varepsilon^2)} .$$

Când $\theta = 0$, $f = c + a = \varepsilon a + a = a(1+\varepsilon)$,

$$\text{deci } \frac{f}{\beta} = \frac{1}{\alpha(1+\varepsilon)} \quad \text{deci } C_1 + C_2 = \frac{1}{\alpha(1+\varepsilon)} = \frac{1}{\alpha(1-\varepsilon^2)} + \frac{-\varepsilon}{\alpha(1-\varepsilon^2)} = \frac{1}{\alpha(1+\varepsilon)} .$$

Dacă tratăm nerelativistic: $\frac{1}{\beta} = C_1 + C_2 \cos \theta$.

Expresia noastră devine:

$$\frac{\vec{r}}{P^3} = \frac{1}{G} \cdot \frac{2\pi m_0}{KR} \int_0^{2\pi} (C_1 + C_2 \cos \theta) d\theta = \frac{1}{G} \cdot \frac{2\pi m_0}{KR} \cdot 2\pi C_1 = \frac{1}{G} \cdot \frac{4\pi^2 m_0}{KR} \cdot \frac{1}{\alpha(1-\varepsilon^2)}$$

\vec{r} și $\frac{1}{\alpha(1-\varepsilon^2)}$ sunt cunoscute din mișcarea pe elipsă. Căinile

$$\text{valorile: } \vec{r} = \frac{n^3 h^3}{4\pi^2 m Z^2 e^4} ; \quad b = \frac{h^2 n K}{4\pi^2 m Z e^2} .$$

$$\text{Apoi } \frac{b^2}{a^2} = (1-\varepsilon^2) ; \quad \frac{b^2}{a} = a(1-\varepsilon^2) ; \quad \frac{1}{a(1-\varepsilon^2)} = \frac{a}{b^2} = \frac{n}{K} \cdot \frac{b}{e} = \frac{n}{K} \cdot \frac{1}{b} ; \quad (\text{că } b = a \frac{K}{n})$$

Relația devine:

$$\frac{\vec{r}}{P^3} = \frac{4\pi^2 m Z^2 e^4}{n^3 h^3} \cdot \frac{4\pi^2 m}{KR} \cdot \frac{n}{K} \cdot \frac{1}{b} = \frac{(4\pi^2 m Z^2 e^2)}{n K h^2} \cdot \frac{(4\pi^2 m Z^2 e^2)}{n K h^2} \cdot \frac{1}{b} = \frac{1}{b^3} ,$$

ce trebuie să se demonstreze:

$$\frac{\vec{r}}{P^3} = \frac{1}{b^3}$$

IV

Liniile ale He II, cunoscute (câteva din cele mai importante).

Seria Lyman: $4R_{He} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$(3_2 - 1_1) \dots \dots \dots 256,3 \text{ Å}^\circ$
	$(2_2 - 1_1) \dots \dots \dots 303,7 \text{ Å}$

$$(7_3 - 2_2) \dots \dots \dots 921,4 \text{ Å}$$

$$(6_3 - 2_2) \dots \dots \dots 1025,32$$

Corespondentul seriei Balmer :

$$4R_{He} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Observații întâi de Lyman.

$$(5_3 - 2_2) \dots \dots \dots 1084,98$$

$$(4_3 - 2_2) \dots \dots \dots 1215,18$$

$$(3_3 - 2_2) \dots \dots \dots 1640,49$$

Serie Fowler : $\tilde{\nu} = 4R_{He} \left(\frac{1}{3^k} - \frac{1}{n^2} \right)$ ou $n = 4, 5, 6, \dots$	$(8_4 - 3_3) \dots$	2385,
	$(7_4 - 3_3) \dots$	2511,
	$(6_4 - 3_3) \dots$	2733,
	$(5_4 - 3_3) \dots$	3203,
	$(4_4 - 3_3) \dots$	4685,
	$(10_5 - 4_4) \dots$	4338,
Serie Pickering : $\tilde{\nu} = 4R_{He} \left(\frac{1}{4^k} - \frac{1}{n^2} \right)$ $n = 5, 6, 7, \dots$	$(9_5 - 4_4) \dots$	4541,
	$(8_5 - 4_4) \dots$	4899,
	$(7_5 - 4_4) \dots$	5431,
	$(6_5 - 4_4) \dots$	6560,
	$(5_5 - 4_4) \dots$	10123,

Composition razee 4686 :

$4_3^{7/2} - 3_2^{5/2} = 4685,61$	$4_0^{1/2} - 3_1^{3/2} = 4685,61$
$4_3^{5/2} - 3_2^{5/2} = 4685,8$	$4_1^{1/2} - 3_2^{3/2} = 4685,8$
$4_3^{5/2} - 3_2^{3/2} = 4685,71$	$4_1^{3/2} - 3_2^{5/2} = 4685,71$
$4_2^{5/2} - 3_1^{3/2}$	$4_1^{3/2} - 3_2^{3/2} = 4685,71$
$4_2^{3/2} - 3_1^{1/2} = 4685,39$	
$4_1^{5/2} - 3_0^{1/2}$	
$4_0^{1/2} - 3_1^{1/2} = 4685,55$	

X

Structura fină a atomului de
Hidrogen.

În plus de lucrările de control experimental ale separărilor
datorite relativității și spinului, în timpul din urmă, dela acest
răsboi, mai găsim o serie de preocupări în acest sens.

Ecuațiile relativistice ondulatorii ale lui Dirac, pentru un
electron care se mișcă într'un câmp coulombian de forțe, au dus la
o evaluare cantitativă a structurii fine, care a fost controlată de
o serie de experimentatori, unii pânănd să confirme în total valorile
calculate de Dirac, alții găsind abateri dela valorile teoretice
până la 8%.

Lucrările s-au făcut asupra separărilor nivelului $n = 2$. După
cum știm, separarea este mică încât largirea răselor spectrale da-
toare efectului Doppler incurează mult observarea separației subni-
velelor. Ne reamintim că subnivelele $2,1,\frac{1}{2}$ și $2,2,\frac{1}{2}$ sunt egale,
în punct de vedere teoretic, iar că separarea $2,2,\frac{3}{2} - 2,2,\frac{1}{2}$
 $(\text{ }^1\text{P } \frac{3}{2} - \text{ }^1\text{P } \frac{1}{2})$ este de $\Delta\nu = 0,365 \text{ cm}^{-1}$ adică o lungime de undă
corespunzătoare la $\lambda = 2,74 \text{ cm}$.

Technica modernă de microonde permite analiza directă a ace-
or tranzitii, deci și o situație a nivelului de bază $2S_{\frac{1}{2}}$ față
nivelele P .

Prin metode pe care le vom analiza în detaliu în caietul III
vă arăta începutul unei veritabile spectroscopii din domeniul

undelor electrice emise sau absorbite de atomi sau molecule), Willis E. Lamb și Robert C. Rutherford (Phys. Rev. 72, 241 (1947)) au căzut în realitate egale și nu sunt $2^1S_{1/2}$ și $2^1P_{1/2}$ și $2^1S_{1/2}$ este aproximativ cu 1.000 Mc/sec ($0,033 \text{ cm}^{-1}$) mai mică decât $2^1P_{1/2}$. Abaterea apare cu 9% din valoarea dubletă lui de spin și relativitate. Acest rezultat apare în contradicție cu rezultatele de ex. ale lui Brickwater, Richardson și Williams (Proc. Royal Soc. 174, 164 (1940)) care găsesc o bună concordanță cu rezultatele teoriei lui Dirac și mai degrabă în concordanță cu altă teoriă ca aceea ale lui S. Pasternak (Phys. Rev. 54, 1113 (1938)) care dăduse în acel timp o deplasare $\Delta \tilde{\nu} \sim 0,03 \text{ cm}^{-1}$.

În același direcție Kuhn (Nature 162, 350 (1948)) și alții au obținut o arată că problema mai are nevoie de lămuriri suplimentare. Lăsând ou deuteriu, ridicând la temperatură hidrogenul lichid și producând extinderea spectrală cu deschidere în curent mic ($2 \times 6 \text{ mA}$), deci pentru a evita pe cât posibil efectul perturbator Doppler - Fizeau și făcând analiza spectrală cu interferometru Pérot și Pérot, autorii găsesc și ei pentru nivelul $2^1S_{1/2}$ o deplasare spre energiile mari, de $0,043 \pm 0,006 \text{ cm}^{-1}$. Această valoare difează cu 10% de aceea observată de Lamb și Rutherford (loc.cit.).

Între timp A.H. Bethe (Phys. Rev. 72, 339 (1947) și Dyson F. (Phys. Rev. 73, 617 (1948)) au căutat o justificare teoretică a căzutelor de adus la relațiile lui Dirac și care i-a dus la o deplasare teoretică de $0,033$ și $0,034$, conformă cu rezultatele lui Lamb și diferență de aceea a lui Kuhn. Cele de mai sus arată că problema rămâne totușă importantă și că nu este încă complet rezolvată.

DERE DE ANSAMBLU A SUPRA ELECTRONIC-
R PLANETARI AI ATOMILOR (Sistemul periodic
elementelor; principiul de excludere al lui Pauli).

Pentru a urmări ușor emisunile electromagnetice ale atomilor complicați dă o scurtă privire asupra constituției noierului electroni care gravitează în jurul diferitelor nucleu atomici.

Cu ajutorul sistemului periodic al elementelor și cu acel al principiului de excludere al lui Pauli s'a putut ajunge la o imagine și asupra distribuției electronilor constituenți ai diferiților cunoșcuții.

Scopul lecției este de a arăta cum s'a ajuns la această imagine și este ea.

In clasificarea elementelor, fiecare corp simplu ocupă un loc marcat printr'un număr de ordin +, notat cu Z , care poartă numele de număr atomic. Experiențe de sună ale razei X și ale particolelor α (de către materie, lui Moseley la raze X, etc... (pe care le vom studia în ambițiile târziu) arată că Z reprezintă și numărul de sarcini electrice pozitive din nucleele respective.

In jurul acestor Z sarcini pozitive din nucleu, gravitează ceilalți electroni planetari, din constituția unui atom, în stare neutră. Ne interesează să știm cum sunt distribuți electronii în nucleul și care sunt elementele distinctive ale fiecărui atom în parte.

Scurtă privire asupra sistemului periodic al elementelor.

Reamintesc, în linii generale, caracteristicile clasificării elementelor, sistemul periodic fiind punctul de sprijin esențial în creația unei imagini simple și sugestive a fiecărui atom în parte.

Se găsește în istoria științei, încă dinainte de 1870, mai multe cărți de a găsi o linie directoare în coordonarea proprietăților chimice ale atomilor (v.anexa nr.I).

În 1870, Lothar Mayer și Mendelejeff au dat, independent unul de celălalt, căte un sistem de clasificare al elementelor. Prezentarea cutată de Mendelejeff, deducerile trase de el, din primul moment, precum și ceea ce a urmat după publicarea sa, au făcut din clasificarea sa un instrument de lucru și utilitate a fost încercată de la început.

Clasificarea lui Lothar Mayer e mai puțin potrivită aplicărilor, de aceea dela început și până astăzi, clasificarea lui Mendelejeff a fost aceea care a atrăs mai întâi atențunea cercetătorilor.

Tot ceea ce s'a descoperit de atunci și până astăzi, în ceea ce privește atomul, a găsit integrarea lui în grupul celorlalte proprietăți ale atomului, prin intermediul sistemului periodic al elementelor. O proprietate nouă care parea, la un moment dat, că e contrară principiilor sistemului periodic, trebuia să fie interpretată în așa fel încât să nu fie atinsă. Astfel, pentru că noile elemente care au loc transformările radioactive par să contrazică noile elemente așa cum e definita sistemul periodic, s'a ajuns la noțiunea de isotop care le impiedică pe amândouă. Noțiunea de isotop, de-

fundamentală pentru cunoașterea materiei, a luat naștere cu ajutorul sistemului periodic. Vom avea de multe ori ocazia, în cele ce urmăredă vedea cum principiile de bază ale clasificării lui Mendelejeff se la înțelegerea, categorisirea, sistematizarea fiecărei cunoștințe în domeniul atomului.

Până la Mendelejeff găsirea unui element nou era datorită numai sărării. Nimeni nu putea spune dacă sau căte elemente simple, din se vedere chimic, se mai găsesc în natură. Mendelejeff, printr-o aci remarcabilă, arată cum din proprietățile comune ale elementelor moscate în timpul lui, se poate prevedea care sunt elementele necunoscute, care sunt în linii generale, proprietățile lor, și deci unde trebuie să fie căutate în natură. Foarte repede, trei elemente: Lanthanum, Scandium și Germanium, prevăzute de Mendelejeff, au fost găsite, și proprietăți fizico-chimice surprinzătoare de aproape de aceleasă de el (v. anexa nr. I). Datorită acestor succese, camenită înțelegere pătită o mare încredere în raționamentele cercetătorului rus și apoi periodic a intrat în științele fizico-chimice ca instrument crucial de utilitate preponderantă.

Nu insistăm acum asupra tabelului însuși de clasificare, el fiind bine cunoscut. Vom degaja însă punctele esențiale pentru înțelegerea ce urmează.

C l a s i f i c a r e a e l e m e n t e l o r d u pă M e n d e l e j e f f .

Proprietățile după care a fost făcută clasificarea sunt: p e n -
a t o m i c și c o m p o r t a r e a c h i m i c t .

Procedeul indicat și aplicat de Mendelejoff este:

Se scriu elementele unele după altele, pe linii orizontale de ex., în ordinea ponderilor atomici crescătoare. Când dăm peste un element cu proprietăți asemănătoare acelora a unuia din serpii simpli de inserații, intrerupem linia și scriem acest element, în linia următoare sub acel care se asemănă cu el. În acest mod avem dispuse după unele unele elemente în linii orizontale și grupuri de elemente în linii verticale serpii simpli cu proprietăți chimice analoage. Astfel începem ordonarea cu corpul cel mai ușor, hidrogenul; al doilea corp, în ordine crescătoare este heliul. La al treilea corp, la litiu, trebuie să intrerupem linia și să-l instalăm în coloana hidrogenului, care și-a alcătuită o familie de elemente alcătuită din hidrogen și hidracid. Pentru a ajunge la un element asemănător cu He, în următorul rând îl scriem sub He, în coloana gazelor. Pentru Be până la F nu avem încă niciun corespondent în linia precedătoare. Toate aceste elemente ne apar capete de serii în coloanele ce se formă. La Ne intrerupem din nou linia pentru că elementul următor, Na, este un alcalin și trebuie dispus în coloana litiului. Corpurile următoare sodiului Mg, Al, Si, P, S, Cl, scrise în ordinea crescătoare a ponderilor lor atomici, vin în mod minunat, să se așeză în coloanele care corespund la Be, B, C, N, O, F, adică elemente analoage chimice și fizice. Corpul următor fierului ar fi petasiu, cu pondul 39,104, după care ar urma argonul, cu pondul atomic 39,94. Petasiu nu poate fi așezat sub Ne, fiind un element electropozitiv cu valență 1 și foarte activ din punct de vedere chimic, deci total diferit de Ne, gaz inert chimic și fizic. Aici vom renunța pentru un moment la norma utilizată până acum și vom î

prima din cele patru inversiuni, la care suntem obligați să recur-
pentru a respecta principiul analogiei chimice după coloane. Dispunem
; după Cl, argonul, în coloana Ne, completând astfel încă o linie de
elemente. Întrerupem iarăși linia la argon ca să dispunem potasiu
coloana alcalinelor. Avem încă trei liniile formate, una de două elemente
două de căte opt. Toate trei se termină cu căte un gaz rar. În același
moment, ne apar opt coloane, în care se grupează elementele cu proprietățile
mice analoge. Acum apare o priză greutate: următorul gaz rar, kriptonul
se împreună cu alcalinul, potasiu, la care am aduna cu ordonarea noastră,
într-un grup de 18 elemente. Este vorba să introducem în cele opt
coloane de care dispunem 18 elemente respectând, pe cât e posibil, prin-
dile de catalogare admise. Soluția dată, între altele, este de a împărți
în patru, la care am aduna, în două sublinii, și 4b, în care vom
pune elementele din acest grup. Observăm că după H, urmează în mod
normal Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, care se aşeză de la sine, în coloanele corespunzătoare.
Elementele următoare, Fe, Co, Ni, ar urma să le aşezăm în linia a
șasea, nu putem face să o facem neglijându-le o coloană corespunzătoare.
Schimb, deacă le aşezăm în linia patra și în coloana a opta, adică în
caza a gazelor rare, în toată ciudățenia care apare în primul moment,
următoare, Cu, Zn, Ga, Ge, As, Sb, Br, Kr, se aşeză iarăși normal în colo-

nale corespunzătoare. Cu, prin monovalență lui și prin asemănări specifice cu alcalinale, făi găsește locul în coloana I. În această grupă de elemente, mai practică o inversiune : Ce, de pond 58,94, în locul care se părea a revine nikelului de pond atomic 58,69. Pentru a da mai multă precizie clasificării se obținuște să împărți cele opt elemente în câte două sub-coloane. Vom dispune, în aceste sub-coloane, elementele care se asemănă chimică mai bine. Așa în sub-coloana Ia lăsună alcalinale, iar în sub-coloana Ib introducem elementele Cu, Ag, Au, (v. tabeloul) care, în special spectroscopică, sunt identice. Tot așa vom așeza Zn într-o sub-coloană IIb, etc.,. În sub-coloana VIIa așezăm triada fierului, lăsând pe VIIIB pentru gazele rare. Grupul de elemente următor, cuprins între Kripton și gazul rar care-i succede imediat, Xenonul, este iarăși de 18 elemente (xenonul inclusiv).

