

**Horia Hulubei**

# **Curs de structura materiei**

Vol. 1



Editura Horia Hulubei





# **Curs de structura materiei**



**Horia Hulubei**

# **Curs de structura materiei**

vol. 1

Cuvânt introductiv de Mircea și Cornelia Rusu

Editura Horia Hulubei

2022

Descrierea CIP a Bibliotecii Naționale a României

HULUBEI, HORIA

Curs de structura materiei / Horia Hulubei ; cuv. introd. de Mircea și Cornelia Rusu. - Măgurele:  
Editura Horia Hulubei, 2022

vol.

ISBN 978-606-94603-5-1

Vol. 1. - 2022. - ISBN 978-606-94603-8-2

I. Rusu, Mircea (pref.)

II. Rusu, Cornelia (pref.)

53

Editor: Victor Bârsan

Redactor: ing. fiz. Georgeta-Maria Vîrtic

Coperta: Adrian Socolov

Ilustrația copertei:

coperta 1: Universitatea din București, circa 1955

coperta 2: Ciclotronul IFA, circa 1960

Tehnoredactare: Adrian Socolov

UNIVERSITATEA DIN BUCUREȘTI  
FACULTATEA DE ȘTIINȚE

# STRUCTURA MATERIEI

NOTE DUPĂ CURSUL PREDAT DE:  
PROFESOR HORIA HULUBEI.

EDIȚIA FACULTĂȚII DE ȘTIINȚE  
BUCUREȘTI  
— 1948 —





## Notă asupra ediției

Publicarea acestei lucrări se încadrează în acțiunile de omagiere a lui Horia Hulubei, întemeietorul cercetării de fizică instituționalizate din România, de la a cărei naștere s-au împlinit, în 2021, 125 de ani, și de la a cărei trecere la cele veșnice se împlinesc, în 2022, 50 de ani.

Textul volumului îl reproduce fidel pe cel apărut în 1948, după cum se arată și în cuvântul introductiv al d-lui și d-nei conf. univ. dr. Mircea și Cornelia Rusu. Domniile lor au asigurat totodată controlul științific al lucrării.

În intenția de a păstra ceva din parfumul de epocă al cursului, s-a reprodus, pe pagina anterioară, coperta primei ediții, din 1948. Aceeași motivație ne-a făcut să păstrăm ilustrația originală, sistemul de unități original și, pe cât posibil, anumite elemente de tehnoredactare, printre care sublinierile din text (*underline*, cu un termen curent astăzi), fie a noțiunilor, fie a unor nume proprii.

Inițiativa realizării acestui volum se datorează IFIN-HH, care a acoperit totodată costurile de editare.

Editura Horia Hulubei

iunie 2022



## Cuvânt-înainte

Lucrarea de față reprezintă prima parte a Cursului de Structura Materiei, predat de Profesorul Horia Hulubei la Universitatea București, timp de aproape trei decenii. Profesorul și-a grupat materia în trei părți; două dintre acestea au fost multiplicare la tipografia Universității, în 1948; al treilea a rămas în manuscris. Implicarea sa în efortul de întemeiere a cercetării instituționalizate de fizică în România nu i-a lăsat răgazul necesar pentru trimiterea la tipar a ultimului volum.

Noi, cei care am trecut prin acest curs, ca foști studenți și, mai târziu, ca foști colaboratori ai Profesorului, am păstrat notițele de atunci și le-am îmbogățit cu actualizările aduse de-a lungul anilor de predare. Materialul a fost folosit pentru pregătirea spre publicare a volumelor apărute inițial în 1948. Primul vede acum lumina tiparului; al doilea este în tehnoredactare; al treilea este în lucru. Prin publicarea lor, cea mai mare parte a operei didactice a Profesorului va fi accesibilă cititorilor – la fel ca și cea științifică.

Merită menționată, în acest context, munca plină de abnegație a Profesorului Nicolae Martalogu, fost asistent al Profesorului Hulubei, implicat în păstrarea notelor de curs, cu dezvoltările lor succesive; în strădania asiduă de căutare și indicare a lucrărilor originale, a surselor bibliografice prinse în cursul Profesorului; prin munca de scriere a formulelor, a realizării figurilor. Cel care a făcut efectiv o astfel de muncă va înțelege pe deplin acest admirabil efort. Cititorii de astăzi și cei de mâine îi mulțumesc pentru ceea ce a lăsat în urmă.

Legat de cursurile Profesorului Hulubei, trebuie subliniat că nu există în limba română niciun tratat, nicio carte, care să discute atât de amănunțit și la obiect modul în care cercetarea științifică de la începutul secolului al XX-lea a ajuns la fundamentarea fizicii atomice și a mecanicii cuantice actuale. Este, practic, un „roman detectiv” riguros al modului în care s-a pus temelia fizicii cuantice, cărămidă cu cărămidă. Specific și deosebit de prețios este faptul că nu se evită prezentarea eșecurilor și a dificultăților care marchează drumul sinuos al cercetării naturii. Este, pur și simplu, o fascinantă istorie – pentru cel care dorește să privească dinăuntru științei – a felului în care se fac descoperirile și cum se clădesc teoriile științifice, bazat pe experimente. Abia aici este vizibilă pe deplin profunzimea gândirii științifice, ingeniozitatea experimentelor, răbdarea și încăpățânarea

fizicienilor de a obține rezultate exacte și concludente. Este un exemplu relevant al modului în care înainteză știința. Cercetarea științifică de azi are exact aceleași caracteristici ca cea de acum un secol, doar că acum mass-media și popularizarea pun în umbră uneori acest caracter profund al înaintării sale sinuoase. Ziaristica de tabloid și goana după senzational fac ca multe aspecte profunde să fie lăsate deoparte, astfel că cititorul care nu este un cunoscător al profunzimii gândirii științifice nu percepe rigurozitatea și criticismul oamenilor de știință. Astfel de prezentări regretabile generează, uneori, o imagine superficială a ceea ce se petrece în lumea științei. De aceea, cursul de față este o lucrare care nu și-a pierdut valoarea și actualitatea din punctul de vedere al înțelegerii dinamicii cercetării științifice și al progresului științei.

Cel care dorește să înțeleagă de ce și cum s-a ajuns la mecanica cuantică – și respinge o descriere romanțată sau simplistă – va parcurge cu interes această carte excepțională, scrisă de un om care a trăit din plin dezvoltarea fizicii moderne.

În pregătirea pentru tipar a prezentului volum s-a încercat păstrarea figurilor într-o formă cât mai apropiată de cea originală. De asemenea, s-au păstrat termenii arhaici, care dau culoare de epocă textului: anodă (și nu anod), catodă (și nu catod), lamele (și nu plăcile) condensatorului, difuziune (și nu difuzie sau împrăștiere), rază (și nu radiație), pondul atomic sau molecular (și nu greutate atomică sau moleculară).

Lucrarea n-ar fi putut apărea fără sprijinul financiar al Institutului Național de Cercetare-Dezvoltare Horia Hulubei și fără strădania secretarului său științific, Dr. Alexandru Negreț. Conducerii institutului și tuturor celor care, în contextul anului aniversar dedicat Profesorului Horia Hulubei (noiembrie 2021 – noiembrie 2022), ne-au sprijinit în drumul de la manuscris la tipar, le exprimăm sincera noastră recunoștință.

Cornelia Rusu și Mircea V. Rusu, fizicieni, cândva studenți și apoi colaboratori ai Profesorului Hulubei la catedră și la Facultatea de Fizică a Universității din București.

## CUVÂNT INTRODUCATIV

Nevoia de a litografia un curs de Structura Materiei s-a simțit în ultimul timp, mai ales datorită numărului foarte mare de studenți care îl audiază acum<sup>1</sup>. Atunci când numărul studenților era mai redus, cu toată lipsa persistentă a manualelor de specialitate și a revistelor științifice, experiența arătase că există, din punct de vedere pedagogic, unele avantaje ca studenții să-și redacteze ei singuri notițele de curs, completate cu informațiunile suplimentare din orele de seminarii și cu acelea date de personalul acestui laborator, care menține un contact permanent cu acei cari au nevoie de explicații.

Lucrul a devenit acum mai anevoios, dat fiind numărul neobișnuit de mare al studenților din secțiunile care au această materie în programul lor de studii.

Această primă radactare e făcută după notele de curs de până acum, completate în limita posibilităților actuale de documentare științifică<sup>2</sup> cu datele bibliografice respective.

Materia expusă este grupată în jurul particulelor elementare fundamentale și anume: *electronul negativ*, *electronul pozitiv*, *neutronul*, *protonul*, așa după cum am obișnuit să prezint în ultimii vreo 12 ani.

Cu ocazia descrierii fiecărei particule se introduc, în mod succesiv, noțiunile teoretice și experimentale câștigate cu ocazia cunoașterii mai precise a acestor particule. Astfel, cu ocazia descrierii *efectului fotoelectric*, se introduce noțiunea de *cuantă de energie radiantă*, iar cu aceea a studiilor de *spectroscopie* se dau și primele elemente de *mecanici cuantice clasice*<sup>3</sup> etc.

Pentru motive de ordin practic, aceste lecții vor apărea sub formă de fascicule.

Prima fasciculă se ocupă de *electronul negativ*, de o serie de probleme clasice și mai moderne în legătură cu *electronica*, de *cuantele de energie* și diferitele lor *interacțiuni cu materia*. Cu această ocazie se introduce și noțiunea de *undă asociată* precum și *aplicațiile imediate practice* care decurg din ea.

Fascicula a doua se ocupă de *electronul legat în atom*. În această fasciculă se urmărește gruparea acestor particule în jurul diferitelor nuclee, așa cum apare ea din studiile de *spectroscopie*, extinse pe toată gama de radiații din infraroșu până la razele X, inclusiv. Metodele de lucru ale mecanicilor cuantice sunt introduse în mod succesiv, pe măsură ce

<sup>1</sup> Creșterea simțitoare a numărului de studenți se datorează faptului că în 1948 s-a creat *Facultatea de Matematică și Fizică*, prin comasarea secției de fizică a Facultății de Științe cu *Facultatea de Matematică*. În anul 1962 aceasta din urmă se separă la rândul său în *Facultatea de Matematică - Mecanică* și *Facultatea de Fizică*. (N. ed.)

<sup>2</sup> Referire la limitarea drastică a cumpărării de literatură științifică occidentală la sfârșitul anilor '40. Din cele 50 de titluri indicate în bibliografia de la p. 13-14, doar ultimul (Mecanica cuantică a lui Blohințev) este în limba rusă. (N. ed.)

<sup>3</sup> Prin mecanici cuantice clasice se înțelege teoria cuantică veche. (N. ed.)

nevoile expunerii o cer. S-a ales, din vastul domeniu al spectroscopiei, o serie de capitole în așa fel încât aceste prime informații să poată servi drept orientare și punct de plecare pentru acei care, eventual, ar îmbrățișa această disciplină, cu atât de multe aplicații teoretice și practice.

În fascicula a treia, în jurul *electronului pozitiv*, al *neutronului* și al *protonului* se grupează unele noțiuni noi de *mecanici cuantice*, de *fenomene de materializare și dematerializare* a energiei radiante și mai ales acelea în legătură cu cunoașterea și sistematizarea *nucleelor atomice*.

Sunt trecute în revistă diferitele grupări de particule care duc la nucleele stabile și instabile. Se studiază energetica acestor grupări, în special cu ajutorul transformărilor nucleare naturale și artificiale. Se introduc primele elemente de cunoaștere în legătură cu *forțele nucleare*.

Odată prezentate grupările acestor particole în atomi, se va trece, în fascicula a patra, la studiul diferitelor *grupări de atomi*.

Studiul moleculelor va fi făcut pe baza informațiilor obținute *din spectrele de bandă, efectul Raman* etc.

Problemele în legătură cu gruparea atomilor în materia sub formă lichidă și solidă, în special sub formă cristalizată, vor fi studiate apoi în legătură directă cu datele structurii intime a atomilor.

Capitolele acestea cari nu au putut fi prezentate la acest curs până acum decât în mod sporadic, vor face obiectul unor prelegeri susținute mai în amănunt dată fiind separarea secțiilor.

Fasciculele care apar în această primă redactare țin seamă de secțiunile care în special le vor utiliza și anume secțiunile de *chimie* și de *fizico-chimice*.

Materia este prezentată în forma cea mai elementară posibilă așa ca să poată fi de folos cu maximum de randament, dat fiind programul de studii al acestor secțiuni și situația tranzitorie a programelor. S-a renunțat la o eventuală eleganță a prezentării în scopul de a da unui cât mai mare număr de cetitori posibilitatea de a înțelege cu ușurință și precizie materia disciplinei respective. Experiența arată că, de foarte multe ori, observațiunile de detaliu asupra unora dintre aspectele unei probleme nu sunt inutile nici chiar acelor cari, din predilecție, au avut a se ocupa mai mult de ele.

Cum materia acestei discipline prezintă și un aspect oarecum de sinteză, se recomandă citirea acestor fascicule după ce cunoștințele clasice fundamentale au fost deja asimilate. Se admit cunoscute noțiunile de *matematici generale*, de *mecanică clasică*, precum și acele cunoștințe fundamentale din domeniul *căldurii*, al *opticei* și al *electricității*, de *chimie minerală* și *organică*.

Secțiunile fiind de acum separate, la prima ocazie, atunci când studenții secțiunilor noi de *fizică* și *fizică matematică* vor audia această disciplină, diferitele capitole fundamentale din fasciculele apărute vor fi completate cu expuneri teoretice mai amănunțite, unde se va admite că studenții cunosc matematicile necesare pentru a urmări acum problemele de *mecanică ondulatorie* și din *teoriile cuantice ale câmpurilor*, precum și acele noțiuni precise

de fizică teoretică, cum sunt teoriile electromagnetice ale luminii, mecanici statistice clasice și cuantice etc...

Dealtfel, pentru uzul fizicii și al fizicii matematice, vor fi redactate într-o fasciculă aparte unele lecții de mecanici statistice cuantice ținute deja cu ocazia acestui curs.

Notele acestea de curs au putut ajunge ușor la litografie grație efortului făcut de personalul didactic, asistenți și șefi de lucrări ai acestui laborator, cu ocazia preocupărilor didactice cu studenții atunci când încă nu exista acest curs litografiat.

Dl. Asistent Martalogu și-a luat grija constantă de a urmări apariția acestor note în cât mai bune condițiuni și a executat cu maximum de conștiinciozitate figurile textului.

Le mulțumesc pentru contribuția d-lor benevolă și dezinteresată.

Spusesem că informațiunile din acest curs constituie o introducere elementară în problemele de *Structura Materiei*, domeniu care, din întâmplare, este astăzi într-o extrem de rapidă evoluție.

Ele nu au altă pretenție decât de a oferi, cu precizie, o serie de cunoștințe, dintre care unele acum sunt pe cale să intre în învățământul clasic secundar și de a oferi oarecum un punct de plecare celor care ar vrea să îmbrățișeze mai îndeaproape acest domeniu.

Domnii studenți<sup>4</sup> sunt rugați să semnaleze eventualele erori care au putut să se strecoare cu ocazia litografierii acestor note, precum și părțile care li se par mai greu de înțeles, pentru a putea ține seama de ele la o eventuală reeditare a acestui curs.

Recomand, pentru această primă prezentare experimentală și mai elementară a domeniului, unele tratate și publicații, în plus, de documentarea bibliografică menționată în aceste note.

Pentru:

**- Informații generale,**

H.S. Taylor – Physical Chemistry;

A. Eucken – Lehrbuch der Chemischen Physik Ed. I (Die Korpuskularen Bausteine der Materie) 1938;

Jean Perrin – Les atomes;

K. Jellinek – Lehrbuch der Physikalischen Chemie (Stuttgart 1928–1937, 5 vol.); volumele respective din Handbuch der experimental Physik.

**- Electronică propriu-zisă,**

O. Klemperer – Einführung in die Elektronik; Handbuch der Physik vol. XIV;

E. Brüche und O. Scherzer – Geometrische Elektronenoptik;

Von Ardenne – Elektronen – Übermikroskopie;

Louis de Broglie – Optique électronique;

V.E. Cosslet – Introduction to Electron Optics.

**- Partea istorică în legătură cu electronul,**

R.A. Millikan – Electrons.

<sup>4</sup> Interesantă evitarea adresării comuniste, „tovarășii studenți”. Pe aceeași notă: se va putea constata că Hulubei citează, pe parcursul cursului, contribuțiile diferiților savanți strict pe criteriile de valoare, fără referiri conjuncturale la realizările savanților ruși ori sovietici. (N. ed.)

**- Acceleratori de particule electrizate,**

literatură mai veche și vedere de ansamblu,

W. Gentner – Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften Bd. XIX (Die Erzeugung von Ionenstrahlen für Kernreaktionen);

documentare generală mai nouă,

Nahmias – Le cyclotron și revistele de la 1941 până în prezent.

**- Spectroscopie,**

Sommerfeld – Atombau und Spektrallinien (2 vol.);

L. Pauling and S. Goudsmit – The Structure of Linespectra;

H.C. Ruark and H.C. Urey – Atoms, Molecules and Quanta;

A.C. Candler – Atomic Spectra (2 vol.);

Arthur Haas – Atomtheorie – (Leipzig);

R.F. Bacher and S. Goudschmit – Atomic Energy States;

A. Fowler – Report on Series in Line Spectra;

F. Paschen, R. Göetze – Seriengesetze der Linienspektren;

H. Kayser und H. Konen – Handbuch der Spektroskopie.

Pentru o bibliografie mai completă, până la 1931, a se vedea Rev. of Modern Physics 4, 278 (1932).

**- Sistematică de spectre,**

W. Grotrian – Graphische Darstellung der Spektren (2 vol.);

F. Hund – Linienspektren und Periodisches System der Elemente;

J. Franck und P. Jordan – Anregung von Quantensprüngen durch Stöße.

**- Tabele de linii spectrale,**

H. Kayser – Tabelle der Hauptlinien der Linienspektren aller Elemente nach Wellenlänge geordnet;

Y. Cauchois et Horia Hulubei – Constantes sélectionnées. Longueurs d'onde des émissions X et des discontinuités d'absorbtion X (1947).

**- Documentare specială în raze X,**

M. Siegbahn – Spektroskopie der Röntgenstrahlen (1931);

Arthur H. Compton and Samuel K. Allison – X rays in Theory and Experiment (1935);

André Guiner – Radiocristallographie (1945);

Maurice de Broglie – Les Rayons X;

Clemens Schaefer und Franck Matossi – Das ultrarote Spektrum (1930);

K.W.F. Kohlrausch – Der Smekal-Raman-Effekt.

**- Cărți generale cu spicuri din diferite domenii,**

H. Semat – Introduction to Atomic Physics (1946);

J.D. Stramathan – The Particles of Modern Physics (1942);

Gaetano Castelfranchi – Fisica Moderna (1942);

V.N. Kondratiev – Structura atomov i molecul (Moscova 1946).



**- Puneri la punct în diferite probleme,**

K.K. Darow – O serie de manografii publicate de Bell Telephon System; colecția Hermann, Paris – monografii.

**- Documentări teoretice înaintate,**

W. Heitler – The Quantum Theory of Radiation; P. Dirac – The Principles of Quantum Mechanics;

I. Frenkel – Wave Mechanics;

Marcel Bohl et Charles Salomon – Introduction à la mécanique ondulatoire, Ondes et mouvements, Introductions à la mécanique ondulatoire des systèmes de corpuscules, Théorie générale des corpuscules à spin, Théorie de la quantification dans la nouvelle mécanique, L'électron magnétique;

M. Born, P. Jordan – Elementare Quantenmechanik;

H. Weyl – Gruppentheorie und Quantenmechanik;

D.I. Blohințev – Vvedenie v cvantovium mehaniku (Moscova – Leningrad) 1944.



## ELECTRONUL NEGATIV

Una dintre particulele elementare care compun universul este electronul negativ.

Electronul este un atom de electricitate. S-a ajuns la convingerea că electricitatea este de natură granulară ca o consecință a atomismului.

Legile electrolizei date de Faraday au adus primul suport științific ipotezei că și electricitatea este compusă din particule elementare.

Legea lui Faraday spune: avem nevoie de aceeași cantitate de electricitate pentru separarea unui echivalent-gram al unui element, oricare ar fi el.

Sau, mai putem spune: fiecare echivalent-gram de ioni transportă aceeași cantitate de electricitate, denumită un „Faraday”<sup>5</sup>.

Se mai poate enunța legea lui Faraday și astfel: pentru transportarea aceleiași cantități de electricitate e necesar întotdeauna același număr de ioni (dacă ionii au aceeași valență).

O veche părere a lui Franklin (enunțată în 1730) asupra unei structuri granulare a electricității, părere care se prezenta ca o speculație filosofică, de aceeași natură ca speculațiile filosofice ale unui Democrit, Epicur sau Lucrețiu asupra atomismului materiei, capătă o consistență mai științifică prin interpretarea legilor electrolizei, dată de Helmholtz în 1861, cu ocazia unei aniversări a lui Faraday.

Atomismul apărea deja, în acea vreme, ca un adevăr științific.

Legile chimiei nu puteau fi explicate decât admițând că materia este compusă din atomi și că într-o moleculă-gram există întotdeauna același număr de molecule  $N$  (numărul lui Avogadro), oricare ar fi atomul sau molecula considerată.

Helmholtz spunea – în rezumat – că explicația cea mai plauzibilă a legilor electrolizei poate fi dată dacă se admite că există o particulă elementară de electricitate și că fiecare ion monovalent transportă o astfel de particulă elementară.

În fenomenul electrolizei se observă: un gram de hidrogen (adică un atom-gram de H) care este depus de  $N$  ioni de hidrogen, transportă  $F$  coulombi; aceeași cantitate de electricitate  $F$  este transportată și de 107,88 grame de argint (un atom-gram de Ag), adică tot de  $N$  ioni.

Un lucru asemănător se întâmplă cu toate elementele monovalente.

Cea mai simplă explicație pe care o putem da acestui fapt de experiență este că cei  $F$  coulombi se împart, în mod egal, între cei  $N$  ioni.

---

<sup>5</sup> S-a admis, într-o vreme, că 1 Faraday = 96494 coulombi/mol (valoare medie). R.T. Birge, într-un studiu critic (Rev.Mod.Phys. 1,1,1929), dă ca valoare mai probabilă  $F = 96489 \pm 7$  coulombi/mol. După valorile admise astăzi pentru numărul lui Avogadro și pentru sarcina electronului, valoarea cea mai probabilă pare a fi 96504,5 coulombi/mol.

S-ar fi putut bănuși că rezultatele măsurărilor macroscopice scoase din verificarea legilor lui Faraday să nu fi fost suficient de precise pentru ca fluctuații la scara atomică să poată fi observate în măsurătorile globale. Se putea apoi ca rezultatul statistic observat să ascundă o altă distribuție a electricității între ioni decât distribuția simplă imaginată de Helmholtz.

Când s-au făcut și alte determinări – pe căi foarte diferite – a sarcinii elementare de electricitate și când s-a ajuns mereu la aceeași valoare, ipoteza lui Helmholtz, de altfel cea mai simplă și cea mai plauzibilă, a devenit un adevăr științific.

Din ipoteza lui Helmholtz se deducea că sarcina pe care o transportă fiecare ion monovalent este  $\frac{F}{N}$ .

Când ionii dintr-o fracțiune  $\alpha$  din  $A$  grame a unui element ( $A$  fiind un atom-gram) lasă sarcinile lor pe electrod, depunându-se sub formă de atomi neutri, se transportă:

$$\alpha N \frac{F}{N} = \alpha F \text{ coulombi.}$$

Pentru elementele polivalente se depune pe electrod cu ajutorul unui Faraday:  $\frac{A}{\eta}$  grame de element, unde  $\eta$  este valența elementului considerat.

Știm că  $\frac{A}{\eta}$  grame este cantitatea de element polivalent ce se poate uni cu 1 gram de hidrogen și se numește echivalent electrochimic.

Conform ipotezei lui Avogadro, în  $\frac{A}{\eta}$  grame se găsesc  $\frac{N}{\eta}$  atomi. Faptul că acești  $\frac{N}{\eta}$  atomi transportă tot o cantitate  $F$  de electricitate, ne obligă să admitem că fiecare ion transportă  $\frac{F}{N} \eta$  coulombi, adică  $\eta$  sarcini elementare, așa încât:

$$\frac{F}{N} \eta \frac{N}{\eta} = F.$$

Astfel, Cu ar transporta două sarcini elementare de fiecare ion. Un ion poartă deci atâtea sarcini elementare câte valențe are. Acest fapt este valabil atât pentru ionii pozitivi cât și pentru cei negativi.

În anul 1891, Johnstone Stoney numește această granulă elementară de electricitate *electron* și, după datele de atunci, îi găsește o valoare care este de  $0,3 \cdot 10^{-10}$  u.e.s. Teoria cinetică a gazelor dădea pentru  $N$  o valoare mai puțin bună decât cea cunoscută astăzi, așa încât și valoarea lui Stoney era cam  $1/16$  din cea admisă acum.

Atunci, atât sarcina elementară pozitivă cât și cea negativă apăreau indisolubil legate de materie.

Prin această interpretare a apărut o legătură între două constante din atomistică: numărul lui Avogadro,  $N$ , și sarcina elementară,  $\frac{F}{N} = e$ , transportată de un ion monovalent.

De unde:

$$N e = F.$$

După cum știm, numărul lui Avogadro a fost determinat pe foarte multe căi: din teoria cinetică a gazelor; din mișcarea browniană (J. Perrin); din difuziunea luminii în gaze; din studiul căldurii radiante; din opalescența critică etc.

$F$  se poate măsura fără prea mari greutate, în coulombi internaționali, și astfel se poate deduce valoarea lui  $e$ .

Când, mai târziu, sarcina elementară a fost măsurată cu o precizie mai mare de un Millikan (vezi mai jos), s-a putut dobândi o valoare mai exactă pentru numărul lui Avogadro.

Millikan obținuse pentru sarcina elementară a electronului negativ valoarea de  $e = 4,774 \cdot 10^{-10}$  u.e.s. Admițând pentru 1 Faraday valoarea 96494 coulombi absoluți, Millikan găsește pentru  $N$  valoarea mai precisă la acea vreme:

$$N = \frac{96494 \times 2,999 \cdot 10^9}{4,774 \cdot 10^{-10}} = 6,062 \cdot 10^{23},$$

admițând pentru viteza luminii valoarea  $2,999 \cdot 10^{10}$  cm/sec.

Birge, în studiul critic amintit, corectează întrucâtva datele lui Millikan, utilizând valorile pe care le-a găsit el ca fiind cele mai probabile, și anume:

$$1F = 96489 \pm 7; \quad c = 2,99796 \pm 0,00004$$

și ajunge astfel la o valoare a sarcinii elementare de  $e = (4,770 \pm 0,005) \cdot 10^{-10}$  u.e.s., corectând astfel calculele lui Millikan cu privire la valoarea ohmului internațional față de cel absolut.

Obține deci pentru  $N$  o valoare foarte aproape de adevăr:

$$N = \frac{(96489 \pm 7)[2,99796 \pm 0,00004] \cdot 10^9}{(4,770 \pm 0,005) \cdot 10^{-10}} = (6,064 \pm 0,006) \cdot 10^{23}.$$

O determinare indirectă a lui  $e$ , printr-o măsurătoare de precizie a lui  $N$ , a fost făcută de Bäcklin (1928) în teza sa de doctorat susținută la Upsala (Suedia).

Bäcklin a început lucrările sale pornind de la observația că lungimea de undă a razelor X, determinată prin reflexie cristalină, diferă întrucâtva de aceea măsurată prin reflexie pe o rețea artificială. Bănuind că rezultatele sunt discordante din cauza unei estimări prea puțin precise a distanței reticulare cristaline care, la rândul ei, e determinată cu ajutorul lui  $N$ , își propune să obțină o valoare cât mai bună pentru  $N$ , ceea ce îl va duce, cu ajutorul lui  $F$ , la o valoare corespunzătoare pentru  $e$ .

După cum au arătat A.H. Compton și R.L. Dean (Proc.Nat.Acad.Am. 11,598,1925), razele X pot fi difractate pe o rețea artificială. Se determină cu multă precizie constanta rețelei artificiale și se măsoară cu ajutorul ei lungimea de undă,  $\lambda$ , a unei anumite raze X. Avem deci o comparație directă cu metrul etalon a lungimii de undă a razei X considerate.

Această rază X este difractată de un cristal după relația:

$$n \lambda = 2 d \sin \theta$$

și astfel se poate determina echidistanța  $d$  a cristalului, cunoscându-se  $\lambda$  din experiența anterioară cu rețeaua artificială.

Măsurând cu îngrijire volumul unei molecule-gram de cristal și cu ajutorul evaluării spectroscopice a lui  $d$ , se poate calcula  $N$ .

Bäcklin găsește:  $N = 6,037 \cdot 10^{23} \pm 8\%$ ,

deci, pentru  $e$ :  $e = \frac{F}{N} = (4,793 \pm 0,015) \cdot 10^{-10}$  u.e.s.

Puțin timp după Bäcklin, Beardem (Proc.Nat.Acad.Sci. 15,527,1929), tot prin raze X, găsește:

$$N = 6,022 \cdot 10^{23}; e = 4,804 \cdot 10^{-10} \text{ u.e.s.}$$

Exemplele de mai sus au fost menționate pentru a se întrevădea munca depusă și grija cerută în determinarea unor constante universale.

**Descărcările în gaze** care au dat informații atât de importante asupra structurii materiei, au permis identificarea electronului negativ sub formă de electricitate liberă.

Se cunosc fenomenele frumoase și, de altfel, foarte complicate, care au loc într-un tub de descărcare în gaze la presiuni reduse.

Reamintesc câteva date de experiență, descrise în detaliu la alte discipline. La presiuni mari, gazele sunt rele conducătoare de electricitate. Pe măsură ce presiunea scade, apar în mod succesiv fenomenele cunoscute.

Aspectele generale și caracteristicile descărcării depind de o serie de factori, cum ar fi natura gazului și presiunea din tubul de descărcare, forma și mărimea tubului, forma, natura și poziția electrodelor, diferența de potențial aplicată etc.

În linii generale, măbind progresiv diferența de potențial între cele două electrode, înregistrăm, la un moment dat, existența unui curent prin tub încă înainte de apariția vreunui fenomen luminos. Avem așa-zisa descărcare obscură. Primele fenomene luminoase apar sub forma unor halouri, bine delimitate în jurul electrodelor. Suntem în așa-zisa fază a descărcării disruptive, căci aproape concomitent cu apariția halourilor au loc, de multe ori, descărcări disruptive intermitente. Continuând cu micșorarea presiunii gazului din tub, trecem în faza descărcării luminoase, când tubul este aproape integral umplut cu lumină. Mai precis, cu o diferență de potențial suficientă, chiar la presiunea atmosferică putem avea o descărcare intermitentă printr-o serie de scânteii mai mult sau mai puțin violente.

Descărcarea apare continuă cam pe la 10 cm presiune, sub forma unei trăsături luminoase înguste, care își schimbă mereu parcursul.

Pe măsură ce vidul devine mai bun, trăsătura sinuoasă de lumină se lărgiște până când lumina umple aproape tot tubul. Aceasta se întâmplă cam pe la 1 cm presiune. Tot în acest moment apare o distincție netă între catodă și anodă. Când se face descărcarea în aer, catoda e înconjurată de o lumină violetă distinctă de restul descărcării, care e de culoare roșiatică.

Cu scăderea în continuare a presiunii, lumina violetă se întinde spre anodă și la un moment dat apare o structură. Astfel, avem un spațiu luminos în jurul electrodeii, care se numește de obicei lumină catodică; luminozitatea este relativ mare și spațiul pe care se întinde este mic. Îndreptându-ne spre anodă, dăm de o regiune întunecată numită spațiul lui Crookes, apoi de o regiune luminoasă mai extinsă decât lumina catodică; este așa-zisa *lumină negativă*, după care urmează o regiune iarăși întunecată, numită *spațiul lui Faraday*. Spațiul lui Faraday separă regiunea catodică de cea anodică, unde avem așa-zisa *lumină pozitivă*. Oricât de lung ar fi tubul, el este umplut cu lumina pozitivă, lumina negativă având un aspect și o întindere ce depinde de presiunea și de gazul utilizat.

Aspectul și întinderea regiunii catodice permit o estimare a presiunii gazului în care efectuăm descărcarea. Un aspect general al descărcării se poate vedea în schema de mai jos (fig. 1).

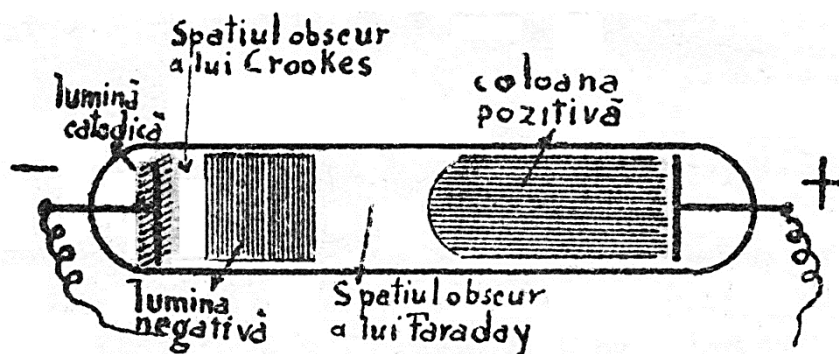


Fig. 1

Dacă presiunea încă mai scade, coloana pozitivă se retrage spre anodă, iar spațiul lui Crookes și lumina negativă se extind. La presiuni foarte mici, totul se reduce la o slabă luminozitate pe suprafața anodei. Când presiunea ajunge de ordinul 1/1000 mm Hg, spațiul Crookes umple tot tubul, care devine întunecat, iar pereții, în special cei din fața catodei, devin fluorescenți, albastru sau verde, după compoziția sticlei.

Urmărind căderea de potențial de-a lungul tubului, se vede că între catodă și lumina negativă avem o cădere de potențial foarte bruscă, aceasta reprezentând cea mai mare parte din căderea totală de potențial între cele două electrode.

În spațiul întunecat din apropierea catodei, ionii pozitivi sunt accelerați puternic și vin să lovească în catodă. Cu această ocazie sunt eliberate particule negative care au fost identificate, așa cum vom vedea, ca sarcini elementare de electricitate (*electroni*).

Electronii sunt accelerați în acest spațiu și pătrund în regiunea cu lumină negativă, unde produc ionizări suplimentare.

Din studiul descărcărilor în gaze s-a ajuns la informațiuni fundamentale supra structurii materiei. Descrierea calitativă de mai sus am dat-o pentru a situa momentul apariției așa-ziselor raze catodice – a patra stare a materiei, cum spunea Crookes –, care au dus la identificarea electronului negativ.

Dacă se lasă o gaură în catodă, ionii pozitivi trec în spațiul din spatele catodei, formând așa-numitele *raze canal* ale lui Goldstein.

Când presiunea este suficient de mică, când spațiul Crookes umple tot tubul, particule negative emise de catodă pot ajunge în partea opusă catodei, unde provoacă efectele de luminiscentă ale sticlei.

A fost o foarte mare și îndelungată discuție asupra naturii radiațiilor care pleacă de la catodă. Treceam peste istoricul chestiunii și dăm rezultatele.

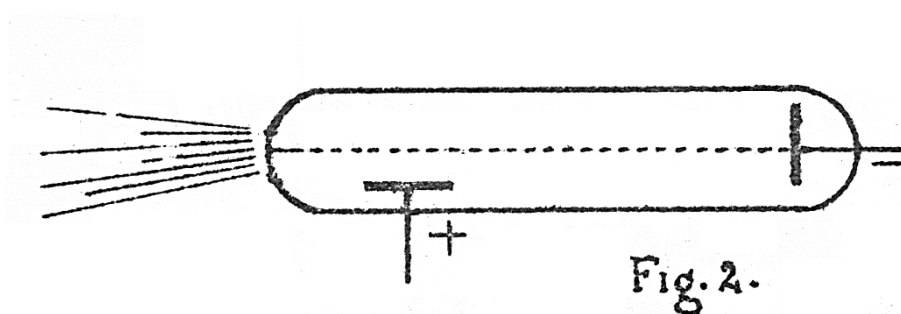
### **Ceea ce pleacă de la catodă se propagă în linie dreaptă.**

Într-un tub Crookes, un obstacol pus în calea razelor lasă o umbră care arată că propagarea este rectilinie. Ceea ce pleacă de la catodă a căpătat numele de *raze catodice*.

### **Razele catodice pleacă normal de pe catodă.**

Se probează aceasta întrebându-se o catodă concavă – care emite raze catodice ce se concentrează într-un punct – sau așezând în calea razelor catodice un obstacol filiform (chiar în cazul unei catode largi), când se capătă o umbră foarte netă.

**Razele catodice pot trece prin foițe subțiri de diferite metale, așa cum a arătat Hertz și cum a aplicat-o Lenard (fig. 2).**



Foițele trebuie să fie suficient de subțiri (de ordinul a câtorva  $10^{-3}$  mm) și făcute din metale ușoare ca Gluciniu (Beriliu), Aluminiu, Nichel, pentru ca electronii de câteva zeci de mii de volți să le poată străbate. Se pot scoate electronii din tubul de descărcare și dacă subțiem suficient sticla în regiunea opusă catodei. Aerul de lângă fereastra Lenard devine luminos; substanțele fosforescente dau o lumină de toată frumusețea. În atmosferă se formează ozon și oxid de azot; se produc reacții chimice foarte pronunțate, efecte calorice, efecte biologice etc.



### Razele catodice sunt deviate de un câmp magnetic.

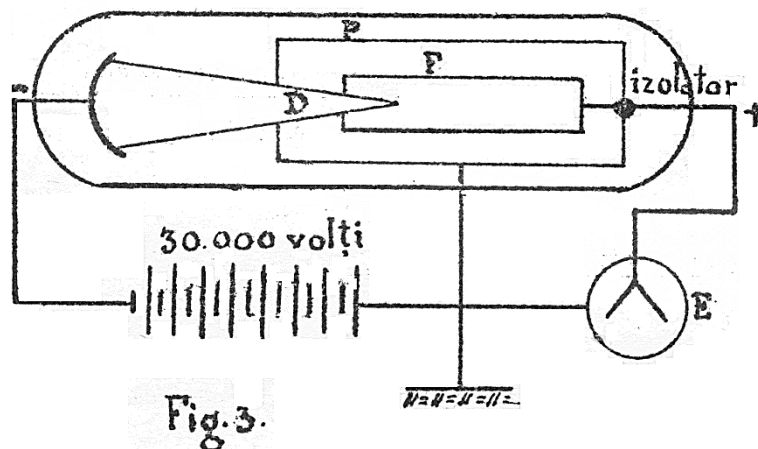
(Se cunosc experiențele clasice cu un magnet care deviază razele catodice.) Devierea se face ca și cum razele catodice ar putea fi înlocuite cu un curent mobil, sensul curentului fiind spre catodă.

### Razele catodice transportă electricitate negativă.

Acest fapt a fost pus în evidență de Jean Perrin în 1895, folosind montajul arătat în schema din figura 3.

Într-un tub de descărcări a cărei catodă are formă concavă (pentru a concentra razele catodice prin deschiderea  $D$ ), se află un cilindru Faraday ( $F$ ), protejat de cilindrul de protecție ( $P$ ); cilindrul ( $F$ ) este pus în legătură cu un electroscoop. Cilindrul Faraday se încarcă negativ numai când lăsăm razele catodice să pătrundă în el. Dacă deviem razele catodice cu un magnet și le facem astfel să nu mai pătrundă în cilindru, electroscoful nu mai indică vreo sarcină în cilindru.

Sarcina colectată de cilindrul ( $F$ ) crește la început și apoi rămâne constantă. Explicația acestui fapt este următoarea: pătrunzând în cilindru, razele catodice ionizează aerul și se ajunge la un moment de echilibru între sarcinile captate și pierderile prin ionizare. Experiența dă rezultate asemănătoare oricare ar fi gazul din tubul de descărcare.



### Razele catodice sunt deviate din calea lor de câmpurile electrice.

Experiența făcută de J.J. Thomson în 1897 a arătat că devierea razelor catodice se face ca și cum razele catodice ar fi făcute din particule în mișcare încărcate cu electricitate negativă. Experiența aceasta reușește dacă se elimină suficient din gazele reziduale din tubul de descărcare așa încât pătura de gaz ionizat care înconjoară traiectul razelor să nu fie un ecran electric pentru câmpul utilizat la devierea razelor.

De experiențele făcute cu descărcările în gaze pentru lămurirea naturii razelor catodice se leagă următoarele nume și date mai proeminente: Plücker (1858); J.W. Hittorf (1869);

J. Perrin (1895); P. Lenard (1895) și, în fine, J.J. Thomson (1897) a cărei contribuție a fost esențială.

Ce sunt aceste particule? Care este sarcina lor electrică? Dacă sunt particule, care este masa lor de inerție?

Dacă se admite – în primă ipoteză – că sarcina transportată de aceste particule e egală cu aceea purtată de ionii monovalenți în electroliză, înseamnă că un foarte mare număr de astfel de particule iau parte la conducerea curentului, dat fiind curentul obținut în tuburile de descărcare.

Fenomenul fiind identic oricare ar fi gazul, putem bănuși că nu avem de-a face cu ioni obișnuiți.

Faptul că razele catodice trec prin pereți subțiri de sticlă sau prin foițe de Al, Ni, Be etc. (de câțiva microni pentru presiuni de 0,01; 0,02 mm Hg și tensiuni de câteva zeci de mii de volți), ne arată că nu avem ioni obișnuiți, căci aceștia nu ar putea trece.

Alte efecte ale razelor catodice ne dau indicații suplimentare: razele catodice topesc repede o bucată de platină pusă în calea lor; ele exercită efecte mecanice (morișca catodică).

Aceste fapte ne arată că particulele trebuie să se miște foarte repede – dat fiind energia calorică pe care o recuperăm când le oprim din mers.

Dacă nu au o masă comparabilă cu a ionilor, aceste particule purtătoare de electricitate negativă trebuie să aibă o masă de inerție (poate de natură electromagnetică).

**Care este sarcina elementară transportată de razele catodice? Care e masa lor de inerție? Sarcina elementară este aceeași cu cea determinată prin electroliză?**

Indicații precise vor putea fi scoase din studiul cantitativ al efectelor câmpurilor electrice și magnetice asupra acestor particule electrizate în mișcare.

Studiul sarcinilor poate fi făcut fie individual, fie urmărind un mare număr de sarcini prin efectul câmpurilor electrice și magnetice asupra curenților de convecție care iau naștere cu deplasarea acestora.

După Rowland (1876) se știe că există o echivalență completă între curenții de **conducție** (descărcarea unui acumulator sau a unui condensator printr-un fir conductor) și curenții de **convecție** (obținuți prin deplasarea unor sarcini electrice).

Reamintim că, după Biot și Savart, un element de curent  $dl$  dă naștere unui câmp magnetic

$$dH = \frac{i \cdot dl \cdot \sin \alpha}{r^2};$$

direcția lui  $dH$ , normală planului ce cuprinde pe  $r$  și pe  $dl$ , este dată de regula mâinii stângi a observatorului lui Ampère. Expresia vectorială a legii lui Biot și Savart este:

$$d\vec{H} = \nabla \frac{1}{r} \times i d\vec{l};$$

derivarea exprimată prin  $\nabla \frac{1}{r}$  trebuie făcută în raport cu coordonatele punctului  $P$  în care se calculează  $d\vec{H}$ .

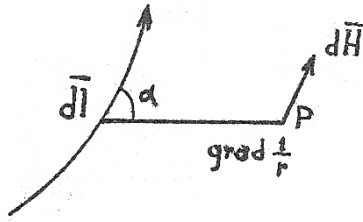


Fig. 4.

Pentru un curent de convecție dat de o particulă de sarcină  $q$  care are viteza  $\vec{v}$ , relația corespondentă, în unități electromagnetice, este:

$$d\vec{H} = \nabla \frac{1}{r} \times q \cdot \vec{v}.$$

**Legea lui Laplace.** Un câmp magnetic  $H$  exercită asupra unui element de curent  $d\vec{s}$ , parcurs de un current  $i$  și făcând un unghi  $\alpha$  cu direcția câmpului magnetic  $H$ , o forță care este normală planului format de  $\vec{H}$  și  $d\vec{s}$  îndreptată spre stânga observatorului așezat după  $d\vec{s}$  și care privește în sensul câmpului  $\vec{H}$ . Valoarea acestei forțe este:

$$f = H \cdot i \cdot ds \cdot \sin \alpha$$

sau, vectorial:

$$\vec{f} = i \cdot d\vec{s} \times \vec{H}$$

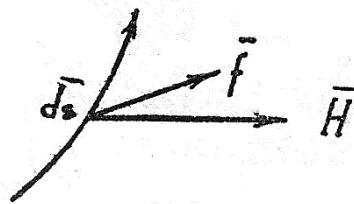


Fig. 5

Pentru un curent de convecție dat de o sarcină electrică  $q$  în mișcare, forța<sup>6</sup> va fi:

$$\vec{f} = q \cdot \vec{v} \times \vec{H}.$$

Asupra unei particule de sarcină  $q$ , viteză  $\vec{v}$ , care se mișcă într-un spațiu unde domnesc simultan câmpurile  $\vec{E}$  și  $\vec{H}$  se exercită forțele:  $\vec{f}_1 = q \cdot \vec{E}$  și  $\vec{f}_2 = q \cdot \vec{v} \times \vec{H}$ , deci o forță totală  $\vec{F} = \vec{f}_1 + \vec{f}_2 = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{H})$ .

<sup>6</sup> Vezi nota 7, pagina 27.

Scalar, mișcarea unei astfel de particule va fi dată deci de relațiile binecunoscute:

$$\begin{aligned}F_x &= m\ddot{x} = qE_x + q(v_y H_z - v_z H_y); \\F_y &= m\ddot{y} = qE_y + q(v_z H_x - v_x H_z); \\F_z &= m\ddot{z} = qE_z + q(v_x H_y - v_y H_x).\end{aligned}$$

Câteva detalii:

### Mișcarea unei particule electrizate într-un câmp electric

Forța are valoarea  $\vec{f} = q \cdot \vec{E}$ . Dar forța se știe că este derivata cantității de mișcare în raport cu timpul. Pentru viteze mici se poate deci scrie:

$$\vec{f} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = m\dot{\vec{v}} = q\vec{E} \text{ iar accelerația} = \vec{\gamma} = \dot{\vec{v}} = \frac{q}{m} \cdot \vec{E}.$$

Relația este valabilă pentru viteze mici, când masa poate fi considerată drept o constantă. Raportul  $\frac{q}{m}$  se numește sarcina specifică a particulei. Din relația de mai sus se vede că accelerația mișcării este dată de produsul între câmpul electric și sarcina specifică. Forța electrică este independentă de viteza sarcinii; ea este aceeași fie că sarcina electrică este în repaus fie că ea este în mișcare, oricare ar fi mișcarea ei.

**Teorema forțelor vii** ne permite evaluarea vitezei unei particule electrizate care a suferit o accelerație într-un câmp electric.

Lucrul mecanic efectuat de o sarcină  $q$  care trece, pe un drum oarecare, între două puncte  $A$  și  $B$  între care domnește o diferență de potențial  $U$ , este (oricare ar fi drumul)  $q \cdot U$ , prin însăși definiția potențialului. Știind că lucrul mecanic este egal cu energia cinetică a particulei ce poartă sarcina electrică  $q$ , teorema forțelor vii ne spune atunci:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = q \cdot U.$$

Din relația de mai sus se vede că putem controla viteza unei particule cu ajutorul potențialului. De exemplu: într-un vas golit de gaze, particulele electrice emise de sursa  $a$  sunt accelerate cu ajutorul grilei  $g$  asupra căreia se aplică un potențial accelerator  $U$  (fig. 6).

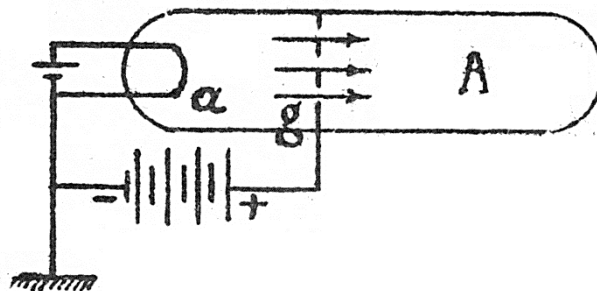


Fig. 6.

Între  $a$  și  $g$ , particulele (în cazul de față încărcate negativ) își măresc continuu viteza până la aceea dată de relația:  $\frac{1}{2}mv^2 = q \cdot U$ . Ele vor continua să se miște în spațiul fără câmp ce urmează după grila  $g$ , cu o viteză uniformă  $v$ .<sup>7</sup> În primă aproximație, viteza liniară a unei particule de sarcină  $q$  ce străbate un potențial  $U$  este:

$$v = \left(2 \frac{q}{m} \cdot U\right)^{1/2} \text{ cm/sec,}$$

unde  $q$  și  $U$  sunt date în unități c.g.s. convenabile. Spre pildă, dacă  $q$  este dat în u.e.s.,  $U$  va trebui și el luat în u.e.s.

Putem exprima potențialul în volți, ținând seama că  $1 \text{ volt} = \frac{1}{300} \text{ u.e.s.}$ , deci:

$$V_{\text{volți}} = V \cdot \frac{1}{300} \text{ u. e. s.}$$

și atunci relația care ne dă viteza particulei se va putea scrie:

$$v = \left(2 \frac{q}{m} \cdot \frac{V}{300}\right)^{1/2} = \left(\frac{1}{150} \frac{q}{m} \cdot V_{\text{volți}}\right)^{1/2},$$

dacă exprimăm potențialul în volți. Relația este aproximativă, căci după ea,  $v$  crește la infinit odată cu potențialul, fapt care nu poate fi cu puțință, fiind contrar relativității, unde  $v$  nu poate întrece viteza luminii,  $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}$ . Se reamintește cu această ocazie că, în teoria relativității, masa nu este constantă, ci variază cu viteza. În mecanica newtoniană:

$$\vec{f} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = m\dot{\vec{v}} = m \cdot \vec{\gamma}.$$

În mecanica relativistă masa nu mai este o constantă. Se dovedește că masa variază cu viteza după relația de mai jos:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

cu:  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $m_0$  = masa în repaus a particulei,  $v$  = viteza particulei,  $c$  = viteza luminii. Din relația de mai sus se vede că masa ar deveni infinită atunci când viteza particulei ar ajunge să fie egală cu viteza luminii.

Inerția unui corp, deci rezistența sa la accelerație, devine infinită când corpul atinge viteza luminii; viteza luminii nu poate fi întrecută. Legea aceasta se verifică foarte ușor la electroni, care pot fi aduși să se miște cu viteze foarte mari. Când viteza electronului ajunge

<sup>7</sup> Forța magnetică, numită și forța lui Lorenz, este nulă pentru o particulă în repaus și pentru deplasări paralele cu  $\vec{H}$ . Forța este încontinuu normală traiectoriei, deci câmpul magnetic static nu aduce nici o variație în energia particulei.

să fie  $\frac{1}{2}$  din viteza luminii, masa lui crește cam cu 15%; la  $v = \frac{3}{4}c$ , masa crește cu peste 50%. Razele  $\beta$  ale unor substanțe radioactive, care sunt formate din electroni foarte rapizi, ating viteze care diferă foarte puțin de viteza luminii.

Pentru impuls, se amintește că în mecanica relativistă avem următoarea relație:

$$\vec{p} = m\vec{v} = \frac{m_0 \cdot \beta \cdot c}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \text{unde } \beta = \frac{v}{c}.$$

Apoi energia, sub orice formă s-ar prezenta, are o masă de inerție dată de relația:  $m = \frac{E}{c^2}$ , unde  $E$  este dat în ergi și  $c$  în cm/sec.

Relația de mai sus a fost demonstrată de Hasenöhr și găsită de Einstein, în toată generalitatea ei, prin relativitate.

Se mai poate spune invers: o materie de masă  $m$  reprezintă un conținut de energie a cărei valoare este:  $E = mc^2$ .

Fie  $m_0c^2$  energia intrinsecă a unui corp de masă  $m_0$  în repaus. În cazul în care corpul nostru se mișcă cu o viteză  $v$ , el va avea o *energie totală*:

$$E = m_0c^2 + E_{cin}.$$

În relativitate scriem că energia totală este  $mc^2$ , unde  $m$  are valoarea:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}};$$

avem

$$m_0c^2 + E_{cin} = mc^2$$

deci:

$$E_{cin} = mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right],$$

care este expresia energiei cinetice în relativitate.

Teorema forțelor vii duce la relația:

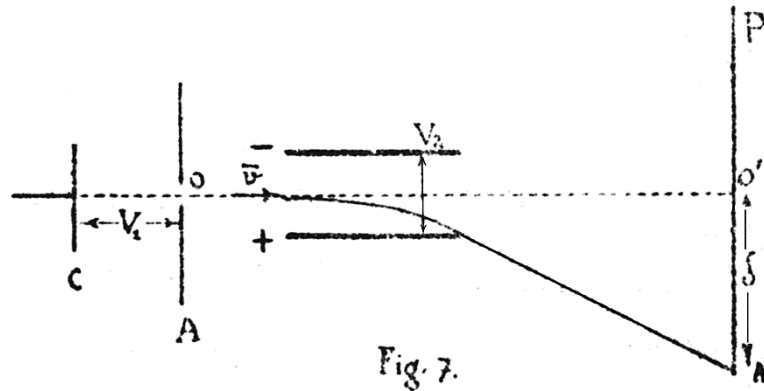
$$m_0c^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right] = qU = mc^2 - m_0c^2,$$

pentru studiul mișcării unei particule de sarcină  $q$  ce parcurge o diferență de potențial  $U$  u.e.s.

## Câteva cazuri particulare de utilizare curentă în laborator

### Mișcarea unei particule electrizate într-un câmp electric uniform, normal vitezei de propagare

Să ne imaginăm dispozitivul de mai jos (fig. 7).

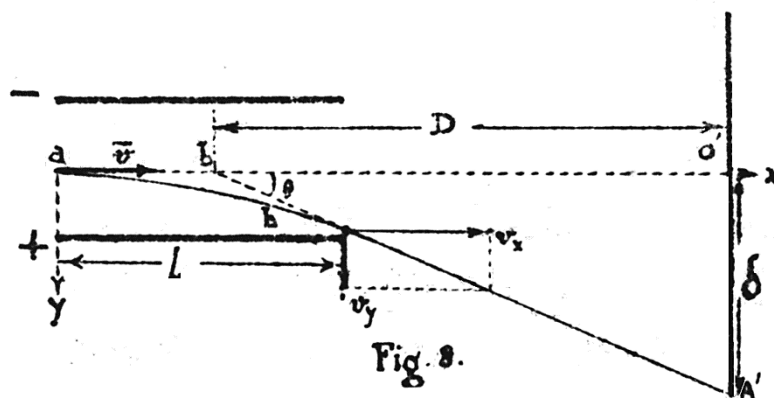


Într-un tub de descărcare se găsește o catodă  $C$ , o anodă  $A$  prevăzută cu un orificiu central  $O$ . Între  $C$  și  $A$  se pune o diferență de potențial  $V$ . Particula emisă de  $C$  capătă viteza corespunzătoare potențialului  $V_1$ , pe care o conservă după ce trece prin diafragma  $O$ . Să notăm această viteză cu  $v$ . Având viteza  $v$ , particula intră într-un spațiu unde domnește un câmp electric uniform dat de un condensator plan, între lamele căruia este aplicată o diferență de potențial  $V_2$ . Câmpul electric este normal pe direcția de propagare a particulei.

Forțele electrice vor devia particula din calea ei.

Ieșind din spațiul unde domnește câmpul electric, particula se mișcă în linie dreaptă până la ecranul  $P$ , unde este detectată. Din cauza devierii suferite în câmpul electric, particula ajunge într-un punct  $A'$ , distanțat cu  $\delta$  de punctul  $O'$  – unde ar ajunge dacă nu ar întâlni în cale un câmp electric.

Să evaluăm deviația  $\delta$  în funcție de câmp și de caracteristicile acestei particule (vezi fig. 8).



O particulă de viteză inițială  $\vec{v}$  intră, prin punctul  $a$ , într-un spațiu unde domnește câmpul electric  $\vec{E}$  normal pe  $\vec{v}$ . Presupunem că particula are o sarcină negativă  $q$ . Ea va fi supusă unei forțe:

$$\vec{F} = q\vec{E}$$

și va avea, deci, o accelerație:

$$\vec{\gamma} = \dot{\vec{v}} = \frac{q}{m} \cdot \vec{E}.$$

Particula se mișcă după axa  $x$  cu viteza uniformă  $\vec{v}$  și după axa  $y$  cu o mișcare accelerată. Este un caz cu totul similar cu problema clasică a proiectilului. Mișcarea se va face deci după o parabolă. La ieșirea din condensator particula va avea, după axa  $y$ , viteza:

$$v_y = \gamma \cdot t = \frac{q}{m} \cdot E \cdot t$$

unde, înlocuind pe  $t$  cu  $\frac{l}{v}$  – timpul cât particula rămâne între lamele condensatorului –, căpătăm valoarea:

$$v_y = \frac{q}{m} \cdot E \cdot \frac{l}{v}.$$

În punctul  $b$ , viteza particulei va face un unghi  $\theta$  cu axa  $x$ , definit prin relația:

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{v_y}{v} = \frac{q}{m} \cdot \frac{l}{v} \cdot \frac{1}{v} \cdot E.$$

Deviația  $\delta$  va fi dată de:

$$\delta = D \cdot \operatorname{tg}\theta = DEl \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v^2} = K \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v^2},$$

unde  $K = DEl$  este o constantă care depinde de condițiunile experimentale și de geometria dispozitivului.

Din relația de mai sus se vede că deviația  $\delta$  este o funcție a sarcinii specifice,  $\frac{q}{m}$ , și a vitezei particulei,  $v$ .

$D$  este distanța de la punctul  $b'$  până la ecran; de observat că:

$$ab' = \frac{l}{2}$$

(aceasta datorită unei proprietăți geometrice a parabolei),  $D$  reprezintă deci distanța de la mijlocul condensatorului la ecran.

Ecuția parabolei descrise de particulă, în câmpul uniform  $E$ , se scrie imediat, luând timpul  $t$  ca parametru:

$$x = vt; \quad y = \frac{1}{2} \gamma \cdot t^2 = \frac{1}{2} \cdot E \cdot \frac{q}{m} \cdot t^2$$

sau, eliminând pe  $t$ :

$$y = \frac{1}{2} \cdot E \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v^2} \cdot x^2.$$

Avem deci ecuația unei parabole cu vârful în punctul unde particula pătrunde în câmpul  $E$  și este tangentă în acel punct la viteza ei inițială. Parametrul  $p$  al parabolei este  $v^2 / \left(\frac{q}{m}\right)$ . Pentru  $v$  și  $E$  date,  $p$  variază invers proporțional cu sarcina specifică. Deviația crește cu



sarcina specifică, fiindcă parametrul scade. Asemenea, deviația descrește împreună cu  $E$  și când  $v$  crește.

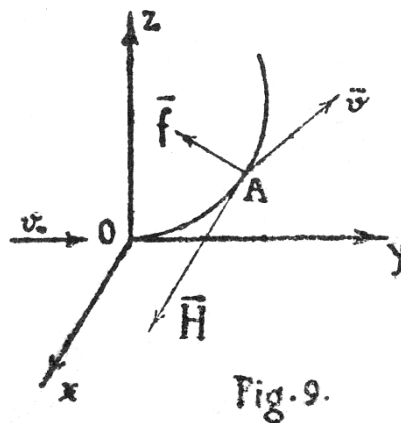
### Mișcarea unei particule electrizate într-un câmp magnetic

Legea lui Laplace spune:

$$\vec{f} = q \cdot \vec{v} \times \vec{H}.$$

Un câmp magnetic static exercită o forță nulă asupra unei particule în repaus. Forța este încontinuu normală vitezei instantanee, deci nu are componentă tangențială în punctul de aplicare. Câmpul magnetic nu schimbă deci energia cinetică a particulei. Particula va fi deviată din calea ei, însă valoarea absolută a vitezei rămâne neschimbată.

Să considerăm mișcarea unei particule electrizate într-un câmp magnetic uniform și normal vitezei de propagare (fig. 9).



Fie câmpul magnetic  $H$  paralel cu axa  $x$ . Particula intră în câmp cu o viteză inițială  $v_0$  paralelă cu axa  $y$ , adică perpendicular pe direcția câmpului  $H$ .

Într-un punct  $A$  de pe traiectorie, forța, viteza și câmpul au direcțiile indicate în figură, pentru o sarcină electrică negativă.

Inițial, viteza particulei este perpendiculară pe direcția lui  $\vec{H}$ , forța este perpendiculară pe  $\vec{H}$  și pe planul normal pe  $\vec{H}$ , plan ce conține pe  $\vec{v}$ , deci în planul  $yOz$ .

Traectoria este plană. Forța are valoarea

$$\vec{f} = q \cdot \vec{v} \times \vec{H},$$

iar accelerația:

$$\vec{\gamma} = \dot{\vec{v}} = \frac{q}{m} \cdot \vec{v} \times \vec{H}.$$

Forța mecanică este încontinuu normală vitezei, care rămâne, deci, constantă. Prin urmare și forța mecanică rămâne constantă în valoare absolută.

Fie  $\rho$  raza de curbură în  $A$ . Forța centrifugă este  $\frac{mv^2}{\rho}$  și în echilibru ea va fi compensată de forța mecanică:

$$\frac{mv^2}{\rho} = qvH,$$

de unde:

$$\rho = \frac{m}{q} \cdot \frac{v}{H} \text{ și } H\rho = \frac{m}{q} \cdot v,$$

$\rho = \text{const.}$ , căci  $v = \text{const.}$ , deci traiectoria este un cerc.

Traectoria unei particule electrizate într-un câmp magnetic uniform este un cerc normal lui  $\vec{H}$ , dacă viteza inițială este normală pe câmpul magnetic.

Sensul rotației particulei este dat de regula tirbușonului a lui Maxwell.

**Un alt caz: Viteza inițială face un unghi  $\theta$  cu câmpul  $\vec{H}$ .**

Viteza inițială  $v_0$  ( $v_x, v_y, v_z$ ) se poate descompune în două componente:  $v_z$  paralelă cu câmpul  $\vec{H}$  și  $v_n$  perpendiculară câmpului  $\vec{H}$ . Datorită componentei  $v_n$ , particula capătă o mișcare circulară într-un plan paralel cu planul  $xOy$  (vezi fig. 10; sensul de pe figură dacă sarcina particulei este pozitivă), cu o rază de curbură:

$$\rho = \frac{m}{q} \cdot \frac{v_0 \sin \theta}{H}.$$

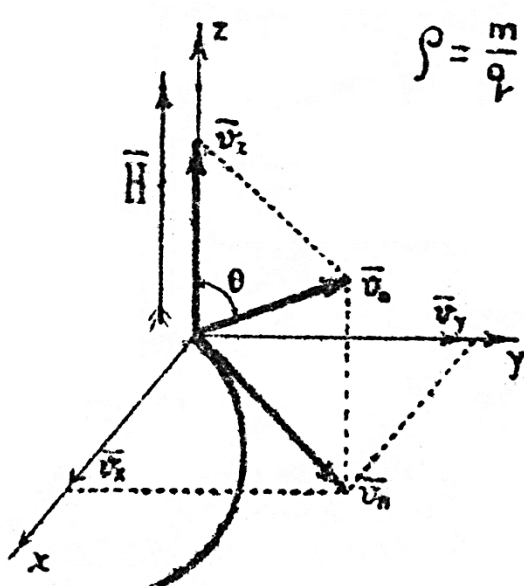


Fig. 10.

$$\rho = \frac{m}{q} \cdot \frac{v_0 \sin \theta}{H}.$$



Fig. 11

Asupra componentei  $v_z = v_0 \cos \theta$  câmpul magnetic nu exercită nici o acțiune. Avem deci o mișcare circulară uniformă, combinată cu o mișcare uniformă normală cercului. Rezultatul este o mișcare pe o traiectorie în formă de elice, înfășurată pe un cilindru cu axa paralelă câmpului  $\vec{H}$  cu o rază de curbură:

$$\rho = \frac{m}{q} \cdot \frac{v_0 \sin \theta}{H}.$$

Perioada  $T$  în care particula parcurge cercul este:

$$T = \frac{2\pi\rho}{v_n} = 2\pi \frac{m}{q} \cdot \frac{v_n}{H} \cdot \frac{1}{v_n} = 2\pi \frac{m}{q} \cdot \frac{1}{H}.$$

În acest timp, deplasarea după  $Oz$  va fi:

$$l = T \cdot v_0 \cos \theta = 2\pi \frac{m}{q} \cdot \frac{v_0 \cos \theta}{H},$$

unde  $l = \text{const.}$  și în acest caz este pasul elicei (fig. 11). Când  $\theta$  crește de la 0 la  $\frac{\pi}{2}$ , pasul elicei descrește, iar raza cercului devine din ce în ce mai mare. Când  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , pasul este nul și traiectoria este un cerc cu raza:

$$\rho = \frac{m}{q} \cdot \frac{v_0}{H}.$$

Perioada de parcurgere a traiectoriei circulare, când viteza inițială este normală unui câmp magnetic omogen, este:

$$T = 2\pi \frac{m}{q} \cdot \frac{1}{H}.$$

Din relația de mai sus, se vede că perioada este independentă de viteza inițială și depinde numai de sarcina specifică a particulei și de câmpul  $H$ ; ea este, de asemenea, independentă și de raza traiectoriei.

Această proprietate a găsit o aplicație interesantă la construirea unui aparat pentru accelerarea multiplă a particulelor electrizate (ciclotron), aparat care a jucat și joacă un rol foarte important în elucidarea multor probleme de fizică nucleară.

În fine, într-un câmp magnetic neuniform, particulele vor descrie traiectorii mai complicate, formate din porțiuni de elice cu o amplitudine corespunzătoare câmpului din punctul considerat. Particulele se înșurubează în jurul liniilor de forță pe traiectorii cu atât mai strânse cu cât  $\vec{H}$  este mai mare.

### Un caz cu aplicații practice – Deviația produsă de un câmp magnetic uniform

O particulă electrizată, cu viteza inițială  $\vec{v}_0$ , pătrunde în spațiul dintre  $O$  și  $b$ , unde domnește un câmp magnetic uniform  $\vec{H}$ , normal vitezei inițiale  $\vec{v}_0$  (fig. 12). În câmp, particula va fi deviată, după cum am văzut mai sus, pe un cerc. Ieșind din câmpul magnetic, particula electrică își continuă drumul cu mișcare rectilinie și uniformă, după tangenta la cerc în punctul  $C$ . Să evaluăm deviația totală  $\delta$ . Notăm distanța dintre  $O$  și  $b$  cu  $l$ . Dacă deviațiile sunt mici, putem scrie:  $\text{arc } Oc = Ob = l$ . Din geometria figurii se vede că:

$$\rho\theta = l; \quad \theta = \frac{l}{\rho} = l \frac{q}{m} \cdot \frac{H}{v}$$

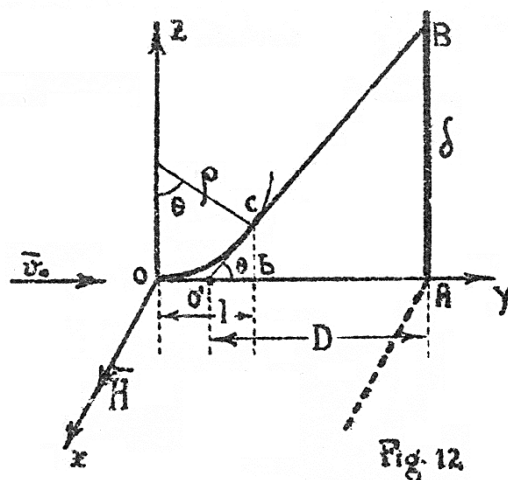
( $O'$  este practic la jumătatea distanței dintre  $O$  și  $b$ ). Deviația totală va fi:  $\delta = D \cdot \operatorname{tg}\theta$  sau, cum deviațiile sunt mici,  $\delta = D \cdot \theta$ , de unde înlocuind pe  $\theta$  prin valoarea obținută mai sus, avem:

$$\delta = D \cdot l \cdot H \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v}$$

Punând  $K = D l H$  (constanta pentru un aparat dat), avem

$$\delta = K \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v}$$

relație analoagă cu cea obținută pentru devierile produse de un câmp electric uniform.<sup>8</sup>



### Mișcarea unei particule sub acțiunea conjugată a forțelor electrice și magnetice

În cazul cel mai general, mișcarea este dată de relația:

$$\vec{f} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = q[\vec{E} + \vec{v} \times \vec{H}].$$

Să considerăm câteva cazuri particulare, cu aplicațiuni practice.

<sup>8</sup> Se observă că aici deviația este invers proporțională cu viteza particulei, pe când în cazul unui câmp electric uniform, deviația era invers proporțională cu pătratul acestei viteze.

## Măsurări directe ale vitezei electronilor

Era interesant de controlat experimental relațiile care ne dau viteza pe care o capătă o particulă electricizată când străbate o diferență de potențial acceleratoare  $V$ .

Wiechert (Ann.d.Phys. 69,739,1899) este primul care a făcut determinări de acest fel, aplicând metoda la electroni.

Razele catodice care pleacă de la catoda  $C$  (fig. 13) trec prin diafragmele  $A$  și  $B$  ale ecranelor  $\varepsilon_1$  și  $\varepsilon_2$  în linie dreaptă – când nu există nici un câmp magnetic exterior care să le devieze – și își lasă urma în punctul  $O$  pe ecranul de ZnS.

Cu un câmp magnetic  $H$ , dat de un magnet oarecare, electronii sunt aduși undeva în  $A'$ , așa încât nu mai pot ajunge pe ecranul fosforescent. Cu ajutorul a două grupuri de selfuri (bobine), legate în serie, se produc în regiunile  $A$  și  $B$  câmpuri magnetice  $H'$  de înaltă frecvență, normale lui  $\vec{v}$ . Când câmpurile  $A$  și  $B$  sunt în fază, se întâmplă următoarele: fasciculul este purtat mereu între pozițiile extreme  $A'$  și  $A''$ , în lipsa câmpului  $H$ .

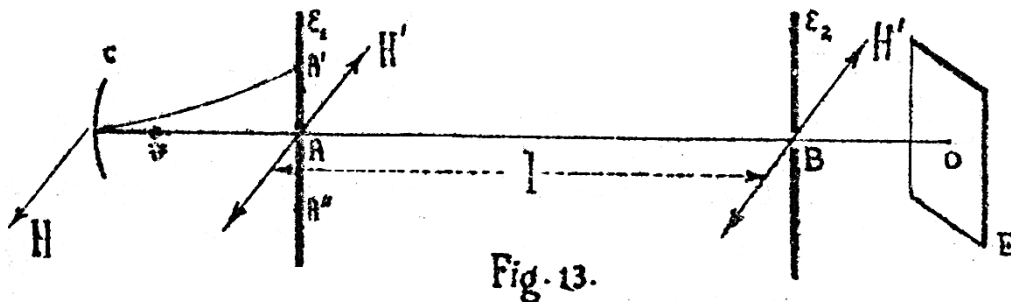


Fig. 13.

Când direcția fasciculului trece prin  $A$ , o parte din electroni își continuă drumul spre ecranul  $\varepsilon_2$  unde ajung după un timp  $t = \frac{l}{v}$ , dacă  $l = AB$ . În momentul când ajung în  $B$ , dacă găsesc un câmp magnetic nul, electronii ajung din nou la ecranul  $E$ . Este comod să aranjăm câmpul  $H$  așa ca electronii să ajungă în  $A$  când  $H'$  este maxim. În această fază a oscilației, variația câmpului este cea mai lentă și un număr cât mai mare de electroni scapă prin  $A$  și  $B$ . Dacă aranjăm perioada circuitului oscilant astfel încât (fig. 14):

$$t = \frac{l}{v} = \frac{T}{4},$$

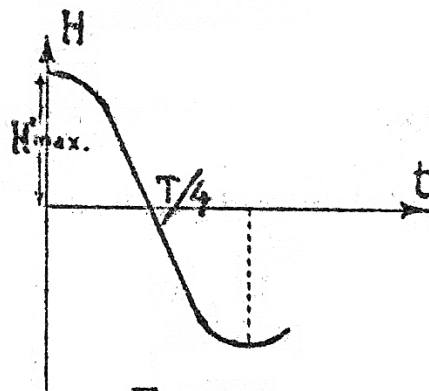


Fig. 14.

electronii vor ajunge în  $B$  atunci când  $H = 0$  în acel punct și vor trece nestingheriți până în  $O$ . Același lucru se întâmplă când:

$$t = (2k + 1) \frac{T}{4}$$

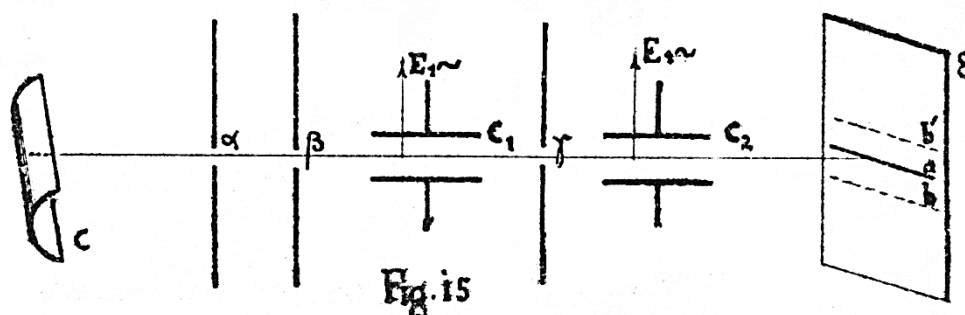
Putem astfel măsura pe  $v$  cunoscând geometria montajului și lungimea  $\lambda$  a unei curentului oscilant:

$$\frac{T}{4} = \frac{\lambda}{4c} = \frac{l}{v}; \quad v = \frac{4lc}{\lambda}$$

F. Kirchner (Phys.ZS., 25,302.1024) măsoară direct pe  $v$  pentru electroni cu ajutorul unor câmpuri electrice  $E = E_0 \sin \omega t$ , de înaltă frecvență. El a lucrat cu multă îngrijire, servindu-se mai târziu de metoda sa pentru a determina sarcina specifică  $e/m_0$ , pentru electroni (Phys.ZS., 30,773,1929; Ann.d.Phys. 8,973,1931; 12,503,1932), admițând ca perfect exactă relația:

$$\text{energia cinetică} = T = e \frac{V}{300},$$

pe care o verificase el însuși și alții înaintea lui, prin măsurători directe. Relația îi dădea pe  $\vec{v}$ , de care avea nevoie pentru evaluarea lui  $e/m_0$ . Metoda lui se poate înțelege din figura 15.