Utilizând un precedeu analog grupei precedente de 18 elemente, distribuim următorii 18 corpuri simpli în cele două linii, 5a și 5b și în 6 sub-coloane, dacă grupăm și aici triada : Ru, Rh, Pd, (justificată din punct de vedere fizico-chimic) în linia 5a și coloana VIIa și dacă practică a treia inversiune (Te de pond 127,5 în locul ce părea că revine Iodului, 126,93; inversiunea este necesară pentru a dispune Iodul și halogenele și Telurul cu elementele analoge lui O, S, Se).

Următorul gaz rar, emanația de radiu, Radonul, se găsește depărtat cu 32 elemente de Xenon. Urmăză deci o grupă de 32 elemente de distribuit între sub-liniile și sub-coleanele precedente. Aici avem urmă (Os,Ir,Pt), pe care o vom așeza în coloana VIIIa și linia și grupul de 14 pământuri rare, care nu-și găsește locul nicheli în această clasificare și care normal ar fi cuprins, grupul, între La și Uraniu (Ct). Rezolvăm pentru moment, greutatea nou invitată serieind unde, în afara tabelului, grupul de pământuri rare, știind că lecul lor este în coloana IIIa și IVa și pe linia 6a. După Radon nu se mai enumere vreun gaz rar. Începe o altă perioadă cu alcalinul 87, perioadă care nu se cunoște decât 11 elemente (cele 6 până la Uraniu incluse și încă 5 elemente fabricate în timpul din urmă prim reacțiuni cleare).

Înainte de a se cunoaște elementele transurane, cele 6 elemente rare în așa zisa a 7-a perioadă, intrău în mod natural în linia și se face inversiunea Pa, de pond 231, cu Th, de pond atomic 12. Elementele respective se așezau în sub-coleanele respective numărilor chimice: Ra în coloana IIIa a alcalino-pământoaselor, Niu în coloana Ytriului și a Lantului, așa cum o cere chimizmul lui element, g.a.m.d. (In fig. 62 este reprobus un tableau schematic des întărit. Pentru ușurință elementele sunt notate prin număr ordine Z , în sistemul periodic și prin pondul chimic M , și când el se cunoaște. Pondul chimic M este dedus fie prim mijloace fizico-chimice, fie prin mijloace fizice, ca o medie ponderată.

a isotopilor săi,cum vom vedea în partea III-a a acesteror lecții. Sunt unele elemente,pentru care se cunosc numerele de masă și din isotopii lor,fără a putea să se dea un pond chimic median.Datele acestea vor fi catalogate mai târziu într'un tabelu al isotopilor (stul III).Aici,aceste elemente vor fi marcate numai prin numărul ordinii Z spre deosebire de celelalte însegnante Z^M (cum ar fi $_{3}^{6,940}$ pentru Litiu).Vor fi menționate mai în detaliu,elementele care sunt în lecțiile caracteristice din sistemul periodic,cum ar fi în de perioade,inversiunile,plășinturile rare).

În figura următoare este desenat final sistemului periodic cum trebuie să apară el dat fiind proprietățile fizico-chimice transuranelor,elemente cunoscute în timpul războiului din urmă cum vom vedea,confirmări chimice și metive spectroscopice ale actiniului sau o altă serie de plășinturi rare,numite și nide sau plășinturi uranice.Este natural,în convenție în care s-a filosit tabelul din fig.precedentă să scoatem și actinidele în afara lui.Înse că s-a menținut cadrul său plășinturile rare chiar de acasă în tabelu se evidențiază acestați corespondențe.In același urmă să terminăm tabelul la A_{99} ,iar în sucesă am avea : (v.)

Plășinturile rare care eventual ar mai exista s'ar dispune linia 7a până la $Z=103$.In timpul acestui război n'a luerat,nici unele condițiiile să permis-o ,foarte mult în domeniile care sunt cu elementele.S'a luat,în timpul din urmă,obiceiul să ne ceră și pentru isotopi filtri artificial (v. annexa nr.II).

Descrierea unor detalii a clasificării este utilă pentru

Nr.	Nr. de de la grupelor	grupele elementelor.													
		I		II		III		IV		V		VI		VII	
a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b
1	1 H														
2	3 C	4	9,14	5	10,15	6	11,16	7	12,17	8	13,18	9	14,19	10 He	4,20,21
3	4,11 Ne	21,22	12	24,25	13	26,27	14	28,29	15	31,32	16 S	33,34	17 Cl	18 Ar	39,94
4	2,12 K	13,14	19	23,24	21	26,27	22	28,29	23	30,31	24	31,32	25	36 Fe	23 Cu, 47 Ni
5	1,2 Ti, Zr	30	39	31	40	41,42	43,44	42	45,46	43	46,47	44	47,48	55,56	56 Ni, 57
6	6,13,14 V	39	40	41	42	43,44	45,46	44	47,48	45	48,49	46	49,50	55,56	57
7	7,15,16 Cr	43	44	45	46	47,48	49,50	48	49,50	49	51	52	53,54	54 X	130,2
8	5,17,18 Mn	56	57	58	59	60,61	62,63	61	63,64	62	64,65	63	64,65	65,66	66 Fe m
9	9,19,20 Ta	79	80	81	82	83,84	85,86	84	86,87	85	87,88	86	88,89	89,90	90,91
10	14,21,22 Pt	87	88	89	90	91,92	93,94	92	94,95	93	95,96	94	96,97	97,98	98,99

Fig. 62.

Nr.	Ce	R _f	Nd	Dy	Tb				Dy				Lu			
					E _u	G _d	A _m	C _m	B _k	97	65	66	97	65	66	
9	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72	73

Fig. 63.

după tipicoul indicat mai sus, având cunoscute 64 elemente din care desceparite până astăzi. Când făcea ordonarea lor după linii și care se lesea de greutăți sănătatea care urmează :

După Calciu de ex. cu pond. 40,07 , Mendeleev găsea în colecția corpi simpli cunoscute atunci pe Titan, cu pond. atomic imediat mai 47,90. Ar fi urmat deci să așeză Titanul în coloana IIIa. Dar element din coloana IIa au valență pentru Oxigen diferită de a Titanului. Mendeleev sare coloana III -a , dispune Titanul în coloana IVa și că este foarte probabil că în locul rămas gol va fi așezat un element necunoscut încă atunci. Această afirmație, datorită unei intuiții care constituie una din cauzele că sistemul de clasificare al lui Mendeleev atrage imediat interesul tuturor. Tot așa după Zinc, de pond. 65,3 Mendeleev dispune Arsenioul, de pond. imediat următor 74,96. Dar cromul nu poate fi așezat nici în coloana III nici în IV , Mendeleev își dădă lecții goale și pună As în coloana V , aceea care îi vine. Ii apar încă două căsuțe goale, care arată că trebuie să mai fie în natură încă două elemente a căror pondere atomică și proprietăți nici să permită așezarea lor în locurile respectiv neocupate. Mendeleev face ceea ce mai mult : el evaluaază prin interpolații, cu ajutorul de cunoscute la elementele vecine locul gol, care vor fi proprietățile co-echimice ale corpurilor încă necunoscute. Pentru a fixa ideile, Mendeleev spune că elementelor se urmează să fie ciutate în natură, numărul elementelor analogii chimice cu elementele cunoscute. Așa, cele trei goale menținute mai sus, urmează, după Mendeleev, să fie ocupate de elementele Eka Bor , Eka Aluminiu, și Eka Siliciu.

Lumea științifică a căptătat o încredere mare în afirmațiile lui Mendeleev sănd, cățiva ani numai după ce publicația lui a fost posseută, au fost descoperite Eka Berul, Eka Aluminiu și Eka Siliciul cunoscute sub numele de Sc, Ga, și Ge. Aceste trei elemente au fost descoperite încă în timpul vieții lui Mendeleev, care a avut satisfacția sătătită să vadă o confirmare a afirmațiilor sale. (v.anexa nr.I.).

Unele prenzari.

Clasificarea duse la împărțirea elementelor în 7 grupe sau perioade. Grupa 1 cu 2 elemente, grupale 2 și 3 cu cîte 6 elemente, grupale 4 și 5 cu cîte 18 elemente, grupa 6 -a cu 32 elemente. Grupa 7 -a, cu 11 elemente cunoscute azi, este încă incompletă.

Rydberg atrage atenționea că numărul elementelor din grupale de clasificare sunt date de :

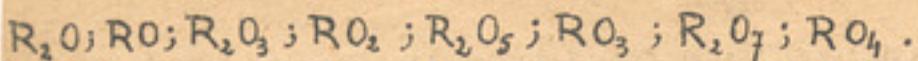
$$2 \times 1^2; \quad 8 = 2 \times 2^2; \quad 18 = 2 \times 3^2; \quad 32 = 2 \times 4^2. \quad$$

Numărul elementelor dintr-o perioadă este dat deci de $2B^2$, unde $B = 1, 2, 3, 4, \dots$

Ne vedea mai jos cum acest lucru reprezintă un lucru al constituției unei atomile).

Perioadele de 8 elemente se numesc perioade mici, de 18 perioade mijlocii, iar cele de 32 perioade mari. Îngărând elementele aşa cum a spus Mendeleev ne apare, dela sine, o categorisire a proprietăților lor chimice astfel:

Considerăm valența pentru Oxigen, aceasta crește cu o unitate fiecare coloană, sămă parcurgem tabelul dela stânga la dreapta. Deosebit, compozitii cu Oxigenul sunt de forma:



Tot așa, de la stânga la dreapta, concomitent cu creșterea valenței pentru Oxigen, caracterul electre-pozitiv descrește, bazicitatea descrește, elementele din coloanele ultime elăptând caracterul electre-negativ (aciditate). Valența pentru Hidrogen crește de la stânga la dreapta, în mod continuu, de la coloana VII-a până la V-a pentru a se încheia apoi iarăși progresiv. (vom vedea în caietul IV cum sistemul periodic permite o înțelegere mai bună a valențelor).

Un caracter important al elementelor, degajat din clasificarea lui Mendeleev este perioditatea chimică.

Plecând de la un element scarcean, Carbonul, de ex. regăsim proprietăți chimice analoge dacă ne deplasăm cu 8 elemente în seara pondărilor crescătoare, sănd căm peste Siliciu. Această luanță se întăripă cu elementele de la începutul sistemului periodic, excepțând Hidrogenul. Când ne întreprindem spre mijlocul sistemului, perioditatea apare după 18 sau 32 elemente. Această fapt prezintă o deosebită importanță mai ales dacă observăm că aceeași perioditate apare și pentru emisiuinile spectrale optice ale acelorași elemente. (Dacă Mendeleev ar fi avut la înțeles căracteristicile speciale, s'ar fi putut servi de ele ca baza de clasificare în locul proprietăților chimice). Ne gândim imediat că acest lucru trebuie să fie un reflex al unor caractere fundamentale ale constituuii atomilor și urmează să să găsim care este acea: constituuiie datorită căreia perioditățile observate pe avans. De obicei se observă că fiecare perioadă se termină cu un gaz rar. Gazele rare se găsesc în coloana VIIIb, care corespunde valențelor nule .

Steim clasificările făcute începând cu cele cinci gazele rare, de valență 8, în care introducem și neutrionul (după cum vom vedea, mai logic să lăsăm gazele rare la finele perioadelor)).

Piescare element are, un tableau, un modul de ordine care îl fixează.

Numerelor de ordine, luate crescător, la același număr atomic se adună, cu excepția a patru ierarhii. Aceasta ne face să bănești numărul de ordine îl corespunde unor fizico-chimice, care văzute găsit și că numărul de ordine apare ca un principiu de ordonare și clasificare mai bun decât ponderile atomice. Numai că exemplul fericit face că ponderile chimice (cu excepția celor patru ierarhii) să fi putut duse la o clasificare conformată a elementelor. Mai întâi (vezi capitolul "Raze X" și caietul III) că numărul ordine, numit și număr atomic Z , reprezintă numărul de sarcini pozitive din nucleu, așa cum ne dovedește difuziunea razelor X, legată de Mendeleev, difuziunea particulelor α . Factorul de ordonare a lui Mendeleev este în realitate sarcina pozitivă nucleară și nu mai întâi ponderile atomice pot servi, cu mici excepții, la aceeași clasificare. Ordinarea după Z duse la periedicitatea fenomenelor fizico-chimice. Trebuie găsită deci legătura între Z și periedicitatea observată.

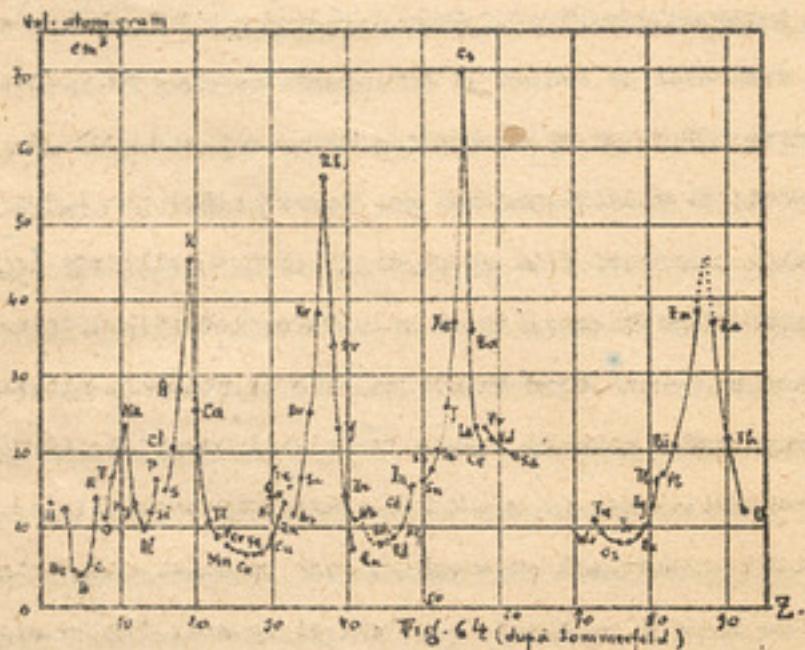
Clasificarea lui Lothar Meyer

În același an și cu total independent de Mendeleev, Lothar Meyer și el o clasificare a elementelor, observând apariția acelerării paralele cu Mendeleev. Lothar Meyer ia ca parametri de clasificare

numărul de ordine (abscisă) și volumul unui atom gram al elementului respectiv (ordonată). Volumul unui atom gram este greutatea unui atom gram împărțită la densitate. Deci :

$$v_k = \frac{A}{\rho} = \frac{N_A}{\rho} \quad \text{unde } N_A \text{ e numărul lui Avogadro și } \rho \text{ e greutatea unui atom.}$$

Curba reprezentativă are forma bine cunoscută reproducă în fig. 64.



Definiția volumului atomic nu este precisă (un element poate avea noi multe stări allotropice, sau este un gaz perfect și atunci trebuie să-i socotim volumul atomic ocupat sub forma lichidei etc.....).

Cu toate acestea se observă în reprezentarea elementelor după Lothar Meyer căteva caracteristici ușor de remarcat :

Volumele atomicice prezintă maxime foarte pronunțate pentru alcalini. Maximiile împart elementele în grupe egale în număr cu acelea obișnuite.

Mendeleev, 8, 8, 18, 18, 32.