În lipsa unui câmp electric exterior, electronii emiși de catoda semicilindrică  $C$  pot trece sub forma unui fascicul plat prin diafragmele liniare  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , pentru a ajunge pe ecranul fosforescent  $\varepsilon$ , lăsând o urmă  $a$ . Se aplică o diferență de potențial oscilantă simultan pe plăcile condensatorilor  $C_1$  și  $C_2$ , dând câmpuri electrice în fază. Electronii pot trece prin  $\gamma$ , dacă în momentul trecerii lor prin  $C_1$  au găsit câmpul  $E_1 = 0$ . După  $t = \frac{l}{v}$  ajung în  $C_2$ , unde găsesc, în general,  $E_2 \neq 0$ . Fasciculul va ajunge în  $\varepsilon$  deviat, unde va apărea ca o pată limitată între pozițiile extreme  $b$  și  $b'$ .

Dacă  $t = n \frac{T}{2}$ , fasciculul găsește după trecerea prin  $\gamma$  pe  $E_1 = 0$  și ajunge nedeviat în  $\varepsilon$ . Se potrivește frecvența potențialului oscilant în așa fel încât urma fasciculului să fie dreapta  $a$ ; astfel se poate determina direct  $\vec{v}$ :

$$t = \frac{l}{v} = n \frac{T}{2}; \quad \frac{T}{2} = \frac{\lambda}{2c}; \quad v = \frac{2cl}{\lambda}. \quad (a)$$

Dacă se admite relația (a) ca valabilă, se poate determina  $\frac{e}{m}$ , cunoscând  $\lambda$ ,  $l$  și  $V$ , întrucât  $v = \left(\frac{1}{150} \frac{e}{m} V\right)^{1/2}$ .

### Experiențele lui W. Hammer (Ann.d.Phys. 43,653,1914)

Era util să se verifice legea  $T = eU$  asupra unui ion oarecare și apoi să se măsoare sarcina specifică într-o descărcare prin gaze, spre a vedea dacă valoarea obținută pentru  $\frac{e}{m}$  este aceeași ca la electroliză. Hammer a lucrat cu protoni. Figura 16 prezintă schematic dispozitivul experimental.

Protonii,  $p_1^+$ , de viteză  $\vec{v}$ , calculată cu ajutorul potențialului  $U$  de accelerare, după ce trec prin  $a$ , pătrund în regiunile  $A$  și  $B$ , unde domnesc câmpuri electrice oscilante, în fază, normale între ele și direcției de propagare a protonilor, după cum se vede în figura 16. Protonii, după ce au fost deviați în  $C_1$ , ajung în  $C_2$  după un timp  $t = \frac{l}{v}$ , unde găsesc un câmp electric normal celui din  $C_1$ , însă defazat față de acela, corespunzător timpului  $t = \frac{l}{v}$ .

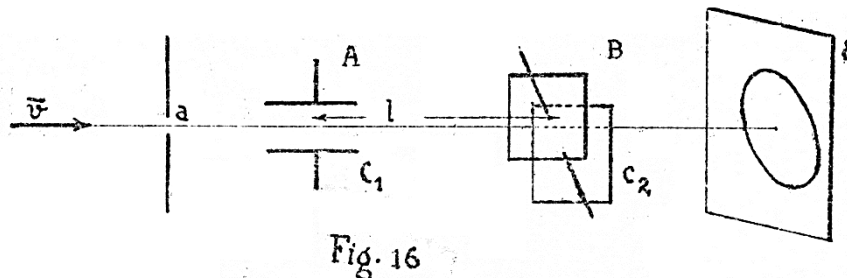


Fig. 16

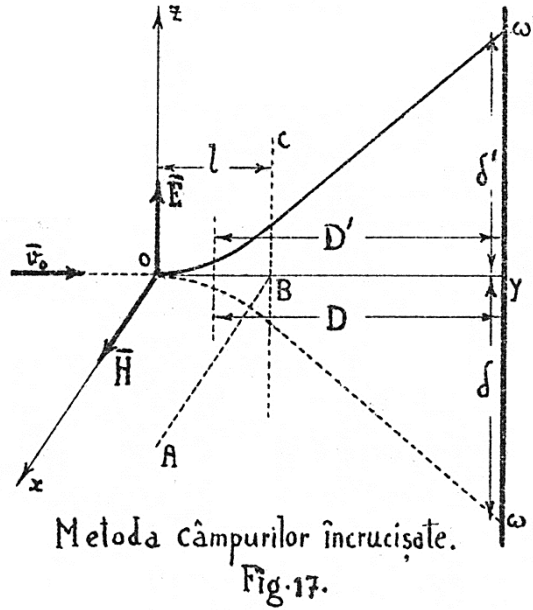
Protonii trec mai departe și întâlnesc în calea lor un ecran  $\epsilon$ , unde desenează o figură Lissajou oarecare, ce se reduce la o dreaptă, dacă defazajul corespunde la  $t = \frac{l}{v} = \frac{T}{2}$ .

Se caută frecvența corespunzătoare și se determină  $v$  sau  $\frac{e}{m}$ .

### Metoda câmpurilor încrucișate (J.J. Thomson, Phil.mag. 44,293,1897)

Într-o anumită regiune din spațiu domnesc în același timp un câmp electric uniform  $\vec{E}$  și unul magnetic uniform  $\vec{H}$ , perpendiculare între ele. Normal pe aceste câmpuri și având o viteză inițială  $\vec{v}_0$  pătrunde o particulă electricizată. Particula se mișcă în acest spațiu pe o curbă.

Părăsind regiunea câmpurilor, ea își continuă mișcarea după tangenta la curbă, până ce întâlnește un ecran înregistrator. Se caută deviația particulei față de locul unde ar fi întâlnit ecranul în lipsa câmpurilor.



În acest dispozitiv, forțele exercitate de câmpul electric și de cel magnetic sunt paralele cu axa  $Oz$ . Dacă aranjăm ca aceste forțe să se compenseze, particula trece nedeviată prin aceste câmpuri. Cu această metodă de lucru putem evalua viteza inițială sau sarcina specifică,  $\frac{q}{m}$ , a particulei, dacă una dintre ele este cunoscută.

În cazul din figura 17, pentru o particulă negativă, câmpul electric  $\vec{E}$  va exercita o forță:  $\vec{f}_1 = q\vec{E}$  (îndreptată după  $Oz'$ ), iar câmpul magnetic  $\vec{H}$  o forță:  $\vec{f}_2 = q\vec{v} \times \vec{H}$  (îndreptată după  $Oz$ ). Dacă  $q\vec{E} = q\vec{v} \times \vec{H}$ , particula trece fără deviere.

În valoare algebrică avem:

$$E = vH \quad \text{și} \quad v = \frac{E}{H}. \quad (E \text{ în u.e.s.})$$

De observat că o compensare a forțelor electrice de către cele magnetice, oricare ar fi sarcina particulei, nu este posibilă decât dacă triedrul  $EvH$  este drept.

Metoda aceasta a fost întrebuințată de J.J. Thomson pentru identificarea electronului în razele catodice. Între planele  $xOy$  și  $ABC$  (fig. 17) se exercită forțele electrice și magnetice produse de câmpurile omogene  $\vec{E}$  și  $\vec{H}$ . Planele se găsesc la o distanță  $l$  unul față de altul ( $OB = l$ ). Sub acțiunea câmpului electric, particula ajunge într-un punct  $\omega$  cu o deviație:

$$\delta = E \cdot l \cdot D \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v_0^2}. \quad (a)$$

Sub acțiunea câmpului magnetic, particula ar ajunge în  $\omega'$ , cu o deviație:

$$\delta' = H \cdot l' \cdot D' \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v_0}. \quad (b)$$



Dacă aranjăm câmpurile astfel încât  $\delta$  să fie egal și de semn contrar cu  $\delta'$ , deviația totală a particulei va fi nulă. Dacă dispozitivul experimental este astfel încât:  $LD = L'D'$ , atunci  $v_0 \frac{E}{H}$ . Cum:

$$\frac{q}{m} = \frac{\delta' \cdot v_0}{H^2 \cdot l' \cdot D'} = \frac{\delta' \cdot E}{H^2 \cdot l' \cdot D'}$$

și  $\delta' = D' \operatorname{tg} \theta$ , vom avea:

$$\frac{q}{m} = \frac{D' \cdot E \cdot \operatorname{tg} \theta}{H^2 \cdot l' \cdot D'} = \frac{E}{H^2} \cdot \frac{1}{l'} \cdot \operatorname{tg} \theta; \quad (c)$$

$\frac{q}{m}$  se poate deduce dacă se cunosc constantele aparatului și  $\vec{v}_0$  din una dintre relațiile (a), (b) sau (c).

Lucrând cu raze catodice, J.J. Thomson găsește:  $\frac{q}{m} = 1,7 \cdot 10^6$  u.e.m./gr, iar Lenard găsește, pe altă cale,  $6,6 \cdot 10^6$  u.e.m./gr.

Valoarea curent adoptată astăzi pentru sarcina specifică a electronului este:

$$\frac{e}{m_0} = \frac{q}{m} = 1,759 \cdot 10^7 \text{ u.e.m./gr} = 5,273 \cdot 10^{17} \text{ u.e.s.} \cdot \text{gr}^{-1}.$$

Se vede deci că de pe atunci a fost găsit ordinul just de mărime, ceea ce reprezintă foarte mult, dat fiind grelele condițiuni experimentale, în acest domeniu, în acea vreme.

Marele merit al lucrărilor lui J.J. Thomson este de a fi arătat că razele catodice au o sarcină specifică foarte diferită de cea a ionilor cunoscuți până atunci, și anume cam de 2000 de ori mai mare decât ionul de hidrogen, cel mai ușor ion. Masa particulelor care transportă electricitatea negativă în razele catodice este deci de 2000 de ori mai mică decât masa ionului de hidrogen, întrucât sarcinile sunt egale în valoare absolută.

Era vorba de o nouă particulă din compoziția lumilor, care a fost identificată atunci, de cuanta elementară de electricitate negativă liberă; se descoperise *electronul negativ*.

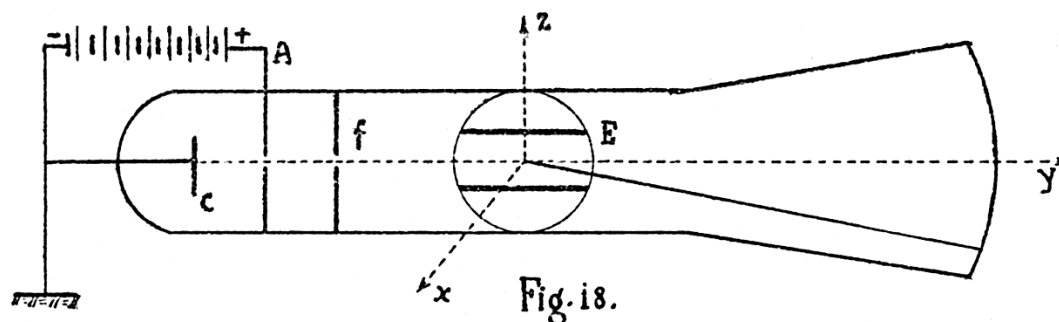
Lucrările ulterioare au confirmat pe deplin afirmațiile lui J.J. Thomson.

Vom vedea mai târziu că electronul este un constituent universal, adică îl regăsim și în alte fenomene în care apare electricitate negativă. La fel, vom vedea cum se poate măsura pe alte căi valoarea acestei sarcini elementare.

J.J. Thomson a întrebuințat diferite gaze, diferite potențiale acceleratoare, iar electrodele erau confecționate din metale care difereau de la o experiență la alta. În toate cazurile găsea aceeași valoare pentru  $\frac{e}{m_0}$ , ceea ce constituia o dovadă în plus că, în adevăr, era vorba de o particulă încă necunoscută atunci.

Dăm mai departe schema dispozitivului cu care a lucrat J.J. Thomson.

Electronii produși de o catodă  $C$  sunt accelerați de un potențial aplicat unei anode, prevăzute cu o mică deschidere circulară  $A$ , și apoi, cu ajutorul unei fante  $f$ , se reglează un fascicul foarte fin de electroni.



Particulele intră apoi într-o regiune în care domnesc câmpurile electrice și magnetice omogene, create respectiv de plăcile condensatorului  $E$  și de două bobine așezate paralel cu planul hârtiei. Înregistrările se fac pe fundul tubului de sticlă care – în acest scop – este căptușit cu un strat fluorescent. În tub se face vidul necesar producerii razelor catodice.

J.J. Thomson, în dorința de a preciza valoarea  $\frac{e}{m_0}$  pentru electroni, a făcut și următoarea experiență: a evaluat cantitatea de electricitate transportată într-un timp  $t$ , măsurând cu un electrometru sarcina  $Q$  lăsată de electroni într-un cilindru Faraday. Avem  $ne = Q$ , unde  $n$  este numărul de electroni pătrunși în cilindru Faraday. Acești electroni cad pe un termocuplu și îl încălzesc, lăsându-și energia sub formă de căldură. Energia totală a celor  $n$  electroni, care este egală cu suma energiilor lor cinetice, este evaluată din ridicarea la temperatură a termocuplului și din capacitatea sa calorică:

$$W = n \frac{m_0 v^2}{2}.$$

Se mai calculează și produsul  $H\rho$  din devierea acestor electroni printr-un câmp magnetic:

$$H\rho = \frac{m_0}{e} \cdot v.$$

Cu ajutorul lui  $Q$ ,  $W$  și  $H\rho$  se evaluează  $\frac{e}{m_0} : \left(\frac{e}{m_0}\right)^2 = \frac{v^2}{H^2 \rho^2}$ , iar  $v^2 = \frac{2W}{nm_0} = \frac{2We}{nem_0} = \frac{2We}{Qm_0}$ ,  
deci  $\frac{e}{m_0} = \frac{2W}{H^2 \rho^2 Q}$ .

## Alte metode pentru determinarea sarcinii specifice, $\frac{e}{m}$ , a electronului

Sarcina specifică a electronului fiind o constantă universală de importanță mare, găsim în literatura științifică foarte multe lucrări pentru determinarea ei, cu metode foarte variate.

S-au făcut măsurători de precizie pentru determinarea acestei constante, măsurători ce erau dublate și de interesul de a verifica variația masei cu viteza. Relația  $T = eU$  ne arată,

precum de altfel și măsurătorile directe ale vitezei electronilor, că aceste particule se mișcă foarte repede, atingând ușor viteze care se apropie de cea a luminii, în special când este vorba de razele  $\beta$  emise de substanțele radioactive naturale și artificiale. Electronii prezintă deci o excelentă oportunitate pentru a studia legea după care masa variază cu viteza. Cercetătorii se găseau în fața câtorva legi după care se bănuia că are loc această variație. Astfel, pe de o parte, erau încercările teoretice ale lui M. Abraham (Gött.Nachr. 3,20,1902; Ann.d.Phys. 10,105,1903) și acelea ale lui A.H. Bucherer (Mathematische Einführung in die Elektronentheorie, 1904), care s-au dovedit a fi inexacte, tocmai cu ocazia experiențelor care vor fi descrise, iar pe de alta, erau acelea care rezultau din lucrările lui H.A. Lorentz (Verh.Akad.Wetens., 12,809,1904; Theory of Electrons,1909) și acelea din relativitatea lui Einstein, care au fost verificate ca exacte.

Presupunând că relația lui Lorentz-Einstein este exactă –  $m$  variind cu  $\beta = vc$  –, urmează că raportul  $\frac{e}{m}$  variază și el cu viteza, variația fiind dată de expresia:

$$\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0} \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Experimentatorii aveau de verificat o astfel de relație și să determine cu maximum de precizie sarcina specifică a electronului în repaus,  $\frac{e}{m_0}$ .

J.Classen (Phys.ZS., 9,762,1908) a dat pentru  $\frac{e}{m_0}$  una dintre cele mai precise valori, pentru acea vreme, și a arătat că, în limita erorilor de experiență, masa variază cu  $\beta$  după legea Lorentz-Einstein. El a găsit valoarea  $\frac{e}{m_0} = (1,776 \pm 0,002) \cdot 10^7$  u.e.m./gr și că electronii accelerați cu 4000 V au un  $\frac{e}{m}$  puțin mai mic decât cei accelerați cu 1000 V, în conformitate cu relația Lorentz-Einstein.

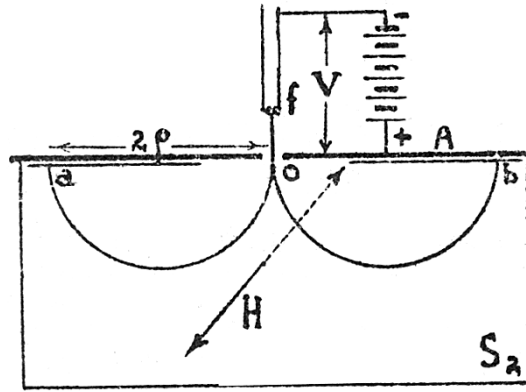
Electronii obținuți de la un filament încălzit  $f$  (fig. 19) erau accelerați de o diferență de potențial  $V$ , bine măsurată, aplicată între  $f$  și placa metalică  $A$ . Printr-o mică gaură  $O$ , făcută în placa  $A$ , electronii, după ce au căpătat viteza corespunzătoare potențialului  $V$ , trec în spațiul  $S_2$ , unde nu mai domnește vreun câmp electric, spațiu de altfel protejat electrostatic cu o cutie metalică  $B$ , făcută din material magnetic. În acest spațiu există un câmp magnetic uniform  $H$ , normal vitezei electronilor, câmp obținut cu ajutorul unei perechi de bobine Helmholtz. Electronii vor descrie niște cercuri, ajungând fie în  $a$  fie în  $b$ , după sensul lui  $\vec{H}$ , care se poate schimba la voința experimentatorului. Electronii își lasă urma pe o placă fotografică  $P$ , în  $a$  și  $b$ . Se măsoară distanța  $ab = 4\rho$ ,  $\rho$  fiind raza de curbură a traiectoriei electronilor care se mișcă în câmpul  $H$ , câmp normal vitezei lor inițiale.

Cum

$$v = \left[ \frac{1}{150} \cdot \frac{e}{m} V \right]^2 \quad \text{și} \quad H\rho = \frac{m}{e} v,$$

urmează:

$$\frac{e}{m} = \frac{V}{150} \cdot \frac{1}{H^2 \rho^2}.$$



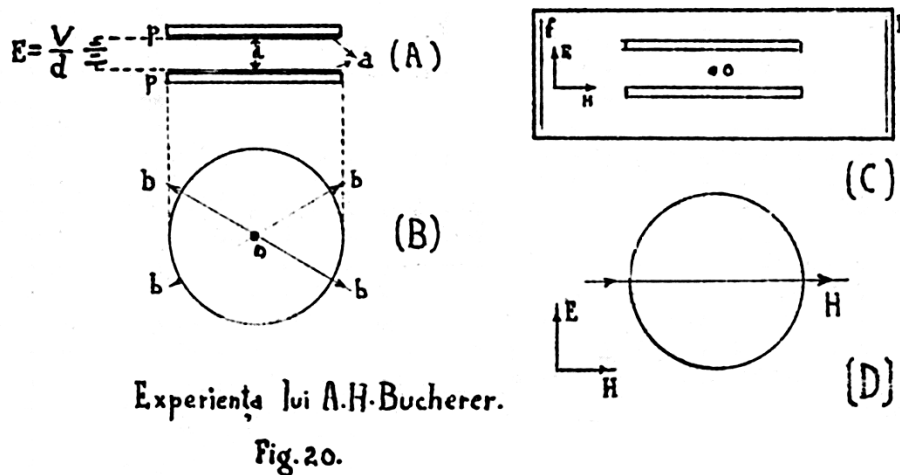
Experiența : J. Classen.  
Fig. 19.

**Experiențele lui A.H. Bucherer** (Phys.ZS., 9,755,1908; Ann.d.Phys., 28, 513, 1909)

A.H. Bucherer era interesat să măsoare cu multă precizie  $\frac{e}{m}$  pentru electroni de diferite viteze, în vederea studiului variației lui  $m$  cu  $\beta$ , el însuși fiind autorul unei sugestii în ceea ce privește această variație.

Pentru a avea electroni de viteze mari, a utilizat razele  $\beta^-$  date de o substanță radioactivă. Cu această ocazie a putut da și o valoare bine măsurată pentru  $\frac{e}{m_0}$ , care s-a arătat, de altfel, ca fiind aceeași cu valorile obținute pentru electroni din alte surse.

Bucherer a adaptat metoda câmpurilor încrucișate a lui J.J. Thomson pentru un studiu comod și precis al razelor  $\beta^-$  (fig. 20).



Experiența lui A.H. Bucherer.  
Fig. 20.

Două lame de sticlă, plane, circulare și șlefuite optic, care erau argintate pe fețele  $a$  și puse față în față, constituiau plăcile unui condensator de precizie (A). Distanța  $d$  între lamele condensatorului era determinată de niște cale de sticlă, tăiate și măsurate optic ( $d$  era cam de ordinul unui sfert de milimetru). Un câmp  $E$  uniform, normal lamelor, era obținut prin aplicarea unui potențial  $V$  între fețele argintate. O sursă radioactivă de raze  $\beta^-$  era dispusă în  $O$ , în mijlocul condensatorului (B).

Electronii pleacă în toate direcțiile ( $b$ ), strecurându-se printre lamele condensatorului, dacă nici un câmp  $E$  sau  $H$  nu le perturbă mersul rectiliniu. Condensatorul e închis într-o cutie cilindrică  $D$ , din material nemagnetic, el fiind centrat pe axa acestei cutii. În cutie se face un vid foarte bun ( $C$ ). Un film fotografic  $f$  este dispus în interiorul cutiei, lipit de pereții ei verticali. Cu ajutorul unei bobine Helmholtz se poate aplica un câmp magnetic uniform  $H$ , normal câmpului electric  $E$  ( $D$ ). În desen, câmpurile  $E$  și  $H$  se găsesc în planul hârtiei.

Se știe că electronii emiși de substanțele radioactive sunt distribuiți după o anumită lege între diferitele viteze, începând cu o viteză maximă caracteristică substanței radioactive. Viteza maximă poate fi de ordinul milioanei de electronvolți.

Bucherer dispune deci de o gamă întreagă de viteze pentru verificarea legii de variație a masei cu  $\beta$ .

Presupunem că aplicăm câmpurile  $E$  și  $H$ , cărora le dăm niște valori convenabile (fig. 21).

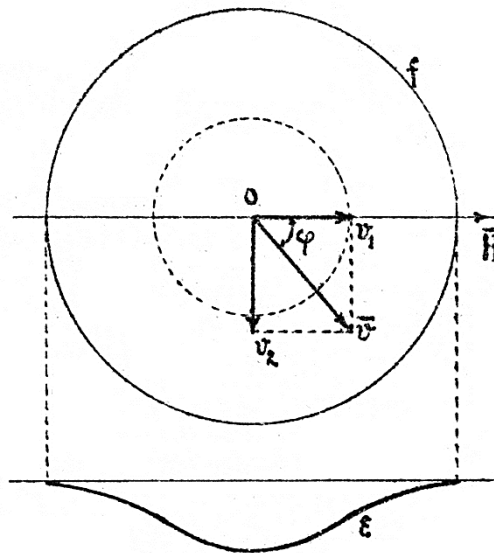


Fig. 21.

Într-o direcție oarecare  $\varphi$  pleacă electroni de toate vitezele. Fie unul dintre acești electroni, acela având viteza  $v$ . În spațiul condensatorului el se va mișca sub influența câmpurilor  $E$  și  $H$ . În caz că electronul poate părăsi condensatorul, electronul va fi după aceea numai sub influența câmpului  $H$ .

Viteza  $v$  are componentele  $v_1$  și  $v_2$ , paralel și normal lui  $H$ . Nu se vor exercita forțe Lorentz decât asupra componentei  $v_2 = v \sin \varphi$ . În general, electronii nu vor putea ieși din condensator decât atunci când au o viteză  $v$  pentru care acțiunile câmpurilor  $E$  și  $H$  se compensează. Numai atunci avem traiectorii rectilinii, astfel încât electronii să poată trece prin canalul îngust dintre platanele condensatorului. La experiențele lui I.J. Thomson am văzut că electronii nu sunt deviați din calea lor decât atunci când  $\frac{E}{H} = v$ ,  $v$  fiind viteza electronului care se deplasează normal lui  $E$  și  $H$ .

În cazul nostru, printre electronii care fac un unghi  $\varphi$  cu  $H$  vor trece numai aceia care au o componentă normală la  $H$ ,  $\frac{E}{H} = v \sin \varphi$ , iar aceștia numai dacă triedrul  $H$ ,  $v$ , și  $E$  este

drept. Dispozitivul este deci un veritabil monocromator, care nu lasă să iasă din condensator după o anumită direcție  $\varphi$  decât electroni de o anumită viteză.

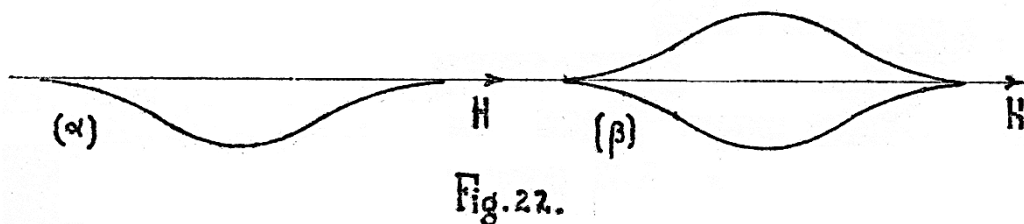
Odată ce a părăsit condensatorul, electronul de viteza selecționată de câmpuri va suferi forțele Lorentz, urmând practic o traiectorie circulară dată de:

$$H\rho = \frac{m}{e} v \sin \varphi,$$

până ce ajunge pe filmul fotografic  $f$ , unde își înregistrează punctul de impact.

În cazul figurii 21, dacă  $E$  este normal hârtiei și îndreptat spre spatele figurii, nu vor putea părăsi condensatorul decât electronii care fac un unghi  $\varphi$  cuprins între  $0$  și  $180^\circ$ , iar dintre aceștia numai aceia a căror viteză  $v$  satisface condițiunile de mai sus. Inversând pe  $E$ , nu vor părăsi condensatorul decât electronii care fac cu direcția  $H$  un unghi cuprins între  $180^\circ$  și  $360^\circ$ .

Astfel (fig. 22), filmul va avea pe o jumătate din lungimea circumferinței cutiei  $D$  o figură de forma ( $\alpha$ ). Dacă se inversează  $E$ , se capătă – pe aceeași jumătate de circumferință – o figură de forma ( $\beta$ ).



Punctele de deviație nulă corespund electronilor paraleli cu  $H$ . În această direcție, de altfel, nu avem electroni care pot părăsi condensatorul. Punctele cu deviații mai mici sunt acelea corespunzătoare vitezelor mari, ( $v \sin \varphi = ct.$ ; deci pentru  $\varphi$  în jurul lui  $0^\circ$  și a lui  $180^\circ$ , unde  $\sin \varphi$  e mic și  $v$  este mare), pentru care  $H$  are o influență mai mică.

Bucherer avea în fiecare punct al curbelor desemnate de electroni pe filmul fotografic posibilitatea de a determina  $\frac{e}{m}$  pentru o viteză dată. El a dat pentru  $\frac{e}{m_0}$  valoarea  $(1,763 \pm 0,008) \cdot 10^7$  u.e.m.  $\cdot$  gr<sup>-1</sup>. Totodată s-a convins că legea de variație a masei este dată de Lorentz-Einstein, iar nu cea propusă de el.

Bucherer a studiat electroni cu viteze până la  $0,7c$ . Alți autori, ca Guy și Lavanchy (C.R. 161,52,1915), au lucrat cu viteze până la  $0,48c$  și au ajuns la aceeași concluzie în privința relației Lorentz-Einstein.

Problema este prea importantă ca să nu ceară un mare efort experimental. Astfel găsim, chiar în timpul din urmă (1938), experiențe în acest sens. C.T. Zahn și A.H. Spees (Phys.Rev. 53,357 și 365,1938) au căutat să elimine unele cauze probabile de erori din experiențele lui Bucherer, utilizând o metodă asemănătoare, cu electroni cu viteze până la  $0,78c$ ; și ei reconfirmă relația relativistă pentru variația masei.

### Metoda parabolilor sau a câmpurilor paralele

J.J. Thomson a utilizat această metodă pentru măsurarea vitezelor și a sarcinilor specifice ale particulelor (Phil.Mag. 13,561,1907; 18,821,1909; 21,225,1911; 24,209, și 668,1012. – Proc.Roy.Soc.,A 89,1,1914. – Rays.of Positive Electricity, London 1921).

Putem determina viteza unei particule căreia îi cunoaștem sarcina specifică, fie măsurând potențialul de accelerare sau întârziere  $U$ , fie făcând ca ea să fie deviată de un câmp electric perpendicular direcției de propagare. Avem:

$$\delta_{el} = E \cdot l \cdot D \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v^2},$$

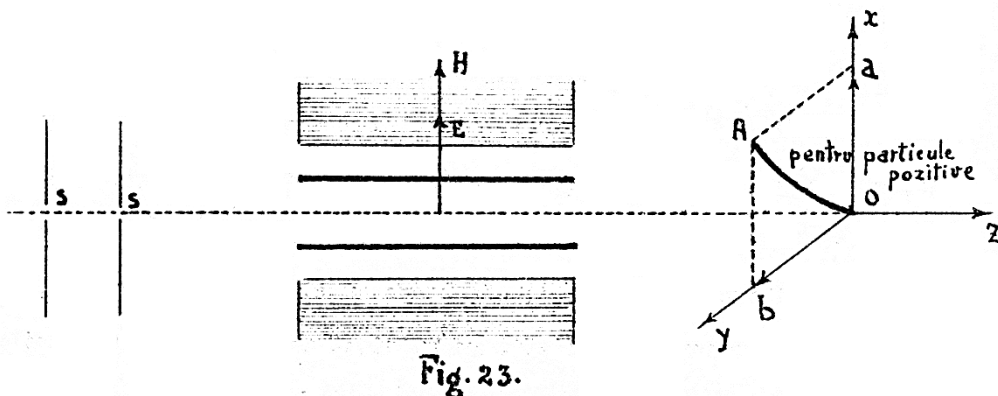
care ne dă valoarea raportului  $\frac{q}{mv^2}$ ; de unde, cunoscând sarcina specifică, se poate calcula  $v$ .

Pe de altă parte, dacă măsurăm deviația într-un câmp magnetic,

$$\delta_{mag} = H \cdot l \cdot D \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v},$$

putem evalua raportul  $\frac{q}{mv}$ .

Din cele de mai sus, se vede că putem determina atât viteza, cât și sarcina specifică a particulei, dacă o facem să treacă printr-un spațiu în care domnesc câmpurile  $E$  și  $H$ , omogene și paralele. Dispozitivul întrebuițat este schițat în figura 23.



Prin deschiderile  $S$  se asigură un fascicul filiform de particule. Din schemă se vede că deviația produsă de câmpul electric este:

$$Oa = x = E \cdot l \cdot D \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v^2}, \quad (a)$$

iar cea produsă de câmpul magnetic:

$$Ob = y = H \cdot l \cdot D \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v}. \quad (b)$$

Împărțind aceste relații între ele, obținem:

$$\frac{H}{E} \cdot v = \frac{y}{x}.$$

Particula ajunge într-un punct  $A$ . Măsurând coordonatele acestui punct și evaluând pe  $E$  și pe  $H$ , se poate determina viteza particulei.

Găsim valoarea sarcinii specifice cu ajutorul raportului  $\frac{x}{y^2}$ ,

$$\frac{x}{y^2} = \frac{E \cdot l \cdot D \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v^2}}{H^2 \cdot l^2 \cdot D^2 \left(\frac{q}{m}\right)^2 \cdot \frac{1}{v^2}},$$

de unde:

$$\frac{q}{m} = \frac{y^2}{x} \cdot \frac{E}{H^2} \cdot \frac{1}{l \cdot D} \quad \text{sau} \quad \frac{q}{m} = K \frac{y^2}{x}. \quad (\text{c})$$

Pentru particulele monocinetice cu o sarcină specifică dată, avem un punct  $A$  ale cărui coordonate ne permit evaluarea acestei sarcini specifice. Particulele monocinetice cu sarcini specifice diferite vor da diferite puncte  $A$ . În montajele noastre obținem, în general, fascicule neomogene. Când viteza variază în mod continuu, coordonatele punctului variază și ele în mod continuu, relația (c) fiind satisfăcută. Punctele  $A$  se vor distribui pe parabola:

$$x = K \frac{m}{q} y^2.$$

Parametrul acestei parabole este funcție de sarcina specifică a particulei.

Dacă în fascicul avem ioni de diferite sarcini specifice, vom avea diferite parabole pe ecranul nostru. O parabolă dată corespunde unui ion dat.

Această metodă i-a permis lui J.J. Thomson să arate, pentru prima dată, existența izotopilor și la elementele stabile din sistemul periodic. Prima lui lucrare de acest gen a evidențiat existența a doi izotopi la neon, de mase 20 și 22 (astăzi se cunoaște și izotopul 21).

În felul acesta, J.J. Thomson a arătat că izotopia este un fenomen general și că nu se limitează numai la elementele radioactive. Lucrările lui în acest domeniu au fost punctul de plecare al unor cercetări extrem de importante în studiul atomilor.

Scriem relația (c) sub forma:

$$y^2 = \frac{q}{m} \cdot \frac{H^2}{E} \cdot l \cdot D \cdot x = \alpha \cdot \frac{H^2}{E} \cdot \frac{q}{m} \cdot x,$$

unde parametrul  $p = \left(\frac{\alpha}{2} \cdot \frac{H^2}{E}\right) \frac{q}{m}$  este, precum am mai spus, funcție de sarcina specifică;  $x$  este axa deviațiilor corespunzătoare lui  $E$  și  $y$  cea corespunzătoare lui  $H$  (fig. 24).



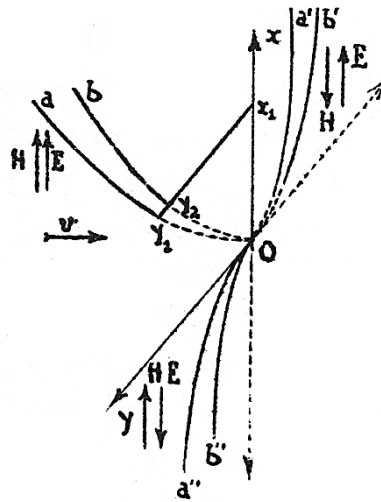


Fig. 24.

Pentru fiecare  $\frac{q}{m}$  vom avea ramuri de parabolă,  $a, b$ , care trec prin origine, locul de impact al ionilor pe placa fotografică în absența unor câmpuri  $E$  și  $H$ . Schimbând sensul lui  $H$ , se obțin și celelalte ramuri ale parabolilor,  $a', b'$ ; același lucru se poate obține schimbând sensul lui  $E$ . Parametrul  $p$  fiind direct proporțional cu sarcina specifică, parabolele care corespund la sarcini specifice mai mari vor fi mai deschise decât cele corespunzătoare unor sarcini specifice mai mici.

Ducând printr-un punct  $x_1$  o paralelă la axa  $Oy$ , întâlnim parabolele în punctele  $y_1, y_2, \dots, y_i$ . Între aceste ordonate avem relații de forma:

$$\frac{y_1^2}{y_2^2} = \frac{\frac{q}{m_1}}{\frac{q}{m_2}} \text{ etc.}$$

Pătratele ordonatelor sunt proporționale cu sarcinile specifice cărora le corespund; aceasta dă un mijloc al unei măsurii relative a acestora.