Gazele rare, pe care le găsim pe ramurile crescătoare, su și ele
lumii atomice mări. Tot așa distingem volumele atomice ale alcalino-
protoaselor. Celelalte elemente se găsesc grupate în părțile de jos
(în) ale curbelor. Interesul reprezentărilor lui Lothar Meyer și
ales în aceea că ne atrage atențunea asupra faptului că lăsând
alt parametru decât proprietățile chimice (cum ar fi valența pentru
o caracteristică fizică, cum e volumul atomic, ne apar singularități
distanțe (reprezentate în numere de ordine) egale cu perioadele
Mendeleev. De altfel, dacă se fac reprezentări gen Lothar Meyer,
în alti parametri fizici, cum ar fi compresibilitatea, coeficientul
dilatare, coeficienții de elasticitate, conductibilitatea electrică,
căptă curbe analoge cu acelea date de volumele atomice. Deci dacă
în proprietăți care au raport cu volumul ocupat de atom sau acela-
ste cu schimbarea de volum (dilatare, compresibilitate), săptăm o
periodicitate analogă cu aceea pe care ne-o dău comportările chimice.

Proprietățile legate de volum și de reacțiunile elementelor
schimbarea acestui volum manifestă o periodicitate care e legată
sigur de structura întâi a atomilor, structură care face ca proprietățile legate de exteriorul atomului să varieze cu periodicitatea
periodică.

Deducem atunci că și reacțiunile chimice, care manifestă aceasi
periodicitate, sunt legate de constitutia exteriorului atomului.

Tot așa este și cu conductibilitatea electrică ca și cu mani-
șurile spectrale.

Spectrele alcalinelor, sunt asemănătoare cu ale Hidrogenului; spectrele alcalino-pământoaselor, ale Zincului, Cadmiului și Mercurului, sunt iarăși asemănătoare. Cum manifestările spectrale amintite sunt asemănătoare pentru elementele dintr-o coloană a sistemului și cum ele sunt legate de proprietățile exterioare ale atomilor, suntem îndreptăți să socotim că elementele din aceeași coloană au partea exterioară asemănătoare constituuită. Tot așa spunem și în cazul reacțiunilor chimice: deoarece alcalino-pământoasele sunt toate bivalente, aceasta este datorită faptului că exteriorul atomilor alcalino-pământoși este asemănător. Rămâne acum de precizat care este această structură exterioră a atomului care face ca spectrele și reacțiunile chimice să se prezinte așa cum ni le dă experiența. Cărui fapt se datorează apariția, în mod periodic, a unei asemănări structuri exterioare? Vom vedea în cele ce urmăzoănuim sistemul periodic ne înseamnă să ne punem o serie de probleme strâns legate de structura intimă a atomilor. Tot sistemul periodic este acel care controlană rezolvarea pe care o dăm problemelor care se pun.

Pe măsură ce metodele de luaru vor devine mai subtile și rezultatele experimentale vor fi mai multe, problemele puse de sistemul periodic vor fi rezolvate mai în detaliu, iar serviciile aduse de clasificarea elementelor vor fi mai precise, datorită tocmai faptului vom înțelege mai bine cauzele manifestărilor coordonate de ea.

Stiam de ex., până în timpul din urmă, că elementul cu $Z = 43$ lipsea și că trebuie găsit. Ne așteptam, deosebit de mult, că elementul va găsi să aibă anumite proprietăți fizico-chimice pe care le putem

vedea în ceea ce măsură din aceleia ale atominelor invesimăți.

pesteasă însă răspunde, până acum cătreva ani, cui se datorăște faptul elementul 43 nu a putut fi găsit în secără pământului; pentru că e foarte rar? Pentru că nu am avut nicioșul să-l găsim, sau poate de cără el nu există în secără pământului? Astăzi, după cunoașterea isotopiei știm că elementul 43 nu are isotop stabil sau de viață foare lungă, însă nu poate fi găsit în minerale. Tot astăzi mai știm să-l vedem prin razări nucleare, și putem să-i studiem isotopii radioactivi în momentul formării lor în laborator. Acest studiu îl facem ajutorul prezicerilor și indicațiunilor sistemului periodic (vedi capitolul III.).

Clasificarea elementelor fiind făcută după proprietățile externe atomice, să nu ne poată da unele informații în legătură cu interiorul atomului, cu nucleul. De ex. nu putem prevedea dacă un atom cu numărul atomic Z dat este radioactiv sau nu. În schimb, după cum vom vedea, s'au stabilit înțelegeri o serie de legi din radioactivitate și ajunge la noțiunea de isotopie tot cu ajutorul sistemului periodic. Elementele noi sunt prim transformările radioactive, trebuie să urmăreștem legile sistemului periodic în compărătirea lor legate de structura păturilor electronice. Transformările radioactive ne duc la nevoie să admitem în același cîmpuri a sistemului periodic iau loc diferențe elementare, conduri atomice diferențite, dacă au același număr de sarcini nucleare, și ei nejuneau de isotopie (vedi capitolul III).

Un pas mai departe în înțelegerea structurii atomilor s'a făcut și când s'au cunoscut r a z e l e X . (vedi cap. respectiv).

După cum vedea, spectrele de raze X, mult mai dure decât speciale optice, nu manifestă vreo perioditate. Toate elementele dau spectre asemănătoare care diferă numai prin duritatea lor cind se trage delă un Z la altul. Prevenția linilor emise este o funcție bine definită de Z. Razele X permit să fișmă, prin legea lui Moseley, care este numărul de ordine al elementului studiat și invers să prevedem care va fi emisia spectrală X, a unui element cu un Z dat.

Razele X, prin faptul că duritatea lor, arată că au originea în succurile de energii la nivelele electronice interioare atomului. Asemănarea lor, pentru toate elementele, ne arată că structura interioară a păturilor electromaice este aceeași pentru toate elementele. Aceste observații ne arată că po măsură ce Z este mai mare, electronii planetari care se adângă, se apropiază așa fel încât structura interioară a atomului nou format să fie analoagă cu aceea a tuturor celorlalte elemente deja considerate. Numai aranjamentul electronilor pariferici trebuie să difere delă un element la altul, fiind totuși asemănător cu situații în aceeași esență, așa cum ne indică comportarea optice și fizice-chimice a diferenților atomi. Finalmente structura extinsă cu perioditatea ei este și ea o funcție de Z. Funcția pe care trebuie să se determină. Numărul Z trebuie să fie caracteristica importantă a atomului, aceea care condiționează aranjamentul interioară și structura păturilor exterioare. De aceea, parametrul natural de clasificare este Z. Utilizându-l, nu suntem obligați să facem inversionsuri cu acele practicante cind liniile peștelui chimic drept exponenții de clasificare. Cu ajutorul scier căteva rezurse salutative, și scrierile

sistemului periodic și servindu-ne de un principiu universal, anal al excluderii, putem găsi mijlocul să ne formăm o imagine a structurii neuronului de electroni planetari.

Principiul de exclusiune al lui Pauli.

Ca introducere am schițat până acum unele probleme care se pun în legătură cu sistemul periodic. Pentru fiecare din ele vom reveni în detaliu cu ceea cea completării unei cunoscințe de spectroscopie (caștul acesta), isotropia (caștul III), teoria valențelor (caștul IV), etc.

Vom trece peste partea istorică a luerărilor făcute pentru explicații generale ale sistemului periodic și ne vom servi de un mijloc de luanu, relativ recent, anume de principiul de exclusiune al lui Pauli (Zts.für Phys., 31, 765 (1925)), pe care însă ne mărginim astăzi numai să-l enunțăm, problema în ansamblul ei fiind tratată în partea pur teoretică a acestor lespărți, cănd vom vedea și reflexul principiului în mecanica cuantitarie (ace cum au arătat-o Dixas (Proc. Royal Soc. 112, 661 (1926)) și W. Heisenberg (Zts.f.Phys., 28, 411 (1926)).

În ajutorul sistematicei chimice și spektroscopice și din sprijini de principiul de excludere a lui Pauli, ne putem face o imagine foarte semednică, care a adus și aduce servicii bune, despre sensibilitatea neuronului de electroni. Înainte ca Pauli să fi găsit principiul său, R. Ladenburg (Zts.f. Elektrischen, 26, 262, (1920)) și Nils Bohr (Zts.f.Phys., 2, 1, (1922); Periodisches System der

Elemente) au trăsat modul de lucru și au dat, în special Bohr, relații fundamentale în acest domeniu. Lucrul lui Bohr a fost făcut completat de E.C. Stener (Phil. Mag. 48, 719 (1924)) și de J.D. Main-Smith (Chemistry and Atomic Structure, Van Nostrand, New-York 1927).

Ne vom treze la stabilirea rezultatelor utilizate astăzi, ajutorul principiului de excludere, care urmărează și distingă un simplu raționament.

Ne vom servir de principiul de excludere sub forma în care este dat de Pauli în 1925, el fiindu-ne suficient pentru cele ce urmărez. Principiul de excludere, aplicat la atom, spune:

Nu pot exista atomi cu astfel de stări quantice, încât doi electroni să aibă același grup de numere quantice n_i, l_i, j_i, m_i .

Un grup carecăre (n_i, l_i, j_i, m_i) de numere quantice nu poate apartine decât numai unui din electronii compoziți atomului.

Pie un atom cu Z sarcini nucleare și Z electroni planetari. Dacă cărcăre din acești electroni se mișcă în câmpul electric al nucleului perturbat mai mult sau mai puțin de sarcinile celorlalți electroni. Perturbația câmpului nuclear este funcție de poziția relativă a atomului considerat, fără de restul nucleului. Există, desigur, un anumit vectorii reprezentativi ai traseelor fiecărui electron în parte, după cum am considerat cuplajul între vectorii \vec{l} și \vec{S} pentru anumite trasee (vectorii \vec{l} și \vec{S} dacă nu suntem într-un H exterior, prea mare, sunt emplăți între ei strâns, execuțând

o poziție interioară în jurul vectorului rezultant \vec{r}).

Aceea rezonabil să admitem un cupluj între diferenții vectori \vec{i} .

și și fiecărui tracțiord cu vectorii quantici ai salierilor tracătorii. Putem să ne imaginăm că un câmp exterior suficient de puternic poate cuplajul între diferențele tracătorii să fie rupt, însă în acestul deputenie să nu decupla și vectorii \vec{i} , și unui același tracătorii.

Energiea quantice a fiecărui tracătorii (energia sa) va fi determinată atunci ca ajutorul unui grup ($n_i, \ell_i, \frac{j}{2}, m_i$) de numere quantice atribuite electronului tracătorului considerat.

Dacă câmpul exterior este astăzi de puternic încât toate cuplajele să fie rupte, energia unei tracătorii va fi adică că un grup de numere quantice (n_i, ℓ_i, m_i, m_{ij}) unde m_i , și m_j sunt proiecțiile vectorilor \vec{i} și \vec{j} pe direcția câmpului.

În cale de urmă, ne vom servi, în raționamentele pe care le vom face fie de grupul ($n_i, \ell_i, \frac{j}{2}, m_i$), fie de grupul (n_i, ℓ_i, m_i), rezultatul trebuind să fie același.

Câmpul magnetic \vec{H} , exterior, l-am considerat, ca să ne ajutăm în raționamentul și să ne fixăm o direcție privilegiată. Putem să ne considerăm acest câmp, de ex., tinsând către O, ceea ce tracătorul rămânind totuși reprezentat printr-oacă grup (n_i, ℓ_i, j_i). 

Cea pentru moment, nu ne interesează diferențele cuplajelor de tip, facem abstracția de căci și considerăm fiecare electron separat în grupul sau quantic (căle trei numere quantice n_i, ℓ_i, m_i) după cum se vădă de la un vector de libratate a cărui rota-

de greutate al electremului iar numărul M_5 ne apare datorită faptului că electronul mai posedă și un spin (el este un atoare decât un simplu punct material)).

Principiul de exclusiune ne face atenții asupra faptului că n-putem avea, pentru un atom dat, două grupe quantice (n_i , ℓ_i , și m_i) identice. (Două grupe de ex., (n_1 , ℓ_1 , j_1 , m_1) și (n_1 , j_1 , m_1) sunt diferite).

Aceasta fiind zisă, vom căuta să înjghebăm o teorie a sistemelor periodice plecând de la elementul cel mai simplu, Hidrogenul, cu $Z=1$ și de aci cu un singur electronplanetar și vom adăuga câte un electron compozitia păturii exterioare cîndcătre ori Z crește cu o unitate. Electronul nou va apărea cu un grup quantic permis de principiul de exclusiune, iar noi vom ține seama în situația noului electron ca atomul nou format să aibă proprietăți fizico-chimice și spectre spectroscopice cîrute de sistemul periodic. (Procesul utilizat este asemănător cu acela care ne-a dus la stabilirea unor modele atomice în cazuri ușor calculabile, al unui nucleu și al unui electron. Tînărind seama de legile generale ale fizicii și mecanicii, tînărind acum seama și de legile aduse de mecanicile quantice obținute cu ocazia studiului atomelor hidrogenoizi, vom căuta modele mai complicate, acasă ale atomului cu mai multe particole, controlând în fiecare moment modelul imagin cu experiență.

Sistemul periodic, care grupează și sintetizează un ansamblu general de proprietăți fizico-chimice și spectroscopice, nu este de un ajutor prețios în făurirea acestor modele).

Pături electronice.

Mai întâi, facem o clasificare a electronilor planetari cu
înălțimea numărului quantic principal în așa cum a făcut-o Bohr
început. Zicem că și el că toți electronii care au același număr
quantic principal în aparțin aceleiași pături electronice. Această
înălțime are avantajul pe lângă acela de a face o primă clasificare
a electronilor planetari ai unui atom, de a ne oferi și imagine
a situației electronilor, multă față de alții. În adevăr, astăzi mare
distanță parcursă de un electron este dată de: $a = \frac{k_e}{\Sigma} \cdot n^2$,
dacă considerăm mișcările, în prima aproximare, că se fac pe niște
curbe, a reprezentând raza tracectoriei. Distanțele electronilor la
nucliu variază cu n^2 . Vom ști deci că electronii care fac parte
dintr-o patură n_1 se găsesc mai aproape de nucleu decât acei
care fac parte dintr-o patură $n_2 > n_1$. Reamintim că s'a convenit
cu noteze aceste pături cu literele majuscule: K, L, M, ...,
corespondența fiind:

$n =$	1	2	3	4	5	6	...
	K	L	M	N	O	P	...

Vom zice că avem un electron M, ca să spunem că este în
M și că deoarece, în grupul quantic care-l reprezintă, pe
electronii din patura K sunt mai aproape de nucleu decât acei
din L; aceştia sunt mai aproape decât electronii N etc...
În această imagine, atomul ne apare având păturile K, L, M, ...
înălțimea unei pe alta ca foile de ceară. Cu eșă o patură este mai
de nucleu cu atât avem de cheltuit o energie mai mare ca să
trăiască Hulubei: Structura exterioară a atomului

acestul unul din electronii ei (travaliul de ionizare); nisecă electronii respective sunt mai strâns legați în atom.

Electronii din acești pătră pot fi și ai clasificati după numerele quantice atâtale din grupe quantice care li se corespund. Pentru o pătră cu numărul quantic principal n avem M_n de electroni, acei cu numerele quantice $\ell = 0, 1, 2, \dots (n-1)$.

Pentru un ℓ dat corespunde un tip dat de tranzitorie cu energie diferită de celelalte tranzitorii corespondătoare pătrăi. Se obțin astfel n de succesiuni mărite subdivizionate ale pătrăilor și noi suntem în starea să sub-pătră intrând electronii cu un ℓ dat.

În această clasificare, pătră X este singură, căci pentru $n=1$ nu există încă un electron ℓ apartinește doar cu $\ell=0$.

În pătră L avem două tipuri de electroni căi $n=2$, deoarece $\ell=0$ și $\ell=1$. Acestea au stări-stabile $f=0$ și se descompun L ; pentru motive pe care nu le vom vedea îndată pătră cu $\ell=1$ se descompune în două pătră M_1 și M_2 .

În mod analog, pătră M_1 se desparte în trei sub-pătrăi și

	M_1	M	
M_1	$M_2 + M_3$	$M_{11} + M_{12}$	$M_{13} + M_{14}$
$\ell=0$	$\ell=1$	$\ell=2$	$\ell=3$

iar pătră pătră M_2 avem patru sub-niveluri ($\ell=0, 1, 2, 3$)

N_1	$N_2 + N_3$	$N_4 + N_5$	$N_6 + N_7$
$\ell=0$	$\ell=1$	$\ell=2$	$\ell=3$

În fiecare sub-nivelă există patru posibilități și spinul electronului poate fi lăsat în considerare, în clasificarea electronilor. Într-unul dintre astăzi se vede că numărul quantic ℓ are lori state și determinat prin numărul quantic satograf M_p . Vastorul ℓ nu

ții posibile în spațiu, acele pentru care proiecția lui \vec{r} pe
rectie privilegiată este un număr întreg m_l , așa că :
 $| \leq m_l \leq l$ unde, m_l are valerile :

$$-l ; -[l-1] ; \dots ; -2 ; -1 ; 0 ; 1 ; 2 ; \dots ; (l-1) ; l$$

Energia pe aceste traectorii diferit orientate este asemănată
ar fi m_l . Le luăm în considerare căci între altele în cazul
câmp magnetic exterior apar energii suplimentare care sunt funcție
de m_l .

Cum înseamnă în absență unui câmp exterior, energiile traectoriilor
independente de orientare, nu mai introducem o subdiviziune secundară
bazată pe m_l . (Cu alte cuvinte subnivelele gen-

$+M_{\bar{l}} ; N_{\bar{l}} + N_{\bar{l}}$, de ex. care corespund la $l = 2$ nu se
împart în cele $2l+1 = 5$ subgrupe care ar corespunde la
 $m_l = -2, -1, 0, 1, 2$).

Nu este același lucru în cazul spinului. Vectorul quantic
locuș posibilități $\pm m_s$, de a se proiecta pe un câmp magne-
tice exterior (pozițiile paralele și anti-paralele), ceea ce face că
vectorul quantic total (interior) se proiectează fie după $m_l + m_s$
împărtindu-se, ceea ce ducă nu la $(2l+1)$, ci la $2(2l+1)$
diferite.

Ne reamintim că spinul introduce o energie suplimentară tradițională,
energie care se caracterizează finalmente prin numărul quantic
(intotdeauna pozitiv). Pentru sub-nivelele cu $l=0$ adică
 $L_0, M_0, N_0, O_0, P_0, \dots$ nu avem decât o singură po-
zitie pentru j , anume $j = 0 + \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$, deci aceste sub-nivele

din simple din punct de vedere energetic. Nu este acelaș lucru cu sub-nivelele pentru care $l \neq 0$. Aceste nivalele cu $l=1$ adică $L_1 + L_{\bar{1}}$; $M_1 + M_{\bar{1}}$; $N_1 + N_{\bar{1}}$.. pot avea în grupurile quantice respective fie pe $j = l - 1/2 = 1/2$ fie pe $j = l + 1/2 = 3/2$.

Aceste sub-nivele sunt duble, de aceea le-am notat sub forma $L_{\bar{1}} + L_{\bar{1}}$ pentru a putea scoate din ele sub-nivelele $L_{\bar{2}}$ și [respunzând celor două valori posibile pentru j] în grupurile respective. Același lucru se va întâmpla cu nivalele tip $M_{\bar{1}} + M_{\bar{1}}$; $N_{\bar{1}} + N_{\bar{1}}$; $O_{\bar{1}} + O_{\bar{1}}$; sau $N_{\bar{1}} + N_{\bar{2}}$; $O_{\bar{1}} + O_{\bar{2}}$ care se subdivid încă.

In definitiv, păturile și sub-păturile respective, în care se găsesc electronii unui atom sunt :

($n = 1$) pătură simplă

($n = 2$) pătură cu trei sub-grupe energetice : L_I , L_{II} , L_{III} .

($n = 3$) 5 sub-grupe: M_I , M_{II} , M_{III} , M_{IV} , M_V .

În general, o pătură care corespunde la un n dat deci care are n numere quantice l ($l = 0, 1, 2, \dots, n-1$) posibile, va avea în total $n-1$ sub-nivele (deoarece n sub-nivele datorite celor $2n$ electroni l ar fi duble din cauza spinului, am avea $2n-1$ sub-nivele). Unde se poate că unul din ele este simplu, acel $l = 0$, ne rămân totul $(2n-1)$ sub-nivele. În special indicațiile spectroscopice de vasele X confirmă existența nivalelor și sub-nivalelor care corespundtoare clasificării făcute ca mai sus.

Compoziția nivelerelor electronice

Este util să cunoaștem care este numărul maxim de electroni care pot intra într-o pătură dată. Într-o pătură de număr quantic n intră atâți electroni căte grupuri distinse (n, l, j, m) sau n, l, m_l, m_s , deci acestea sunt grupuri care pot intra într-o pătură.

Judecăm astfel: pentru un n avem n numere l , deci un total de n^l grupe: $n_0, n_1, \dots, n_{(n-1)}$.

În fiecare grupare n^l putem adăuga $2l+1$ valori diferite. Dacă m_l :

$$\begin{array}{cccc} n_0 = 0 & n_1 = \begin{cases} 1 \\ 0 \\ -1 \end{cases} & n_2 = \begin{cases} 2 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \end{cases} & n_l = \begin{cases} l \\ l-1 \\ \vdots \\ 1 \\ 0 \\ -1 \\ \vdots \\ -l \end{cases} \\ z \times 0 + 1 & z \times 1 + 1 & z \times 2 + 1 & z \times l + 1 \end{array}$$

Acum adăugând $m_s = \pm \frac{1}{2}$ la fiecare din grupurile $n^l m_l$ obținem un număr dublu de grupe $n^l m_l m_s$. Numărul de grupe $n^l m_l m_s$ este dat de :

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = 1+3+5+\dots+2(n-1)+1 = \frac{1+2(n-1)+1}{2} \cdot n = n^2$$

Numărul de termeni este n și razia 2 .

Fiecare din cele n^2 grupări distinse $n^l m_l$ dă două grupări $n^l m_l m_s$ adică: $n^l m_l \frac{1}{2}, n^l m_l -\frac{1}{2}$. Totalul de grupări distinse va fi deci $2n^2$.

Se vede ușor cum ajungem la același rezultat întrebuiind grupări distinse ($n^l j m$).

În fiecare l avem două valori pentru j : $(l + \frac{1}{2}) : (l - \frac{1}{2})$.

Fiecare j se proiectează dând $(2j+1)$ proiecții, m .

Dând lui ℓ valorile de la 0 la ($n-1$), avem numărul de combinații posibile:

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2^j + 1 = \sum_0^{n-1} 2(l + \frac{1}{2}) + 1 + \sum_1^{n-1} 2(l - \frac{1}{2}) + 1$$

(când am luat valorile lui $j = l - \frac{1}{2}$, să exclud valoarea cu ne duse la j negativ, adică $l = 0$). Avem :

$$\sum_0^{n-1} 2(l + \frac{1}{2}) + 1 = 2 \sum_0^{n-1} l + 1 = 2(1 + 2 + \dots + n) = 2 \cdot \frac{n(n+1)}{2} = n(n+1)$$

$$\sum_1^{n-1} 2(l - \frac{1}{2}) + 1 = 2 \sum_1^{n-1} l = 2(1 + 2 + \dots + (n-1)) = 2 \cdot \frac{(n-1)n}{2} = n(n-1)$$

Numărul de combinații este deci : $n(n+1) + n(n-1) = 2n^2$.

Prin principiul de exclusiune ne obligă deci să admitem că în diferite căuturi electronice nu putem introduce deasăt maximum $2n^2$ electroni. Astfel avem :

Pătură	Numărul de e ⁻	Coincidența între numărul de electroni din păturile electronice și numărul de atomi din perioadele și mului periodic ne arată că trebuie să existe o legătură între perioade și păturile complete electronice. Vom
K	$2 \cdot 1^2 = 2$	eletronii din păturile electronice.
L	$2 \cdot 2^2 = 8$	numărul de atomi din perioadele și
M	$2 \cdot 3^2 = 18$	mului periodic ne arată că trebuie
N	$2 \cdot 4^2 = 32$	să existe o legătură între perioade și

această legătură urmăind fiecare atom, unul după altul în sistem periodic și cîndcănd care este situația fiecărui electron neutră. Vom vedea că după comportările fizico-chimice și spectrometrisice ale fiecărui atom în parte.

Este bine, înainte de a urmări în detaliu distribuția electronilor în fiecare atom în parte, să cunoaștem și numărul maxim de electroni admisibili pentru diferitele sub-grupe.

Aren sub-grupe de tipul $L_I, M_I, N_I, O_I, P_I, \dots$ care au pe $l=0$ și $j = \frac{1}{2}$. Numărul de electroni este dat de $2(2l+1) + 2j + 1$, care este 2.

Grupele tip $L_{II} + L_{III}; M_{II} + M_{III}; N_{II} + N_{III} \dots$ au pe $l=1$, deci numărul electronilor este: $2(2l+1) = 6$.

Pentru păturile tip $L_{II}, M_{II}, N_{II}, \dots$, $l=1$ și $j=1-\frac{1}{2}$, deci numărul de electroni este $2j+1 = 2\frac{1}{2} + 1 = 2$.

Păturile tip $L_{III}, M_{III}, N_{III}, \dots$ au $l=1$ și $j=1+\frac{1}{2}$, și un număr de electroni egal cu: $2\frac{3}{2} + 1 = 4$.

Tot așa: $M_{IV} + M_V; N_{IV} + N_V$ cu $l=2$ deci numărul electronilor este $2(2 \times 2 + 1) = 10$. Iar pentru sub-nivelele M_{IV}, N_{IV}, O_{IV} , cu $j=2-\frac{1}{2}=\frac{3}{2}$ și $2\frac{3}{2}+1=4$ electroni. Tot așa: M_V, N_V, O_V , cu $j=2+\frac{1}{2}=\frac{5}{2}$ deci cu 6 electroni. În același mod se pot căuta pentru:

$N_{VI}, N_{VII}; O_{VI}, O_{VII}; \dots$ $l=3$ $2(2 \times 5 + 1) = 44$ electroni
iar $M_{VI}, O_{VI}; \dots$ $j=3-\frac{1}{2}=\frac{5}{2}$ deci 6 electroni
și $N_{VII}, O_{VII}; \dots$ $j=3+\frac{1}{2}=\frac{7}{2}$ deci cu $2\frac{7}{2}+1=8$ electroni

Tabloul de mai jos strângă aceste rezultate utile:

	ℓ	j	Electronii din subnuclee	Electronii nucleelor		ℓ	j	Electronii din subnuclee	Electronii nucleelor
K	0	$\frac{1}{2}$			O _I	0	$\frac{1}{2}$	2	
L _I	0	$\frac{1}{2}$	2		O _{II}	1	$\frac{1}{2}$	2	6
L _{II}	1	$\frac{1}{2}$	2	6	O _{III}	1	$\frac{3}{2}$	4	-
L _{III}	1	$\frac{3}{2}$	4		O _{IV}	2	$\frac{3}{2}$	4	10
M _I	0	$\frac{1}{2}$	2		O _V	2	$\frac{5}{2}$	6	50 25
M _{II}	1	$\frac{1}{2}$	2	6	O _{VI}	3	$\frac{5}{2}$	6	14
M _{III}	1	$\frac{3}{2}$	4		O _{VII}	3	$\frac{7}{2}$	8	
M _{IV}	2	$\frac{3}{2}$	4	10	O _{VIII}	4	$\frac{7}{2}$	8	
M _V	2	$\frac{5}{2}$	6		O _{IX}	4	$\frac{9}{2}$	10	18
N _I	0	$\frac{1}{2}$	2						
N _{II}	1	$\frac{1}{2}$	2	6					
N _{III}	1	$\frac{3}{2}$	4						
N _{IV}	2	$\frac{3}{2}$	4	10					
N _V	2	$\frac{5}{2}$	6						
N _{VI}	3	$\frac{5}{2}$	6						
N _{VII}	3	$\frac{7}{2}$	8	14					

* Nivelul M ($n=3$)

numărul total de electroni = $2n^2 = 18$.

	$\ell=0$ M _I	$(\ell=1)$ M _{II}	M_{III} M_{III}	$\ell=2$ M _{IV}	M_{V} M_{V}
n	3 3	3 3	3 3 3 3	3 3 3 3	3 3 3 3 3 3
ℓ	0 0	1 1	1 1 1 1	2 2 2 2	2 2 2 2 2 2
j	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$ $\frac{3}{2}$ $\frac{3}{2}$ $\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$ $\frac{3}{2}$ $\frac{3}{2}$ $\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$ $\frac{5}{2}$ $\frac{5}{2}$ $\frac{5}{2}$ $\frac{5}{2}$ $\frac{5}{2}$
m	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$ $-\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$ $-\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$ $-\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$ $-\frac{5}{2}$
$\ell+i$	2		6		10
$i+j$	2	2	4	4	6

$$18 = 2^2 + 4 + 4 + 6$$

treapuncte quantitățile ale diferențelor electroni dintre niveluri care sunt să fie nule.

Structura neutrului de electroni.

Vom trece peste lucrari ca acelea ale lui Kossel (Ann.d.Phys. 49, 229(1916); Naturw. 7, 339, 369 (1929); Valenzkräfte und Röntgenspektren, Springer, 1924,); Ladenburg (Naturw. 1920); Balmer (Drei Aufsätze über Spektren und Atombau, Vieweg, 1922; Ann.d.Phys. 11, 228, (1923)); E.C.Stoner (Phil.Mag. 43, 719, (1924)) și vor rationa cu metoda lui Pauli. Vom da o serie de justificări și puncte constitutivice ale cărora dintre elemente ca să se demonstreze modul de confruntare a modelului cu experiența. Vom da apoi un tableau general al păturilor electronice, în sistemul periodic. În lecțiile următoare ne vom referi adesea la acest tableau, cu care ocazia vom explica o serie de particularități, asupra cărori întrebări astăzi ușer.

Metoda de confruntare a rezultatelor empirice spectroscopice cu modelul atomic, cum a făcut-o Bohr și judecăți ea acelle fizicieni de Kossel (Atombau und Chemische Eigenschaften , Ann.d.Phys. 49, 229, (1916)) ne vor servi în justificarea diferitelor imagini atomice. Se urmărim element cu element:

Hidrogenul (H_1); ($Z = 1$)



are deci un electron planetar. Numeralele lui quantice sunt:

$n = 1$ $l = 0$ $j = \frac{1}{2}$, pentru electronul în starea normală și atomul fiind neutru. În starea normală, de maximum de stabilitate, avem $l = 0$; avem, cum se spune, un electron $1S$. Pătura K , în Hidrogen, nu este completă.

He li um (He_2); ($Z = 2$).



Neurul de electreni este compus din două particule.Unde aș zîm pe cel de al doilea electron? Principiul de excludere ne spune că am putea să-l aducem tot în pătură K pentru a e completa cu cei doi electroni care pot intra în această pătură.Grupurile quantice ale acestor electreni ar fi : ($n=1; l=0; j=\frac{1}{2}; m=\frac{1}{2}$) și ($n=1; l=0; j=-\frac{1}{2}; m=-\frac{1}{2}$), sau dacă vrem : ($n=1; l=0; m_l=0; m_s=\frac{1}{2}$) ar pentru celălalt ($n=1; l=0; j=\frac{1}{2}; m_s=-\frac{1}{2}$). Ambii electroni sunt de tipul r răsună să demonstreze că Heliul, în stare normală, cu cei doi electroni, cu numerele quantice date de principiul de excludere, se găsește în starea de minimu de energie. În supra acestui lucru vom discuta mai târziu când vom vedea cum se poate urmări interacțiunile (cuplajul) între diferenții electroni.Vin însă alte argumente, care, mod calitativ ne permit să admitem deosebit de acum că la Helium ambii electroni se găsesc în pătură K.

Heliul este un gaz rar, care nu dă reacțiuni chimice și este greu ionizabil. Un astfel de atom, după Kossel trebuie să posede o configurație electronică mai stabilă decât a altor atomi și o simetrie mare. Din cauza acestei simetrii, atomenul este încenjurat de câmpuri electrice foarte mici, care duc la o reactivitate chimică practic inexistentă.Un gaz rar, având o formă foarte stabilă este greu ionizabil. El pierde sau prinde greu un electren.Gazele rare, am dedus noi deosebit, au o pătură electronică completă care se caracterizează totuși printr-o stabilitate excepțională.Această pătură completă și prezintă pentru noi și caracteristica următoare:

în \vec{l}_1 , \vec{s}_1 și \vec{l}_2 , \vec{s}_2 sunt vectorii quantiei de coloare ale electroni, avem $\sum_i^2 \vec{l}_i = 0$, $\sum_i^2 \vec{s}_i = 0$; momentul orbital total și momentul mecanic total al electronilor este nul. Veeberul să că reprezintă momentul mecanic total al orbitei este 0. Este sigur că de această caracteristică este legată și stabilitatea turii complete K, acum considerată.