Deviațiile în câmpurile  $E$  și  $H$  sunt, respectiv, proporționale cu  $\frac{1}{v}$  și  $\frac{1}{v^2}$ , deci vor fi cu atât mai mici cu cât  $v$  va fi mai mare.

Considerând una dintre ramurile de parabolă, vom ști că punctele mai apropiate de origine,  $O$ , sunt cele care corespund celor mai rapizi ioni.

Dacă examinăm modul în care se obțin razele canal în tubul de descărcare, care ne produce ionii noștri, putem prevedea unele aspecte ale parabolei (fig. 25).

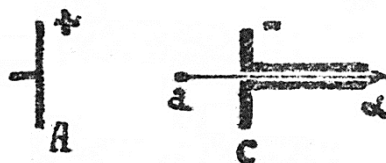


Fig. 25.

În timpul descărcării, ionii pot lua naștere în orice punct al spațiului dintre anodă și catodă. Ionul format în imediata vecinătate a anodei,  $A$ , va ajunge la canalul  $\alpha$ , care îl conduce apoi în spațiul câmpurilor  $E$  și  $H$ , cu viteza corespunzătoare potențialului  $V$  aplicat pe tub pentru a întreține descărcarea, adică:

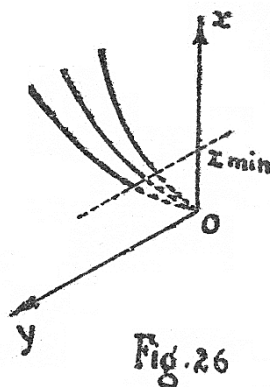
$$v = \left( \frac{1}{150} \cdot \frac{q}{m} \cdot V \right)^{1/2}.$$

Aceasta este viteza maximă pe care o poate avea un ion dat. Un ion format într-un punct oarecare  $a$ , va avea de străbătut o diferență de potențial mai mică și va ajunge deci cu o viteză mai mică.

Abscisa corespunzătoare particulei celei mai rapide va fi dată de:

$$x_{min} = E \cdot l \cdot D \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{v^2} = \alpha \cdot E \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{\frac{1}{150} \cdot \frac{q}{m} \cdot V} = \frac{150 \cdot \alpha \cdot E}{V_{volti}}.$$

Această relație determină punctul cel mai apropiat de origine al parabolei (fig. 26).



Brațele de parabolă vor avea un aspect ca cel din figură, ele terminându-se brusc la punctele corespunzătoare unei abscise date, abscisă determinată de potențialul aplicat pe tubul de descărcare.

### **Metoda lui W. Kaufmann<sup>9</sup>**

Principiul care stă la baza metodei parabolilor a fost dat, de fapt, de Kaufmann încă din 1897. J.J. Thomson a avut marele merit că a pus la punct o metodă bazată pe acest principiu și care a dus la cunoașteri fundamentale în fizica atomului.

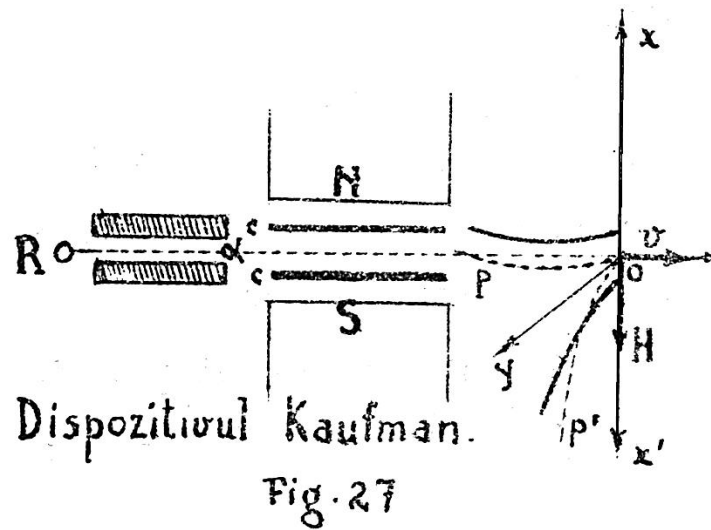
Kaufmann a realizat un montaj bazat pe acest principiu care, aplicat la electroni, a adus o evidență irefutabilă – prima ca dată – că masa variază cu viteza. Metoda nu era încă destul de sensibilă pentru a se putea studia felul acestei variații.

Experiența, interesantă prin ea însăși, prezintă și un interes istoric și este considerată una dintre experiențele cruciale privitor la teoria relativității.

Dispozitivul lui Kaufmann e reprezentat schematic în figura 27<sup>10</sup>.

<sup>9</sup> Ann.d.Phys. 19,487,1906.

<sup>10</sup> În legenda căreia numele savantului e scris greșit...



Polii N și S ai unui electromagnet puternic și condensatorul – pe lamele căruia se aplică o diferență de potențial – produc câmpurile paralele  $H$  și  $E$ , ca în dispozitivul Thomson. Razele  $\beta$  și  $\gamma$  ale unui preparat radioactiv  $R$  trec prin canalul  $\alpha$  spre a ajunge, după ce străbat câmpurile  $E$  și  $H$ , pe o placă fotografică dispusă în planul  $xOy$ , normal fascicului de raze  $\gamma$ . Razele  $\gamma$  lasă o urmă pe placa fotografică, acolo unde ar ajunge și razele  $\beta$ , dacă nu ar fi deviate de câmpuri. Electronii ar trebui să deseneze pe placa fotografică două ramuri de parabolă,  $p$  și  $p'$ , dacă lăsăm polaritatea magnetului mereu neschimbată și utilizăm câmpuri  $E$  paralele cu  $Ox$  și cu  $Ox'$ .

Calculul cere ca aceste două ramuri să se întâlnească în punctul  $O$ , dacă masa nu variază cu viteza (fig. 28). În experiment nu se obțin parabole, ci două curbe care nu se întâlnesc în  $O$  (fig. 29).

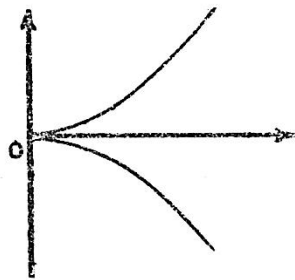


Fig. 28.

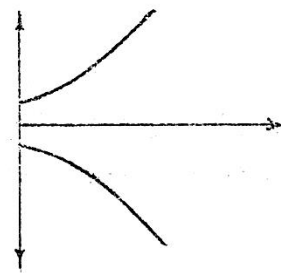


Fig. 29.

**Metoda lui H. Busch** pentru determinarea lui  $\frac{e}{m_0}$  (Phys.ZS. 23,438,1922).

Metoda lui H. Busch este interesantă atât pentru precizia în determinarea raportului  $\frac{e}{m_0}$ , cât și pentru faptul că ea stă la baza studiilor unor lentile magnetice pentru electroni.

Metoda este bazată pe proprietățile de focalizare ale unui câmp magnetic  $H$ , paralel cu axa unui fascicul divergent de particule electrizate, în mișcare. Fie  $O$  un izvor punctual de electroni (fig. 30).

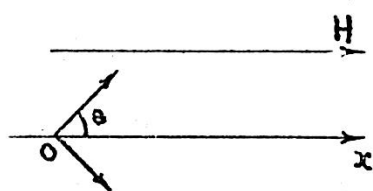


Fig. 30.

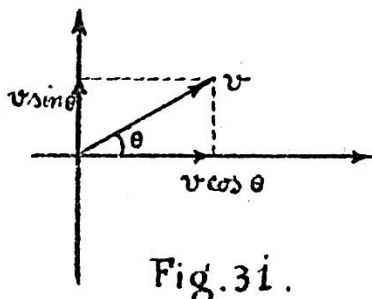


Fig. 31.

Din el pleacă un fascicul conic cu deschiderea  $2\theta$  și având drept axă pe  $Ox$ . Un solenoid convenabil, având pe  $Ox$  drept axă, produce un câmp  $H$  omogen, paralel cu  $Ox$ . Presupunem că electronii fascicului sunt și monocinetici.

Unul dintre electronii fascicului, de viteză inițială  $\vec{v}$ , făcând un unghi  $\theta$  cu  $H$ , va avea următoarea mișcare în câmp: mișcarea electronului după  $Ox$  va fi uniformă, cu viteza  $v \cos \theta$ , și neafectată de câmpul magnetic, dat fiind că viteza este paralelă cu  $H$ . Componenta  $v \sin \theta$  (fig. 31) va duce la o mișcare circulară, într-un plan normal lui  $H$ . Cercul va avea o rază de curbura  $\rho$ , dată de relația:

$$H\rho = \frac{m}{e} \cdot v \sin \theta.$$

În definitiv, electronul se va mișca după o elice înșurubată pe un cilindru tangent la un plan determinat de  $Ox$  și  $v$ , dreapta de tangență – una dintre generatoarele cilindrului – fiind tocmai axa  $Ox$ . Baza cilindrului este un cerc de rază  $\rho$ .

Astfel, pentru cei doi electroni din fasciculul inițial, care fac un unghi  $\theta$  cu  $Ox$  și a căror viteze se găsesc în planul hârtiei, vom avea mișcări – în planul normal lui  $Ox$  – după cercurile de centru  $O_1$  pentru componenta  $v_1$  și de centru  $O_2$  pentru componenta  $v_2$ , sensurile de parcurgere fiind cele indicate de săgețile din fig. 32. Cercurile  $O_1$  și  $O_2$  admit o tangentă comună în  $O$ , dreapta  $P$ , care în cazul ales este verticală și conține pe  $v_1$  și  $v_2$  din planul hârtiei și este normală orizontalei  $Ox$ .

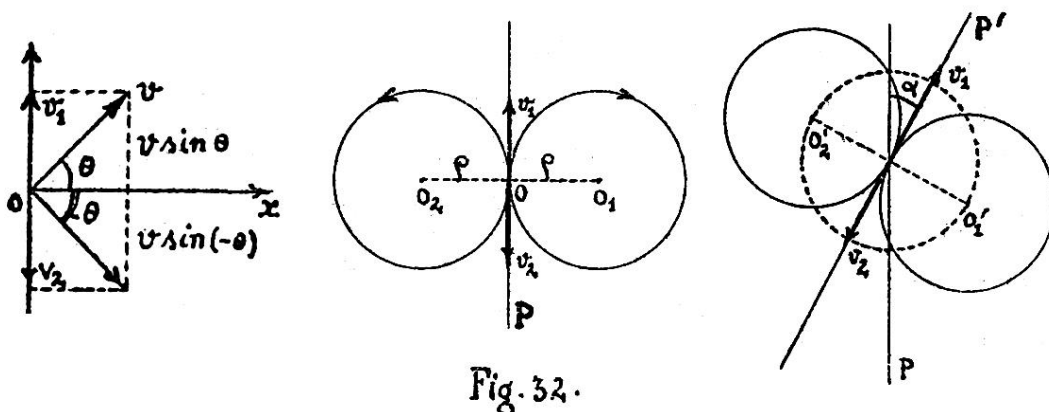


Fig. 32.

Electronii noștri se vor mișca deci după niște elici înșurubate pe cei doi cilindri, având ca baze cercurile  $O_1$  și  $O_2$ , a căror axe sunt normale hârtiei și care admit un plan tangent comun, acel care trece prin dreapta  $P$  și este normal hârtiei, și o generatoare comună care este dreapta  $Ox$ , axul fasciculului conic divergent de electroni.

Pentru fiecare grup de doi electroni, care se găsesc inițial cu vitezele lor într-un plan  $P$  și care fac un unghi  $\alpha$  cu planul vertical  $P$ , vom avea doi cilindri de rază  $\rho$ , tangenți la planul  $P'$  după  $Ox$  generatoarea lor comună, axele lor trecând prin  $O'_1$  și  $O'_2$ . Un cerc de rază  $\rho$  și centru  $O$  este locul geometric al punctelor  $O'$ , corespunzătoare diferitelor grupe de doi cilindri relativ la electronii din planele  $P'$ , atunci când  $\alpha$  variază de la 0 la  $2\pi$ .

Să considerăm mișcarea elicoidală a unuia dintre electronii din fascicul. Am văzut în altă parte, că perioada de parcurgere a unei circumferințe este funcție de  $\frac{e}{m}$  și  $H$  și independentă de  $\rho$ . În cazul nostru, perioada de parcurgere a cercului normal direcției  $Ox$  este:

$$t = \frac{2\pi\rho}{v \sin \theta} = 2\pi \frac{m}{e} \cdot \frac{v \sin \theta}{H} \cdot \frac{1}{v \sin \theta} = 2\pi \frac{m}{e} \cdot \frac{1}{H}.$$

Un electron în mișcarea sa elicoidală, plecând din punctul  $O$  al generatoarei  $Ox$ , va pune un timp:

$$t = 2\pi \frac{m}{e} \cdot \frac{1}{H}$$

pentru a ajunge din nou pe generatoarea  $Ox$ , într-un punct  $I$ , astfel ca:  $OI = t \cdot v \cdot \cos \theta$ .

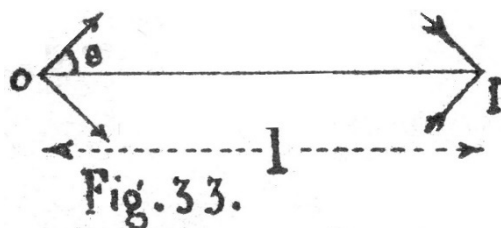
Același lucru se va întâmpla, oricare ar fi cilindrul considerat din ansamblul acela în jurul căroră se înșurubează elicele electronilor care fac un unghi  $\theta$  cu  $Ox$ .

Toți cilindrii au pe  $Ox$  ca generatoare comună. Punctul  $O$ , sursa punctuală de electroni, e comun tuturor acestor cilindrii.

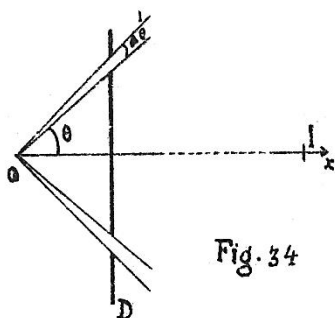
Fiecare electron plecat din  $O$  își parcurge drumul elicoidal pe suprafața cilindrului respectiv și ajunge pe generatoarea comună  $Ox$  în punctul  $I$ , după același timp  $t$ . Punctul  $I$  este deci un punct de îngrămădire a electronilor plecați din punctul  $O$ . Electronii plecați din punctul-obiect  $O$  sub un unghi  $\theta$ , ajung toți în același timp în punctul imagine  $I$ , pe axa  $Ox$ , generatoarea comună a cilindrilor de mai sus. Electronii din  $O$  sunt focalizați în  $I$  de câmpul  $H$ , care joacă rolul unui fel de lentilă magnetică. Cu un detector oarecare de electroni (o placă fotografică, un ecran fosforescent, un numărător Geiger-Müller etc.) detectăm în  $I$  toți electronii de viteză  $v$  și plecați din  $O$  sub un unghi  $\theta$  (fig. 33).

$$L = OI = t v \cos \theta;$$

$$L = 2\pi \frac{m}{e} \cdot \frac{1}{H} v \cos \theta.$$



În mod practic, dacă electronii care pleacă din  $O$  sub un unghi care este cuprins între  $\theta$  și  $\theta + d\theta$  se delimitează cu o diafragmă circulară  $D$  centrată pe  $Ox$ , vom găsi un punct  $I$  de focalizare, foarte bine definit, vom avea o imagine bună (fig.34).



Pentru un  $H$  dat avem un punct  $I$ , pe care îl identificăm cu detectorul nostru de electroni, sau ne fixăm punctul  $I$  de focalizare și urmărim concentraea electronilor variind pe  $H$ . Dacă fasciculul inițial este puțin deschis ( $\theta$  mic),  $\cos\theta$  variază puțin pentru diferiți  $\theta$  ai tuturor electronilor din fascicul; vom avea o imagine bună chiar fără ajutorul diafragmei  $D$ . Metoda permite determinarea lui  $\frac{e}{m}$ , căci:

$$\frac{e}{m} = 2\pi \frac{1}{Hl} \cdot v \cos \theta,$$

iar

$$v = \left[ 2 \frac{e}{m} U \right]^{1/2} ; \quad \frac{e}{m} = \frac{2\pi \cos \theta}{Hl} \left[ 2 \frac{e}{m} U \right]^{1/2} = \left[ \frac{8\pi^2 \cos^2 \theta}{H^2 l^2} \cdot \frac{e}{m} \cdot U \right]^{1/2} ;$$

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 \cos^2 \theta}{H^2 l^2} \cdot U.$$

Busch a dat valoarea:  $\frac{e}{m_0} = (1,768 \pm 0,0015) \cdot 10^7$  u.e.m.  $\cdot$  gr<sup>-1</sup>.

Experiențele sale, reluate de alți experimenteratori, cum a fost F. Wolf (Ann.d.Phys. 83,849,1927) au dus la  $\frac{e}{m_0} = (1,769 \pm 0,002) \cdot 10^7$  u.e.m.  $\cdot$  gr<sup>-1</sup>, valoare considerată atunci ca printre cele mai bune.

## Valoarea sarcinii specifice a electronului

Sarcina specifică a electronului este o constantă universală de cea mai mare importanță, care a fost măsurată cu îngrijire de foarte mulți experimențatori. Am dat ca exemplu câteva dintre metodele întrebuintate.  $\frac{e}{m_0}$  poate fi măsurat și prin metode spectroscopice, cum vom vedea la capitolul respectiv.

La un moment dat, apăruse un fapt îngrijorător: în medie, valorile  $\frac{e}{m_0}$  obținute prin spectroscopie erau puțin mai mici decât cele obținute cu ajutorul devierii electronilor în câmpuri magnetice și electrice.  $(1,761 \pm 0,001) \cdot 10^7$  u.e.m.  $\cdot$  gr<sup>-1</sup> prin metode spectroscopice;  $(1,769 \pm 0,002) \cdot 10^7$  u.e.m.  $\cdot$  gr<sup>-1</sup> prin devieri în câmpuri  $E$  și  $H$ . Acest fapt a dus la o serie de discuții critice asupra ambelor genuri de cercetări, în urma cărora s-au îmbunătățit atât metodele spectroscopice cât și cele de deviere.

Kirchner (Phys.ZS. 30,773,1929; Ann.d.Phys. 8,975,1931; 12,503,1932) își reia lucrările după metoda amintită mai sus. C.T. Perry și E.L. Chaffee (Phys.Rev. 36,904,1930) reiau lucrările lui Kirchner. F.G. Dunnington (Phys.Rev. 43,404,1933) A.E. Shaw (Phys.Rev. 51,58, și 887, 1937; 54,193,1938) și alții, întrebuintând metode proprii mai perfecționate, ajung finalmente la valori care se aproprie acum de valorile obținute prin metodele spectroscopice, îmbunătățite și ele.

Diferitele valori obținute au trecut prin sita critică a unei serii de fizicieni care au propus pentru  $\frac{e}{m_0}$  valori medii, considerate astăzi ca cele mai aproape de adevăr.

Astfel, Birge (Phys.Rev. 54,972,1938), Dunnington (Rev.Mod.Phys. 11,65,1939), Bearden (Phys.Rev. 55,584,1939) propun, respectiv, pentru  $\frac{e}{m_0}$  valorile:

$$(1,7591 \pm 0,0003) \cdot 10^7 \text{ u.e.m.} \cdot \text{gr}^{-1}$$

$$(1,7591 \pm 0,0002) \cdot 10^7 \text{ u.e.m.} \cdot \text{gr}^{-1}$$

$$(1,7591 \pm 0,0008) \cdot 10^7 \text{ u.e.m.} \cdot \text{gr}^{-1}$$

Aceasta justifică să adoptăm, pentru moment, pentru  $\frac{e}{m_0}$  valoarea:

$$\frac{e}{m_0} = (1,7591 \pm 0,0004) \cdot 10^7 \text{ u.e.m.} \cdot \text{gr}^{-1}.$$

Diferitele cercetări descrise sau amintite mai sus, precum și schițarea istoricului acestor cercetări, au fost date și cu scopul de a arăta cum rezultatele științifice sunt obținute printr-o muncă unită a specialiștilor din diferite părți ale lumii și grija mare care se pune, precum și greutatea întâmpinate în evaluarea unei constante universale.

Se mai poate întrevădea marele avantaj adus științei, deci și omenirii, dacă oamenii de știință de pretutindeni pot colabora la cercetarea naturii. Este necesitatea vitală pentru progres ca rezultatele cercetărilor să poată fi difuzate liber și fără nici o restricție, astfel încât progresul să nu poată fi întârziat.

## Sarcina elementară de electricitate ( $e^-$ ) – Experiențele lui Millikan

Perfecționând și simplificând felul de lucru al lui C.T.R. Wilson (1897), Townsend (1897), Thomson (1903), Millikan ajunge la o metodă pentru determinarea directă a sarcinii electronului.

Încercările de a determina sarcina electronului au fost la început de natură globală. Se ioniza aerul într-un spațiu saturat de vapori de apă. Provoacă o detentă bruscă – adiabatică – vaporii de apă se condensează în jurul ionilor sub formă de picături. Se formează un fel de ceață în vasul de detentă. Sub influența gravitației, ceața cade cu o mișcare uniformă, după legea lui Stokes. Viteza de cădere permite evaluarea masei unei picături. Din valoarea detentei se socotește cantitatea de apă condensată. Se poate calcula astfel numărul de picături. Cu ajutorul unui electroscop, se măsoară cantitatea totală de electricitate purtată de picăturile de apă. De aici obținem elementele pentru a calcula sarcina elementară. Astfel a lucrat J.J. Thomson, C.T.R. Wilson, aplicând și un câmp electric care să compenseze acțiunea gravitației asupra picăturilor electrizate din ceață, ușurează puțin lucrul și observă că totul se întâmplă ca și cum nu toate picăturile ar purta o singură sarcină electrică. Millikan profită de această observație și îmbunătățește calitatea măsurărilor. În general, rezultatele oscilau cu  $\pm 30\%$  din valoarea admisă astăzi. Experiențele erau foarte ingenioase, dar pentru interpretarea rezultatelor trebuiau să se facă prea multe supoziții: se admitea că picăturile sunt egale între ele și că fiecare poartă o singură sarcină, ceea ce nu este deloc adevărat.

Aceste experiențe își păstrează totuși întreg interesul, ca lucrări de deștelenire a unui domeniu care, în mâinile lui C.T.R. Wilson au dus mai târziu la punerea la punct a unuia dintre cele mai impresionante și importante instrumente de fizică: camera lui Wilson.

Pe de altă parte, tot înaintea lucrărilor lui Millikan, Rutherford și școala sa au dat o valoare pentru  $e$  măsurând sarcina electrică transportată de un număr cunoscut de particule  $\alpha$ . Admițând că fiecare particulă  $\alpha$  transportă două sarcini elementare, Rutherford și Geiger găsesc valoarea de  $4,65 \cdot 10^{-10}$  u.e.s., foarte apropiată de cea acceptată astăzi.

Millikan are ideea să urmărească sarcina electrică a unei singure picături, studiindu-i comportarea într-un câmp electric. Într-o serie de lucrări foarte îngrijite, Millikan (Phil.Mag. 19,209,1910; 32,349,1911; PhysRev. 2,109,1913; Phil.Mag. 34,1,1917) dă o valoare foarte bună a sarcinii elementare și o probă neîndoielnică a structurii granulare a electricității. Aceste lucrări au fost cu adevărat epocale.

O picătură de lichid nevolatil (un ulei greu, o picătură de mercur etc.) de dimensiuni mici ( $\Phi = 10^{-4}$  cm) cade sub influența gravitației între lamele unui condensator electric. Picătura, puternic luminată, este urmărită la un microscop cu scară micrometrică. În cădere liberă, prin frecare cu gazul din condensator, particula capătă o viteză uniformă dată de legea lui Stokes.



Această lege spune: o sferă mică (de dimensiune mare față de dimensiunile moleculare și mică față de dimensiunile vasului care conține fluidul unde cade sfera) ajunge repede la o mișcare uniformă, forța de întârziere fiind dată de relația:

$$F = 6\pi\eta av,$$

unde  $\eta$  este coeficientul de vâscozitate și  $a$  raza sferei.

Mișcarea unei particule în prezența unei forțe de întârziere, proporțională cu viteza ei, este dată de ecuația diferențială:

$$m\ddot{x} = -F\dot{x} + X.$$

La mișcarea uniformă  $\ddot{x} = 0$ , deci:

$$\dot{x} = \frac{X}{F}.$$

Când particula cade sub influența gravitației,  $X = \mu g$ , unde  $\mu$  este masa efectivă a particulei, ținând seama de densitatea mediului.

Însemnând cu  $v_g$  viteza căpătată în câmpul gravitațional, avem:

$$v_g = \frac{\mu g}{F} \quad \text{sau} \quad 6\pi\eta a \cdot v_g = \mu g.$$

Particula de rază  $a$  are o masă efectivă:

$$\mu = \frac{4}{3}\pi a^3(\rho - \sigma),$$

unde  $\rho$  este densitatea picăturii și  $\sigma$  cea a mediului, deci:

$$6\pi\eta a \cdot v_g = \frac{4}{3}\pi a^3(\rho - \sigma)g.$$

Această relație, scrisă sub forma:

$$v_g = \frac{2}{9} \cdot \frac{a^2}{\eta} (\rho - \sigma)g$$

nu este altceva decât forma cunoscută sub care, de multe ori, găsim relația lui Stokes.

Ne interesează fie masa particulei, fie raza ei. Putem deduce valoarea razei particulei fără să-i măsurăm raza. Ținând seama că  $m = \frac{4}{3}\pi a^3\rho$ , deducem, din relația precedentă, pe  $a$ :

$$6\pi\eta \cdot v_g = \frac{4}{3}\pi a^2(\rho - \sigma)g;$$

$$\frac{18}{4} \eta v_g \frac{1}{(\rho - \sigma)} = a^2;$$

$$a = \left(\frac{9}{2} \eta\right)^{1/2} \left[\frac{1}{(\rho - \sigma)g}\right]^{1/2} v_g^{1/2};$$

$$m = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \left(\frac{9}{2} \eta\right)^{3/2} \left[\frac{1}{(\rho - \sigma)g}\right]^{3/2} \cdot v_g^{3/2} \cdot \rho.$$

Avem astfel o valoare pentru  $m$  din măsurători macroscopice.

Presupunem acum că particula este încărcată cu un număr oarecare  $n$  de sarcini elementare  $e$ . Fie  $e_n$  acea sarcină.

Aplicăm condensatorului o diferență de potențial, pentru a crea un câmp electric  $E$ . Dacă potrivim câmpul  $E$  astfel ca el să lucreze în sens contrar gravitației, particula se va mișca sub imperiul forței:<sup>11</sup>

$$f = E e_n - \mu g$$

și avem o viteză

$$v_g = \frac{E e_n - \mu g}{F}.$$

Pe de altă parte, avem:

$$\frac{v_E}{v_g} = \frac{E e_n - \mu g}{\mu g} \quad \text{și} \quad \frac{v_E + v_g}{v_g} = \frac{E e_n}{\mu g},$$

de unde:

$$e_n = \frac{\mu g}{E} \cdot \frac{v_E + v_g}{v_g}.$$

Întrucât:

$$\mu = m - \frac{m\sigma}{\rho} = m \left(1 - \frac{\sigma}{\rho}\right) = m \frac{\rho - \sigma}{\rho},$$

avem:

$$e_n = m \frac{\rho - \sigma}{\rho} \cdot \frac{g}{E} \cdot \frac{v_E + v_g}{v_g}.$$

Înlocuind pe  $m$  prin valoarea determinată mai sus, obținem:

$$e_n = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \left(\frac{9}{2} \eta\right)^{3/2} \left[\frac{1}{(\rho - \sigma)g}\right]^{3/2} \cdot v_g^{3/2} \cdot \rho \cdot \frac{\rho - \sigma}{\rho} \cdot \frac{g}{E} \cdot \frac{v_E + v_g}{v_g}$$

$$e_n = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \left(\frac{9}{2} \eta\right)^{3/2} \left[\frac{1}{(\rho - \sigma)g}\right]^{1/2} \cdot v_g^{1/2} \cdot \frac{1}{E} \cdot (v_E + v_g)$$

Mărimile din această relație pot fi măsurate cu foarte multă precizie.

Pentru cazul în care dimensiunile particulelor sunt mici, legea lui Stokes nu se mai aplică foarte riguros.

<sup>11</sup> Chiar pentru o singură cantitate de electricitate, forțele electrice sunt suficiente ca să putem urmări comod fenomenul. Într-adevăr, pentru o sarcină  $e \sim 4,8 \cdot 10^{-10}$  u.e.s., care se află într-un câmp  $E = 1$  u.e.s., forța este de  $eE = 4,8 \cdot 10^{-10}$  dyne. O picătură de ulei de densitate 0,92 și având un diametru de  $\frac{1}{2} \mu = 5 \cdot 10^{-5}$  cm suferă în câmpul gravitațional – precum se vede ușor – o forță care este cam 1/10 din cea electrică.

Pentru realizarea acestor determinări a fost depusă o mare muncă experimentală. Plăcile condensatorului erau optic plane și separate prin cale optice, măsurate cu precizia micronului; temperatura dispozitivului se menținea constantă cu ajutorul unui termostat sensibil. Mișcarea particulei, cu și fără câmp electric, se urmărea cu ajutorul unui microscop. Prin inversarea câmpului se putea ajunge ca particula să fie menținută timp de ore întregi în câmpul vizual al microscopului. Când particula prinde sau pierde o nouă sarcină electrică, se observă o variație bruscă a vitezei ei.

Millikan găsește că  $e_n$  este un multiplu întreg al unei cantități  $e$ , pe care reușește să o determine cu o bună precizie.

Un control al faptului că  $e_n = ne$  (unde  $n$  este un număr întreg) se poate face după cum urmează. Din relațiile:

$$\frac{E \cdot e_n \pm \mu \cdot g}{F} = v \quad \text{și} \quad \frac{F \cdot v \mp \mu \cdot g}{E} = e_n$$

rezultă, dacă  $e'$ ,  $e''$ ,  $e'''$  sunt niște sarcini comunicate particulei:

$$e' = \frac{F \cdot v' \mp \mu \cdot g}{E}; \quad e'' = \frac{F \cdot v'' \mp \mu \cdot g}{E}; \quad e' - e'' = \frac{F \cdot (v' - v'')}{E}$$

apoi:

$$e''' = \frac{F \cdot v''' \mp \mu \cdot g}{E}; \quad e' - e''' = \frac{F \cdot (v' - v''')}{E}$$

$$\frac{e' - e''}{e' - e'''} = \frac{v' - v''}{v' - v'''} = \frac{n' - n''}{n' - n'''}$$

dacă:

$$\begin{aligned} e' &= n' e \\ e'' &= n'' e \\ e''' &= n''' e. \end{aligned}$$

Am văzut cum legea lui Stokes stă la baza evaluărilor cantitative din experiențele lui Millikan. Era de tot interesul ca legea să fie controlată, din nou, cu atât mai mult cu cât se știa că valabilitatea acestei legi e legată de condiția ca dimensiunile sferei să fie mari față de dimensiunile moleculare și mici față de cele ale fluidului în care are loc căderea.

Cum Millikan lăsa picătura să cadă în gaze de presiuni reduse (pentru a mări precizia măsurărilor), picăturile sale începeau să aibă dimensiuni comparabile cu ordinul de mărime al drumului liber mijlociu din gazele utilizate. Verificând legea lui Stokes, cu multă grijă, Millikan găsește că ea trebuie corectată cu un factor care depinde de presiunea gazului și cu o constantă  $\chi$  determinată empiric. Relația lui Stokes, corectată, are forma:

$$v_g = \frac{2}{9} \cdot \frac{a^2(\rho - \sigma)}{\eta} \cdot \left(1 + \frac{\chi}{pa}\right),$$

cea ce duce, pentru coeficientul  $F$ , la valoarea:

$$F = \frac{6\pi\eta a}{1 + \frac{\chi}{pa}}$$

Din experiențele sale, Millikan, după ce face și corecția amintită, găsește:

$$e = (4,774 \pm 0,005) \cdot 10^{-10} \text{ u.e.s.} = (1,591 \pm 0,002) \cdot 10^{-19} \text{ coulombi.}$$

Birge recalculează datele lui Millikan, ținând seama că între voltul internațional întrebuințat de Millikan și voltul absolut există relația:

$$1 \text{ volt internațional} = (1,00046 \pm 0,00005) \text{ volt absolut.}$$

De asemenea, el înlocuiește valoarea vitezei luminii întrebuințate de Millikan,  $2,999 \cdot 10^{10}$  cm/sec, prin ultima valoare obținută de Michelson:  $c = 2,99796 \cdot 10^{10}$  cm/sec.

În felul acesta, Birge găsește pentru  $e$  valoarea mai plauzibilă:

$$e = (4,768 \pm 0,005) \cdot 10^{-10} \text{ u.e.s.} \quad \text{sau} \quad e = (1,5904 \pm 0,002) \cdot 10^{-19} \text{ coulombi.}$$

Valoarea admisă astăzi în mod curent este:

$$e = (4,8029 \pm 0,005) \cdot 10^{-10} \text{ u.e.s.}$$

așa cum o evaluează tot R.T. Birge în 1936 (*Nature*, 137,107,1936).

Este interesant de urmărit vederea de ansamblu făcută de însuși Millikan asupra lucrărilor în legătură cu sarcina elementară (*Ann.d.Phys.* 32,34,1938).

După ce Millikan a dat publicității lucrările sale, o serie de alți experimenter le-au reluat, dat fiind importanța problemei. Numai după o serie lungă de ezitări și discuții critice în contradictoriu, s-a renunțat la prima valoare a lui Millikan, aceea care multă vreme a servit ca bază în calculul celorlalte constante universale din fizica atomului.

Determinarea directă a sarcinii elementare a dus imediat la evaluarea precisă a numărului lui Avogadro, așa cum arătasem mai sus. După valorile recalculate atunci de Birge, se admitea  $N = (6,064 \pm 0,006) \cdot 10^{23}$ .

Cunoașterea mai exactă a lui  $N$  a însemnat un pas fundamental în fizica atomului, care acum putea fi cântărit cu precizie mare.

Cu valoarea adoptată astăzi în mod curent pentru sarcina elementară, trebuie să admitem pentru numărul lui Avogadro:

$$N = 6,024 \cdot 10^{23}.$$

La fel se poate evalua imediat masa electronului, întrucât:

$$m_0 \left( \frac{e}{m_0} \right) = e; \quad m_e = \frac{4,803 \cdot 10^{-10}}{5,273 \cdot 10^{17}} \text{ gr} = 0,9108 \cdot 10^{-27} \text{ gr};$$

$$\text{deci } m_e = 0,9108 \cdot 10^{-27} \text{ gr}.$$

Cunoscând masa unui electron în repaus, putem să socotim energia sa intrinsecă  $m_0c^2$ , așa cum ne învață relativitatea. Luând pentru viteza luminii valoarea adoptată astăzi:

$$c = 2,99776 \cdot 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1};$$

$$c^2 = 8,98657 \cdot 10^{20} \text{ cm}^2 \cdot \text{sec}^{-2};$$

avem pentru energia intrinsecă, sau cum se mai spune, echivalentul în energie a electronului în repaus:

$$\varepsilon = 0,9108 \cdot 10^{-27} \cdot 8,98657 \cdot 10^{20} \text{ gr} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-2};$$

$$m_0c^2 = \varepsilon = 0,8185 \cdot 10^{-6} \text{ ergi}.$$

## Dimensiunile electronului și masa acestuia

O evaluare experimentală a dimensiunilor electronului e greu de făcut. Printr-un raționament de fizică clasică putem însă afla ordinul de mărime al razei electronului. Calculul e simplu pentru un electron care se mișcă încet.

O primă întrebare care se pune este dacă electronul are o masă de inerție și de ce natură este această masă. Teoria clasică a electromagnetismului răspunde, în parte, la aceste întrebări.

Dacă punem în mișcare un electron, știm că în jurul direcțiunii sale de mișcare apare un câmp magnetic – un electron în mișcare fiind asimilat cu un curent electric.

Ori, pentru a stabili un câmp magnetic trebuie să cheltuim o anumită energie, și anume o energie egală cu cea înmagazinată în câmpul magnetic din tot spațiul care înconjoară electronul nostru în mișcare. Pe de altă parte, experiența ne-a învățat că trebuie să cheltuim o anumită energie pentru a pune un electron în mișcare, avem nevoie să intervenim cu o anumită forță exterioară pentru a-i comunica o accelerație.

Suntem deci obligați să atribuim și electronului o masă de inerție, așa cum o atribuim oricăruia corp care cere o anumită energie pentru a fi pus în mișcare.