Când vom analiza spectrele de HeI vom găsi justificarea spectrului că ambi electroni sunt de tipul $1s$. De altfel, dacă ionizăm He^+ este un atom hidrogenoid, care cu aproximarea sarcinii nucleului care este 2 în loc de 1, se comportă ca atomul neutru de hidrogen. Termenul de bază a lui He^+ este $1s$. Comportările magnetice (iamagnetice) ale Heliului ne vor aduce o nouă confirmare a valoarei mai sus.

Litiu (Li_3); ($Z = 3$)



Principiul de exclusiune cere că al treilea electron să se sească în altă parte decât în pătura K. E natural că ne găsim că acest electron se găsește în pătura $n=2$, adică L. Aceasta răspunde că al treilea electron este cam de patru ori mai departe decât ceilalți doi, din pătura K. Păind mai departe și mai puțin răns legat, îl vom extrage cu un travaliu de ionizare mai mic decât cel pentru electronii K. Experiența arată că putem ioniza Li cu $\sim 5,37$ voltă (extragerea unui electron K din atomul de He cu $\sim 54,12$ voltă). Este sigur că uzând de $\sim 5,37$ voltă am extragă un electron exterior păturii K. Ionizarea ușoară a acestui alcătuitor corespunde caracterului său pronunțat de electropozitiv (po-

dere ușoară a unui electron; inclinare pentru atom să cedeze electron, rămnând un ion pozitiv.). Li este monoivalent; zicem că și Kossel că monovalența alcalinului este datorită acestui unic electron exterior și că, în general, pentru elementele electro-positive numărul de valențe este dat de numărul electronilor exteriori. Înțelegem prin electron exterior acel electron care gravitează la o distanță relativ mare de un rest atomic stabil (în cazul de față nucleul încurjurat de electronii K. Schematic am avea ceva de forma:

Atunci restul atomic joacă rolul nucleului din atemi hidrogenizi, iar electronul exterior este electronul optic, acel care este cauza emisiunilor optice ale atomului de Li. Același electron este numit și electron de valență.

Aici principiul exclusiunii ne duce la rezultate în raport cu interpretările mai vechi ale lui Kossel care ajunse la concluzia că o pericadă chimică, în sistemul periodie, începe totdeauna după un gaz rar. Gazele rare, după Kossel, inactive chimice și extrem de gonizabile datorită configurațiilor foarte simetrice și foarte atestate din care cauză primesc greu și cedează greu electroni. Electronul exterior după Kosseleste un electron de valență pe care îl cedează atomul într-o combinație chimică, apă ea împreună cu electronii atomului cu care reațienează să devină o configurație de ansamblu și mai stabilă posibilă. (Aduu întenționat în paralel considerațiile qualitative din vederile lui Kossel cu aceleși mai precise de către a avea în față un exemplu de etape successive de deschidere a unui teren necunoscut). Rămâne acum de vizut unde se găsește

eletronul de valență la Litiu, în nivelul L_I sau în $L_{II} + L_{III}$.

Rațiuni de stabilitate ne spun că el trebuie să fie în L_I , să fie un electron $2s$. Experiența ne confirmă acest lucru, cum vom vedea. Dacă facem o absorție în vaporarea de Litiu, adică vaporare de atomi de Litiu neexcitați, căpătăm replica, în absorție, așa zisoi a seriei principale. Analiza spectroscopiei seriei principale arată că nivelul fundamental este un nivel S ; și nivelul fundamental aici este și nivelul fundamental natural al atomului de Litiu, căci absorția că facem în atomi neexcitați se va întâmpla pe nivelul natural pleină electronul de Litiu patrându-se pe nivalele superioare absorbind în mod selectiv energie în sensul, din fundul continuum trimis asupra vaporării sale. Nivelul natural al electronului optic este un nivel S , $l=0$, deci electronul se găsește pe nivelul L_I . Mai presis, nivelul atomului de Litiu este un nivel $2s$. Cu Litiu începem, după prima perieadă de două elemente (H și He), a doua perieadă, o perieadă de opt elemente din sistemul periodic. Următorul element în seria de Z crescător, și urmărea din pericada două este:

Beriliu (Be_4) ; ($Z = 4$). 

Beriliu (Gliciniu) este bivalent și ambele valențe nu apar identice la sensibilitatea cu care urmărim astăzi reacțiile chimice, să apere natural să spunem, înțindând seama și de reacțiunile de stabilizare, că al patrulea electron va fi tot un electron $2s$, el venind să supere închisul rămas liber în sub-pătură L_I . Sub-pătură L_I este conformată la Gliciniu. (Vom vedea cum spectroscopia elementelor cu fot)

electroni de valență ne permite să devedem acest lucru). De altfel, să facem spectrul de seșante al Beriliului (Be^{II}), adică dacă neam spectrul ionului Be^+ , care este format dintr'un rest atomic și un electron de valență, găsim un spectru analog cu acel al Litiului.

Zicem că Beriliu are un electron în pătură $n = 2$ ca și Litiu

(f. Sugiuia Jour. de Phys. 6, 323, (1925)). O experiență spectroscopică aceasta nu mai lasă nici o îndoială că electronii de valență găsesc în pătura L și că electronii succesiivi pe care fi adăugăți d Z crește cu o unitate, se așează în realitate așa cum rational se cunosc cu ajutorul principiului de exclusiune.

Berul (B_5) : ($Z = 5$). 

Berul, al treilea element din a doua perioadă este trivalent.

Prințele electron nu-și poate găsi locul deosebit în sub-nivelul $+ L_{III}$, deci trebuie să fie un electron $2p$. Aceasta înseamnă că trei electroni de valență, sau doi $2s$ din pătura L_I și un electron $2p$ din $L_{II} + L_{III}$ nu sunt absolut echivalenți, aceasta însemnând că ar fiind mai puțin legat deosebit primii doi. Înseamnă că experimentul vom avea două transiții de ionizare, după care extragem un electron p sau electroni 6 . De altfel dacă facem spectrul Carbonului și cănd CII trebuie să dăm peste o configurație similară cea a Berului. Dar spectrul de seșante CII dă, ca termen fundamental de tipul $2p$ (A. Fowler Proc. Roy. Soc. 107, 31, (1925)), ceea ce sugerează că nu este adevărat, așa cum e corect principiul de exclusiune, acest lucru înseamnă că electronul de valență al Berului se găsește în $L_{II} + L_{III}$.

Carbenul (C_6): (Z - 6).

Procesul utilizat pînă acum, în atribuirea stărilor quantice diferențierelor electroni, pe care îi adăugăm, adică aceea de a avea electronul următor în locul unde el este cel mai strâns legat de nucleu (condiție de stabilitatea cea mai mare), a fost pînă acum confirmat de experiență. Vom continua în același mod căt experiența nu ne dăiese, adică pînă când experiența ne va spune că între sistemul natural al elementelor și sistemul ideal construit de noi după principiul exclusivității, apar unele diferențe. Cum natura este aceea care are dreptate, vom înțelege atunci că ne lipescă ocazia: cunoașterile noastre care să ne permită să găsim teoretic variabila situație de stabilitate maximă. La Carben, dacă spunem că electronul al 6-lea se agăză, după cum ne spune rational, în nivelul $I + L_{III}$ nu grecim. Cei patru electroni de valență se găsesc de la L_I și doi în $L_{II} + L_{III}$, adică avem doi electroni optici 2S doi 2P. Aceasta ne spune că doi din electronii de valență sunt mai slab legați decât ceilalți doi. Experiența va trebui să ne redească, la un moment dat, că aşa este. Tot aşa, nu grecim dacă pentru elementele următoare pînă la Ne_{10} inclusiv, agăzăm electronul respectiv în locurile rămase libere din patura $L_{II} + L_{III}$ care, după Li, poate suprinde 6 electroni. Astfel, pe lângă cei doi electroni, avem la N_7 trei electroni în $L_{II} + L_{III}$, la S_8 avem patru, P_9 introducem un al 5-lea electron iar la Ne_{10} completăm și pînă la $L_{II} + L_{III}$ cu cei 6 electroni, ajungând, la sfîrșitul perioadei un element a cărui configurație electronică este o patură ce-

pletești, L, de opt electroni. Pătura completă L de opt electroni ($L_I + L_{II} + L_{III}$) este o configurație de gaz nebil. Ne levin însă, dela Carbon în sus, de o mică dificultate. Numai avem o corespondență săa de simplă între valoarea valenței și numărul electronilor înafara păturii complete (K) precedente. Astfel, Florul este monovalent, Oxigenul bi și Azetul trivalent. Cu cât ne apropiam de Nean elementele pierd din cau ce mai mult caracterul lor elestrepozitiv treând spre unul electronegativ. Astfel Florul captează ușer un electron devinând un ion negativ. Aici ne vine în ajutor tot ~~Kenobi~~ care rezarcă tendință la configurațiunile electronice de a trece într-o formă căt mai stabilă posibil aceea a unui gaz rar. Astfel Florul care are o pătură L căreia îl lipsește un electron, va profita de prima ocazie să umple acest gel patru să ajunge sub forma unui ion negativ, cu o configurație de gaz rar (pătură completă). Numărul de electroni de care are nevoie pentru a completa pătura, reprezintă valența chimică a acestor elemente dela sfârșitul perioadei (acele care precead imediat gazul rar). De aceea halogenul Flor apare cu o valență, Oxigenul cu două și Azetul (căruiia îl lipsește trei electroni din L) cu trei valențe.

Dacă combinăm un element elestrepozitiv cu un altul electronegativ, de ex. Litiul cu Flor, ei se vor uni punându-și electronii în comun, tinând în rearamajarea lor în moleculă spre configurațiile cele mai stabile. Electronul slab legat de elementul elestrepozitiv, Li, va umple gelul din pătura L a elementului electronegativ, Litiul rămasând cu certegiul de electroni din pătura completă K iar Florul având o pătură completă L.

Imaginea aceasta calitativă este ingăduiescă, ceea ce și fățuva și e foarte bună justificare într-o teorie mai amănunțită a valenței (vezi caștul IV).

Tot așa la CO_2 cei patru electroni de valență completează legile libere din păturile L a celor doi Oxigeni cu care se combină.

In fine, dacă examinăm spectrul elementului care urmărește după legea lui He_{II}, observăm că nivelul fundamental este un atom O_S și că nivelul următor, când excitația Sodium este un nivel $3p$. Aceasta însemnă că de la Neon în sus nu mai putem introduce electroni cu $n = 2$, cu alte cuvinte pătura L se completează definitiv cu cei $2 + 6 = 8$ electroni așa cum e core principiul exclusivității care îl mai prețină sădată.

Façem o recapitulare a celor găsite până acum. Notând simbolul electronului de ex. cu $2(1s)$, unde 2 reprezintă numărul de electroni $1s$ starea quantică a lor, avem :

<u>1</u>	<u>$1(1s)$</u>	$C_6 = K + L_I + 2(2p) = K + L_I + L_{II}$
<u>2</u>	$2(1s) = K$	$N_7 = K + L_I + L_{II} + 1(2p) = K + L - \underline{3(3p)}$
<u>3</u>	$K + 1(2s)$	$O_8 = K + L_I + L_{II} + 2(2p) = K + L - \underline{2(2p)}$
<u>4</u>	$K + 2(2s)$	$F_9 = K + L_I + L_{II} + 3(2p) = K + L - \underline{1(2p)}$
<u>5</u>	$K + L_I + 1(2p)$	$N_{e_{40}} = K + L_I + \underbrace{L_{II} + L_{III}}_{= K + L} = K + L$

În tabelu se evidențiază păturile și sub-păturile pe măsură ne completează. Se subliniază electronii care joacă rolul de electroni optic, sau noile unde, prin lipsa lor, caracterizează valența atomului. Trebuie la perioada III-a dela Na_{11} la A_{18} . Cunoscând acum predecesul de rătăciuță mergem mai repede și ne vom spri la detalii când apar fapte noi.

S e d i u l (Na_{11}) ; ($Z = 11$).

Electron de valență în pătura M_1 , ($n = 3$); slab legat; potențial de extragere 5,12 valți (electronul optic este cam de nouă, mai departe ca electronii K). Restul atomic este făcut din nucleu cu 11 sarcini pozitive, păturile K și L complete (10 electroni). Prin absorția seriei principale se vede că electronul optic este pe un nivel $3S$, deci se găsește în pătura $M_{\frac{1}{2}}$. Configurație similară cu Li_3 desigur spectre și comportare chimică analoage (diferența vine din restul atomic și legătura față de el a electroni optic.).

M a g n e s i u (Mg_{12}) ; ($Z = 12$).

Se completează pătura $M_{\frac{1}{2}}$. Doi electroni de valență su spini care se compensează. Structură similară cu Be_2 , care apare după trei elemente. Urmează Al_{13} ; Si_{14} ; P_{15} ; S_{16} ; Cl_{17} ; A_{18} , și se umplu sub-grupele $M_{\frac{1}{2}} + M_{\frac{3}{2}}$ în mod succesiiv, începând dela Al_1 .

Elementele sunt respectiv analoage cu B, C, N, O, F, Ne, având configurații analoage (electronii de valență determină natura spectrului și reacțiile chimice; păturile complete neavând alt rol în spectru optic decât că intervin cu un factor de corecție în valoarea că-

lui nuclear și că aduc unele perturbări traectoriilor electronilor optici care le pătrund către odată).

Rezumat și această perioadă.

$N_{a_{11}}$	$K + L + 1(3s)$
Mg_{12}	$K + L + 2(3s) = K + L + M_I$
Al_{13}	$K + L + M_I + 1(3p)$
Si_{14}	$K + L + M_I + 2(3p)$
P_{15}	$K + L + M_I + 3(3p) = K + L + M_I + M_{II} + M_{III} - 3(3p)$
S_{16}	$K + L + M_I + 4(3p) = K + L + M_I + M_{II} + M_{III} - 2(3p)$
Cl_{17}	$K + L + M_I + 5(3p) = K + L + M_I + \underbrace{M_{II} + M_{III}}_{-1(3p)} - 1(3p)$
A_{18}	$K + L + M_I + M_{II} + M_{III}$

Ne-am fi așteptat, prin analogie cu precedentele să se închidă perioada numai după ce am consumat pătura M de 18 electroni.

Ori, perioada se închide când am consumat cei opt electroni din M_I și $M_{II} + M_{III}$ când am dat peste alt gaz rar. Înseamnă că unghicile sub-grupelor $M_I + M_{II} + M_{III}$ are o stabilitate tot atâta de bună ca $L_I + L_{II} + L_{III} = L$.

Acesta constituie un fapt general, căci și celelalte gaze rare vor apărea cu opt electroni în pătura exterioară. Simetrică și similitatea grupului $M_I + M_{II} + M_{III}$ apare între altele prin aceea că momentul masiviu total este nul. Vozilei L și S , respectiv corespondențele fizice din cei opt, sunt așa orientate încât

țiu imădit rezultanta lor este nulă.Că rezultanta este nulă se ob-
vă din aceea că proiecțiile după direcția privilegiată,egală cu s-
preacțieii componentelor,este $\sum m_i = 0$. Urmează perioada de 18
elemente dela K₁₉ la Kr₃₆.

P e t a s i u (K₁₉); (Z = 19).

Judecând ca până acum,ne-am așteptat că electronul de valență
al Petasiului să facă parte din M_{IV} + M_V.Ar însemna că electronul
optic să fie de tipul 3d. Analiza spectroscopică ne arată însă că
nivelul de bază este un nivel S, deși nu poate face parte
din M_{IV} + M_V. Aceasta înseamnă că pătura M incompletă la Argen,rămâne
în stadiul dela Argen,iar electronul optic este de tipul 4s deși
în nivelul N_I. La Petasiu începe completarea păturii N. Energia
de legătură a electronului optic este și mai mică decât la Na, c-
ăci fiind numai de aprox. 4,3 volți.Experiența ne arată deci că un elec-
tron 4s este mai strâns legat (duce la o stare mai stabilă) și
săt un electron 3d (aceasta se manifestă după cum vom vedea și
în numerele quantice efective).

C a l c i u (Ca₂₀) ; (Z = 20).

Aici se completează pătura N_I,căpătând că doi electroni
valenți de valoare egală.Preba spectroscopică este foarte frumosă.

Considerând spectrul de arc XI la Petasiu (configurația
electroni) și primul spectru de scântec la Ca (Ca II),care co-
respondă la Ca⁺,deci tot la o configurație de 19 electroni.Intr'un
și altul sămăre peste un termen de bază, de tipul S : (L = 0)

Deci electronul de valență la K și cel rămas la Ca⁺ și

ște în N_I . Configurația exterioară analoagă cu a magneziului și a miliului (de aceea le și găsim în aceeași sub-colectană, IIIa).

Elementele după Calciu prezintă un interes aparte. Aşa Se, Ti, V, Cr, Mn, au respectiv valențele 3, 4, 5, 6, 7, după care au fost puse celelalte respective. Dar mai stiu că valențele variază într-un mod implicit pentru fiecare din elemente în parte, ele putând ajunge și la valență 2. De care valență ținem seama pentru așezarea electronului următor? Am fi tentați să așezăm electronul optic la Se în grupa II + N_{III} . Rezultatele spectresepice ne împiedică să se facă.

In adevăr, dacă urmărim al deilea spectru de scântee la Se, Se(III), adică dacă urmărim spectrul dat de Se^{++} , dăm peste un termen fundamental d^1 , ($L = 2$). Cum Se_{21} are 21 electroni, ar urma să Se^{++} să aibă o configurație analoagă cu aceea a configurației de 19 electroni, deci ca a Potasiului. Aceasta s-ar fi întâmplat dacă electronul al 21-lea s-ar fi așezat în $N_{II} + N_{III}$, așa că după scântarea și încă o umuia din N_I să ne rămână un electron optic S ca la potasiu.

Faptul că ne rămâne un termen d^1 la Se^{++} , înseamnă că al 21-lea electron se așează în pătura $M_{IV} + M_V$ cu $L = 2$ (termeni d).

După pierderea, prin ionizare a celor doi electroni N_I dela atomul precedent (Ca), ne rămâne drept electron optic acel din $M_{IV} + M_V$, intreduis acum, și care se găsește în afara restului atomic, la de $K + L + M_I + M_{II} + M_{III}$. La Scandiu se incepe deci completarea păturii M. Înseamnă deci că la Se un electron $3d^1$ este mai strâns legat decât unul $4p$. Cu alte cuvinte, anomalia apărută

pentru moment la K și Ca, nu mai are loc la Sc.

Același lucru se întâmplă și cu elementul următor Ti_{22} . Al 22-lea electron se adaugă îărâști în pătura $M_{IV} + M_V$ pentru a să completeze mai departe, exteriorul atomenului rămânând tot cu cei doi electroni în delă configurația exterioară a Ca. Aceasta este deosebită al treilea spectru de scăntee la Titan ($TiIV$), adică la Ti^{+++} , cu 19 electroni și care duce la un termen fundamental d .

Tet așa Vanadiu (V_{23}) capătă al 23-lea electron tet în pătura $M_{IV} + M_V$ care are acum trei electroni (Vezi Gibbs și White, Proc. Nat. Acad. Washington 12 , 598, (1926)). Cele 3, 4, și 5 valențe pentru Se, S, și V corespund celerii doi electroni din păturile M_I și celor 1, 2 și 3 electroni din $M_{IV} + M_V$, pentru a ne da în total valențele maxime 3, 4, 5 la Se, Ti, și V. Elementele care încep la Sc și merg până la Cu mai au proprietatea de a da o compuși celerăți în combinațiile heteropelare, adică acele unde ele apar ca ieni (este interesant de remarcat că Ladenburg (Isc. cit.) mult înainte de Pauli și înainte de teoria lui Bohr prevăzuse învechitul unei pături intermediare la Sc, pentru a explica tendința la ieni celerăți și alte feante importante a paramagnetismului ienilor acestor elemente – așa de ex. ienii ferogli Fe⁺ și ferici Fe⁺⁺⁺ care manifestă paramagnetism, ca de altfel și celelalte elemente dela Sc înainte. – Aceasta trebuie înțeleasă că pătura $M_{IV} + M_V$ fiind incompletă prezintă un magnetism datorită spinurilor necompensati (Spinii sunt compensați numai într-o pătură completă).

Plecând dela Vanadiu înainte, trecând prin Cr₂₄, Mn₂₅, Fe₂₆, Co₂₇ ajungem la Ni₂₈ cu opt electroni în pătura $M_{IV} + M_V$, electronii ca-

lățind, până aici, în mod succesiiv această pătură. Pătura $M_{IV} + M_V$ este saturată cu zece electroni încăt în mod normal ar trebui să ne așteptăm la 9 electroni 3d pentru Ce și la completarea păturii M_{IV+V} cu 10 electroni 3d la Zn_{30} . Experiența arată și aici o anomalie care de ceeace nu-am fi așteptat. Pătura $M_{IV} + M_V$ se completează la Cu și nu la Zn. Când ajungem la Cu, cei doi electroni N_I trec deodată în pătura $M_{IV} + M_V$ iar electronul al 29-lea se așează în mod normal pe orbita N_{II} .

Cuprul apare deci cu un rest atomic făcut din cele trei pături incomplete K, L, M și un electron de valență; aceasta face că el apare parte analog cu alcalinile, îl găsim în tabelu la celelalte alcalini – și. Ierul de Cu, Cu^+ , are o configurație de trei pături complete. Aici înainte și până la Kr se ver completează păturile N_I și $N_{II} + N_{III}$ nefără restul atomic de nivele complete K + L + M întotdeauna în măriadele de opt elemente când operația se facea foarte regulat.

Totuși aceste raționamente se urmăresc cu felică având în față tabela finele capitolului).

Se va observa în tabelu anomalie la Cr pe care o vom explica și târziu prin considerații spectrești. Dăm rezumatul perioadei 18 elemente.

K_{19}	$[K+L+M_I+M_{II}+M_{III}]$	$+ 1(4s)$	Ni_{28}	$[N_{I,V}+N_{II,V}+N_{III,V}+N_{IV,V}+N_{V,V}]$	$+ 8(3d)+2(4s)$
Ca_{20}		$+ 2(4s)$	Co_{29}		$+ M_{IV}+M_V+1(4s)$
Sc_{21}		$+ 1(3d)+2(4s)$	Zn_{30}	$[K+L+M]$	$+ 2(4s)$
Ti_{22}		$+ 2(3d)+2(4s)$	Ga_{31}		$+ 2(4s)+1(4p)$
V_{23}		$+ 3(3d)+2(4s)$	Ge_{32}		$+ N_I+2(4p)$
Cr_{24}		$+ 5(3d)+1(4s)$	As_{33}		$+ N_I+3(4p)$
Mn_{25}		$+ 5(3d)+2(4s)$	Se_{34}		$+ N_I+4(4p)$
Fe_{26}		$+ 6(3d)+2(4s)$	Br_{35}		$+ N_{II}+5(4p)$
Co_{27}		$+ 7(3d)+2(4s)$	Kr_{36}		$+ N_I+N_{II}+N_{III}$

Incepe acum a doua perieadă de 18 elemente $Rb_{37} \dots X_{54}$.

La Kr_{36} avem păturile K,L,M și $N_I, N_{II} + N_{III}, N_I + N_{II} + N_{III}$ este o pătură de gaz rar cu opt electroni. Înaintea la Rb, electronul următor se adună în pătura cu $n = 5$, în pătura O, lăsând încă un nivel incomplet. Electronul nou este unul $5p$. Un alt deosebit electron $5s$ vine și completează pe O_I la Sr_{38} (la fel ca și în electronii $4s$ la Ca și în doi electroni $3s$ la Mg). Ca și la Sr, unde al 19-lea electron se adună în pătura incompletă M, la T_{39} se poate completa păturii $N_{IV} + N_V$ cu un electron $4d$. În mod similar, până la Pd se umple pătura $N_{IV} + N_V$ cu zece electroni și o privire în tabelul de ansamblu arată că unul din electroni $5s$ și în pătura N la Nb, lucru ce se menține până la Rh_{45} . La Pd, și

al doilea electron 5s trage în pătura N spre a e completa aici și nu la Ag₄₇ cum ne-am fi așteptat. Starea normală la Pb are 10 electroni 4d, așa cum e cere spectroscopia. Pd₄₆ are e configurație exterioară ca Ag₄₇⁺ și analoagă cu a Cu₂₉⁺ cu 10 electroni 3d.

Elementele următoare, Ag₄₇, Cd₄₈, In₄₉, sunt analoage în proprietățile lor spectrale și chimice cu : Cu₂₉, Zn₃₀, Ga₃₁.

La pătura incompletă ($N_I + (N_{II} + N_{III}) + (N_{IV} + N_V)$), deci cu electroni 4s, 4p, 4d vin succesiv să se adauge un electron 5s, doi electroni 5s, doi electroni 5s și unul 5p, totașă cum la Cu, Zn, Ga la pătura cu electronii 3s, 3p, 3d se adaugă succesiv electronii 4s (N_I și 4p (N_{II})). De la In₄₉ până la X₅₄ se completează succesiv nivelul O_{II} + O_{III} cu cei șase electroni 5p.

Xenonul are e particularitate acum față de celelalte gaze rare aceea că are o pătură interioară, pătura N incompletă. Îi lipescă cei 14 electroni 1f din pătura N_{VI} + N_{VII}. Începe perioada de 32 elemente de la Cs₅₅ la Rn₈₆. Pentru primele două elemente, alcalinul Cs și alcalinul pământes Ba, electronul care se adaugă urmează tipicul tuturor celelalte alcaline și alcalino-pământenești. Astfel la Cs se adaugă un electron în pătura imediat următoare, adică unul 6s (în pătura P_I), iar la Ba se completează cu cei doi electroni 6s pătura P_I.

Restul atomic al acestor două elemente are configurația electrică a gazului rar precedent, a Xenonului, care are pătura N fără cei 14 electroni 4f, și pătura O ocupată cu cei doi electroni 5s și cei șase electroni 5p (lipesc cei zece electroni 5d, cei 14 electroni 5f și cei 18 electroni 5g). Spectroscopia arată că la elementul următor

se incepe completarea păturii O_{IV} cu un electron 5d.

Urmatorele 14 elemente, pământurile rare, de la Ce₅₈ la Lu₇₁ vor prezenta aceeași configurație exterioară cu doi electroni 6s și unul 5d. Începând de la Cr₅₈ apare primul electron 4f din pătură (N_{VI} + N_{VII}) această sub-pătură devinând completă cu cei 14 electroni și la Lu₇₁.

Rațiuni fizice-chimice și spectroscopice (spectre optice și de raze X) justifică această aranjare.

Pământurile rare diferă numai prin numărul de electroni 4f din pătura interioară N, exteriorul fiind același. De aici, comportările chimice foarte asemănătoare. Pătura interioară N, în timpul completării sale cu electroni 4f, este necompensată din punct de vedere magnetic, ceea ce explică paramagnetismul prenunțat al pământurilor rare.

Aven $2(2l+1) = 2(2x3+1) = 14$ elemente încă din de la Ce, care formează grupa pământurilor rare. Aceasta înseamnă, după Behr și elementul 72 nu mai este un pământ rar. Înadevăr la Hf (Ct)₇₂ începe completarea păturii O cu electroni 5d. Exteriorul acestui element are doi electroni 5d și doi electroni 6s. El apare ca tetravalent spre deschidere de trivalentă pământurilor rare. (Bazați pe aceasta remarcă, Cester și Hevesy săuți, în natură elementul 72 în minerale care conțin elemente analoage ea: Zr₄₀ (ar putea fi căutat și cu Ti₂₂). Cester și Hevesy susțin elementul 72 amestecat, în cantitate apreciabilă, cu Zr. Pe de altă parte Urbain afirmează că a găsit în pământurile rare un element 72; de aici o serie lungă de polemici în literatură respectivă a timpului - Urbain ceruse numele de Celsiu pentru 72. Este de remarcat că mai întotdeauna în natură, elementul 72 este

stevarăgit de pământuri rare).

Pătura O_{IV} , O_V se completează succesiv cu electronii 5d la T_{78} după cum s'a completat pătura N la elementul Pd_{46} cu electronii 4s. Dela Au_{79} la Ru_{86} se ocupă în mod obișnuit nivelele P_I și $P_{II,III}$ cu doi electroni 6s și cei puse 6p.

Cu elementul 87 începe o altă perieadă din care se cunosc până la 11 elemente. Alcalinul 87 și alcalinul pământos 88 capătă în mod obișnuit electroni în pătura următoare, Q. Elementul 87 are un electron 7s și 88 are doi electroni 7s, completând nivelul Q_I . Elementul următor As_{89} este foarte analog chimic cu elementul 89- 32 = 57, adică cu La_{57} . Aici un electron 6d va veni să înceapă umplerea păturii $P_{IV,V}$ după cum la La_{57} un electron 5d începe ecuparea lui $O_{IV,V}$.

Resultate din ultimii ani par să arate că se confirmă o idee: că la Th_{90} începe o nouă serie de pământuri rare analogă cu cea care începe la 90 - 32 = 58 adică la Ce. Aici avem ca bază restul atomic având configurația Radenului, care posedă pătura interioară O incompletă numai cu electroni 5s, 5p și 5d întocmai după cum perieada precedență pleacă dela restul atomic dat de configurația Xenonului care are pătura interioară N incompletă și incompletă numai cu electroni 4s, 4p, 4d. Ne putem gândi atunci că la Th începe să se umple pătura interioară O, cu primul electron 5f după cum la Co_{58} apare primul electron 4f. Trebuie să se vadă că la Pa_{91} , U_{92} , Np_{93} , Pu_{94} , Am_{95} , Cm_{96} , Bk_{97} ne apar, succesiv, în pătura O, 2, 3, 4, ..., 8 electroni 5f ca la pământurile rare respective: Pr_{59} , Nd_{60} , Eu_{61} , Sa_{62} , Eu_{63} , Gd_{64} , Tb_{65} . Ar însemna și la Th începe o serie de 14 pământuri rare, inclusiv elementele

sventual sintetizate după 97 ver apare ca plămănturi rare până la 103 inclusiv. Aceste noi plămănturi rare se mai numesc și astinide.

Considerațiile acestea explică configurațiile trebute la finile tabelului de ansamblu și care diferă de cele clasice se succeseau că începând cu Actiniu se umple pătura interieară P cu electreti și (până la o probă contrară, din frânturile de literatură se ne parvă și din lucrările săpăte de comunitatea științifică, configurația elementelor din ultima perioadă trebuie să fie aceea menționată în tabelul de ansamblu).

CONFIGURATIA^{a)}

ELECTRONICA A ELEMENTELOR

	K	L	M	N	O	P	Q	Nivelul fundamental
	1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d	6s 6p 6d	7s	
H	1	1						
He	2	2						$^1S_{1/2}$, 1S_0
Li	3	2	1					$^1S_{1/2}$, 1S_0
Be	4	2	2					$^1P_{1/2}$, 1S_0
B	5	2	2	1				$^1P_{1/2}$, 3P_0
C	6	2	2	2				$^1S_{1/2}$, 3P_0
N	7	2	2	3				$^1S_{1/2}$, 3P_1
O	8	2	2	4				$^1S_{1/2}$, 3P_2
F	9	2	2	5				$^2P_{3/2}$, 1S_0
Ne	10	2	2	6				$^2P_{1/2}$, 1S_0
Na	11	2	2	6	1			$^2S_{1/2}$, 1S_0
Mg	12		10	2				$^2P_{3/2}$, 3P_0
Al	13			2	1			$^2P_{1/2}$, 3P_0
Si	14		Păturile complete	2	2			$^2S_{1/2}$, 3P_0
P	15		complete	2	3			$^2S_{1/2}$, 3P_1
S	16		ale	2	4			$^2P_{3/2}$, 3P_2
Cl	17		Neonului	2	5			$^2P_{1/2}$, 1S_0
Ar	18			2	6			$^2S_{1/2}$, 1S_0
K	19	2	2	6	2	1		$^2S_{1/2}$, 1S_0
Ca	20			18		2		$^2D_{3/2}$, 3S_1
Sc	21				1			$^2D_{3/2}$, 3F_2
Ti	22		Păturile incomplete ale	2	2			$^2P_{1/2}$, 3S_1
V	23		plete ale	3	2			$^2S_{1/2}$, 3P_1
Cr	24		Argonului	5	1			$^2S_{1/2}$, 3P_2
Mn	25			5	2			$^2S_{1/2}$, 3D_1
Te	26				6			$^4P_{3/2}$, 3P_2
Co	27				7	2		$^4P_{5/2}$, 3P_2
Ni	28				8	2		$^4P_{7/2}$, 3P_2
Cu	29	2	2	6	2	10	1	$^2S_{1/2}$, 1S_0
In	30			28		2		$^2P_{3/2}$, 1S_0
Ja	31				2	1		$^2P_{1/2}$, 3P_0
Sc	32		Păturile complete ale	2	2			$^2S_{1/2}$, 3P_1
As	33		ale	2	3			$^2S_{1/2}$, 3P_2
Se	34		Cuprului	2	4			$^2P_{3/2}$, 1S_0
Br	35			2	5			$^2P_{1/2}$, 3S_1
Ke	36				2	6		$^2S_{1/2}$, 3D_1
Rb	37	2	2	6	2	6	1	$^2S_{1/2}$, 1S_0
Sr	38			36			2	$^2D_{3/2}$, 3S_1
Y	39				1	2		$^2D_{5/2}$, 3P_2
Zr	40		Păturile complete ale	2	2			$^2D_{7/2}$, 3S_1
Cb	41			4	1			$^2D_{9/2}$, 3P_3
Mo	42			5	1			$^2D_{11/2}$, 3P_3
Ma	43		Kriptonului	6	1			$^2F_{5/2}$, 1S_0
Ru	44			7	1			$^2F_{7/2}$, 3P_3
Rh	45			8	1			$^2F_{9/2}$, 1S_0
Pd	46			10				

a) după "The Structure of Line Spectra" by Linus Pauling.