Energia pusă în joc pentru a comunica electronului o mișcare trebuie să fie egală cu aceea care ar trebui cheltuită pentru a stabili câmpul magnetic creat de electron prin însăși mișcarea sa. Prin aceasta va trebui să ajungem la masa de inerție a electronului, care masă ne va apărea aici ca fiind de natură electromagnetică.

Fie  $Ox$  direcția de propagare a electronului nostru. Considerăm momentul când el ajunge în  $O$  cu o viteză  $\vec{v}$ . Într-un punct oarecare  $A$  din spațiul care înconjoară electronul în

mișcarea sa, apare un câmp magnetic datorat tocmai acestei mișcări. Câmpul în acest punct este (fig. 35):

$$H = \frac{ev \sin \varphi}{\rho^2},$$

dacă  $\rho$  și  $\varphi$  sunt coordonatele punctului  $A$ .  $H$  este normal planului ce trece prin  $v$  și  $\rho$ , iar sensul său este fixat de regula mâinii stângi. Cercul de centru  $O'$  și rază  $\rho \cdot \sin \varphi$  este o linie de forță, căci  $H$  este tangent la cerc și constant, în valoare absolută, de-a lungul cercului. Dând lui  $\rho$  toate valorile de la 0 la  $\infty$  și lui  $\varphi$  de la 0 la  $\pi$ , putem socoti valorile lui  $H$  în jurul electronului nostru în mișcare. Existența acestui câmp reprezintă o anumită energie acumulată în spațiul din jurul electronului. Pentru a stabili acest câmp trebuie să cheltuim o energie care este egală cu cea acumulată în spațiul considerat. Să evaluăm energia acumulată în acest spațiu.

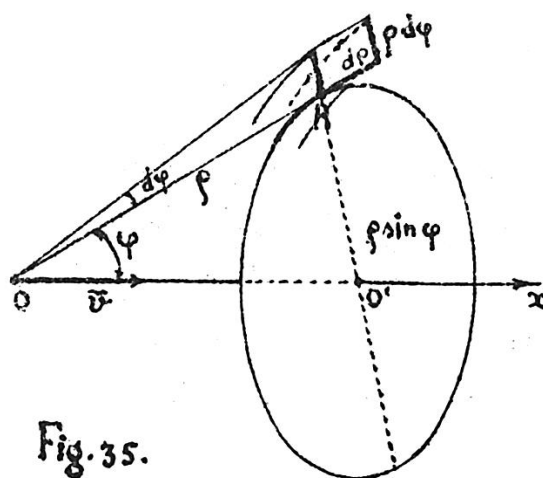


Fig. 35.

Ne reamintim că într-un punct unde domnește un câmp electric  $E$  avem o densitate de energie  $\frac{\epsilon E^2}{8\pi}$  ergi  $\cdot$  cm<sup>-3</sup>, unde  $\epsilon$  este puterea inductoare specifică; tot așa, existența unui câmp  $H$  într-un punct unde permeabilitatea magnetică este  $\mu$ , condiționează o densitate de energie  $\frac{\mu H^2}{8\pi}$  ergi  $\cdot$  cm<sup>-3</sup>. În cazul nostru, energia totală datorită câmpului va fi de forma:

$$\epsilon = \frac{1}{8\pi} \iiint H^2 d\tau,$$

electronul nostru mișcându-se în vid, unde  $\mu = 1$ .

Împărțind spațiul în elemente de volum unde  $H$  este constant, în speță, spațiile cuprinse între cercurile de raze  $\rho \sin \varphi$  și  $(\rho + d\rho) \sin \varphi$  și între cercurile de deschidere  $\varphi$  și  $\varphi + d\varphi$ , adică în elementele de volum:  $d\tau = 2\pi \rho \sin \varphi \cdot \rho d\varphi \cdot dr$ , avem pentru elementele de energie:

$$\begin{aligned} d\epsilon &= \frac{H^2}{8\pi} \cdot 2\pi \rho \sin \varphi \cdot \rho d\varphi \cdot dr \\ &= \frac{1}{8\pi} \left( \frac{ev \sin \varphi}{\rho^2} \right)^2 \cdot 2\pi \rho \sin \varphi \cdot \rho d\varphi \cdot dr \\ &= \frac{1}{4} e^2 v^2 \sin^3 \varphi \cdot d\varphi \cdot \frac{dr}{\rho^2}. \end{aligned}$$

Vom face acum o ipoteză:

Electronul este o mică sferă de rază  $\rho_0$  și sarcina sa electrică este uniform distribuită pe suprafața sa. Făcând să varieze  $\rho$  de la  $\rho_0$  la  $\infty$  și pe  $\varphi$  de la 0 la  $\pi$ , din expresia de mai sus vom căpăta energia totală înmagazinată în spațiul înconjurător electronului:

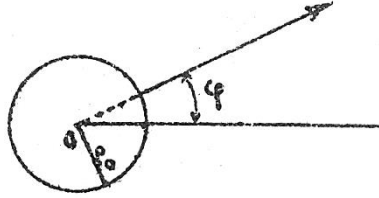


Fig. 56.

$$\varepsilon = \frac{1}{4} \int_{\rho_0}^{\infty} \int_0^{\pi} e^2 v^2 \frac{d\rho}{\rho^2} \sin^3 \varphi d\varphi = \frac{e^2 v^2}{4} \int_0^{\pi} \int_{\rho_0}^{\infty} \sin^3 \varphi d\varphi \frac{d\rho}{\rho^2}.$$

Cum

$$\int \sin^3 \varphi d\varphi = \int \sin^2 \varphi \sin \varphi d\varphi = \int \sin^2 \varphi (-d \cos \varphi) = \int -(1 - \cos^2 \varphi) d \cos \varphi = -\cos \varphi + \frac{1}{3} \cos^3 \varphi;$$

$$\varepsilon = \frac{e^2 v^2}{4} \cdot \left| -\cos \varphi + \frac{1}{3} \cos^3 \varphi \right|_0^{\pi} \cdot \int_{\rho_0}^{\infty} \frac{d\rho}{\rho^2} = \frac{e^2 v^2}{4} \cdot \frac{4}{3} \int_{\rho_0}^{\infty} \frac{d\rho}{\rho^2} = \frac{e^2 v^2}{3} - \frac{1}{\rho} \Big|_{\rho_0}^{\infty} = \frac{1}{3} \cdot \frac{e^2 v^2}{\rho_0}.$$

Spunem acum: energia totală  $\varepsilon$ , socotită de noi, este egală cu cea cheltuită pentru a stabili acest câmp, deci egală cu energia pe care am pune-o în joc pentru a aduce electronul în mișcare cu viteza  $v$ , adică să posede energia cinetică  $\frac{m_e v^2}{2}$ .

Putem scrie deci:

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{1}{3} \cdot \frac{e^2 v^2}{\rho_0}, \text{ de unde } m_e = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{\rho_0}.$$

Aceasta ne duce la raza electronului:

$$\rho_0 = \frac{2 e^2}{3 m_e} = \frac{2}{3} \cdot \frac{e}{m_e} \cdot e \text{ cm.}$$

Numeric vom avea:

$$\rho_0 = \frac{2}{3} \cdot 1,602 \cdot 10^{-20} \cdot 1,759 \cdot 10^7 \sim 1,879 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

Calculul acesta este valabil numai pentru  $v$  mic față de  $c$ , când nu este nevoie să aplicăm considerațiunile de relativitate.

## Considerațiuni elementare asupra trecerii electronului prin materie

Am văzut că electronul, considerat ca o particulă, are o rază cam de ordinul lui  $10^{-13}$  cm, deci cam de  $10^5$  ori mai mică decât aceea a unui atom, ale cărui dimensiuni sunt de ordinul unui Ångström, așa cum ne învață teoria cinetică a gazelor. Accelerați în câmpuri electrice, ei capătă viteze foarte mari, iar când sunt expulzați de substanțele radioactive, au viteze care diferă puțin de viteza luminii.

Se întâmplă ca acești electroni să treacă prin foițe subțiri de metale ușoare, așa cum a arătat-o Heinrich Hertz în 1892.

Observația lui Hertz e de mare importanță! Lenard a studiat-o mai în amănunt, căci se putea bănuși că o cunoaștere mai precisă a modului cum trec electronii prin materie să ofere o serie de informații asupra sturcturii intime a materiei. Prin micimea lor, electronii pot constitui niște sonde subtile care, trimise în materie, ar putea să ne releveze unele date asupra ei, ceea ce s-a și întâmplat.

Punând în calea electronilor, formați și accelerați într-un tub de descărcare, o anticatodă constituită dintr-o foaie subțire a unui metal ușor, electronii, dacă au o viteză suficientă, pot fi scoși în afara tubului. Prin ferestruica *f*, (o foiță de Al de 0,01 mm, de exemplu) numită și fereastră Lenard, electronii pot ieși în atmosferă (fig. 37).

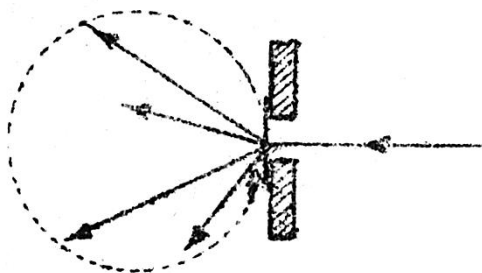


Fig. 37.

Prezența lor se manifestă prin luminozitatea aerului datorită razelor X emise de materia întâlnită în calea lor, prin diferitele fluorescențe și fosforescențe provocate în unele edificii cristaline, prin reacțiuni chimice energice, prin efecte biologice semnificative etc. Electronii care trec prin fereastra Lenard au un parcurs a cărui lungime este în funcție de viteza lor. Printr-un efect de difuzie, o parte din electroni sunt deviați din calea lor în toate direcțiunile din spațiu, ceea ce face ca în jurul ferestrei Lenard să apară o sferă luminoasă cu un diametru cu atât mai mare cu cât potențialul de accelerare a electronilor este mai mare.

Efectul de difuziune a electronilor de către materie se poate observa ușor într-un tub de descărcare, unde un fascicul catodic de o anumită secțiune este limitat prin diafragme. Dacă se introduce în tub puțin gaz, la o presiune de câțiva milimetri de Hg, se observă imediat o lărgire a fasciculului catodic. Gazul servește ca un mediu de difuziune; un mediu turbulente. Un gaz cum ar fi  $H_2$ , care pentru undele electromagnetice apare ca un mediu omogen, este



pentru electron un mediu tulbure. Avem de-a face, spunea Lenard, cu un fenomen de o așa mare finețe încât chiar o singură moleculă constituie un obstacol pentru electroni.

Se observă că *difuziunea crește cu presiunea, deci cu numărul de molecule pe  $\text{cm}^3$  și, deci, cu densitatea.*

La presiune egală,  $\text{H}_2$  difuzează mai puțin ca  $\text{N}_2$  sau ca  $\text{O}_2$ . Difuziunea prin azot și oxigen e cam aceeași (oxigenul și azotul au ponderi moleculare apropiate). În schimb, difuziunea prin  $\text{CO}_2$  e mai mare. Difuziunea crește cu densitatea și, în primă aproximație, este independentă de natura chimică a gazului difuzant.

### Absorbția electronilor de către materie

După trecerea prin materie, un fascicul de electroni apare slăbit. Electronii din fascicul sunt fie deviați din calea lor și extrași, deci, din fascicul prin efectul de difuziune, fie sunt pierduți datorită diferitelor lor interacțiuni cu materia, de care vom vorbi în altă parte. În mod global însă și în primă aproximație, se poate defini un *coeficient de absorbție* a electronilor de către o materie dată. Coeficientul de absorbție se definește făcând următoarea supoziție simplă: intensitatea fasciculului de electroni scade, în timpul în care el parcurge materia, proporțional cu drumul parcurs  $dx$  și cu intensitatea  $I$  din acel moment.

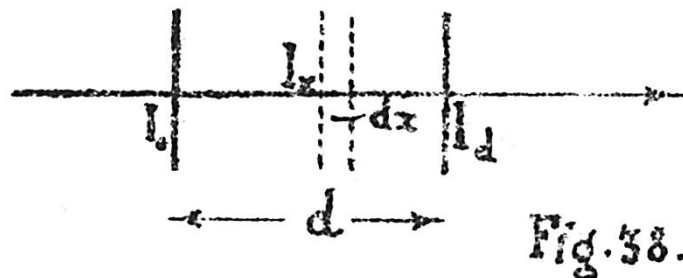


Fig. 38.

Vom scrie deci:  $-dI = \mu I dx$ . Factorul de proporționalitate  $\mu$ , funcție de energia electronilor și de materia parcursă se numește coeficient de absorbție. Mai putem spune că  $\mu$  este absorbția pe unitate de intensitate  $\left(-\frac{dI}{I}\right)$  și pe unitate de lungime parcursă în absorbant. Prin integrare obținem:  $\log I = -\mu x + \log \text{const}$ . Determinăm constanta de integrare considerând pentru  $x = 0$ ,  $I = I_0$ .

Atunci:

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (\text{a})$$

Astfel, un fascicul de electroni care a parcurs o distanță  $d$  în materia respectivă, va ieși slăbit cu o valoare dată de:

$$\Delta I = I_0 - I = I_0 - I_0 e^{-\mu d} = I_0(1 - e^{-\mu d}).$$

Experiența arată că  $\mu$  este aproximativ proporțional cu presiunea, pentru un gaz dat. Pentru gaze diferite, la aceeași presiune,  $\mu$  este proporțional cu pondul molecular  $M$ , deci cu densitatea  $\rho$ . Relația (a) se scrie sub forma:

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho x} = I_0 e^{-\mu'(\rho x)},$$

unde  $\mu'$  este acum coeficientul de absorbție pe unitatea de masă, sau cum se mai numește *coeficientul de absorbție masică*. Cum  $\rho x$  este greutatea unei materii de suprafață  $1 \text{ cm}^2$  și grosime  $x$ , când considerăm o foaie absorbantă a cărei suprafață este  $\sigma$  și care cântărește  $m$  gr, deci  $\frac{m}{\sigma} \text{ gr/cm}^2$ , relația de mai sus se poate scrie:

$$I = I_0 e^{-\mu' \frac{m}{\sigma}},$$

unde  $\frac{m}{\sigma}$  este masa superficială a absorbantului. Tot experiența mai arată că, pentru o substanță dată și o anumită viteză a electronilor, coeficientul de absorbție masică este indiferent de starea de agregare a substanței (solidă, lichidă sau gazoasă). Legile de mai sus se aplică mai bine când masa de materie străbătută nu este prea mare. Această simplitate de comportare face să se deducă faptul că, probabil, absorbția electronilor se face în legătură cu proprietăți fundamentale ale materiei. Când s-a stabilit că electronii sunt sarcini electrice, s-a putut deduce că forțele de interacțiune electron–materie sunt de natură electrică. De la început apărea ca sigur că atomii și moleculele exercită forțe asupra electronilor. Acțiunea ar fi atunci funcțiune de distanța la care un electron ar trece față de un atom, de o moleculă sau de anumiți constituenți ai lor.

Să considerăm o distanță  $\tau$  de la care acțiunea unui atom dat se resimte asupra electronului nostru. Ne putem reprezenta atomul ca pe o sferă de rază  $\tau$ . Vom spune că acțiunile atomului se vor exercita asupra electronului dacă acesta din urmă va ciocni atomul nostru (înțelegem prin ciocnire trecerea electronului la o distanță cuprinsă între 0 și  $\tau$  de centrul atomului nostru). Putem considera atomul față de electron ca o țintă de suprafață  $\sigma_0 = \pi\tau^2$ . Când un electron trece până la o distanță  $\tau$  de centru, întâlnește această suprafață, se ciocnește cu ea, suprafața fiind considerată ca un obstacol care deviază electronul din calea sa. Fie un gaz cu atomi din aceeași specie și cu o suprafață de ciocnire  $\sigma_0 = \pi\tau^2$ . Când electronii trec prin gaz, vin cu viteze foarte mari (numai câțiva volți le comunică viteze de ordinul a  $10^8 \text{ cm/sec}$ ). Atomii gazului nostru se găsesc și ei în agitație, așa-zisa agitație termică – aceasta este mică în comparație cu viteza electronilor. (Moleculele care se agit cel mai repede sunt cele de  $\text{H}_2$ , care la  $0 \text{ }^\circ\text{C}$  au abia  $1,8 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$ .)

În primă aproximație, putem considera gazul nostru ca reprezentând o serie de obstacole fixe, fiecare de secțiune  $\sigma_0 = \pi\tau^2$ , puse în calea electronilor. Fie  $N$  numărul de atomi ai gazului nostru care sunt cuprinși într-un cm. Ei vor reprezenta un obstacol total:  $\sigma = N\sigma_0$ .

Pentru o pătură de suprafață  $s$  și de grosime  $dx$ , deci de volum  $sdx$ , vom avea  $Nsdx$  atomi și o suprafață totală a obstacolelor:

$$Ns dx \sigma_0 = \sigma s dx \text{ cm}^2.$$

Fie un fascicul de  $n$  electroni pe secundă. Un număr  $dn$  de electroni vor fi abătuți din calea lor prin ciocnire cu așa-zisele obstacole întâlnite în calea lor a căror suprafață totală este  $\sigma s dx \text{ cm}^2$ . Dacă la suprafața  $s$  corespund  $n$  electroni care trec prin ea pe secundă, adică  $\frac{n}{s}$  electroni pe  $\text{cm}^2$ , pentru  $\sigma s dx \text{ cm}^2$  vom avea un număr de electroni  $\frac{n}{s} \sigma s dx$  care îi corespunde și care este tocmai acest număr  $dn$  de particule care ciocnesc țintele noastre:

$$dn = \frac{n}{s} \sigma s dx, \quad \text{deci} \quad \frac{dn}{n} = \sigma dx.$$

Ținta noastră simbolizează cauza globală a scoaterii electronului din fascicul. Fie că ea reține, fie că ea deviază din cale electronul, el este pierdut pentru fasciculul inițial. Scăderea relativă de electroni în trecerea prin gazul nostru este dată de:

$$-\frac{dn}{n} = \sigma dx,$$

deci:

$$n = n_0 e^{-\sigma x}$$

reprezintă electronii care ne-au rămas în fascicul după ce ei au parcurs o distanță  $x$  prin gaz, iar  $n_0$  este numărul inițial de electroni. Comparând cu coeficientul  $\mu$  definit mai sus, vedem că în interpretarea noastră el înseamnă:

$$\mu = \sigma = n \sigma_0, \quad \text{deci} \quad \frac{\mu}{N} = \sigma_0.$$

Suprafața țintei noastre ne apare ca fiind coeficientul de absorbție  $\frac{\mu}{N}$  raportat la un atom, de absorbție atomică, cum se spune. Acest lucru ne permite să socotim suprafața elementară de ciocnire în funcție de coeficientul global de absorbție definit mai sus. Experiența ne arată că razele  $\beta$  din cele mai repezi, ale substanțelor radioactive, au un coeficient  $\mu' = \frac{\mu}{\rho}$  care tinde către 7 în cazul aluminiului. Să calculăm suprafața de ciocnire elementară  $\sigma_0$ , pentru aluminiu. Dacă  $M$  este pondul atomic al aluminiului,  $\frac{M}{N} = m$  este masa unui atom de aluminiu,  $N = 6,024 \cdot 10^{23}$  reprezentând numărul lui Avogadro.  $1 \text{ cm}^3$  de aluminiu va cântări  $Nm = \rho = \text{densitatea} = 2,7$  deci numărul de atomi pe  $\text{cm}^3$  în cazul nostru este

$$N = \frac{\rho}{m} = \frac{\rho}{M} \cdot N.$$

Cum  $\frac{\mu}{N} = \sigma_0$ , avem:

$$\sigma_0 = \mu \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \frac{M}{N}$$

și cum:  $M_{\text{Al}} = 27$ , urmează:

$$\sigma_0 = 7 \cdot 2,7 \cdot \frac{1}{6,024 \cdot 10^{23}} = (7 \cdot 2,7 \cdot 1,66) \cdot 10^{24} = 3 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2.$$

Aceasta ne dă pentru raza obstacolului:  $\pi\tau^2 = \sigma_0$ , deci:

$$\tau = \sqrt{\frac{\sigma_0}{\pi}} \sim \left(\frac{3 \cdot 10^{-22}}{\pi}\right)^{1/2} \sim 10^{-11} \text{ cm}.$$

Rezultatul a apărut surprinzător și extrem de interesant, căci teoria cinetică a gazelor socotea că atomul are în medie o rază cam de  $\frac{1}{2} \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ . Volumul ocupat de toți atomii noștri e proporțional deci cu  $(10^{-8})^3$  iar volumul ocupat de obstacolele pentru electron este proporțional cu  $(10^{-11})^3$ . Aceasta înseamnă că volumul ocupat de atomii noștri este cam de  $\frac{10^{-24}}{10^{-33}} \sim 10^9$  ori mai mare ca cel pe care particulele noastre nu-l pot pătrunde. Lenard spunea că trebuie să ne schimbăm ideile despre impenetrabilitatea materiei. Ceea ce pentru mijloacele noastre macroscopice de percepție și de acțiune ne pare ca materie impenetrabilă, este în realitate, când o sondăm cu particule de dimensiunile electronului, un enorm spațiu gol pe lângă spațiul impenetrabil. O bucată de materie ne apare ca o imagine în mic, a Universului. După cum Universul ne apare sub forma unor imense spații goale în care este diseminată puțină materie, tot așa și bucata noastră de aluminiu se reduce la niște centre de forță, foarte mici față de spațiul gol din jurul lor, în care domnesc câmpurile de forță pornite de la aceste centre. Lenard a raționat astfel pentru a dovedi structura lacunară a materiei. Dintr-un metru cub de platină, spunea el, înseamnă că numai  $1 \text{ mm}^3$  de materie este nepătruns de către electroni. Restul este spațiul gol în care domnesc câmpuri de forțe. Întrucât experiența mai arată că  $\frac{\mu}{\rho}$  variază invers proporțional cu viteza electronilor, înseamnă că electronii suferă acțiuni din partea câmpurilor de forțe, acțiuni care trebuie să fie de natură electrică. Acțiunea acestor câmpuri va fi cu atât mai mare cu cât electronii se vor mișca cu viteze mai mici. Electronii mai înceți vor fi abătuți mai ușor din calea lor decât cei repezi care vor traversa atomul fără o deviație apreciabilă. Aceasta duce la ideea existenței unor centre de forțe electrice. Materia fiind neutră spre exterior, în atom trebuie să existe atât sarcini pozitive cât și sarcini negative. Sarcinile negative trebuie să fie însăși electronii, pe care îi putem extrage din materie cu ajutorul atâtor mijloace. Spațiul ocupat de aceste centre și în vecinătatea cărora numai forțele exercitate asupra particulelor electrizate devin mai mari, este foarte mic. Difuziunea electronilor, din cauza masei lor mici și a energiilor lor nu prea mari, se studiază mai greu decât aceea a altor particule mai grele și, în general, mai energice, cum ar fi particulele  $\alpha$ . Difuziunea particulelor  $\alpha$  de către materie a dus la informațiuni foarte precise și de importanță capitală pentru fizica atomului. Ea va aduce promisiuni mari în ceea ce privește aceste centre de forțe, cum vom vedea mai târziu.

## Accelerarea particulelor electrizate

În practica experimentală a studiului atomului este nevoie de potențiale foarte variate; de la mici fracțiuni de volt până la multe sute de milioane de volți.

Pentru potențiale mici, practica obișnuită și foarte rafinată a măsurărilor electrice permite să le realizăm și să le controlăm cu o bună precizie. Greutăți mai mari intervin când avem de întrebuințat potențiale care trec de 500 000 sau de 600 000 de volți.

O mare dificultate de lucru intervine când dorim să realizăm dispozitive de accelerare a particulelor electrizate, prin aceea că aplicarea potențialelor înalte poate da descărcări disruptive dăunătoare experiențelor și aparatului. Cu multe eforturi tehnice s-a ajuns la dispozitive care să suporte tensiuni de ordinul a câtorva milioane de volți. Aparatele sunt foarte costisitoare și având o manipulare destul de anevoioasă, de aceea s-au căutat mijloace pentru a accelera puternic particulele fără să fie nevoie de a manipula tensiuni prea ridicate.

Combinând acțiunea câmpurilor electrice și magnetice asupra particulelor electrizate, s-a ajuns la procedeele de accelerări multiple care au adus servicii esențiale în studiul atomului.

Dăm întâi câteva date asupra generatoarelor de tensiune înaltă.

### Generatorul electrostatic

Folosind principiile mașinilor electrostatice, Van de Graaff a realizat în 1931<sup>12</sup> o mașină de genul celor cunoscute în electrostatică, bazată pe influența electrică. Această realizare este prezentată schematic în figura 39.

În *A* este un generator (transformator-redresor) care dă o tensiune constantă de circa 20 000 volți. *b* este un vârf ascuțit (ac de gramofon) care servește la transmiterea către purtătorul de sarcini a sarcinilor electrice. *B*, o bandă cauciucată (cu rol de purtător de sarcini) care poate fi antrenată cu ajutorul axelor de rotație (*d*) până la viteze de ordinul a 25 m/sec. Vârfurile *c* servesc pentru a trece sarcinile de pe purtătorul de sarcini pe electroda de înaltă tensiune *C*. *D* este o substanță izolatoare.

Tensiunea la care poate fi adusă electroda *C* este limitată prin efluvii. Se caută a se limita aceste pierderi, dându-se electrodei o formă adecvată (suprafață lucioasă și curburi cât mai mici).

Teoretic, se poate socoti că o sferă cu o rază de 1 m trebuie să suporte 2,5 milioane de volți.

<sup>12</sup> Wikipedia engleză indică 1929 ca an al inventării mașinii. Circa 20 de ani după apariția acestui curs, Hulubei avea să recomande conducerii RPR achiziționarea unui accelerator tandem Van de Graff. El constituie astăzi instalația de cercetare cea mai prețioasă a IFIN-HH, institutul succesori, pe linia fizicii nucleare, al Institutului de Fizică Atomică al lui Hulubei. (*N. ed.*)

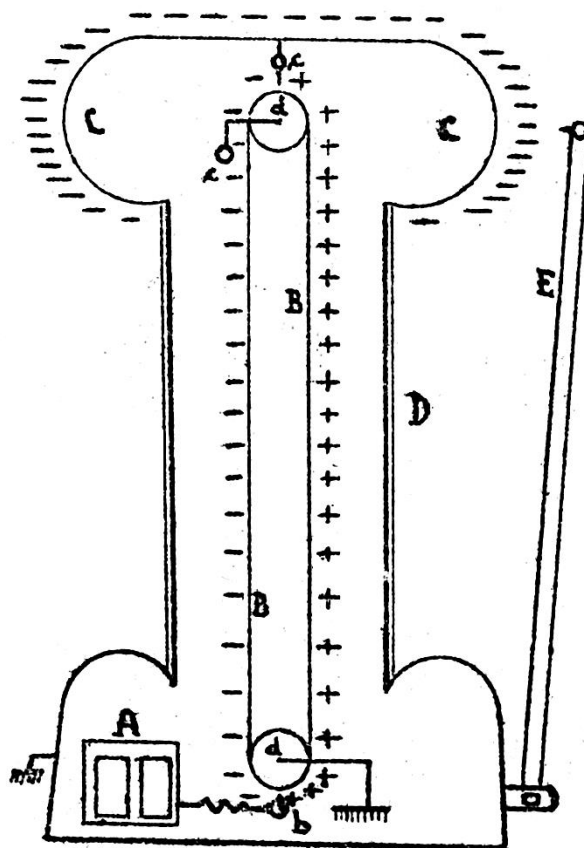


Fig. 39.  
După *Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften*.

În practică, este nevoie de o rază de aproximativ 2,2 m pentru ca sfera să suporte 2,4 milioane de volți fără a avea pierderi apreciabile. Pentru a se calcula raza sferei care să suporte o anumită tensiune, exprimată în milioane de volți, există următoarea relație empirică:

$$V = R + 0,25$$

unde  $R$  este raza sferei, în metri, iar  $V$  este tensiunea, în megavolți.

Intensitatea debitată de o astfel de mașină se calculează după sarcina maximă pe care o poate purta banda antrenantă ( $B$ ). O astfel de bandă poate transporta circa  $2,6 \cdot 10^{-9}$  coulombi pe fiecare  $\text{cm}^2$ . O bandă lată de 1 m care are o viteză de antrenare de 25 m pe secundă dă practic un curent de circa 0,8755 mA, intensitatea fiind dată de o relație empirică de forma:

$$I \approx 3,5 \cdot l \cdot v \cdot 10^{-9} \text{A},$$

unde  $l$  = lățimea bandei în cm;  $v$  = viteza în cm/sec;  $I$  = intensitatea în amperi.

O bară conductoare  $E$  este apropiată mai mult sau mai puțin de electroda  $C$  pentru ca, prin efluvii, să limiteze potențialul obținut la valoarea dorită.

Cu aceste dispozitive se obțin, destul de ușor, potențiale de câteva sute de mii de volți și chiar de un milion de volți.

Herb, Parkinson și Kerst (Rev.Sci.Instr. 6,261,1935; Phys.Rev. 51,75,1937) au putut să realizeze aparate ce ating până la 5 milioane de volți. Totul funcționează într-un spațiu cu o presiune la câteva atmosfere, care limitează mult pierderile ce au loc prin efectul corona. Tensiunile astfel obținute alimentează tuburi de raze X pentru clinici și au servit în prima perioadă de cercetări nucleare.

La Washington se găsește un generator care are o înălțime de 16,5 m, o lărgime de 11 m și care lucrează la 4,2 atm; electroda de tensiune este o sferă cu diametrul de 5 m. Un alt mare generator de acest gen funcționează în laboratorul de la Pittsburg a întreprinderilor Westinghouse și are următoarele dimensiuni: lărgimea 9 m, înălțimea 14 m; se lucrează sub presiunea de 8,4 atm, realizându-se o tensiune de peste 5MV (Modul de funcționare al generatorilor de înaltă tensiune gen Van de Graaff este dat de K.T. Compton și L.C. van Atta în Phys.Rev. 43,149,1933).

### Accelerări multiple

Pentru a se evita dezavantajul tensiunilor foarte înalte, s-a recurs la procedeul accelerărilor multiple ale particulelor electrizate. În loc să se aplice un câmp electric  $E$  unic, foarte mare, particula este accelerată succesiv, de mai multe ori, cu potențiale mici (de ordinul zecilor de mii de volți).

### Acceleratorul liniar multiplu

Accelerarea se face cu potențiale de înaltă frecvență. Schema aparatului este dată în figura 40.

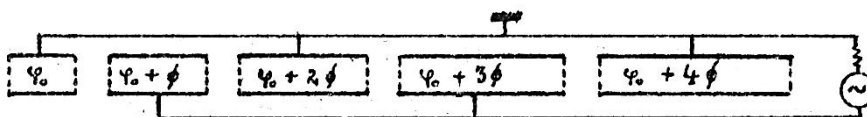


Fig. 40.

Într-un tub din care se scoate aerul, se dispun – unii după alții – cilindri de lungimi convenabile, ale căror suprafețe de bază sunt înlocuite prin rețele de sârmă. Legăturile între cilindri se fac după cum se vede în figura 40. Cilindrilor li se aplică o diferență de potențial de înaltă frecvență, de perioadă  $T$ .

Presupunem o particulă care intră în primul cilindru. Lungimea acestui cilindru este astfel calculată, încât particula s-o străbată în timpul  $\frac{T}{2}$ . Când particula ajunge la capătul cilindrului, câmpul își schimbă sensul. Cilindrul II este acum pozitiv față de I (presupunem că particula este negativă). Particula este accelerată acum în spațiul dintre cei doi cilindri. Pătrunzând în cilindrul II, unde nu mai avem câmp electric, particula îl parcurge cu viteză crescută în urma unei accelerări suplimentare. Cilindrul II este astfel dimensionat încât

particula să-l străbată tot într-un timp  $\frac{T}{2}$ . Fenomenul se repetă și la fiecare schimbare de sens a tensiunii, particula primește o accelerare suplimentară.

Această metodă a fost dată de Wideroë (Arch.Electrotechn. 21,387,1938).

Câteva detalii: dacă înalta frecvență este de forma:

$$\phi \sin \omega t = \phi \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

lungimea primului cilindru,  $L_1$ , va fi:

$$\frac{L_1}{v} = \frac{T}{2} = \frac{\pi}{\omega},$$

deci:

$$\frac{L_1}{\sqrt{\frac{2e}{m} \phi}} = \frac{\pi}{\omega} \quad L_1 = \frac{\pi}{\omega} \left( \frac{2e}{m} \phi \right)^{1/2}$$

Pentru a  $n$ -a accelerare vom putea socoti lungimea  $L_n$ :

$$L_n = \frac{\pi}{\omega} \left( \frac{2e}{m} \cdot n \phi \right)^{1/2}$$

Relația între lungimile cilindrilor este, deci:

$$L_n = L_1 \sqrt{n}.$$

Lawrence și Sloan au realizat un accelerator cu 36 de cilindri, având o lungime totală de 1,85 m. Întrebuințând un potențial accelerator de 80 000 volți și o lungime de undă de 30 m, ei au ajuns la o energie a particulei de  $2,4 \cdot 10^6$  eV, lucrând cu ioni de mercur. Instalația nu mergea decât pentru ioni grei și nu putea depăși un anumit potențial (Proc.Nat.Acad.Sci.U.S.A. 17,64,1931; Phys.Rev. 38,2021,1931; și Sloan și Coates, Phys.Rev. 16,539,1934).

### Ciclotronul<sup>13</sup>

Prin această metodă se obțin accelerări multiple cu ajutorul unui câmp electric alternativ, cuplat cu un câmp magnetic uniform, normal câmpului electric. Această metodă extrem de elegantă și de o mare utilitate a fost elaborată de Lawrence.

E.C. Lawrence și N.E. Edlefsen (Science, 72,376,1930) dau principiul metodei. Ea se bazează pe faptul – relatat mai sus – că o particulă încărcată cu electricitate are, într-un câmp magnetic uniform, o viteză unghiulară independentă de viteza sa liniară. O particulă

<sup>13</sup> Un ciclotron de construcție sovietică avea să fie instalat de IFA în 1957; performanțele sale au fost semnificativ îmbunătățite de specialiștii români. Astăzi, aparatul este scos din uz, fiind depășit și imposibil de modernizat. (N. ed.)



de viteză mai mare se va mișca pe un cerc cu raza mai mare, astfel încât perioada de parcurgere a cercului să fie aceeași. După cum am văzut mai înainte, perioada are valoarea:

$$T = 2\pi \frac{m}{q} \cdot \frac{1}{H} \quad \text{sau} \quad T = 2\pi \frac{m}{q} \cdot \frac{c}{H},$$

dacă  $q$  este dat în u.e.s. Pentru o particulă cu sarcina specifică dată, perioada depinde numai de valoarea câmpului magnetic.

Figura 41 reprezintă schema ciclotronului. Accelerarea se face între doi conductori semicilindrici înguști  $A$  și  $B$ . Câmpul de accelerare domnește numai în spațiul dintre cei doi semicilindri. În interiorul acestora câmpul este nul.

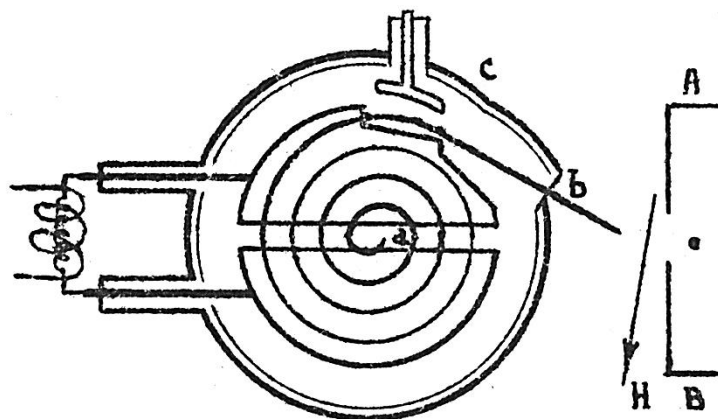


Fig. 41.

Presupunem în  $a$  o sursă de ioni. Dacă se aplică celor doi cilindri o diferență de potențial alternativă a cărei perioadă este egală cu a particulei pe un cerc, în câmpul  $H$  utilizat, particula va fi accelerată în mod succesiv și atâta vreme cât spațiul ciclotronului nu este mai mic decât cel necesar particulei pentru ca ea să parcurgă cercul corespunzător vitezei căpătate. Există o rezonanță între câmpul electric alternativ și perioada de parcurgere a unui cerc de către particula noastră. Lungimea de undă a câmpului,  $\lambda$ , este:

$$\lambda = 2\pi \cdot \frac{m}{q} \cdot \frac{1}{H} \cdot c = c \cdot T.$$

Avem:

$$\lambda \cdot H = \text{constantă},$$

unde:

$$\text{constanta} = 2\pi \cdot \frac{m}{q} \cdot c.$$

Se calculează valoarea acestei constante și se află: 194 pentru protoni, 389 pentru particulele: atomi de heliu dublu ionizați, pentru  $D_1^2$  = deuteron, nucleu de hidrogen greu. Valorile de mai sus se obțin când se consideră  $H$  în kilogauss și lungimea de undă în metri.