- continuare -

	K	L	M	N	O	P	Q	Nivelul fundamental										
	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d	7s
Bg	47	2	2	6	12	6	10											² S _{1/2}
Cd	48							1										¹ S ₀
In	49							2										² P _{1/2}
Tn	50							2	1									¹ P ₀
Sb	51							2	2									² S _{3/2}
Te	52							2	3									¹ P ₁
I	53							2	4									² P _{3/2}
Xe	54							2	5									¹ S ₀
Cs	55	2	12	6	12	6	10	12	6	10								² S _{1/2}
Ba	56	5	4	6	12	6	10											¹ S ₀
La	57																	² D _{5/2}
Cr	58	2	12	6	12	6	10	12	6	10	2	6	1	2				² H _{9/2}
Pr	59							2			1	2						² K _{1/2}
Nd	60							3			1	2						³ L _{1/2}
If	61							4			1	2						⁴ L _{9/2}
Sa	62							5			1	2						² H _{11/2}
Tz	63							6			1	2						² H _{13/2}
4d	64							7			1	2						¹ H _{15/2}
Tb	65							8			1	2						² D _{5/2}
Da	66							9			1	2						¹ H _{17/2}
Ho	67							10			1	2						² K _{3/2}
Er	68							11			1	2						² L _{11/2}
Tm	69							12			1	2						² K _{5/2}
Yb	70							13			1	2						² D _{7/2}
Lu	71							14			1	2						² H _{9/2}
Hf	72	2	12	6	12	6	10	12	6	10	14	2	6					² F _{5/2}
Ta	73							3										² F _{7/2}
W	74							4										² D _{9/2}
Re	75							5										² S _{1/2}
Os	76							6										² D _{5/2}
Ir	77							7										² D _{7/2}
Pt	78							8										² F _{5/2}
Ru	79	2	12	6	12	6	10	12	6	10	14	2	6					² S _{1/2}
Hg	80							9										¹ S ₀
Tf	81							10										² P _{1/2}
Po	82							11										² P _{3/2}
Bi	83							12										² S _{3/2}
Po	84							13										¹ P ₁
-	85							14										² P _{1/2}
Rn	86							15										¹ S ₀
-	87	2	12	6	12	6	10	12	6	10	14	2	6		1			
Ra	88							16										
Ac	89							17										
Ta	90							18										
Pa	91							19										
U	92							20										
Hp	93							21										
Pu	94							22										
Am	95							23										
Cm	96							24										
Bk	97							25										

* Începând de la fiecare tabelul lui Pauling este completat și modificat conform ultimelor rezultate.

Cu totul informativ reprezescem alte tableuri de clasificare a elementelor, ele prezentând unele avantajii asupra tabelului mai clasice reproducă la începutul capitolelui. Astfel este tabelul dat de Bohr pe care-l reprezentăm mai jos introducând și ultimele descoperiri în transuraniene.

1H	3Li	11Na	19K	37Rb	55Cs	87Rb
2He	4Be	12Mg	20Ca	38Sr	56Ba	88Ra
	5B	13Al	21Sc	39Y	57La	89Ac
	6C	14Si	22Ti	40Zr	58Ce	90Th
	7N	15P	23V	41Nb	59Pr	91Pa
	8O	16S	24Cr	42Mo	60Nd	92U
	9F	17Cl	25Mn	43 -	61Hf	93Nh
	10Ne	18Ar	26Fe	44Ru	62Sm	94Pu
			27Co	45Rh	63Tb	95Am
			28Ni	46Pd	64Gd	96Cm
			29Cu	47Ag	65Tb	97Bk
			30Zn	48Cd	66Dy	
			31Ga	49In	67Ho	
			32Ge	50Se	68Er	
			33As	51Sb	69Tm	
			34Se	52Te	70Yb	
			35Br	53I	71Lu	
			36Kr	54X	72Hf	
					73Ta	
					74W	
					75Re	
					76Os	
					77Ir	
					78Pt	
					79Ru	
					80Hg	
					81Tl	
					82Pb	
					83Bi	
					84Po	
					85At	
					86Rn	

SISTEMUL PERIODIC AL ELEMENTELOR (după Bohr)
JOVANICA ELEMEN
TURURORII ATOMICE

scrierile în limba

V. C.

SISTEMUL PERIODIC AL ELEMENTELOR (după Bohr)

- Modificat conform ultimelor rezultate -

- 256 -

Un alt tableau sugestiv este acel dat de Jean Perrin.

	1	H	2	3	4	5																
6	7	8	9	10	11	12	13															
14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31					
32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49					
50	51	52	53	54	55	56	*	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81					
82	83	84	85	86	87	88	**															

Pământurile rare:

*	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71						
*	90	91	92	93	94	95	96	97													

După „Les atomes” de Jean Perrin , eu modificările și completările cerute de ultimile rezultate .

A N E X E

I

Mai întâi, un mic isterie al încercările de clasificare a elementelor : Când materialul informativ asupra elementelor și a proprietăților lor fizice-chimice a devenit mai abundant, spiritul de sintezi al omului de știință trebuia să caute o legătură între diferențele manifestări ale corpilor simpli. Klein astfel în isterie a însorsare : lui Johann Döbereiner (Gilberts Ann. 57, 436 (1817) ; Pogg. Ann. 15,301 (1829)), care găsește grupuri de către trei elemente, numite ele triade, unde elementul cu pendul atomic cuprins între celelalte două din triadă, are proprietăți care apar ca o medie a proprietăților respective a celorlalte două.

Apoi, A.E. Bagnour de Chancourtois, geolog, face observația că și dispune elementele cunoscute pe o spirală la 45° cu axa și unde circumferința este împărțită în 16 părți (16 fiind pendul atomic al oxigenului) . Elementele erau plasate pe ordinată în punte corespunzând pendului atomic - corpuri cu proprietăți asemănătoare, cum ar fi alcalinale, sau elementele din grupa oxigenului, se găseau pe aceeași generatoare. El spunea pe atunci : Proprietățile substanțelor sunt proprietăți de numere. (Lucrarea lui de Chancourtois nu a fost publicată complet în CR, decât 35 de ani mai târziu, în 1891, în urma unei intervenții a lui Le Beisboudran și Lapparent).

Newlands J.A.R. (Chem. News. I , 70, (1863) ; 10 , 59, 94 (1864), 83, (1865)) a făcut un pas important observând că dacă îngirăm

elementele unele după altele după ponderile atenție crescătoare, apar după unele intervale de 8 elemente, proprietăți fizice-chimice asemănătoare. Probabil că observația lui a fost relatată confuz, ceea ce la English Chemical Society a fost ridiculizat fiind întrebăt dacă nu ar fi fost posibil să clasifică elementele după literile inițiale ale numelor lor.

Societatea de Chimie nu i-a publicat memoria.

În fine, în 1869 apar, consecutiv membrului lui Lether Meyer în Germania și acela a lui Mendeleev în Rusia. Am vîzut, în lecțiile trase, cum Mendeleev primă clasicarea să și primă deducerile pe care le-a tras și-a impus gumețul său de vedere oferind științei un mijloc lucru de o importanță sevărătoare.

(Dimitri Mendeleev s'a născut la Tobelak (Siberia) în 1834; a murit în 1907 de o pneumonie. Era fiul cel mai mic din sei 14 copilăvui director dăgimnaziu din Tobelak. Tatăl său a arbit cănd Mendeleev era foarte mic, încât el a crescut sub îngrijirea mamei sale Maria, femeie destul de cărăpată care a făcut tutul ca să asigure invigătură bună fiului ei mai mic. Mendeleev avea, de copil, predispozitii mari pentru fizică și matematică. Prințul lui profesor de știință a fost un omumat al său, Basargin, om cult, expulsat în Siberia, neuzat și într-o parte din Dosenbrightii care au încercat să-l răsteiască pe Nicolae I (Telstai - Măbei și Pace). A absolvit cu succes institutul pedagogic din Leningrad, cind a fost elicit cu o medalie de aur. A lucrat cu Regnault în Franță și cu Bunsen în Germania iar în 1861 și-a luat doctoratul în științe și a fost numit profesor la

Institutul Tehnologic din Leningrad. În Martie 1869 apare celebrul memoriu al lui Mendeleev: "Relații între proprietățile și ponderile atomice ale elementelor".

În același an a fost numit profesor de chimie generală la Universitatea din Leningrad.

Aș văzut cum Mendeleev a avut marea inspirație să afirme că legeurile geneale din clasificarea sa corespund la cerrii fizici redescoperiți în natură. Prin interpolații, servindu-se de proprietățile elementelor vecine cunoscute, Mendeleev a previzionat că ar trebui să fie caracteristicile elementelor lipsă.

În timpul vieții sale au fost descoperite în natură Eksilicium Ekaberni, și Eksaluminiu. Clemens Winkler descoarțează în 1886 Eksilicium pe care-l numește Germaniu; Ekaberul este identificat în 1879 de către Lars Fredrik Nilsen care-l numește Scandiu, iar Le Cœq de Bois Baudran găsește Eksaluminiu în 1875 într-o blandă de Zn din minele Isala Pierrefitte (în La Vallée d'Argels din H-tes Pyrénées); el îl numește Gallium.

Descoperirea acestor elemente, a căror proprietăți s-au arătat uimitoare de apropiate de celea prevăzute de Mendeleev a adus o susținere puternică a afirmațiilor sale, iar cunoașterea de știință către o încredere mare în sistemul periodic ca instrument de lucru.

Până în anul 1869 nu exista nici un mijloc de a prezice dacă ai sunt fizici elemente necunoscute în natură, iar dacă sunt unde trebuie elutate, câte mai trebuie să fie descoperite și care sunt proprietă-

țile lor. Până atunci găsirea unui nou element constituia un eveniment neprevizibil. Mendeleev a dat corectăterului posibilități de neprețuit în acest demeniu, așa cum spunea și el însguri într-o conferință la Faraday Society : „Legea periedicității ne-a permis, pentru prima oară să percepeam elementele, încă nedescoperite, dela o distanță mai mare înaccesibilă vizionului chimic ; iar mult mai mult ca ele să fii destul de descooperite, elementele noi ne apar, în fața ochilor, cu un număr bineînțelesc de proprietăți (vezi de ex. Mendeleev, Jour. Chem. Soc., 55, 634 - 56, (1889)).

Cu titlul de curiositate dăm un scurt ierarhic al descoperirii noastre din elementele prevăzute de Mendeleev de ex. Galiu.

Galiu a fost descooperit de Paul Emile Lecoq de Bois Baudran (născut la Cagnac în Aprilie 1838, mort în Mai 1912). El facea parte dintr-o familie de distileri și avea o excelență prodigioasă în fizică și chimie. Un omagiu al său l-a ajutat să-l facă un mic laborator, unde de altfel în 1875 a descooperit el elementul Gallium, prezis de Mendeleev cu numele de Ekaaluminiu. De Bois Baudran studiasse mult Spectroscopia care l-a ajutat în identificarea Gallium-ului.

El observase deja că elementele unei același familii chimice emite spectre optice asemănătoare. Aceasta i-a făcut de feles în identificarea elementului 31. El a observat că pe o bucătă de Zinc introdusă într-o soluție a unei blonde de Zinc, din minereu de Pierrefitte, se capătă un depozit, care analizat spectroscopic, într-o flacără de Hidrogen, dă două linii nesunescute până atunci, una bine precizată la aprox. 4170 Å , și altă, foarte slabă, la 4040 Å . Pentru verificarea

supeziției că limiile obținute aparțin unui element nou și pentru o eventuală izolare a acestui element Lecq de Beisbaudran se bucură în laboratorul lui Adolphe Wurtz, din Facultatea de Medicină din Paris, unde tratează căteva sute de chilegrame de blendă de zinc, elabroate de către societățile miniere ale Pierrefitte. A controlat spectroscopic mersul operațiunilor chimice. Reușește să prepare săruri de Gallium. Făcând o electrorezistență de hidrat de Galiu în hidrat de potasiu Lecq de Beisbaudran izolează mai mult decât un gram de Ga metal în Nembrie 1875. În Decembrie 1875 prezintă Academiei de Științe Ga, metal solid; trei luni mai târziu el prezintă și Ga lichid (tendință la suprafuziune - rămâne în stare lichidă și la o temperatură mai joasă de 30 de grade, care este punctul de topire.; C.R. 81, 493 (1875), 81, 1100 (1875); 82, 168, (1876); 82, 1036, (1876)).

Mendeleev urmărește lucrările lui Lecq de Beisbaudran.

El observă într-o întâlnire la Academia de Științe din Paris (C.R. 81, 969 (1875)) că elementul Ga, descoperit de Lecq de Beisbaudran, este identic cu Ekaaluminiu prezis de el. Proprietățile Gallium-ului găsite mai târziu confirmă cele spuse de Mendeleev. În tabelul de mai jos sunt trecute proprietățile elementului 31 așa cum au fost prevăzute de Mendeleev și așa cum au fost găsite experimental. Coincidența este remarcabilă.

Previserile lui Mendeleev
pentru Ekaaluminiu.

Proprietățile găsite de
Beisbaudran la Ga.

Pondul atomic 68

69,9

Densitatea 5,9

5,94

Metal cu punct de topire jos .	Metal care se topeste la 30,15.
Dă exizi de tipul Eka $Al_2 O_3$	Oxici : $Ga_2 O_3$
Săruri de tipul Eka al X_3	Săruri de tipul Ga X_3
Tendințe la săruri bazice	Hidrolizează repede dând săruri basică
Sulfatii dău aluzii etc..	Sulfatii dău aluzii etc....

Confirmări de tipul celor din tabelul de mai sus au fost făcute și cu cenușia de scoarță a scandiului și germaniului. (Rezultatul că Lecția de Beisbaußen mai este deosebit de interesant, tot cu ajutorul spectroscopiei a altor densități elementare : Sm₆₂ și Dy₆₆, urmărind mineraile de plumbaturi rare).

Se cunosc în prezent 64 de elemente cănd Mendeleev a găsit legile perioodicității chimice; restul de corpi pînă la 97, căi se cunosc astăzi, au fost descoperiți avînd ca suport clasificarea lui Mendeleev. Vom vedea în cele ce urmărez cum tot timpul, în studiul atomenului sistemul periodic serveste ca suport tuturor progreselor realizate în cunoașterea structurii intime a atomului (pentru istoricul descoperirii elementelor vezi de ex. : Discovery of the Elements, de Mary Elvira Weeks (Jour. of Chem. Education)).

II

Practic se poate spune că nu mai există elemente prevăzute din sistemul periodic care să nu fi fost cunoscute încă din formă unică din ierarhia lor de numărul de ordine respectiv, fie că au fost găsite în natură, fie că au fost fabricate în laborator.

Astfel este cazul elementului 45 .

(Ca apare în teate casurile cu elementele mai rare din lume, găsim o serie de cercetări care s-au ocupat cu identificarea lor. Din ansamblul tuturor eforturilor generale se prepară terenul, se desfășoară linii de drumuri, ca la urmă să se ajungă la suficiente rezultate concluzante pentru identificarea diferenților reprezentanți ai căsuțelor libere din clasificarea lui Mendeleev. Așa, prim 1925 Ida Tacke și W. Noddack (Naturw. 13, 567, (1925)) au anunțat existența în unele celembite și ușoare minerale de Pt, elementele încă neînoscute 45 și 75. (Elementul 75 a putut fi urmărit de autor, dând peste o cantitate suficientă de materie primă care îl conține, aceasta le-a permis să-l urmărească printr-o serie de proprietăți fizice-chimice. El au cerut muzele de Rhenu pentru 75, nume sub care este cunoscut și astăzi. În literatură mai găsim lucrări de a lui Prandtl (Zts. Angew. Chemie 29, 1949 (1926), Zvjagintsev (Nature 117, 622, (1926) , Zst. Angew. Chem 40, 256, (1927)), în aceeași direcție. Mai înainte de ei Loring și Densus (Chem. News. 131, 273, 337, (1925)) menționaseră că ar fi găsit un element 75 în sărurile brute de manganez (Loring a fest uis în 1944 de o bombă de avion); Cam tot prim aceea vreme, cu metode polarografice Heyrovsky și Dalsejsek (Nature 116, 782, (1925), 117, 16 și 159 (1926) fac afirmații identice cu Loring și Densus, care în 1926 (Chem. News. 132, 276 (1926)) mai spun că elementul 75 trebuie să fie asociat cu Melibækul.

Efectiv, un alt cercetător Fest (Zts. f. angew. Chem. 43, 459 (1930) învelește sau o jumătate Kg a unei sări de potasiu a elementului 75

(peresat de Petasim) din minerale de sulfuri de Melibden.

Lor însă chiar căruia pentru elementul 75 numele de "Lendinium")

Pentru elementul 43, pentru care se și iată căruia numele
de Mazurium (Ma), nume sub care a figurat acest corp până în timpul
din urmă în teate tratatele de specialitate, problema a fost mai compli-
cata. El nu nu au putut izola acest element. Unele încercări de central
spectroscopic ale afirmațiilor se și iată căruia, cu metode mai perfecte
mais deosebit de lor, au dus la rezultate negative în ceea ce privește
existența în natură a lui 43 în mineralele care conțin pe 75. (C.R.
209, 476 (1939)). Problema a putut avea un început de realizare abea-
vrea 12 ani mai târziu când Perrier și Segré, (J.Chem.Phys. 5, 712 (1938),
(1938)) punând în joc o tehnică deja cunoscută atunci în transforma-
riile nucleare, au arătat că se poate face, în laborator, isotope radia-
tivi ai elementului 43 bombardând Melibdenul cu neutrini sau cu de-
terii, la ciclotronul universității din California (Radiation Labora-

Fapt interesant, impresionant atunci, devine cunoscută astăzi, atunci
au putut să și o serie de informații asupra chimismului elementului
fermat de ei, urmărind comportările chimice prin metodele extrem de
sensibile ale mierchimiei radioactive. Sau găsit deci reacțiunile și
ale unui element care nu putuse fi izolat din natură, cu ajutorul
isotopilor radioactive artificiali, de număr atomic respectiv. După ce
s-a cunoscut mai bine diferenții isotopi radioactivi, cu $Z = 43$, și
ajuns să se poată atunci să convinserea că nu ar exista un isotorp astăzi
al elementului 43 acasă sănădu-se pe o lege asupra isotopilor an-
gusta de Mattessich (vezi cap. respectiv) și că acesta ar fi cau-

ea sejii Heddaek nu au putut înola din natură un element 43.

În timpul acestui război Sagré E. și Wu C.S. (Phys. Rev. 57, 552 (1940)) au arătat cum elementul 43 este cipărat ca unul din predusolele de fiziume ale Uraniului. Stivele atențioase pot fi o sură de fabricare de izotopi radioactivi cu $Z = 43$ în cantitatea acestor ponderabilă. E. Sagré și C. Perrier (Nature 159, 24, (1947)) se pare la o sugestie a lui F. A. Paneth au propus un nume căsuței 43 Regi să ajuns la cunosterea ei prin preduse artificiale, președeu adeptat de altfel de cercetători americani și pentru alte canuri. Numele sugerat este Technetium (Izabela cuvântul grecesc " Τεχνητός ", care înseamnă " artificial ". (Această rezumată iusterie, cu unele detalii, pentru a da un exemplu de modul cum un rezultat științific se capătă prin muncă comună a oamenilor de pretutindeni).

Elementul 85 - Identificarea și studiul lui s'a făcut într-un timp relativ scurt, în cursul acestui din urmă război. Se arată că încă din 1939 prin analiza spectroscopică a razelor emise de emanăția de Radium că elementul 85 în magneță în transformările radioactive ale Radonului (Ba A nu se transformă numai prin particule și că prin β , dând magneță la izotopul 85^{213} (C.R. 129, 857, (1934); 209, 39, (1939); 210, 696, (1940); Bull. Soc. Raum. Phys. nr 45; Bull. Acad. Rom., 17 nr. 3, (1945)).

În 1940 D. R. Corson, K. R. MacKensie și E. Sagré predueau prin reacție nucleară izotopul 85^{211} bombardând Bișmut cu particule de energie la un ciclotron puternic, tot delă Universitatea din California, (Phys. Rev. 57, 1087, (1940)). Auterii prim metode de micro-chimie radioactivă

au putut identifica și precisa o serie de cumpărări chimice ale căsuței 85, cointrelând migrația izotopului radioactiv în cursul transformărilor chimice respective, așa cum se obținuște să se lucreze în acest domeniu (vezi cap. respective din caietul III).

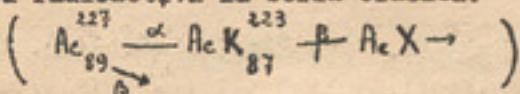
Lucrarea este foarte frumoasă și poate servi ca exemplu de ce se poate căpăta cu metodele de mai sus. Tot în timpul acestui răzbei se confirmă de către Valadares afirmația deja dată că în predusele de transformare ale Radonului se formează și elementul 85, (Manuel Valadares. Rendic. Centr. Reale Acad. VII, vol. II 351, 1940; 12, II, 1049, (1941)) care ajunge la aceste rezultate tot prin metode spectroscopice; apoi Franz Bernert și Berta Karlik pet urmări izotopii cu $Z = 85$, formați prin transformarea prelucrărilor α , cu ajutorul particulelor α emise de acești izotopi (Naturw. 30, 685, (1942); Zts. f. Phys. 123, 51, (1944)). Pentru o vedere de ansamblu vezi Jeur. Chim. Phys..

B l e v e n t u l 87

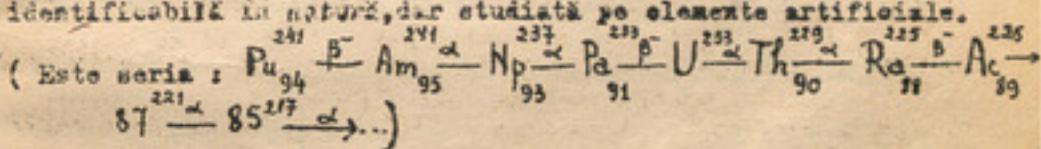
Pînă în față rar în natură, a cerut și cere încă multe cercetări de precizare (cu vedere de ansamblu: Gmelin, Handbuch d. Anorg. Chem., Anhang über Eka Cs, 1938; Acad. Reun. Serie III Tom. IV Mem. 9, 1940).

A fost căutat atât ca izotop durabil cât și ca izotop radioactiv. Astfel cercetări de Cuaben (Teză la Liège 1913), Crausteri (Phil. Mag. 25, 712, (1913)) afirmă existența unei emisioane de către Mess-ThII, deoarece ar duce la un izotop 224 al

elementului 87; Valadares (loc.cit.) găsește în emisunile caracteristice ale Radenului și pe acelea ale unui element 87; L.P.Frey (Jour. d.Chim.Physique , 43,153,1946) aduce probe că și Actinium emite particule α , așa cum se mai arătase și altădată (dar care se socoteau, din lipsa convergenței de probe, în mod eronat ca fiind datorite unei impurități). La Actiniu se desface deci o ramură radioactivă la seria clasică.



Iseteul format este cunoscut sub numele de AcK și este radioactiv β cu o perioadă de $21^{\frac{1}{2}}$ minute. După o serie de călătorii, de început și din timpul acestui război M.Ferry precizează radioactivitatea și unele date din chimia aceluiașă cu ajutorul metodelor timpului de măsuri și detectări de radiațiuni și al metodelor clasice de microchimie radioactivă, încă urmând exact chimismul alcalinilor, așa cum se întrevăde din lucrările de concentrare a unor ișetepi durabili. M.Ferry a scris, în timpul din urmă, numele de Francium pentru căsuța 87. (Loc.cit), unde se situașă AcK. Tot în timpul acestui război a fost identificat alt iștep radioactiv cu $Z = 87$ într-o serie radioactivă $4n+1$, neidentificabilă în natură, dar studiată pe elemente artificiale.



Vesel (Hagemann, Kutzin, Studier, Ghiorse, Seaborg (Phys.Rev.72, 252,

1947); English,Cranshaw,Damros,Harvey,Hincks,Jelley,Mavis(Phys. Rev.72,253,1947)).

In secolele primele isotopele durabili (pond atomică foarte nestudierabil), tot în timpul acestui război s'a publicat un articol cu rezultate negative (Hirsch,Phys.Rev.63,93,1943), care mai conține și unele considerații de prioritate relativ la deschiderea isotopeilor 87 radioactivi. Luerarea lui Hirsch a susținut unele critici (vezi Hulubei, Phys.Rev.71,740,1947). Istericul căsuței 87 arătă sugestiv cum în cazuri grele lămurirea unei probleme să fie lueru conjugat a grupuri mari de cercetători. Astfel nu mai puțin de cinci denumiri au fost propuse pentru Z = 87: Rassium (Debresserdev,1925); Alcalinium (Lering,1929); Virginium (Allison,Bishop,Sommer,Cristensen,1932); Moldavium (1936); Francium (M.Parey 1946). (Detalii în fasc.III). Pentru a vedea de ansamblu asupra elementelor 85 și 87 vezi și E.E.Weinstein, Privedă. 35,7,1946(Searches of the New Chemical Elements.).

Elementul 93

întrebarea se punea mai devăluit, dacă ciclul elementelor se termină la 92. Au fost luerări de identificarea lui 93 în natură. Astfel, Lering a făcut cercetări în acest sens. Mai în urmă, după ce problema transuranelor artificiale și puternice radioactive a fost ridicată de Fermi, părea de o sarcină utilitară să se caute dacă nu există urme în natură a unor transurane cu o viață suficient de lungă pentru a fi încă detectabile în secolul pășind.

noi. Cum pe atunci apăruuse și descreperirea fisiumii Uramiului, ceea ce făcuse pe unii radioactiviști fascinați că vadă, în acel timp, în fisium argumentul că sistemul periodic s-ar termina la 92. Erau totuși unele indicații spectroscopice că 93 s-ar găsi în vecinătatea pământului (în unele mangane-tantalite uranifere, în betafite, în unele minereuri de Uraniu și Platiniu (Hulubei C.R. 207,333,1938; 209,476,1939). Cercetările asupra transuranelor au fost întrerupte în 1940 din cauza răzbeiului în schimb acele cu transurane artificiale au căpătat o extindere extraordinară deoarece din cauza răzbeiului. Astfel s'a ajuns la cunoașterea unui mare număr de izotopi ai elementelor transurane până la $Z = 97$ inclusiv. S'a putut vedea astfel că pot exista asamblaje nucleare cu $Z = 92$, care să nu suferă în fisium spontan apreciabil și să pe lângă izotopi cu viață scurtă există unii cu viață mai mare decât două milioane de ani; este vorba de un izotop cu $Z = 93$, de cunoscutul Plutoniu ($Z = 94$) de o perioadă radioactivă de 24 mii de ani, etc.

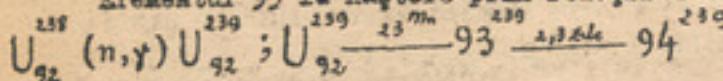
Lucrările făcute pentru sintetizarea transuranelor sunt de mare interes științific, în special acelea pre-mergătoare stivalelor atomice (care permit acesta sinteze de transurane în cantități ponderabile). Si pentru aceste elemente de sinteză Americani au propus denumiri noi.

Pentru curiositate dău un mic istorie al rezultatelor mai esențiale din cercetarea transuranelor (Problemele în particular

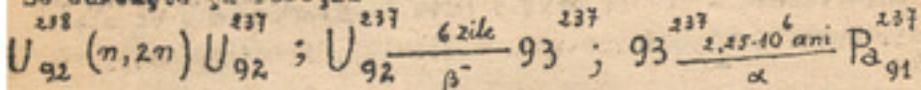
vor fi tratate în caiet III.).

Elementul 93 este al deilea transuran pur care a putut fi izolat, primul fiind elementul 94.

Elementul 93 ia naștere prin reacții de fermen-



Se cunoscă și reacția



Vezi (Wahl și Seaborg; McMillan Phys. Rev. 58, 178, 1940), apoi (Kishixa, Yasaki, Ezee, Kimura, Ikawa, Phys. Rev. 57, 1182, 1940).

Elementul 93^{237} cu viață de 2.250.000 de ani se fragmentă
în urmă fiind unele ative atomice ea predus secundar. De acolo, în 1944
L.B.Naydausen și T.J.La Chapelle separă primul compus pur chimică-
ște al urui element 93 (carn 100 mg.) .

Pentru 93 s'a sugerat numele de Neptuniu (Np) (93 este
primul element după uraniu, planeta Neptun e prima după planeta
Uran în sistemul solar).

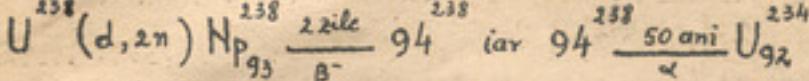
Elementul 94

A fost descoperit la California Institute of Technology în
1940-41, vezi de ex. G.T.Seaborg, E.M.McMillan, J.W.Kennedy, A.C.
Wahl (Phys. Rev. 69, 366, 1946) și Seaborg, Wahl, Kennedy (Phys. Rev.
69, 367, 1946).

Isoțopul 94^{239} sintetizat în reacția amintită mai sus are o
viață foarte lungă (24 mii de ani), însă nu a putut fi identificat

din primele momente.

Proprietățile lui 94 au putut fi studiate mai ușor pe un isotor mai activ, $^{238}_{94}$, format prin reacția:



In vara anului 1942 s-au iradiat câteva lumi în gîr în med concomitent la Berkeley, California, Washington, St. Louis sute de kg. de Uraniu, ceea ce a dus la câteva sute de micro-grame de element 94.

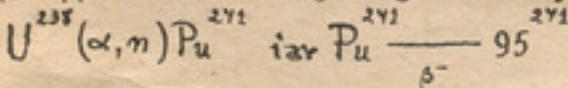
Cum cu $1000 \mu \text{gyr} = 10^{-3} \text{ gr. de element 94}$ s'a studiat tot chimismul lui. Astăzi se fabrică în cantitate mare în stivole atomice.

S'a sugerat pentru acest element sintetic numele de Plutoniu (Pu), ceea de a doua planetă după Uran și Pluto.

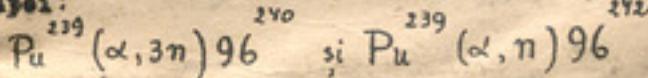
Elementele 95 și 96

au fost găsite prin reacții nucleare de Seaborg, R.A., James, L.O. Morgan, A. Ghiorse, bombardând U și Pu cu particule α de

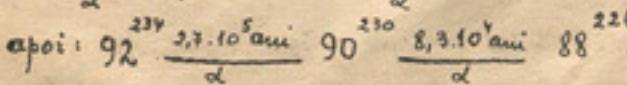
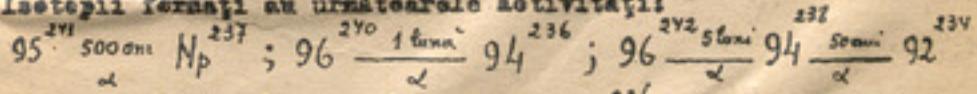
$40 - 44 \text{ MeV}$ la Berkeley au găsit reacțiile:



Apoi:



Isotopii formați au următoarele activități:



Numele sugerate sunt: americium (α) pentru elementul 95 (prin

analogie cu plășantul rar Buregiu analog cu 95 în structura păturilor electronice); Curium (Cm) peatră elementul 96, prin analogie cu Gadolinium, plășant rar denumit după cersetăterul Gadolin, care a adus rezultate esențiale în studiul pășaturilor rare. Gadolinium are o structură electronică asemănătoare cu aceea a lui 96, numit Curium după seții Curie care au adus rezultate esențiale în radioactivitate.

Se mai cunoaște și elementul 97, numit Berkelium (Bk). (Istericul transurazelor se va înțelege mai ușor citind caiet. VII.).