*Observație*

Metoda nu se poate aplica la viteze foarte mari ale particulelor, când variația relativistică a masei se resimte și când rezonanța principială nu va putea fi obținută prin mijloace atât de simple. Metoda nu poate fi folosită pentru accelerarea electronilor, căci constanta este prea mică, iar în relația  $\lambda \cdot H = \text{constantă}$ , lungimea de undă pentru o valoare rezonabilă a câmpului magnetic este prea mică și imposibil de realizat prin tehnica actuală.

**Detalii de funcționare.** Presupunem o particulă pozitivă în punctul  $a$  și socotim semicilindrul  $A$  negativ față de semicilindrul  $B$ . Particula va fi accelerată de  $A$ . În interiorul semicilindrului particula se mișcă după un semicerc, din cauza câmpului magnetic  $H$ . În momentul în care particula părăsește semicilindrul  $A$ , frecvența potențialului aplicat celor doi semicilindri este astfel aranjată încât  $B$  este de data aceasta negativ și particula va fi din nou accelerată. În interiorul semicilindrului  $B$ , particula parcurge iarăși într-o jumătate de perioadă un cerc de rază mai mare (pentru că energia ei este de data aceasta mai mare) și așa mai departe. Traiectoria particulei va fi un fel de spirală. Când raza trajectoriei particulei se apropie de cea a electrodelor, o placă  $c$  o deviază din cale, așa ca să poată ieși din aparat prin fereastra  $b$  (o foaie de aluminiu, de exemplu). Energia pe care o capătă particulele va fi cu atât mai mare cu cât raza ciclotronului va fi mai mare și cu cât valoarea câmpului magnetic va fi mai mare. Pentru aceeași rază a ciclotronului, particulele pot fi accelerate mai mult sau mai puțin, după cum câmpul magnetic este mai mare sau mai mic. Ciclotronul are un mare avantaj asupra acceleratorului liniar, întrucât el nu condiționează numărul de accelerări (dacă punem un potențial mai mic, numărul de accelerări va fi mai mare și va merge până când raza trajectoriei condiționată de dimensiunile ciclotronului va fi atinsă). Dacă  $R$  este raza maximă, putem scrie:

$$HR = \frac{m}{q} \cdot v = \frac{m}{q} \left( \frac{2q}{m} \Phi \right)^{1/2} = \left( \frac{2m}{q} \Phi \right)^{1/2},$$

deci:

$$\Phi = \frac{1}{2} \cdot \frac{q}{m} \cdot H^2 R^2,$$

unde  $\Phi$  este potențialul maxim ce corespunde accelerării totale obținute. Numărul de accelerări va fi:  $\frac{\Phi}{\varphi}$ , unde  $\varphi$  este potențialul de înaltă frecvență utilizabil. Energia  $\varepsilon$  a particulelor emergente este dată de:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} m v^2 = q \cdot \Phi = q \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{q}{m} \cdot H^2 R^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{q^2}{m} \cdot H^2 R^2$$

și cum:

$$H\lambda = \text{const.} = C; \quad H = \frac{C}{\lambda} \quad \text{și} \quad \varepsilon = \frac{1}{2} \cdot \frac{q^2}{m} \cdot \frac{C^2}{\lambda^2} \cdot R^2 = K \cdot \frac{R^2}{\lambda^2},$$

$$\varepsilon = K \cdot \frac{R^2}{\lambda^2};$$

pentru ca – din relația de mai sus – să obținem energia în megaelectronvolți, va trebui să luăm raza  $R$  în centimetri, lungimea de undă  $\lambda$  în metri, iar pentru  $K$  una dintre valorile date mai jos, după felul particulei cu care lucrăm:

$$K = 7,32 \text{ pentru particulele } \alpha;$$

$$K = 3,66 \text{ pentru deuteroni};$$

$$K = 1,83 \text{ pentru protoni}.$$

Este de remarcat că energia crește cu pătratul razei maxime și cu pătratul câmpului magnetic.

**Detalii de construcție.** Ciclotronul ne apare ca o cutie plată în care se găsesc cei doi electrozi acceleratori. Înalta frecvență, dată de un emițător puternic de unde scurte, este adusă la electrode prin izolatori de bună calitate. Ciclotronul, după ce este golit de aer, se umple la presiune joasă ( $10^{-4}$  mm Hg) cu hidrogen ușor, hidrogen greu sau heliu. Printr-un mijloc oarecare, gazul este ionizat și particulele astfel electrizate pot fi accelerate. Se întrebuintează de obicei oscilatori care dau lungimi de undă cuprinse între 15 și 30 de metri și câmpuri magnetice a căror valoare nu depășește 20 000 gauss. Pentru energii mari trebuiesc câmpuri omogene foarte mari. Ciclotroanele mari au polii electromagneților cu un diametru ce depășește 1,5 metri. Pentru a instala un ciclotron sunt necesare numeroase instalații. Numai pentru funcționarea unui ciclotron de putere medie laboratorul respectiv trebuie să dispună de circa 150 kW energie electrică. Deoarece radiațiile foarte puternice (neutroni foarte repezi, raze  $\gamma$ ) pot vătăma în câteva minute pe operatori, este necesar să se asigure serioase protecții contra radiațiilor. Astfel, pentru a încetini neutronii protecția se face prin rezervoare mari de apă, pentru a opri neutronii lenți protecția se face cu foi de cadmiu, iar pentru a apăra pe operator de efectul razelor  $\gamma$  se utilizează paravane de plumb. Încă înainte de război existau în America mai multe ciclotroane:

- unul la Rachester, care dă protoni de 6,5 MeV;
- altul la Barthol, care dă neutroni de 10,2 MeV.

Lawrence, Livingstone și alți colaboratori, au instalat la Berkeley un ciclotron uriaș, de 1,50 metri, care dă deuteroni de 16 MeV și particule  $\alpha$  de 32 MeV. Tot prin acea vreme se lucra la construirea unui ciclotron care trebuia să aibă un diametru de 4,7 m, un electromagnet de 4 900 tone și să poată accelera până la o sută MeV. Lawrence a ajuns, pe atunci, la un curent de ioni de 100  $\mu$ A. În general se lucra cu fracțiuni de  $\mu$ A. Acum se mai găsesc ciclotroane în Franța, la Paris (laboratorul de chimie nucleară), la Copenhaga (în laboratorul lui Bohr); un ciclotron mai mic a fost făcut în timpul acestui război la Bonn. În Japonia se construiesc de asemenea ciclotroane. Actualmente există ciclotroane și mai puternice, ale căror caracteristici nu mai sunt cunoscute din cauza secretelor militare.

### Betatronul<sup>14</sup>

Am văzut că electronii nu pot fi accelerați cu ajutorul dispozitivelor de tip ciclotron. Era totuși foarte util de a avea la dispoziție electroni cu energii mult mai mari ca cele ale razelor  $\beta$ , emise de substanțele radioactive naturale și artificiale. Razele cosmice, între altele, ne dau electroni de câteva sute de milioane de electronvolți, care fac mărturie asupra transformărilor nucleare din spațiile interstelare – ar fi interesant ca acestea să poată fi urmărite în laborator; apoi razele X obținute cu ajutorul electronilor repezi pot fi foarte utile atât pentru studiul reacțiilor fotonucleare, pentru fenomenele de materializare și, practic, chiar pentru radiografii în pături foarte absorbante, pentru a nu cita decât posibilități curente de lucru.

S-a găsit o soluție de accelerare multiplă a electronilor întrebuițând câmpuri magnetice variabile. Problema este pusă de multă vreme fără însă a găsi o realizare practică și o precizare teoretică mai completă până în timpul acestui război când D.W. Kerat (Acceleration of electrons by magnetic induction, Phys.Rev. 58,841,1940) realizează un accelerator prin inducție, obținând, în acest prim dispozitiv, 2,2 MeV energie pentru electroni.

Ideea de a pune la contribuție câmpul magnetic variabil care să accelereze electronii prin forța electromotrice indusă a fost dată de R. Wideröe „Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen” (Arch.f.Elektrotechnik. 21,387–405,1928). Găsim în literatură și o încercare de realizare a unui astfel de dispozitiv, aceea a lui E.T.S. Walton „The production of high speed electrons by indirect means” (Peoc.Camb.Phil.Soc. 25,pt.IV,469-481/Oct.1929), lucrare pornită la cererea lui Rutherford. Tot așa mai găsim propunerile lui V.W. Jassinsky „Beschleunigung der Elektronen in elektromagnetischen Wechselstromfeld” (Arch.f.Elektrotechnik. 30,590-603.1936) și un brevet american a lui N.Steenbeck (U.S.Patent. 2,103,303,Dec.28,1937). Găsim o teorie generală dată de N. Steenbeck (Nature 31,234-235, 7Mai1943) care se referă la brevetul lui (loc.cit.), în D.W. Kerat „The Acceleration of Electrons by Magnetic Induction” (Phys.Rev. 60,47-53,1941, și R. Serber „Electronic orbits in the Induction Accelerator” (Phys.Rev. 60,53,58,1941) și în revista de fizică din U.R.S.S. „Journal of Physics” vol.IX No.3,1945 de J. Terletzky.

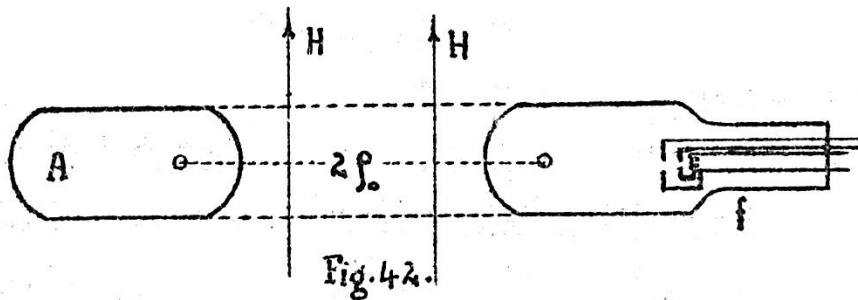
În linii generale, într-un betatron, electronii sunt accelerați cu ajutorul unui câmp electric produs de un câmp magnetic variabil în timp.

Acceleratorul poate fi comparat cu un transformator al cărui bobinaj secundar e înlocuit cu un tub de formă toroidală, în care circulă electronii obținuți de la un filament încălzit.

Electronii suferă impulsioni tangențiale traiectoriei circulare pe care sunt obligați să o parcurgă în câmpul variabil  $H$ , obținând după fiecare revoluție completă o aceeași variație de voltaj accelerator, ca și cum ei ar fi circulat de-a lungul unei bobine secundare cu o singură spiră. Traiectoria circulară e condiționată de valoarea lui  $H$ . Topografia câmpului  $H$  este de așa natură ca electronii să alerge după un cerc, pe care nu-l părăsesc decât în momentul când au obținut accelerarea totală. Acest cerc se numește *traiectoria stabilă*, de la care electronii sunt deviați pentru utilizare, cu ajutorul unui artificiu experimental.

<sup>14</sup> Un betatron a fost construit la IFA, exclusiv prin forțe proprii, la începutul anilor '60. (N. ed.)

Electronii pot lovi o anticatodă pentru a da raze X foarte dure, sau pot fi scoși din tub spre a fi utilizați ca electroni liberi foarte energici. Principiul metodei se poate rezuma după cum urmează (fig. 42):



Electronii emiși de filamentul  $f$  sunt injectați cu vreo 20 000 volți în vasul toroidal  $A$ , unde ei sunt aduși, de un câmp normal traiectoriei, pe un cerc de diametru  $2\rho_0$ . Câmpul magnetic variind în timp, va avea un dublu efect: va produce o forță electromotrice tangență la traiectoria electronilor cărora le va comunica o energie adițională – aceeași după fiecare revoluție completă – și o forță radială, normală vitezei electronilor, care îi va aduce pe aceștia să se miște pe un cerc. Se alege forma câmpului astfel încât electronii, oricare ar fi energia lor, să se miște pe o orbită circulară de rază  $\rho_0$ , fixată de condițiile de lucru (orbită stabilă). În timp ce câmpul variază într-un sens dat, de exemplu când crește, deci când fluxul magnetic crește – aceasta ar fi în primul sfert al perioadei sale de variație – electronii parcurg acest cerc de câteva sute de mii de ori, căpătând cu fiecare tur o energie suplimentară. Electronii sunt scoși de pe această orbită în momentul în care au atins viteza corespunzătoare dispozitivului, pe o traiectorie cu o rază de curbură mai mică sau mai mare, pentru ca apoi să fie utilizați pentru producerea de raze X, dacă ei sunt aduși să ciocnească o țintă metalică. Pentru înțelegerea celor ce urmează reamintim câteva date din electromagnetism.

Michael Faraday a arătat, încă din 1831, că atunci când un câmp magnetic din vecinătatea unui circuit suferă o schimbare, apare în acest circuit o forță electromotrice de inducție, proporțională cu variația câmpului magnetic pe unitate de timp. Legea se exprimă cantitativ studiind variația fluxului magnetic total prin circuitul nostru.

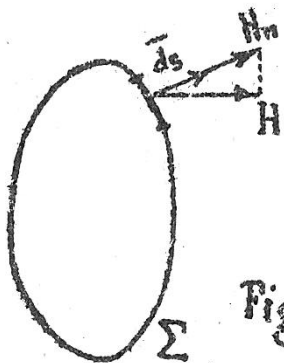


Fig. 43.

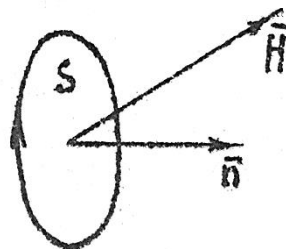


Fig. 44.

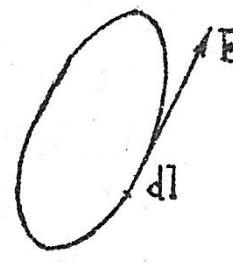


Fig. 45.

Fluxul total care trece printr-o suprafață  $\Sigma$  este dat de:

$$\Phi = \iint_{\Sigma} \mu H_n ds = \iint_{\Sigma} \mu \vec{H} d\vec{s}.$$

Se definește o densitate de flux  $B$  prin relația  $\vec{B} = \mu \vec{H}$  (unde  $\mu$  este permeabilitatea magnetică), vectorul  $\vec{B}$  reprezentând fluxul magnetic pe unitatea de suprafață.

Legea lui Lenz și a lui Faraday arată că printr-o spiră plană ce limitează o suprafață  $S$ , forța electromotrice indusă este dată de:

$$10^8 V = - \frac{d\Phi}{dt}.$$

În  $n$  spire se induce o forță electromotrice de  $n \cdot 10^8 V$  volți. Forța electromotrice indusă implică existența unui câmp  $E$  tangent circuitului închis, așa că:

$$V = \int_0^l E dl,$$

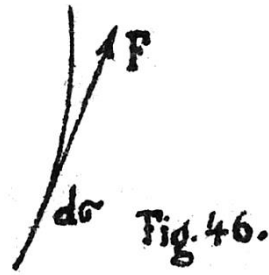
$l$  fiind lungimea spirei.

Circuitul închis de mai sus poate fi o spiră metalică, traiectul unor particule electrizate sau pur și simplu o traiectorie închisă imaginară, pe conturul căreia avem, în spațiul unde domnește câmpul magnetic variabil, câmpul electric  $E$  definit ca mai sus. Să ne imaginăm niște electroni care se mișcă după o spiră circulară normală în fiecare punct al unui câmp  $H$ . Dacă acest câmp este variabil cu timpul, un câmp electric  $\vec{E}$ , tangent traiectului, va lua naștere și deci și o forță  $\vec{F} = e\vec{E}$ , care va avea ca efect accelerarea particulelor noastre. Dacă nu luăm anumite precauțiuni, electronii care s-ar găsi la început pe un cerc de rază  $\rho$ , pe măsură ce viteza lor crește, ei ar urma să se deplaseze pe cercuri din ce în ce mai mari, încât finalmente electronii ar fi dispersați în tot spațiul și deci neutilizabili. Se poate găsi o distribuție convenabilă pentru câmpul  $H$  așa încât electronii să rămână încontinuu pe o traiectorie de rază  $\rho = \rho_0$  fixă, pe care ei nu o părăsesc oricare ar fi viteza pe care o au la un moment dat. Iată cum s-a găsit ceea ce s-a numit *condiția de stabilitate* a orbitei circulare: să considerăm cazul în care orbita circulară are raza  $\rho = \rho_0$ . Electronii care aleargă pe această orbită sunt asimilați unui curent electric. Câmpul magnetic  $H$  normal acestui circuit trimite prin suprafața delimitată de el (circuit) un flux magnetic  $\Phi$ . Variația în timp a lui  $\Phi$  induce în circuit o forță electromotrice  $U$  care este dată în valoare absolută de relația:

$$U = \frac{d\Phi}{dt} = \dot{\Phi},$$

$\Phi$  fiind valoarea instantanee a fluxului prin orbită.

Prin variația fluxului va lua deci naștere o forță tangențială  $F$ , care efectuează asupra unui electron, pe o distanță  $d\sigma$ , un lucru mecanic  $d\tau = Fd\sigma$ .



Pe o traiectorie completă, forța  $F$  va exercita travaliul:  $\tau = 2\pi\rho_0 F$ . Cum:

$$U = \Phi; \quad eU = e\Phi = \tau$$

$$F = \frac{eU}{2\pi\rho_0} = \frac{e\Phi}{2\pi\rho_0} = m\dot{v}.$$

În definitiv:

$$dp = d(mv) = \frac{e}{2\pi\rho_0} d\Phi. \quad (1)$$

Cum forța radială  $H_{ev}$  este dată de:

$$H\rho_0 = \frac{m}{e} \cdot v = \frac{p}{e},$$

avem:

$$p = mv = H\rho_0 e \text{ și } dp = d(mv) = \rho_0 \cdot e \cdot dH \quad (2)$$

$$(\rho_0 = \text{const}).$$

Egalând relațiile (1) și (2):

$$\frac{e}{2\pi\rho_0} d\Phi = \rho_0 \cdot e \cdot dH; \quad d\Phi = 2\pi\rho_0^2 \cdot dH \quad (3)$$

Aducând relația (3) sub formă finită:

$$\int_0^\Phi d\Phi = \int_0^H 2\pi\rho_0^2 dH, \quad \text{obținem } \Phi = 2(\pi\rho_0^2 H), \quad (4)$$

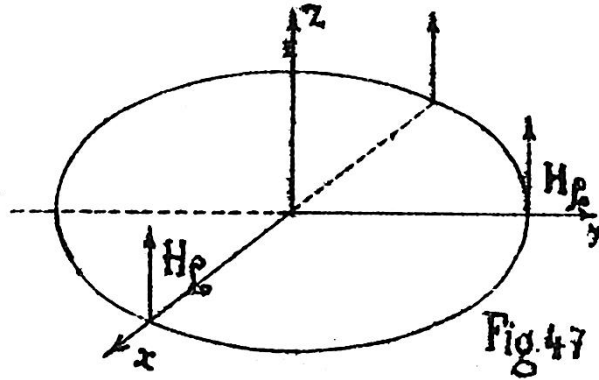
unde  $\Phi$  este valoarea fluxului corespunzătoare unui câmp  $H$  la un moment dat.

Formula (4) ne dă o relație instantanee între fluxul total  $\Phi$  prin cercul de rază  $\rho_0$  și valoarea câmpului  $H$  la distanța  $\rho_0$  de centru, adică acolo unde se găsește orbita stabilă. În cazul în care câmpul magnetic utilizat ar fi fost uniform și ar fi avut valoarea  $H$  pe care o are la locul orbitei, fluxul său prin orbită ar fi fost:

$$\Phi_1 = \pi\rho_0^2 H,$$

adică numai jumătate din cel pe care ni-l dă condiția (4), pe care o numim *condiția de stabilitate a orbitei*. În definitiv, relația (4) ne spune că: pentru a avea o orbită stabilă de

rază  $\rho_0$  trebuie ca  $\Phi$  să varieze proporțional cu  $H$  și ca  $\Phi$  să fie de două ori mai mare decât cel care ar trece prin orbita noastră în cazul în care câmpul ar fi omogen și de o valoare egală cu aceea pe care o are în acel moment la locul orbitei. Acest lucru nu este posibil decât dacă în jurul orbitei noastre câmpul prezintă o oarecare heterogeneitate. S-a realizat un câmp heterogen prezentând o simetrie cilindrică (axul de simetrie trecând prin orbită) ce satisface condițiilor de mai sus.



$H$  este o anumită funcție de  $\rho$ ,  $H(\rho)$  așa încât pentru un  $\rho$  dat  $H$  are aceeași valoare și este îndreptat după generatricele cilindrului respectiv. Rămâne ca variația radială a acestui câmp să fie așa ca:

$$\Phi = 2\Phi_1, \text{ unde } \Phi_1 = \pi\rho_0^2 H.$$

Câmpul magnetic e mai intens la centru și scade înspre exterior, funcție de  $\rho$ , și anume proporțional cu  $\frac{1}{\rho^n}$ , ( $n < 1$ ), așa cum arată unele calcule puțin mai complicate. Se caută valoarea lui  $n$  în așa fel încât o serie de alte condiții de focalizare să fie îndeplinite. Astfel, electronii noștri care s-ar găsi la un moment dat în afara sau în interiorul orbitei stabile, adică la o distanță  $\rho_0 \pm \Delta\rho_0$  sau în planuri distanțate cu  $\pm\Delta z$  de planul orbitei, să poată fi înclonați în orbita stabilă. Se arată că dacă  $n \sim \frac{2}{3}$ , electronii, printr-o mișcare oscilantă în jurul orbitei, repede amortizată, intră în cortegiul de rază  $\rho_0$  (avem, cum se spune, o focalizare radială și alta axială). Una dintre realizări întrebunțează un electromagnet conform figurii 48.

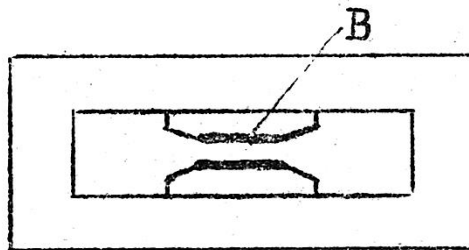


Fig. 48.

Magnetul este excitat în înaltă frecvență, din care cauză se încălzește prin curenți Foucault dacă nu este bine segmentat și răcit. Polii electromagnetului sunt făcuți din lame



subțiri din fier silicat. În  $B$  se găsesc niște discuri făcute din pulbere de fier presată, având o permeabilitate în jurul valorii 8. Discurile  $B$  ajung mai repede la saturație decât restul circuitului. Efectul acestei saturări duce la stricarea condițiilor de stabilitate a traiectoriei și electronii sunt smulși de pe orbita circulară pentru a trece pe un început de traiectorie care îi duce spre ținta de bombardat (acesta este un exemplu de dispozitiv utilizat pentru a scoate electronii de pe traiectoria lor, la momentul oportun).

În unul dintre dispozitivele lui Kerst, excitarea magnetului se face cu un dispozitiv ca cel din figura 49 în care pentru fiecare pol se construiesc niște circuite de rezonanță, din vreo zece spire cu capacitățile respective, iar excitația se face prin inducție cu ajutorul a câte unei spire bobinate în jurul fiecărui pol. Energia este dată de un alternator de circa 4 kW și de 600 de perioade. Tubul de accelerare este dispus între polii electromagnetului, ca în figura 50.

Funcționarea magnetului în condiții convenabile se controlează dispunând o spiră circulară de rază  $\rho_0$ , ea reprezentând orbita stabilă, spiră în care forța electromotrice indusă trebuie să fie minimă.

S-au realizat și altfel de dispozitive pentru a aduce electronii la locul dorit (fig. 51). Electronii din  $f$  sunt aduși prin efectul de focalizare a câmpului pe traiectoria stabilă.

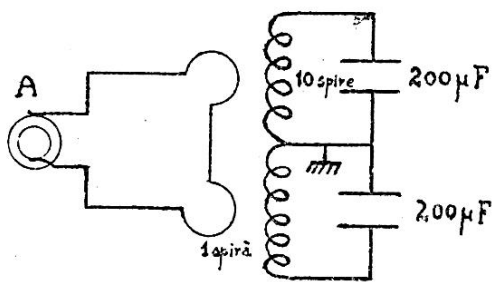


Fig. 49.

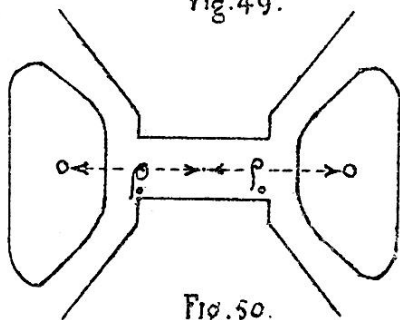


Fig. 50.

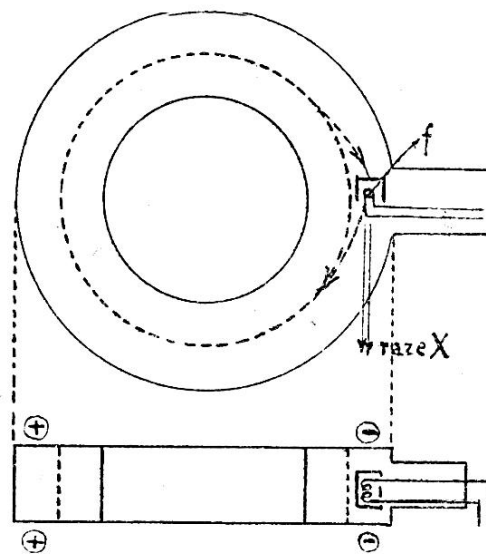


Fig. 51.

După ce au primit accelerația corespunzătoare, electronii sunt scoși de pe orbită și aduși în  $A$ , unde pot produce raze  $X$ . Ei sunt aduși în punctul  $A$  cu ajutorul spirelor  $S$  dispuse ca în figură și în care circulă un curent dat de descărcarea prin ele a unui condensator exact în momentul în care  $H$  este maxim. Câmpul suplimentar adus de spirele  $S$  aduce defocalizarea necesară ca electronii să ajungă în  $A$ . Manipularea electronilor introduși în tubul de accelerare se face prin diferite mijloace. Se injectează electronii fie în mod continuu, fie în mod periodic și la momentul ales. Dacă se dispune dispozitivul așa încât să se utilizeze electronii care parcurg traiectoria în sensul corespunzător fluxului crescând și dacă se

excită magnetul în curent alternativ, atunci electronii sunt accelerați numai în sfertul de perioadă  $ab$  al sinusoidei. În timpul acestui sfert de perioadă, electronii descriu câteva sute de mii de tururi, la fiecare tur căpătând o accelerație corespunzătoare lui  $\Phi$  din acel moment. S-au construit betatroane care dau electroni de 20 MeV. Electromagnetul în cazul acesta a fost excitat cu un curent alternativ de 180 de perioade, magnetul cântărea vreo 3,5 tone și energia cheltuită era de aproximativ 25 kW.

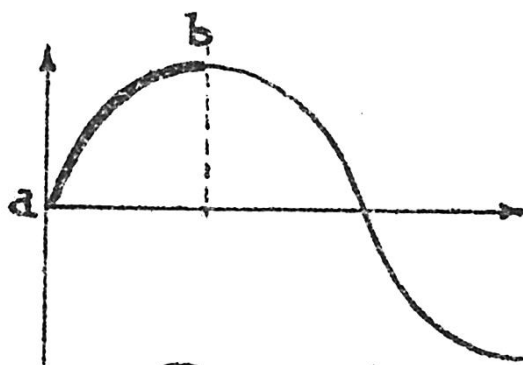


Fig. 52.

S-au realizat betatroane de 100 și de 300 MeV. Acceleratoare și mai puternice vor fi probabil realizate. Deja la 300 de MeV, prin razele  $\gamma$  produse se pot ataca, în laborator, o bună parte dintre problemele care nu puteau fi abordate decât fortuit, prin razele cosmice. Razele  $\gamma$  energice servesc, între altele, la experiențe asupra efectelor fotoelectrice la nuclee, în studiul izomeriilor nucleare. Cu energii pentru razele  $\gamma$  atât de mari, ne putem aștepta la obținerea de informații noi în domeniul fizicii nucleare. În razele cosmice au fost identificate niște particule noi numite *mezoni*, care au o masă cam de 200 de ori mai mare decât a electronilor și o sarcină negativă sau pozitivă elementară. Existența acestor particule a fost o ipoteză teoretică apărută ca o necesitate în explicarea forțelor nucleare între particulele grele din nuclee (vezi cap. respectiv). Cunoașterea lor este deci de mare utilitate. Experiențe făcute cu razele  $\gamma$  produse de un betatron de 100 MeV au dus, între altele, la descoperirea, la camera Wilson, a unor reacții nucleare care duc la mezoni + și - . Mezonii apar când razele  $\gamma$  ating energia de 60 MeV și masele acestor mezoni sunt numai de vreo 60 de ori mai mari decât cea a electronului. Suntem aici, în bună parte, în domeniul unde se exercită pentru moment cenzura asupra descoperirilor științifice respective.

## Date numerice și relații utile

Cuanta elementară de electricitate negativă ( $e^-$ )	$e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ u.e.s. $= 1,602 \cdot 10^{-20}$ u.e.m. $= 1,602 \cdot 10^{-19}$ coulombi
Sarcina specifică pentru electronul în repaus	$\frac{e}{m_e} = 5,273 \cdot 10^{17}$ u.e.s./gr $= 1,759 \cdot 10^7$ u.e.m./gr $= 1,759 \cdot 10^8$ coulombi/gr
Masa în repaus a electronului	$m_e = 0,9108 \cdot 10^{-27}$ gr
Numărul lui Avogadro, $N$ , în scara fizică	$N = 6,024 \cdot 10^{23}$
Greutatea atomică a electronului, în scara fizică ( $N \cdot m_e$ )	$= 5,487 \cdot 10^{-4}$
Pentru comparație, amintim că pondul atomic (în scara fizică) al hidrogenului ușor (H) este	$= 1,00813$
de unde deducem că pondul atomic al protonului ( $p_1^+$ ) este ( $Nm_h - Nm_e = Nm_p = p_1^+$ )	$= 1,00813 - 0,0005487 = 1,007581$
Raportul între masa protonului și cea a electronului, $\frac{Nm_p}{Nm_e}$ , este	$\frac{m_p}{m_e} = 1837,3$
Masa protonului, $m_p$ , este	$m_p = 1,6727 \cdot 10^{-24}$
Masa atomului de hidrogen, $m_H$	$m_H = 1,6736 \cdot 10^{-24}$
Sarcina specifică a protonului, $\frac{e}{m_p}$	$\frac{e}{m_p} = 2,689 \cdot 10^{14}$ u.e.s./gr $= 9573,8 \cdot 10^4$ u.e.s./gr
Pentru calcule mai precise vom lua în cele ce urmează pentru viteza luminii, $c$ , în loc de valoarea aproximativă $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec,	$c = 2,99776 \cdot 10^{10}$ cm/sec
deci	$c^2 = 8,986565 \cdot 10^{20}$ cm <sup>2</sup> /sec <sup>2</sup>

Am enumerat o serie de *constante universale* ca: sarcina specifică a electronului, cuanta elementară de electricitate, masa electronului în repaus, masa protonului, viteza luminii etc. Apoi am amintit o serie de alte constante utile, cum ar fi numărul lui Avogadro, diferite pondere atomice etc., valori specificate ca fiind date în *scara fizică* spre a le deosebi de cele care sunt date în *scara chimică*. Aceasta vine din faptul că în scara chimică, ponderile atomice sunt date în raport cu oxigenul, pentru care se admite un pond atomic de 16, pe când în scara fizică se ia ca unitate de referință izotopul 16 al atomului de oxigen. Cum atomul de oxigen are trei izotopi, 16, 17, 18, stabili, naturali, pondul lui atomic, acel de care se servește chimistul, (pondul amestecului de izotopi) este, în realitate, puțin mai mare

decât 16. De aici rezultă și diferența între ponderile atomice în scara chimică și cele în scara fizică.

Convenția făcută condiționează și celelalte constante, cum ar fi Faraday-ul și, deci, constanta legată de el, numărul lui Avogadro, pondul atomic al electronului, al protonului etc.

În afara cazurilor expres specificate, ne vom servi în cele ce urmează de scara fizică adoptată, ca mai conformă, în studiul atomului.

Unitatea de lucru mecanic, *electronvoltul*, se întrebuițează curent ca unitate de măsură în studiile atomice și este lucrul mecanic executat de un electron când străbate o diferență de potențial de un volt. Legătura sa cu unitățile c.g.s. este:

$$1 \text{ eV} = \text{un electronvolt} = 4,803 \cdot 10^{-10} \frac{1}{300} = 1,601 \cdot 10^{-12} \text{ ergi.}$$

Pentru energii mai mari se întrebuițează *megaelectronvoltul*, care este  $10^6$  eV și se notează convențional 1 MeV:

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 1,601 \cdot 10^{-6} \text{ ergi.}$$

Un electron care străbate o diferență de potențial de  $V$  volți va executa un lucru mecanic și va căpăta energia dată de  $1,601 \cdot 10^{-12} \cdot V$  ergi. Relativitatea ne spune că energia corespunzătoare la  $m$  gr de materie este  $mc^2$  ergi. Astfel, energia echivalentă cu

$$1 \text{ gr masă este } 8,986565 \cdot 10^{20} \text{ ergi.}$$

Energia echivalentă cu masa unui electron,  $m_e c^2$ , este:

$$0,8184961 \cdot 10^{-6} \text{ ergi} \cong 0,8185 \cdot 10^{-6} \text{ ergi.}$$

Tot astfel, pentru un proton,  $m_p c^2$  este  $1,5032 \cdot 10^{-3}$  ergi.

Invers, echivalentul în masă al unui erg va fi  $1,11277 \cdot 10^{-28}$  gr.

Un electron accelerat de o diferență de potențial de  $V$  volți capătă o viteză care, în primă aproximație, este (se neglijează relativitatea):

$$v = \left( 2 \frac{e}{m_e} \frac{V}{300} \right)^{1/2} = \left( \frac{1}{150} \cdot 5,273 \cdot 10^{17} \right)^{1/2} \cdot \sqrt{V},$$

deci:

$$v = 5,929 \cdot 10^7 \sqrt{V} \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}. \quad (1)$$

Această relație ne arată că electronii capătă în câmpuri electrice viteze foarte mari. Relația (1) nu este valabilă însă decât pentru potențiale mici, când masa nu variază încă simțitor cu viteza.

Dacă ținem seama de relativitate, avem:

$$m_0 c^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right] = \frac{eV}{300},$$

deci:

$$V = 300 \frac{m_0 c^2}{e} \left[ \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right] = \frac{3 \cdot 10^2 \cdot 0,8185 \cdot 10^{-6}}{4,803 \cdot 10^{-10}} \left[ \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right],$$

deci:

$$V = 0,51124 \left[ \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right]. \quad (2)$$

Relația (2), dezvoltată în serie, dă:

$$V = 0,25562 \cdot 10^6 \left[ \beta^2 + \frac{3}{4} \beta^4 + \frac{5}{8} \beta^6 + \dots \right], \quad (3)$$

din care rezultă potențialul necesar pentru ca electronul să obțină viteza  $v = \beta c$ .

Vom lua atâția termeni câți avem nevoie, dat fiind precizia cerută de calculul nostru.

Dacă luăm numai primul termen, relația

$$V = 0,25562 \cdot 10^6 \beta^2 \quad (4)$$

ne permite să calculăm viteza unui electron cu o eroare de cel mult  $1^\circ/_{000}$ , pentru un potențial de accelerare de până la vreo 300 volți.

Raza de curbură a traiectoriilor circulare pentru electronii care au o viteză inițială normală unui câmp magnetic uniform  $H$  este dată de:

$$H\rho = \frac{p}{e} \quad \text{sau} \quad H\rho e = p,$$

care ne permite un calcul direct al impulsului electronului, impuls direct proporțional cu  $(H\rho)$ . Din  $H\rho = \frac{mv}{e}$ , scriind pe  $v$  în funcție de potențialul accelerator  $U$ , avem:

$$H\rho = \frac{m_0}{e} \left( \frac{2e}{m_0} \right)^{1/2} \cdot U^{1/2} = \left( 2 \frac{m_0}{e} U \right)^{1/2}$$

$$H\rho = \left( 2 \frac{1}{1,759 \cdot 10^8} \cdot 10^8 \text{ volți} \right)^{1/2} = \sqrt{11,37V \text{ volți}} = 3,372\sqrt{V},$$

deci

$$H\rho = 3,372\sqrt{V} \text{ volți}. \quad (5)$$

Relația (5) reprezintă legătura între  $H\rho$  și potențialul de accelerare pentru electroni lenți. Pentru viteze mari, aplicând relativitatea, avem, succesiv:

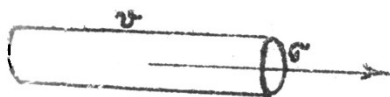
$$H\rho = \frac{p}{e} = \frac{1}{e} \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_0 c}{e} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{2,9977 \cdot 6 \cdot 10^{10}}{1,759 \cdot 10^7} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}};$$

$$H\rho = 1704,227 \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (6)$$

Relațiile (5) și (6) ne arată că electronii sunt curbați ușor în câmpurile magnetice. Se poate vedea lesne că electronii cu viteze de câțiva volți suferă o curbare apreciabilă chiar în câmpul magnetic pământesc. Și pentru electronii foarte repezi ca cei care vin din razele cosmice, putem realiza câmpuri magnetice care să îi curbeze suficient pentru a le putea evalua impulsul respectiv – aici este vorba, câteodată, de electroni având energia de sute de milioane de electronvolți. Nu același lucru se va întâmpla cu particulele mai grele, deoarece, cum  $H\rho$  este proporțional cu  $\sqrt{m}$  deja pentru protoni, a căror masă e de  $\sim 1840$  ori mai mare ca aceea a electronilor,  $H\rho$  capătă valori apreciabil mai mari la potențiale egale de accelerare.

*Notă: Echivalența între curenții de conducție și curenții de convecție.*

În cazul unei sarcini în mișcare, înlocuim în relațiile lui Biot și Savart și ale lui Laplace pe  $id\vec{s}$  cu  $q\vec{v}$ . Se vede ușor că este așa printr-un raționament elementar. Fie legea lui Laplace,  $f = Hids \cdot \sin \alpha$ .



Să ne imaginăm un tub de secțiune  $\sigma$  și lungime  $l$ , deci de volum  $l\sigma$ , în care se găsesc  $n$  particule pe centimetru cub. Tubul are  $nl\sigma$  particule și o sarcină  $nl\sigma q$ . Toată această sarcină părăsește tubul într-o secundă, deci prin definiție  $nl\sigma q = i$ . Relația lui Laplace devine:

$$f = (H \cdot \sin \alpha) \cdot n\sigma q ds = H \sin \alpha \cdot Ql,$$

unde:  $Q = (nq) \sigma ds = nq d\tau =$  sarcina totală a elementului de volum  $d\tau = \sigma ds$ . Pentru cazul unei singure particule de sarcină  $q$ , vom înlocui în relația noastră pe  $Q$  cu  $q$ , deci  $f = ql \cdot H \sin \alpha$  și  $\vec{f} = q\vec{v} \times \vec{H}$ .

## Efectul fotoelectric

Efectul fotoelectric constituie un important capitol din fizica modernă prin importanța noilor directive date și printr-un vast domeniu experimental, teoretic și practic.

Se pare că studiul fenomenelor fotoelectrice pleacă de la o observație făcută de Heinrich Hertz în anul 1887.<sup>15</sup> El studia undele electrice prevăzute de Maxwell cu vreo 3 ani înainte, care arăta modul cum un circuit electric în care este întreținut un curent alternativ trebuie să radieze energie în spațiul înconjurător. Hertz, după cum se știe, a reușit să detecteze această energie cu ajutorul rezonatorilor săi. Apariția unor descărcări între cele două mici sfere metalice ale rezonatorului indica momentul în care detectarea avea loc. Hertz, în încercările lui preliminare, între altele, concentra lumina – emisă de descărcarea periodică ce avea loc între două sfere din emițătorul său de unde – asupra sferelor rezonatorului. El a

<sup>15</sup> H. Hertz (Wied. Ann. 31, 983, 1887).

observat că, în aceste condiții, descărcarea putea să aibă loc pentru o distanță mai mare între sfere decât atunci când nu era concentrată asupra lor lumina eclatorului din emițător. Imediat au apărut o serie de cercetări mai mult sau mai puțin bine înțelese în legătură cu acest fenomen (A.L. Hughes și L.A. Du Bridge, *Photoelectric Phenomena*, 1932, Mc.Grant.Hill, N.Y.).

Cam un an mai târziu, W. Hallwachs, profesor de fizică la Politehnica din Dresda (*Wied. Ann.* 33,301,1888 – *Wiedemann's der Physik und Chemie*) arată că, iluminând sfera negativă a unui eclator cu lumină ultravioletă, descărcarea între sfere este de asemenea ușurată. El face o experiență inspirată desigur de observația lui Hertz, experiență arătată schematic în schița alăturată (fig. 53).

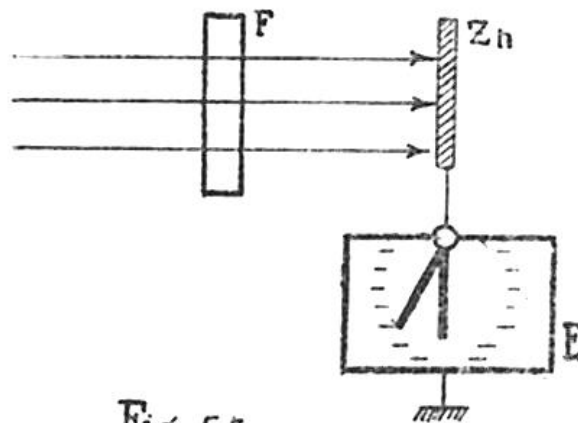


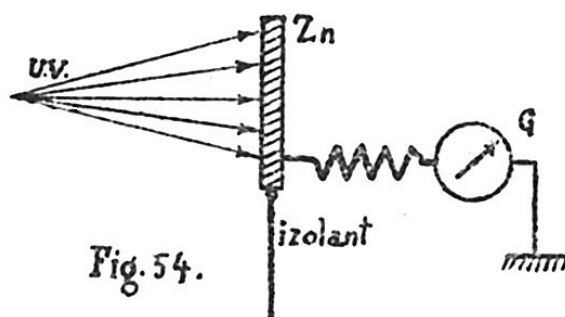
Fig. 53.

O lamă de zinc este pusă în legătură cu un electroscoop  $E$  și iluminată cu emisia totală a unui arc electric. Dacă sistemul placă de zinc plus foia electroscoapului este încărcat negativ, sub influența luminii totale de la arc se observă o descărcare a electroscoapului. Dacă sistemul este încărcat pozitiv, nu mai putem obține descărcare. Chiar în cazul în care sistemul nostru este încărcat negativ, descărcarea nu se mai face dacă, printr-un mijloc oarecare (cu un filtru  $F$ , de pildă, făcut dintr-o bucată de sticlă grea), se oprește emisia din ultraviolet a lămpii cu arc. Să vedem ce se întâmplă dacă admitem că placa de metal pierde electricitate negativă sub influența iluminării cu raze ultraviolete.

Când sistemul este încărcat negativ, electricitatea negativă extrasă din metal prin iluminare cu ultraviolete este respinsă de sarcina negativă a plăcii. În acest mod, pe măsură ce electricitatea negativă este emisă, apar în sistemul nostru (placă plus electroscoap) un număr corespunzător de sarcini pozitive care reduc astfel sarcina negativă inițială. Dacă iluminarea este suficientă, se poate ajunge la o descărcare completă a sistemului. Se înțelege ușor, în această ipoteză de emisie de sarcini negative, de ce descărcarea sistemului nu poate fi făcută când el are o sarcină pozitivă inițială suficient de mare. Forțele electrostatice datorate sarcinii pozitive a sistemului rețin, în acest caz, sarcinile electrice eliberate de lumină, care nu pot astfel părăsi placa metalică. Starea electrică rămâne, în aceste condiții, neschimbată și electroscoapul nu se descarcă. Dacă izolăm bine placa metalică și o iradiem când ea nu are inițial nici o sarcină electrică, se observă la început o

emisie de sarcini negative. Din această cauză, placa primește un potențial pozitiv care crește pe măsură ce emisia negativă are loc. Când potențialul a atins câțiva volți, electricitatea negativă este reținută de câmpul electric astfel format, ea nu mai poate părăsi placa și sistemul se menține la potențialul de câțiva volți atins prin emisia inițială de sarcini negative (J. Elster și H. Geitel, Wied. Ann. 38,40,497.(1889); 41,161 (1890) etc.; 55,684 (1895)).

Hallwachs a repetat experiența în condițiile următoare: placa de zinc izolată era pusă – prin intermediul unui galvanometru sensibil și o rezistență convenabilă – în legătură cu pământul, astfel încât potențialul său să fie încontinuu mai mic decât potențialul critic de mai sus (de ordinul voltului).



Se observă că un curent de electricitate negativă se scurge, prin galvanometru, la pământ atâta vreme cât placa este iluminată cu ultraviolet. Acest fenomen, prin care se pune în libertate electricitate cu ajutorul luminii, se numește *efect fotoelectric* sau *efect Hallwachs*. Această emisie este excitată pentru cele mai multe metale de către lumina ultravioletă. Repetând experiențele cu diferite domenii de lungime de undă și diferite metale, s-a observat că efectul fotoelectric poate fi obținut pentru unele metale și cu lumină vizibilă și în anumite condiții chiar cu lumină roșie sau cu infraroșu apropiat. Astfel, alcalinele emit fotoelectroni când sunt iluminate cu lumină vizibilă, iar rubidiu (Rb) și cesiu (Cs), după o preparare specială a suprafeței metalice, chiar cu lumină din infraroșul apropiat. Cu cât metalele sunt mai electropozitive în seria potențialelor de contact a lui Volta, cu atât lungimile de undă care dau încă efect fotoelectric pot fi mai mari. Au fost făcute experiențe cu foarte multe metale. Ele sunt grele și capricioase. Electricitatea negativă pleacă din metale sub influența luminii într-o cantitate care depinde de foarte mulți factori: de starea suprafeței metalului, de presiunea și natura gazului care îl înconjoară etc. Numai când s-a lucrat în vid, cu suprafețe metalice perfect degazeificate de păturile de gaz adsorbite și cu suprafețe proaspăt tăiate, s-au putut căpăta unele rezultate reproductibile. Lenard, J.J. Thomson (1899), Merrit și Stewart (1900) sunt primii care s-au ocupat îndeaproape cu studiul cantitativ al fenomenului. În figura 54 este schematizată o importantă experiență în genul acelor făcute în vid de Lenard și J.J. Thomson (Phil. Mag. 48,547,(1899)).



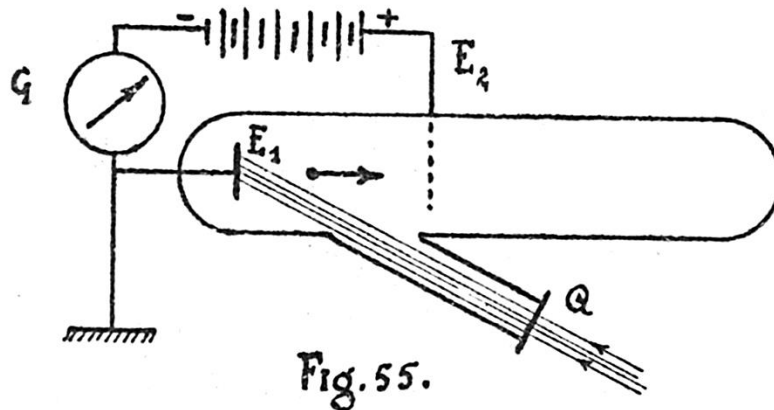


Fig. 55.

Era vorba de identificat natura electricității negative emise în efectul fotoelectric. Electroda  $E_1$  este iluminată cu radiații ultraviolete care pătrund în vasul vidat, printr-o fereastră de cuarț  $Q$ . Cu electroda  $E_2$ , pozitivă față de  $E_1$ , se captează sarcinile negative emise de  $E_1$ . Galvanometrul  $G$  indică un curent care circulă de la - la +, deci invers decât curentul convențional din circuitele electrice. Aceste sarcini electrice accelerate de  $E_2$  se comportă exact ca electricitatea negativă din razele catodice. Determinând valoarea raportului  $\frac{e}{m}$  a acestor particule, cu ajutorul deviațiilor lor în câmpurile electrice și magnetice, Lenard găsește o valoare comparabilă cu aceea căpătată pentru particulele din razele catodice. Figura 56 reprezintă schematic un gen de experiență făcută de Lenard pentru a controla dacă fotoelectronii sunt identici cu razele catodice.

Se trimite prin fereastra  $F$  de cuarț  $Q$ , ultraviolete pe un metal  $C$  care emite din această cauză fotoelectroni. Fotoelectronii sunt accelerați de electroda  $A$  cu un potențial bine măsurat și trec prin deschidere în spațiul  $B$  fără câmp electric, cu viteza:

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} \cdot U}.$$

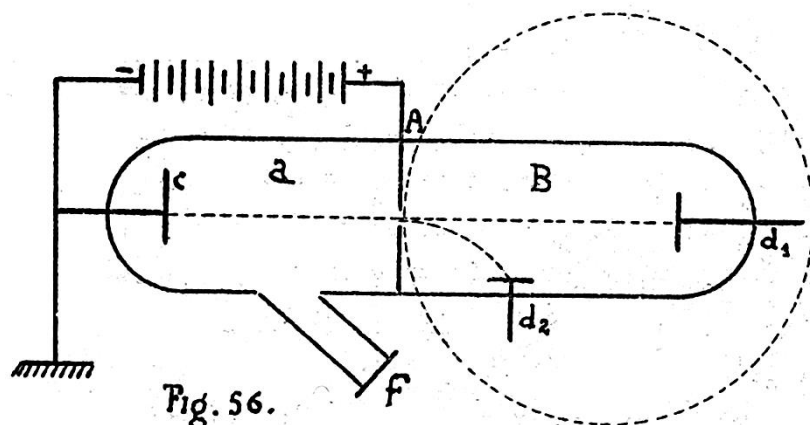


Fig. 56.

În spațiul  $B$ , în schimb, domnește un câmp magnetic omogen  $H$  dat de o pereche de selfuri (bobine) Helmholtz. În absența câmpului magnetic  $H$ , electronii ajung pe electroda  $d_1$ , prezența lor putând fi observată cu un electrometru în legătură cu  $d_1$ . Un câmp magnetic  $H$

de o valoare convenabilă aduce electronii în  $d_2$  după o traiectorie circulară. Din valoarea lui  $H$  și a razei de curbură  $\rho$  (care se determină din geometria figurii) și cu viteza  $v$  a fotoelectronilor accelerați în spațiul  $a$  se poate deduce  $\frac{e}{m}$ :

$$H\rho = \frac{m}{e} \cdot v = \frac{p}{e}.$$

Lenard găsește identitate între fotoelectroni și razele catodice. Metalele emit deci, sub influența luminii, electroni negativi. Dat fiind modul lor de producere, ei au fost numiți *fotoelectroni*. Fotoelectronii extrași din metale cu ajutorul luminii părăsesc materia cu o anumită viteză inițială. Dacă pe electroda colectoare se pune un potențial suficient, se pot capta toți electronii emiși de suprafața iradiată și atunci se observă că efectul fotoelectric urmează următoarele legi esențiale:

1. Pentru o substanță dată, există o anumită lungime de undă  $\lambda_0$  a luminii excitatoare de la care începe emisia fotoelectrică. Unde mai lungi decât această valoare critică numită *prag fotoelectric* al substanței respective nu produc nici un efect.

Astfel, pragul fotoelectric este caracteristic pentru o substanță dată. Lumina întregă a unui arc electric din care s-a oprit ultravioletul nu dă nici un efect asupra unei bucăți de platină (Pt) sau de zinc (Zn), spre exemplu, în schimb, urme de ultraviolet cu o lungime de undă suficient de scurtă pot da la aceleași metale un curent fotoelectric convenabil.

2. Cu cât elementul este mai electronegativ, cu atât pragul fotoelectric are o lungime de undă mai scurtă. Acest prag este situat, pentru metale, în general, între 4000 Å și 2000 Å.

Pentru alcaline, pragul este în vizibil și anume, este la o lungime de undă mai lungă pentru Ca decât pentru K, Na și Li. Pentru substanțe nemetalice (spre pildă, un cristal de sare gemă), pragul fotoelectric este situat în ultravioletul mai îndepărtat decât pentru metale. În definitiv, orice substanță, oricare ar fi starea sa de agregare, fie că e conductoare sau nu pentru electricitate, poate emite fotoelectroni dacă lumina incidentă are o lungime de undă suficient de scurtă.

3. Emisia de electroni este, practic, instantanee. Nu s-a putut observa încă, prin experiență, un interval de timp între momentul incidenței luminii și momentul plecării fotoelectronilor.

4. Viteza fotoelectronilor emiși este independentă de intensitatea iluminării și este funcție numai de lungimea de undă a luminii excitatoare.

Dacă măsurăm viteza fotoelectronilor emiși în funcție de lungimea de undă incidentă, observăm că, pentru o lungime de undă dată, corespunde o anumită viteză a fotoelectronilor. Cu cât lungimea de undă este mai mică (deci frecvența incidentă este mai mare), cu atât viteza fotoelectronilor este mai mare (P. Lenard, Wien.Ber. 108,1649 (1989); Ann.d.Phys. 2, 359 (1900); 8,149 (1902); E. Ladenburg, Phys.Zts. 9,504 (1907)).

Pentru o lungime de undă dată, se poate varia intensitatea fasciculului luminos într-un raport de  $10^8$  la 1, spre exemplu, și viteza fotoelectronilor nu se schimbă. Aceasta înseamnă că viteza fotoelectronilor emiși este complet independentă de intensitatea luminii

incidente. Ceea ce se schimbă în cazul în care variem intensitatea luminoasă este numărul electronilor emiși (cantitatea de electroni emiși pe secundă), iar nu calitatea lor (viteza lor).

5. Fotocurentul (numărul de fotoelectroni emiși într-o secundă pentru o lumină de culoare dată – de o anumită lungime de undă) este proporțional cu intensitatea luminoasă.

Această proporționalitate este riguros exactă și are foarte multe aplicații practice: în fotometrie, cinematograf vorbitor, televiziune etc.

## Relația lui Lenard asupra vitezei fotoelectronilor

Viteza fotoelectronilor emiși depinde de metalul întrebuințat, de condițiile de prezentare a suprafeței pe care cade lumina și de frecvența radiației întrebuințate. Pentru socotirea acestei viteze, Lenard a dat următoarea relație:

$$V = av - V_0,$$

unde  $V$  este potențialul pozitiv necesar pentru a opri plecarea de pe metal a electronilor celor mai repezi,  $v$  este frecvența luminii întrebuințate ( $\lambda = \frac{c}{v}$ ),  $V_0$  este o constantă care depinde de metalul întrebuințat și  $a$  este o altă constantă, aceeași pentru toate metalele. Această relație este rezultată din experiențe și va fi explicată mai târziu cu ajutorul cuantelor de lumină.

Pe baza metodelor clasice nu s-a putut găsi o explicație satisfăcătoare pentru acest fenomen. Am putea bănuși, la prima vedere, că energia cinetică pe care o au fotoelectronii poate fi socotită ca venind de la partea din energia luminoasă absorbită de materie. Cu această explicație ar trebui ca viteza fotoelectronilor – respectiv energia lor – să fie cu atât mai mare, cu cât intensitatea luminii incidente este mai mare; ori, experiența arată că putem trimite oricâtă lumină pe un metal fără ca să căpătăm vreun fotoelectron, dacă în lumina incidentă nu se găsesc decât radiații cu lungime de undă mai mare decât aceea corespunzătoare pragului fotoelectric. Din contră, urme slabe de lumină cu o lungime de undă mai mică decât aceea corespunzătoare pragului fotoelectric provoacă apariția fotoelectronilor.

Intensitatea luminoasă condiționează cantitatea de fotoelectroni și nu calitatea lor (energia cu care sunt emiși fiecare în parte). Dacă încercăm o explicare a fenomenelor fotoelectrice cu ajutorul teoriei ondulatorii a luminii nu putem ajunge la un rezultat plauzibil, așa cum ne arată un calcul sumar pe care-l putem face pentru acest caz.

Presupunem o lumânare standard așezată la 3 m distanță de o suprafață de 1 cm<sup>2</sup>. Se știe că, în acest caz, pe acea suprafață cade o energie de 1 erg pe secundă. Să presupunem că suprafața noastră este de litiu (Li). Câți atomi se găsesc pe 1 cm<sup>2</sup>? Din teoria cinetică se știe că un atom are un diametru de circa 10<sup>-8</sup> cm = 1 Å, deci o suprafață de:  $\pi r^2 = 0,785 \cdot 10^{-16}$  cm<sup>2</sup>. Pe 1 cm<sup>2</sup> avem deci cam  $\frac{1}{0,785} \cdot 10^{16} \sim 1,27 \cdot 10^{16}$  atomi. Din experiență se știe, de exemplu, că energia cu care un fotoelectron este expulzat din acest metal prin iluminare cu  $\lambda$  de 5000 Å este de aproximativ  $3 \cdot 10^{-12}$  ergi.

În ipoteza unei unde care ar lovi suprafața de litiu, fiecărui atom i-ar reveni numai  $\frac{1}{1,27 \cdot 10^{16}} \sim 0,785 \cdot 10^{-16}$  ergi. Experiența arată însă că electronul expulzat este de  $\frac{3 \cdot 10^{-12}}{0,785 \cdot 10^{-16}} \sim 3,84 \cdot 10^4$  ori mai energetic decât energia care i-ar reveni prin undă. Dacă mai ținem seama și de faptul că aproximativ 2/3 din lumina trimisă de lumânare are o lungime de undă mai mare decât 5000 Å, deci practic ineficace din punct de vedere fotoelectric, energia electronului apare a fi încă de 3 ori mai mare, adică  $3,84 \cdot 3 \cdot 10^4 = 115\,200$ , decât aceea care i-ar reveni de la unda incidentă. Ar însemna, dacă am admite un efect posibil cumulativ, că suprafața noastră ar trebui să fie iluminată 115 200 secunde ca să lăsăm pentru fiecare atom energia necesară plecării electronilor cu viteza dată de experiență. Ori, experiența arată că efectul fotoelectric este instantaneu (vezi Millikan). S-a căutat, în adevăr, să se găsească, prin experiență, dacă nu există un interval de timp măsurabil între momentul iluminării și acel al emisiei de fotoelectroni. S-au făcut încercări de iluminare periodică, cu perioade din ce în ce mai scurte. O încercare făcută în anul 1913 de E. Marx și K. Lichtenecker (Ann.d.Phys. 41,124, (1913)), au arătat că dacă există un astfel de interval el este mai mic decât  $10^{-7}$  sec. Experiența lui E.W. Lawrence și J.W. Beams (Phys.Rev. 32, 478, (1928)) pare a arăta că electronii iau naștere cam la  $3 \cdot 10^{-9}$  sec după iradiere și că această emisie încetează cam la  $10^{-8}$  sec după ce iluminarea a fost întreruptă. Valorile date sunt niște limite superioare. Greutățile inerente unor astfel de experiențe fac ca în literatură să nu găsim alte încercări de acest gen, cu toate că ele ar fi de un interes remarcabil. Oare atomul are în el acumulate energii care se eliberează cu energii mai mici și lumina ar avea efectul unei capse dintr-o explozie? Greu de admis (vezi Lenard). Explicația adecvată – și de mare importanță pentru mai târziu – a fost dată de Einstein, servindu-se de teoria cuantelor de energie radiantă introduse pentru prima oară de Planck.

## Scurtă privire asupra teoriei cuantelor

Într-o comunicare făcută la Soc. Germană de Științe, în 14 decembrie 1900, Max Planck expune cunoscuta sa explicație a comportării corpului negru. Cu ocazia încercărilor sale de a explica legile emisiei corpului negru (teoretic), Max Planck a fost obligat finalmente să admită că materia nu emite și nici nu absoarbe energie radiantă în mod continuu, așa cum ar cere teoria electromagnetică clasică, ci intermitent, în mod discontinuu, fiecare emisie sau absorbție constând dintr-o cuantă foarte bine definită de energie  $\varepsilon$ . El admite că energia acestei cuante este proporțională cu frecvența  $\nu$  și că, deci, o cuantă de energie este reprezentată prin:  $\varepsilon = h\nu$ , unde, după Planck,  $h$  este o constantă universală care trebuie să aibă valoarea (așa cerea experiența):  $6,55 \cdot 10^{-27}$  erg · sec. Astăzi se admite, ca foarte bună, valoarea:  $h = 6,626 \cdot 10^{-27}$  erg · sec. După cum se poate vedea din ecuația dimensională de mai jos, constanta  $h$  are dimensiunile unei acțiuni:

$$\varepsilon = h\nu = \text{Energie};$$

$$[h] = \frac{[\text{Energie}]}{[\text{Frecvența}]} = [\text{Energie}] \times [\text{Timp}] = [\text{Actiune}].$$

În 1905, Einstein (Ann.d.Phys. 17,132, (1905); 20,199 (1906)) face o ipoteză și mai îndrăzneată. El revine la o teorie asemănătoare cu teoria corpusculară dată de Newton. Lumina se propagă prin particule, fiecare posedând energia cuantei corespunzătoare frecvenței care o reprezintă. Schimbul de energie între lumină și materie se face prin intermediul fiecăreia dintre aceste particule de energie radiantă, așa cum le-a definit Planck. Cu această ipoteză se poate înțelege fenomenul fotoelectric, ajungându-se la o explicare a relației deduse experimental de Lenard.  $V_0$  din relația lui Lenard este potențialul de legătură al electronului în metalul respectiv. În cazul în care cuanta de energie nu este egală cu cel puțin  $h\nu_0 = V_0e$ , electronul nu poate fi extras din metal. Cu alte cuvinte,  $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$  este lungimea de undă critică de la care, când  $\nu_0$  scade (deci  $\lambda_0$  crește) electronul nu mai poate părăsi metalul. Când o cantă  $h\nu > h\nu_0$  este absorbită de metal, energia ei este utilizată, pe de o parte pentru ca să extragă electronul, iar pe de altă parte, ca să comunice electronului energia cinetică cu care el părăsește metalul iradiat, energie egală cu ce mai rămâne disponibil din cantă după ce electronul a fost eliberat de legăturile lui în materie. Deci:

$$h\nu - h\nu_0 = \frac{1}{2}mv^2; \quad h(\nu - \nu_0) = \frac{1}{2}mv^2.$$

Scriind energia cinetică a electronului în electronvolți, relația lui Einstein devine:

$$h(\nu - \nu_0) = eV.$$

Dacă scriem relația empirică a lui Lenard sub forma:  $Ve = a\nu e - V_0e$  și facem o comparație cu cea dată de Einstein, avem:

$$Ve = \frac{1}{2}mv^2 = \text{energia cinetică a fotoelectronului,}$$

$$V_0e = h\nu_0 = \text{lucrul mecanic cheltuit pentru eliberarea electronului.}$$

Și, cum  $a\nu e = h\nu$ , căpătăm  $a = \frac{h}{e}$ , o constantă universală independentă de metal și lumina incidentă, așa cum găsisese Lenard. Vom vedea mai târziu că această relație a fost verificată cu foarte mare precizie. Constanta  $h$ , introdusă de Planck pentru studiul corpului negru, se va arăta a fi aceeași cu aceea care intervine în legea cantitativă a efectului fotoelectric.  $h$  este, deci, o constantă universală. Relația lui Planck, de natură pur speculativă la început, s-a arătat a fi expresia unei legi universale. Schimbul de energie între radiație și materie se face deci prin cuante; experiența ne obligă să admitem acest lucru.

Așa-zisa teorie a cuantelor nu este o teorie, ci rezultatul unei observații care precizează modul, extrem de exact și de general, după care au loc schimburile de energie între materie și lumină. Când Einstein a făcut această ipoteză îndrăzneată, considerând cuanta de energie ca o particulă care se propagă cu viteza luminii și la care se aplică legile mecanice, nu existau prea multe date numerice asupra fotoelectronilor. Se știa, de exemplu, că energia fotoelectronilor crește cu frecvența luminii incidente și cu caracterul electropozitiv al metalului (scăderea travaliului de extragere). Să considerăm, pentru fixarea ideilor, o lumină monocromatică incidentă cu o lungime de undă  $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ . Energia acestei cuante este:

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda_{\text{cm}}} = \frac{6,55 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{4 \cdot 10^3 \cdot 10^{-8}} = \frac{6,55 \times 3}{4} \cdot 10^{-12} \text{ ergi} = 4,912 \cdot 10^{-12} \text{ ergi.}$$

(Admitem că  $h$  este o constantă ca aceea dată de Planck în studiul corpului negru.) Această energie, în electronvolți, este de:

$$\frac{4,912}{1,601 \cdot 10^{-12}} = 3 \text{ eV.}$$

Care este potențialul pe care electronii trebuie să-l învingă pentru a părăsi suprafața metalului? Diferența de potențial de contact între două metale îndepărtate din seria lui Volta reprezintă aproximativ diferența de potențial metal-vid și care este de 1 la 2 volți. Acesta este și potențialul pe care electronul trebuie să-l străbată până ce este eliberat de materia respectivă. Astfel că ne rămân 1 la 2 volți disponibili pentru energia electronilor emiși cu radiațiile luminoase, așa cum o arată experiența (vezi Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien). Bineînțeles că dacă folosim cuante mai energice (cu lungime de undă mai mică), fotoelectronii emiși vor fi mai repezi. Dacă întrebuițăm raze X medii, de ordinul 1 Å sau fracțiuni de Å, vom avea energii de câteva mii de ori mai mari pentru fotoelectroni. Astfel, fotoelectronii obținuți cu raze X mai dure, sunt tot așa de repezi ca electronii obținuți în tuburile de descărcare sau, mai precis, au o viteză aproape egală cu aceea a electronilor utilizați într-un tub de raze X pentru a produce tocmai razele X utilizate.

Pentru fixarea ideilor dăm mai jos un tablou cu energii de diferite cuante:

Unde	$\lambda$ , în cm	$\nu$ , s <sup>-1</sup> sau Hertz	ENERGIA	
			în ergi	în electronvolți
unde T.F.F.	500m=5·10 <sup>4</sup> cm	$\frac{3 \cdot 10^{10}}{5 \cdot 10^4} = \frac{3}{5} \cdot 10^6$	$h\nu = 6,6 \cdot 10^{-27} \cdot 3/5 \cdot 10^6 = 3,96 \cdot 10^{-21}$	$\frac{3,96 \cdot 10^{-21}}{1,6 \cdot 10^{-12}} = 2,475 \cdot 10^{-9}$
infraroșii	10μ=10 <sup>-3</sup> cm	3·10 <sup>13</sup>	1,98·10 <sup>-15</sup>	1,24·10 <sup>3</sup>
vizibil	5000Å=5·10 <sup>-5</sup> cm	3/5·10 <sup>15</sup>	3,96·10 <sup>-12</sup>	2,475
ultraviolet	1000Å=10 <sup>-5</sup> cm	3·10 <sup>15</sup>	1,98·10 <sup>-11</sup>	1,24·10 <sup>-1</sup>
raze X	1Å=10 <sup>-8</sup> cm	3·10 <sup>18</sup>	1,98·10 <sup>-9</sup>	1,24·10 <sup>4</sup>
raze γ	10u.x.=10 <sup>-10</sup> cm	3·10 <sup>20</sup>	1,98·10 <sup>-6</sup>	1,24·10 <sup>6</sup>
raze γ dure	1u.x.=10 <sup>-11</sup> cm	3·10 <sup>21</sup>	1,98·10 <sup>-5</sup>	1,24·10 <sup>7</sup>
raze cosmice	0,01u.x.=10 <sup>-13</sup> cm	3·10 <sup>23</sup>	1,98·10 <sup>3</sup>	1,24·10 <sup>9</sup>

Pentru evaluarea aproximativă a datelor din tablou, am folosit următoarele valori:  $h = 6,6 \cdot 10^{-27}$ ;  $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-12}$ ;  $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}$ , iar unitățile de măsură curent utilizate pentru lungimile de undă sunt:

$$1 \mu = \text{un micron} = 10^{-4} \text{ cm}; \quad 1 \text{ m}\mu = 10^{-7} \text{ cm} = \text{un milimicron};$$

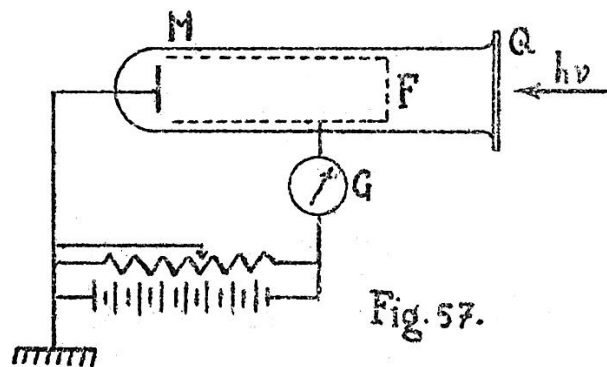
$$1 \text{ \AA} = \text{un angström} = 10^{-8} \text{ cm}; \quad 1 \text{ u.x.} = \text{o unitate x} = 10^{-11} \text{ cm}.$$

Fotoelectronii de viteze mari, ca cei produși de razele X sau  $\gamma$  sau electronii de raze cosmice, se observă comod în camera Wilson. Ținând seama de variația masei cu viteza, relația lui Einstein devine:

$$E_{cin} = mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2[(1 - \beta^2)^{-1/2} - 1] = h(\nu - \nu_0).$$

## Verificarea legii fenomenului fotoelectric

Trebuia făcută o verificare directă a acestei legi, mai precis trebuia văzut dacă acea constantă  $a$  a lui Lenard este egală cu constanta lui Planck împărțită prin sarcina electronului. Urma să fie căutată o metodă care să permită în același timp și evaluarea lui  $h$  – pe cât posibil cu o mai mare precizie decât aceea avută de Planck, prin calculul lui  $h$  din datele asupra corpului negru (legile lui Wien și Stefan). Aceste cercetări au fost făcute de Millikan la Ryerson Laboratory (Phys. Rev. 7,18,355 (1916)) și au constituit o verificare a legii lui Einstein, căpătându-se totodată și o valoare foarte bună pentru  $h$ . Înainte de a vedea cum a fost verificată legea lui Einstein, este bine să precizăm sensul ei exact. Când scriem  $E_{cin} = T = h\nu - p$ , unde  $p$  reprezintă travaliul de extragere al electronului din metal, trebuie să ne gândim că  $p$  nu este același pentru toți electronii. În adevăr, o explicație simplistă ne arată că extragerea electronului de pe suprafața metalului sau a electronilor care se găsesc în interior, în imediată vecinătate a suprafeței, se va face cu o cheltuială de energie care va fi cu atât mai mare cu cât electronul se va găsi mai în interior. Trimițând cuante monocromatice asupra metalului ne putem aștepta deci la un veritabil spectru de viteze pentru fotoelectronii emiși. Cu cât adâncimea va fi mai mare, cu atât  $T$  va fi mai mic. Pentru extragerea electronilor celor mai slab legați, va trebui un  $p_{min}$  căruia îi va corespunde un  $T_{max}$  (o explicație mai completă e dată ținând seama de distribuția vitezei electronilor în metale după Fermi). Verificarea cea mai comodă se face asupra electronilor de viteză maximă emiși de suprafața iradiată, adică pentru acei pentru care  $p$  este minimum; energia maximă fiind astfel perfect definită. Acest  $p_{min}$  este același considerat și în evaluarea pragului fotoelectric respectiv.



În schema alăturată este schițată instalația cu care a lucrat Millikan. Într-un vas de sticlă, închis la unul dintre capete cu o lamă de cuarț  $Q$  (pentru a avea transparentă pentru ultraviolet) se face un vid bun. În  $M$  se află metalul de studiat.  $F$  este un cilindru Faraday, care prezintă un potențial de încetinire pentru fotoelectronii plecați din  $M$ . Fotoelectronii sunt produși de cuantele cu energia  $h\nu$  care trec prin lama de cuarț pentru a ajunge în  $M$ . Metalele utilizate erau alcaline (Na, K). Cuantele utilizate erau date de razele monocromatice ale unei lămpi cu vapori de mercur și erau izolate cu un monocromator. Experiența era destul de greu de efectuat, deoarece metalul alcalin care servea drept emițător de fotoelectroni trebuia să aibă o suprafață proaspăt tăiată în vid. Dispozitivul întrebuițat în acest scop era destul de complicat (vezi Millikan loc. cit.). Energia fotoelectronilor era evaluată în electronvolți după potențialul de întârziere aplicat cilindrilor  $F$ , astfel încât să nu mai poată fi colectați de cilindru. Se găsea, astfel, momentul când electronii nu mai puteau părăsi suprafața metalului. Practic, se procedează astfel: se aplică cilindrilor  $F$  diferite potențiale de întârziere  $V$  și se notează în fiecare moment curentul care trece prin galvanometrul sensibil  $G$ .

Considerațiile următoare sunt utile pentru a înțelege procedeul potențialului de întârziere. O placă metalică iradiată cu lumină dă fotoelectroni a căror viteze se distribuie între o viteză maximă și zero. De această viteză maximă a fost vorba când s-au enunțat legile fotoelectricității și de care se ocupă și Millikan în experiențele lui. Viteza fotoelectronilor se măsoară – în general – evaluând potențialul de întârziere necesar pentru a împiedica electronii să părăsească suprafața metalului. Presupunem în  $O$  o placă pusă la un potențial pozitiv față de o electrodă din  $B$ .

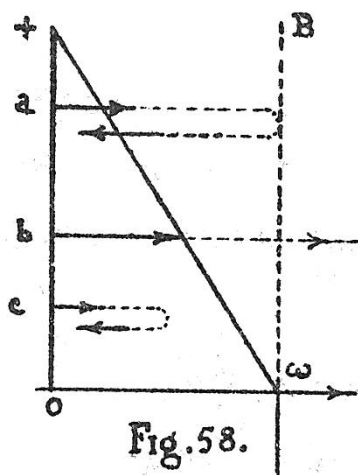


Fig. 58.

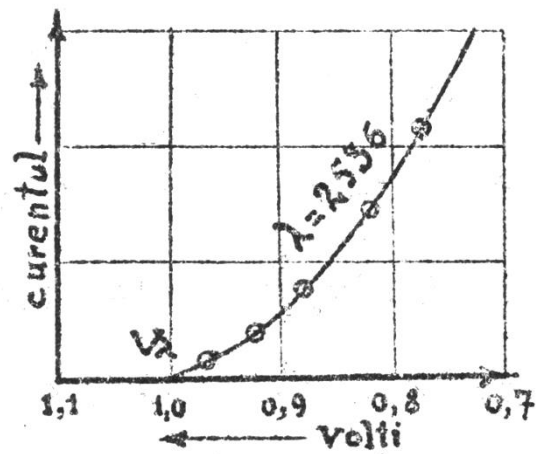


Fig. 59. După Millikan.

Dat fiind câmpul electric creat, electronii vor suferi o forță care va tinde să-i readucă spre placă. Să presupunem că electronii părăsesc placa având energia  $\epsilon$ . Placând de pe placă și luptând contra câmpului electric, dacă ajung într-un punct de potențial 0 (în planul ce trece prin  $\omega$ ), electronii vor executa un lucru mecanic contra forțelor de întârziere egal cu  $V_e$ . Energia disponibilă lor este atunci de:  $\epsilon - V \cdot e$ .



- Dacă  $\varepsilon - V \cdot e = 0$ , când au ajuns în planul  $B$  electronii sunt reîntorși pe placă de câmp.  
 - Dacă  $\varepsilon - V \cdot e > 0$ , energia  $\varepsilon - V \cdot e$  ce le mai rămâne disponibilă le permite să-și continue drumul mai departe, cu viteza pe care o aveau în momentul când au atins electroda  $B$ .

- Dacă  $\varepsilon - V \cdot e < 0$ , electronii părăsind placa vor merge până într-un punct de potențial  $V' < V$  căruia îi corespunde energia  $V' \cdot e = \varepsilon$ , după care vor fi reluați iarăși de câmp și reîntorși pe placă.

Pentru fiecare potențial  $V$  vom avea un curent dat de toți electronii a căror energie  $\varepsilon$  este mai mare decât  $V \cdot e$  ( $\varepsilon - V \cdot e > 0$ ).

Cu cât  $V$  va fi mai mare, cu atât numărul de electroni care vor ajunge la cilindru va fi mai mic. Obținem curba conform figurii 59.

Potențialul corespunzător celor mai rapizi fotoelectroni se obține căutând punctul de întretăiere  $V_\lambda$  al curbei cu axa potențialelor. Se determină astfel o curbă pentru fiecare  $\lambda$ . Dacă legea lui Einstein este adevărată, atunci trebuie să existe o relație liniară între  $V$  și  $\nu$ : panta dreptei  $\frac{dV}{d\nu} = \frac{h}{e}$  ne poate da pe  $h$ , cunoscând pe  $e$ . Millikan a obținut grafice ca cel din fig. 60, înscriind frecvențele luminii excitatoare în abscisă, iar în ordonată potențialul  $V$  în volți, obținut prin procedeul de mai sus.

Cu 0,5 % eroare experimentală, graficul obținut când metalul întrebuințat era litiul (ori Na), de exemplu, dădea o dreaptă.

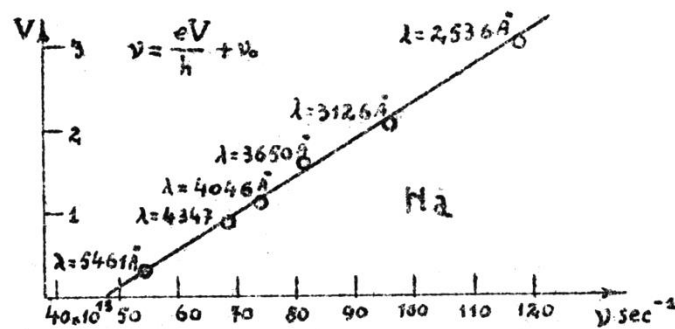


Fig. 60. După Millikan.

Energia maximă a fotoelectronilor emiși de Na, funcție de frecvența luminii monocromatice incidente.

Valorile obținute de el pentru  $h$  sunt:

$$h = 6,58 \cdot 10^{-27} \text{ ergi} \cdot \text{sec (când lucra cu Li)}$$

și

$$h = 6,57 \cdot 10^{-27} \text{ ergi} \cdot \text{sec (când lucra cu Na)}.$$

Concordanța era foarte bună și se putea vedea că  $h$  este, practic, același cu acela obținut de Planck pentru a reprezenta corect emisia corpului negru. Această experiență este deosebit de importantă, deoarece constituie o primă verificare neîndoioasă a uneia dintre legile fundamentale din fizica atomului. Întretăierea dreptei de mai sus cu axa frecvențelor dă pragul fotoelectric.

Astfel Millikan găsește pentru Na o valoare:

$$v_0 = 43,9 \cdot 10^{13} \text{ sec}^{-1}, \quad \text{deci un}$$

$$\lambda = 6830 \text{ \AA} \quad \text{pentru pragul fotoelectric, deci o energie de extragere}$$

$$p = 2,88 \cdot 10^{-12} \text{ ergi} = 1,8 \text{ electronvolți.}$$

Valoarea obținută de Millikan pentru pragul fotoelectric, după cum se știe astăzi, când se poate lucra în condiții mult mai bune pentru a obține o suprafață foarte bună de Na, este mult prea mare. De observat însă că acest fapt nu infirmă întru nimic pe cel obținut de Millikan asupra justetei legii lui Einstein. Variația liniară a lui  $V$  cu  $\nu$  rămâne valabilă. El găsește că relația lui Einstein este adevărată și dă pentru  $h$  o valoare, determinată cu o eroare de aproximativ 0,5 %, valoare dată de Millikan socotind că electronul are sarcina pe care tot el o determinase. El dădea, pentru timpul acela, cea mai bună valoare pentru  $h$ . O serie de alte experiențe au fost făcute după Millikan pentru controlul relației lui Einstein (P. Lukirsky și S. Prilezaev *Z.f.Phys.* **49**,236, (1928); A.R. Olpin, *Phys.Rev.* **36**,251, (1930)). Birge (*Rev.of Mod.Phys.* **1**,1, (1929)), după un studiu critic al datelor de atunci, dădea ca valoare mai probabilă:  $h = (6,547 \pm 0,009) \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec}$ . Valoarea lui  $h$  este strâns legată de cea admisă pentru  $e$ . În cele ce urmează, vom admite pentru  $h$  valoarea care pare azi ca foarte probabilă:

$$h = 6,626 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec.}$$

## Inversul efectului fotoelectric

Dacă trimitem electroni asupra unei suprafețe metalice, putem da naștere la cuante luminoase. Este inversul efectului fotoelectric.

După un astfel de mecanism are loc producerea razelor X.

Se consideră cazul emisiei de fotoelectroni cu ajutorul razelor X, unde travaliul de extragere al electronului este neglijabil față de celelalte energii puse în joc.

În adevăr, dacă socotim în electronvolți energiile diferitelor categorii de cuante, găsim că lumina roșie are cuante cam de 2 electronvolți, cea albastră între 3 și 4 eV, prin așa-numitul ultraviolet extrem, cuantele au energii cam de 90 la 100 eV, pe când pentru o rază X de 1 Å energie e de vreo 12 500 eV și pentru 100 u.x. de 125 000 eV.

Lucrul de extragere a electronilor din suprafața unui metal este de ordinul volților.

Acestea fiind date, vom neglija termenul  $h\nu_0$  din relația lui Einstein și vom scrie relația sub forma:

$$eV = \frac{1}{2}mv^2 = h\nu$$

←←←←←←←←

Citită în sensul săgeților relația ne arată extragerea de electroni cu ajutorul unei cuante X incidente. Dacă însă citim relația în sens invers, vedem cum electroni de o viteză dată  $v$ , sau un potențial de accelerare dat  $V$ , condiționează apariția unei cuante  $h\nu$  de o frecvență anumită, dată de relația lui Einstein.

Noi știm că așa se produc razele X. Se bombardează cu electroni o bucată de metal, care devine astfel un izvor de raze X. Cu cât electronii sunt mai repezi (sau, dacă vrem, cu cât potențialul aplicat pe tubul de raze X este mai mare) razele X emise vor fi mai dure.

Avem ceva analog în explicația pe care o dă Bohr în ceea ce privește emisiile caracteristice ale unui atom.

Cum vom vedea la capitolul respectiv, el a spus: în atom electronii nu pot avea decât anumite traiectorii, pentru care energia lor are valori bine definite și caracteristice atomului. Electronii se găsesc pe anumite nivele de energie și numai pe acelea.

Dacă excităm atomul printr-o cauză exterioară, putem perturba configurația lui electronică. Un electron poate pleca de pe nivelul de energie  $E_1$  și sări pe un alt nivel de energie, posibil în atom,  $E_2$  de exemplu.

Când electronul revine de pe acest nivel de energie  $E_2 > E_1$ , pe nivelul de plecare, energia rămasă liberă se manifestă sub formă de energie electromagnetică. Cuanta emisă trebuie să urmeze legea lui Einstein:  $E_2 - E_1 = h\nu$ .

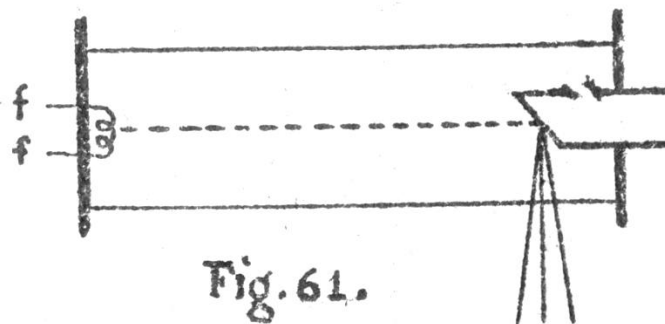
În efectul fotoelectric aveam electroni care plecau cu o energie condiționată de legea lui Einstein. Aici, o variație în energia electronilor condiționează apariția unei cuante, legea conservării energiei fiind satisfăcută. Este aici o reciprocă a efectului fotoelectric sau, cum i se mai spune, efectul fotoelectric invers.

### Alte verificări ale legii lui Einstein la efectul fotoelectric

Verificările făcute în domeniul *razelor optice* de Ladenburg, Richardson și Compton, Hughes etc. și, în special, lucrările minuțioase ale lui Millikan au arătat aplicarea, în acest domeniu de radiații, a legii lui Einstein. Era necesar ca verificarea să se facă pe un domeniu cât mai mare de frecvențe pentru a avea o siguranță a legii de variație liniară a lui  $\nu$  cu potențialul accelerator  $V$ . Era cu puțință ca liniile drepte care se obțin să nu fie decât niște porțiuni dintr-o curbă cu o rază de curbură foarte mare.

S-au făcut verificări în domeniul *razelor X*:

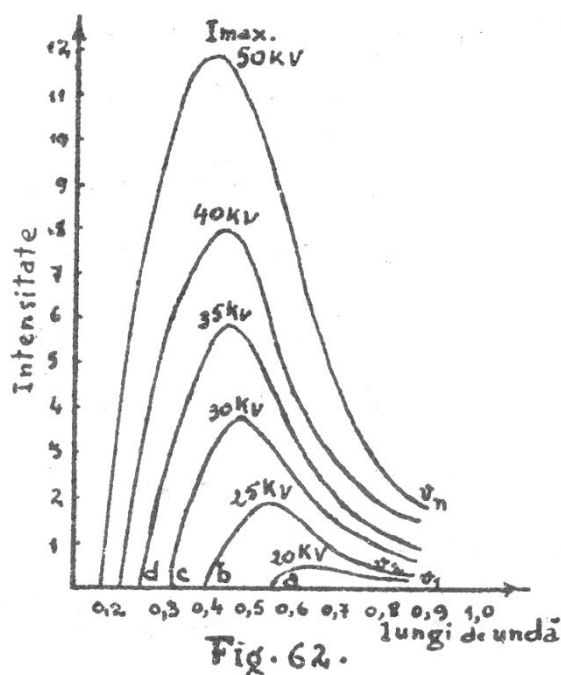
Trebuie verificat că:  $eV = h\nu$ .



Electronii extrași, de exemplu, dintr-un filament încălzit (fig. 61), sunt accelerați cu un potențial de ordinul miilor și zecilor de mii de volți. Ei capătă o energie cinetică:  $T = \frac{1}{2}mv^2 = eU$ . Acești electroni, lovind o anticatodă formată dintr-un metal oarecare (cupru, de exemplu), dau naștere razelor X, care pleacă de pe anticatodă.

Analizând, la un spectrograf de raze X, fasciculul emis de tub, se vede că el conține raze caracteristice metalului din anticatodă (vom vedea, la capitolul respectiv, mecanismul emisiei de spectre caracteristice) și un fond continuu datorat frânării electronilor de către anticatodă. (Teoria electromagnetică arată că o sarcină electrică în mișcare accelerată sau întârziată produce o undă electromagnetică.) Energia cuantelor emise va fi în funcție de energia electronilor incidenti. Electronii care, înainte de a-și fi pierdut ceva din energia inițială, dau – prin frânarea pe anticatodă – o cantă  $h\nu$ , vor fi aceia ce vor da cuantele cele mai energice, corespunzătoare relației  $h\nu = eU$ . Alți electroni, care vor pierde mai întâi o parte din energia lor prin pătrundere în anticatodă și abia după aceea, cu energia scăzută, vor produce emiterea cuantei corespunzătoare energiei cu care au mai ramas, vor fi acei ce dau cuante mai puțin energice. Experimental, găsim o variație continuă a frecvențelor emise – avem ceea ce se numește un *fond continuu*. Acest fond începe de la o frecvență maximă, frecvență condiționată de potențialul aplicat pe tub. Distribuția cuantelor emise între diferitele frecvențe se face după o lege care se poate, în parte, explica teoretic. Distribuția aceasta se vede în curbele din figura 62. Curbele prezintă un maxim pentru o frecvență  $\nu$ , când numărul de cuante emise este maxim. Locul acestui maxim se poate prevedea teoretic.

Verificările făcute se raportează la limita spre undele scurte ale fondului continuu, care trebuie să verifice relația simplă a lui Einstein, limită care se deplasează spre frecvențele mari când potențialul aplicat pe tub crește.



O astfel de verificare a fost făcută în 1915 de W. Duane și F.L. Hunt. Se aplică pe tub un potențial  $V_1$ . Razele X sunt analizate cu un cristal turnant și o cameră de ionizare. Se face un grafic, ionizare–lungime de undă și se ajunge la rezultatele din graficul din figura 62. Fondul continuu pleacă brusc, pentru potențialul respectiv, de la limitele  $a, b, c, d$  etc. Se verifică, pentru aceste limite, exactitatea relațiilor de mai jos:

$$h\nu_1 = h \frac{c}{\lambda_1} = e \frac{V_1}{300};$$

$$h\nu_n = h \frac{c}{\lambda_n} = e \frac{V_n}{300}.$$

În general:

$$\frac{Ve}{300} = h\nu_{max} = h \frac{c}{\lambda_{min}}.$$

Determinând pe  $h$  din această limită a fondului continuu, s-a ajuns la valori care confirmă încă o dată că  $h$  este o constantă universală. Se dau mai jos valorile obținute, pe această cale, pentru  $h$  de către diferiți cercetători.

Cercetători	Anul determinării	Valoarea găsită pentru $h$
Duane și Hunt	1915	$6,51 \cdot 10^{-27}$ ergi · sec
Blake și Duane	1917	$6,55 \cdot 10^{-27}$ ergi · sec
Wagner	1918	$6,53 \cdot 10^{-27}$ ergi · sec

Aceste date constituie o foarte bună confirmare a legii lui Einstein.

*Notă:*

Relația  $h\nu_{max} = eU$ , numită, de obicei, relația lui Duane și Hunt, a servit ca punct de plecare pentru o serie de lucrări în scopul de a determina  $\frac{h}{e}$ . În adevăr, un potențial se poate măsura cu o foarte bună precizie, tot așa și o lungime de undă din domeniul razelor X. Astfel au lucrat Duane și Hunt (Phys.Rev. 6,166, (1915)) P. Kirkpatrick și P.A. Rose (Phys.Rev. 45,454, (1934)), J. Du Mond și V. Bollman (Phys.Rev. 51,400, (1937)), J.A. Bearden și G. Schwarz (Phys.Rev. 59,934, (1941)) și alții.

Du Mond și Bollman dau, pentru  $\frac{h}{e}$ ,  $(1,376 \pm 0,0003) \cdot 10^{-17}$  ergi · sec/u.e.s., iar Bearden și Schwartz,  $1,3772 \cdot 10^{-17}$ , respectiv,  $1,3777 \cdot 10^{-17}$ . Aceste valori sunt ceva mai mici decât acelea care se pot obține, prin metode spectroscopice, cu ajutorul constantei  $R$  a lui Rydberg (vezi capitolul respectiv).

După Birge (Phys.Rev. 58,658. (1940)), valoarea cea mai probabilă dedusă cu ajutorul constantei lui Rydberg pare a fi:  $\frac{h}{e} = (1,3793 \pm 0,0004) \cdot 10^{-17}$ .

Această diferență, încă neexplicată, între valorile obținute pe cale spectroscopică și cele obținute prin alte metode pare a pune încă în discuție valoarea lui  $\frac{h}{e}$ . Valoarea lui  $h$  dedusă din  $\frac{h}{e}$  și cea admisă acum pentru  $e$ , este:

$$h = \frac{h}{e} \cdot e = 1,3762 \cdot 10^{-17} \cdot 4,803 \cdot 10^{-10} = 6,610 \cdot 10^{-27} \text{ după rezultatele lui } \underline{\text{Du Mond}} \text{ și } \underline{\text{Bollman}},$$

$$h = (6,6236 \pm 0024) \cdot 10^{-27} \text{ după rezultatele spectroscopice.}$$

Pentru moment, pare că e mai judicios să admitem valoarea lui  $h$  dedusă din rezultatele spectroscopice, care sunt mult mai precise și concordante, cu atât mai mult cu cât din măsurătorile celelalte se observă categoric o influență neexplicabilă a naturii anticatodei

asupra valorii lui  $\frac{h}{e}$ . Acest mic istoric arată încă o dată grija care se pune în determinarea constantelor fundamentale și greutatea legate de astfel de lucrări.

O altă verificare frumoasă a fost făcută de D.L. Webster și H. Clarck în 1917 și 1920, cu ajutorul razelor caracteristice. Se urmărea la spectroscop momentul apariției unei raze X caracteristice (o rază  $K_{\alpha_1}$ , de exemplu). Se constată că ea nu apare până când potențialul excitator  $V_1$  nu are valoarea corespunzătoare frecvenței  $\nu$  de absorbție, a discontinuității de absorbție selectivă în atomul experimentat.

## **Spectografie de masă cu fotoelectroni extrași prin raze X și $\gamma$ (spectre corpusculare)**

Energia cuantelor de raze X și  $\gamma$  fiind foarte mare în raport cu aceea de lumină obișnuită, ele pot fi utilizate la extragerea electronilor din păturile inferioare ale atomilor. Iluminând deci un element dat cu raze X, ne vor apărea o serie de travalii de extragere corespunzând diferitelor niveluri existente în atomul respectiv. La congresul Solvay din anul 1921, Maurice de Broglie a descris metoda sa de analiză a radiațiilor corespunzătoare cu ajutorul energiei fotoelectronilor și consecințele însemnate în legătură cu instaurarea teoriei cuantelor. Lucrări posterioare ca acelea ale lui Ellis (Proc.Roy.Soc. 99,261, (1921); Proc.Roy.Soc. 101,1,(1922); 104,455, (1923)), Lewis, Simons, Widington, Watson, H. Robinson, aduc un important material în legătură cu nivelele de energie din atomi.

Se dă mai jos un rezumat al experiențelor lui de Broglie (J.de Phys. et le Radium 2,265,(1921)).

Dacă un foton  $h\nu_1$  are energie suficientă, poate provoca un efect fotoelectric la atom. Energia electronului expulzat va avea o anumită valoare, astfel încât, adunând-o cu lucrul mecanic de extragere a electronului din atom, să ne dea energia fotonului utilizat:

$$h\nu_1 = T_1 + \varepsilon_i.$$

Travaliul de extragere al unui electron  $\varepsilon_i$ , pentru un atom mai greu (Mo, Ag, ..., W, ...) nu mai este neglijabil (este de ordinul miilor sau chiar zecilor de mii de electronvolți).  $T_1$  este expresia relativistă a energiei cinetice a fotoelectronilor. Energia fotoelectronului pierdut de atom se determină printr-o analiză magnetică (se determină viteza electronului după curbura obținută într-un câmp magnetic).

M. de Broglie urmează un procedeu asemănător cu cel dat de Danycz (C.R. 153,1066, (1911); Le Radium, 9,1, (1911)) care a servit acestuia din urmă pentru a cerceta vitezele razelor  $\gamma$  date de substanțele radioactive. Aceeași metodă permisea lui Robinson și Rawlinson (Phil.Mag. 28,277, (1914)) să determine rata de producere de fotoelectroni produși de raze X și lui Rutherford, Robinson și Rawlinson (Phil.Mag. 28,281, (1914)) să urmărească fotoelectronii eliberați de razele  $\gamma$ .

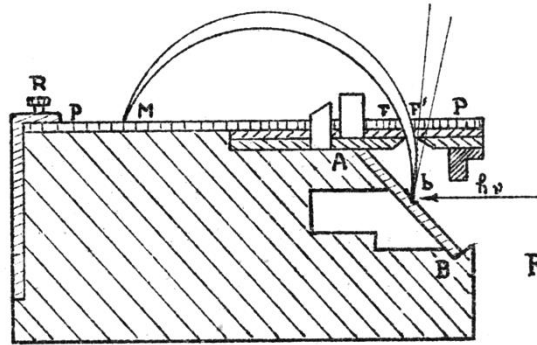


Fig.63.

În figura 63 este schițat spectrograful magnetic al lui M. de Broglie (vezi și L. de Broglie, J.de Phys.et le Rad. 2,265, (1921)). Într-o cutie mică de bronz (bronzul nu se magnetizează), care e așezată între polii unui electromagnet, se află dispozitivul indicat în figură. În cutia de bronz se face un vid cât mai bun posibil. Un bloc de plumb este tăiat ca în figură. Corpul de studiat, făcut în formă de pastilă, (*b*), se fixează pe lama de Al, *AB*. Un sistem de plăci de Pb face oficiul de fantă (*FF'*). Deasupra blocului de Pb se așază o placă fotografică *P*, care poate fi fixată cu ajutorul șurubului *R*. Razele X, cu o energie  $h\nu$ , sunt trimise peste elementele de studiu. Fotoelectronii emiși de corpul din *b* sunt trimiși în toate părțile. Din fanta *FF'*, un fascicul electronic se îndreaptă în sus. Aplicând un câmp magnetic uniform, normal figurii, electronii sunt curbați după cercuri de diametre corespunzătoare energiei lor. Toți electronii care au aceeași energie, sunt focalizați într-un punct *M* pe placa fotografică. Din datele geometrice ale montajului se determină energia fotoelectronilor în funcție de punctele de contact cu placa fotografică.

Experiența dă o serie de repere  $M_i$  pe placa fotografică. Aceasta înseamnă că o cuantă  $h\nu$  incidentă poate extrage unul dintre electronii atomului și că electronul respectiv are un lucru mecanic de extragere foarte bine definit. După hazardul ciocnirii cuantei cu atomul, unul sau altul dintre electronii săi poate fi expulzat. Fiecare dintre acești electroni are energia sa proprie de legătură și aceasta se manifestă prin diferitele viteze înregistrate la spectrograf.

Travaliul de extragere al unui electron din atomul respectiv se mai numește și *travaliu de ionizare*. Pentru diferiții electroni, avem travaliile de ionizare respective:  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_i$ .

Aici ne-am servit de fotoni ca sonde pentru a avea indicații cantitative asupra structurii intime a atomului. Cu această ocazie, ni se relevă o serie de niveluri discrete de energie în atom, tocmai cele prevăzute de N. Bohr pentru explicarea spectrelor caracteristice. Dacă întrebuițăm raze X incidente cu altă lungime de undă, deci fotoni cu altă energie, găsim relații de forma:

$$h\nu_2 = T_2 + \varepsilon_1,$$

unde:

$$T_2 = m_0 c^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right].$$

Valoarea travaliului de extragere  $\varepsilon_i$  este aceeași cu cea pentru cuanta precedentă, care avea altă energie; o confirmare evidentă a structurii intime a atomului așa cum a presupus-o Bohr.

Analizorul lui Maurice de Broglie descris mai sus poate fi întrebuințat și ca spectrograf: folosind un atom ale cărui niveluri  $\varepsilon_i$  sunt cunoscute prin experiențe ca cele precedente, se poate analiza compoziția unui fascicul de raze X incident după energia fotoelectronilor emiși. În adevăr, în relația:

$$h\nu_i = T_i + \varepsilon_i$$

$\varepsilon_i$  se cunoaște, iar  $\nu_i$  se determină prin metoda descrisă. Se poate deci socoti  $\lambda_i = \frac{c}{\nu_i}$  (vezi, de ex., A.F. Kovarik și L.W.Mc. Keehan Bull.Nat.Res.Counc. 10,120, (1923)). În general, pentru un fascicul dat de raze X sau  $\gamma$ , se măsoară energia fotoelectronilor extrași din mai multe elemente ale căror nivele de energie sunt cunoscute prin alte metode. Lungimile de undă măsurate concordă bine cu acelea obținute prin reflexie selectivă cristalină. Pentru cazul razelor  $\gamma$  foarte dure, când metoda cristalină este foarte grea și ineficace, metoda indirectă, prin determinarea energiei fotoelectronilor, este cea care aduce serviciile cele mai precise.

### **Legătura între diferențele de potențial de contact a două metale și pragurile fotoelectrice respective**

Potențialul  $V_0$ , pe care trebuie să-l străbată un electron pentru a putea părăsi metalul, e dat de:  $V_0e = h\nu_0$ .

Experiența directă arată, în perfect acord cu relația lui Einstein, că diferențele de potențial de contact între două metale apar ca o diferență între potențialele de extragere. Astfel, unele experiențe îngrijite făcute cu Fe și Ni, purificați electrolitic, dau pentru  $V_0$  valorile:  $(4,71 \pm 0,02)$ , respectiv,  $(4,93 \pm 0,02)$ , deduse din măsurările de prag fotoelectric. Ori, diferența de potențial de contact între aceste două metale este egală cu  $(0,21 \pm 0,01)$  volți, aproape exact diferența între valorile de mai sus. Se poate face o legătură între fenomenele fotoelectrice și cele termoelectrice (emisie de electroni de către metalele încălzite). În fenomenele termoelectrice, se ia de asemenea în considerare lucrul mecanic de extragere a electronilor. O foarte bogată literatură științifică se ocupă cu această problemă, grea din punct de vedere experimental și teoretic, cum vom vedea la capitolul respectiv. E interesant de notat că atunci când se lucrează în condiții inițiale identice, în ceea ce privește metalul de studiu, se găsește și aici un travaliu de extragere identic cu cel obținut prin pragul fotoelectric (vezi A.L. Hughes și L.A. Du Bridge, Photoelectric Phenomena).



## Câteva considerații asupra pragului fotoelectric ( $\lambda_0$ )

Pragul fotoelectric se determină cu greutate. Există foarte multe lucrări în acest sens. Rezultatele concordante sunt foarte rare, căci  $\lambda_0$  depinde de foarte mulți factori. Cele mai mici impurități sau gaze adsorbite de o suprafață metalică schimbă locul pragului fotoelectric. Grosimea păturii metalice influențează de asemenea mult valoarea  $\lambda_0$ . Lucrând cu pături din ce în ce mai subțiri, de ordinul a  $10^{-7}$  cm, de exemplu,  $\lambda_0$  trece spre roșu când grosimea scade, spre a se îndrepta din nou spre violet când păturile devin extrem de subțiri.  $\lambda_0$  depinde foarte mult și de suportul metalic pe care a fost depusă o astfel de pătură subțire.

Se poate imagina cum niște atomi adsorbiți pe o suprafață metalică pot să formeze o pătură dublă care să micșoreze mult travaliul de extragere. Așa este cazul unor atomi mai electropozitivi decât suprafața adsorbantă, așa încât pătura ia forma din fig. 64.



Fig.64.

Aceste câteva exemple arată cât de complicată și, de cele mai multe ori, neprevizibilă este înțelegerea variației energiei de extragere a unui electron dintr-un material compact. Rezultate mai concordante – și mai ușor de înțeles teoretic – au putut fi obținute studiind efectele fotoelectrice la gaze și vapori metalici, când se poate urmări efectul fotoelectric atomic.

Rezultatele empirice obținute la suprafețele metalice au permis însă să se identifice condițiile practice de preparare a suprafețelor metalice astfel încât să se obțină un efect fotoelectric cât mai mare pentru un domeniu dat de lungimi de undă. Studiile sunt utile pentru practica celulelor fotoelectrice atât de utilizate astăzi în laborator și în viața de toate zilele.

## Randament fotoelectric

Pentru a defini puterea emisivă în electroni a unei suprafețe metalice în funcție de energia luminoasă care cade pe această suprafață, se evaluează numărul de electroni, în coulombi, pentru o energie luminoasă incidentă, socotită în calorii. Ținând seama că:

$$h\nu = h \frac{c}{\lambda_{\text{cm}}} = \frac{h \cdot c \cdot 10^8}{\lambda_{\text{\AA}}}$$

este energia, în ergi, a unei cuante de lungime de undă  $\lambda$ , dată în Ångströmi, această energie reprezentată în calorii este:

$$\frac{hc \cdot 10^8}{\lambda_{\text{\AA}}} \cdot \frac{1}{4,1855} \cdot 10^{-7} \text{ cal.}$$

Deci la o calorie corespund:

$$\frac{\lambda_{\text{\AA}}}{hc \cdot 10^8} \cdot 4,1855 \cdot 10^7 \text{ cuante} = 2,11 \cdot 10^{15} \cdot \lambda \text{ cuante}$$

(s-a luat, pentru echivalentul mecanic al căldurii:  $4,1855 \cdot 10^7$  ergi/cal).

Apoi:

$$1 \text{ coulomb} = 3 \cdot 10^9 \text{ u. e. s.} = \frac{3 \cdot 10^9}{4,803 \cdot 10^{-10}} \sim 6,25 \cdot 10^{18} \text{ electroni pentru un coulomb.}$$

În ipoteza unui randament de 100%, adică a unui electron emis pentru fiecare cantă adsorbită, avem:

$$\frac{\lambda \cdot 2,11 \cdot 10^{15}}{6,25 \cdot 10^{18}} = 33,76 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda \text{ coulombi emiși pentru o calorie.}$$

Deci:

$$33,76 \cdot 10^{-5} \lambda \text{ coul/cal pentru randament maxim.}$$

Astfel, pentru  $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ , randamentul maxim va fi  $\sim 1,35$  coul/cal. În realitate, am văzut că randamentul depinde de foarte mulți factori. În primul rând, pentru un  $\lambda >$  pragul fotoelectric este nul, iar pentru  $\lambda < \lambda_0$  și în imediata sa vecinătate, randamentul este foarte mic. El crește cu frecvența, când ne îndepărtăm de prag, însă rămâne în general încă foarte mic. Astfel, într-un caz studiat, acela al unei suprafețe de Pt, încălzită timp de 15" la  $1400^\circ$  pentru degazeificarea suprafeței sale, se găsește un randament cuantic de  $4,23 \cdot 10^{-8}$  coul/cal când  $\lambda = 3132 \text{ \AA}$  (aproape de pragul său fotoelectric).

Deci pentru  $33,76 \cdot 10^{-5} \cdot 3132 \cdot N$  cuante ( $N$  fiind numărul de electroni dintr-un coulomb) avem  $4,23 \cdot 10^{-8}$  electroni. În acest caz, deci, la  $\frac{33,76 \cdot 10^{-5} \cdot 3132}{4,23 \cdot 10^{-8}}$  cuante corespunde un electron, adică  $\sim \frac{1,06}{4,23 \cdot 10^{-8}} \sim 0,24 \cdot 10^8$  cuante sunt necesare pentru a obține un fotoelectron.

Pentru același caz, cu o lungime de undă mai scurtă ( $\lambda = 2225 \text{ \AA}$ ), randamentul experimental este  $3,39 \cdot 10^{-4}$  coul/cal, deci mult mai bun deși încă foarte mic. Aici avem nevoie de  $\frac{33,76 \cdot 10^{-5} \cdot 2225}{3,39 \cdot 10^{-4}} \sim 2,21 \cdot 10^3$  cuante pentru un fotoelectron. În anumite condiții de preparare a suprafețelor fotoemise, randamentul crește foarte tare. Aceste condiții au fost cercetate foarte mult, atât pentru interesul teoretic cât și pentru cel practic (întrebuințarea acestor suprafețe în celulele fotoelectrice, în televiziune (iconoscoape)). Teoria acestor fenomene este încă destul de aleatorie; voi menționa însă câteva date pentru marele interes practic pe care îl prezintă.

## Efect fotoelectric selectiv

Dacă se studiază randamentul fotoelectric în funcție de lungimea de undă a luminii incidente, variația randamentului cu  $\lambda$  duce la trasarea unor curbe, numite de obicei *curbe de sensibilitate spectrală*. Aceste curbe au o formă interesantă pentru unele metale, în special pentru cele alcaline. Astfel, randamentul fotoelectric la K prezintă, între altele, un maxim foarte pronunțat cam pe la 4000 de Å.

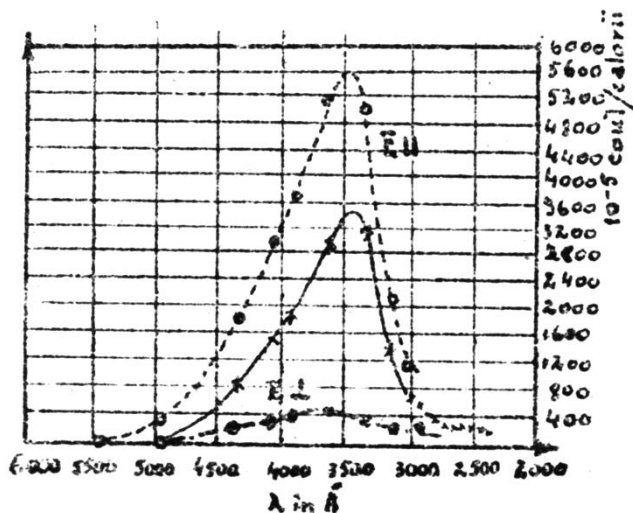


Fig. 65. a

Curba de sensibilitate spectrală a unui strat de K în vizibil de subțire.  
După Surmann și Theissing.

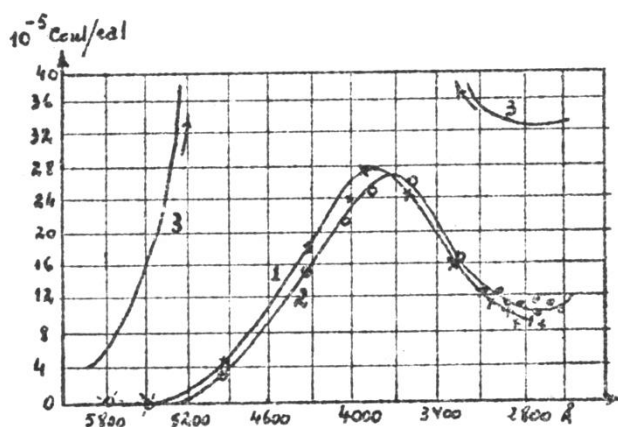


Fig. 65. b.

Curba de sensibilitate a K compact:

1. după distilare
2. după 6 ore de stat în Hidrog. la presiunea atmosferică
3. după trecerea unei descărcări luminescente.

După Surmann și Theissing

Avem ceea ce se numește *efect fotoelectric selectiv*, pentru a-l deosebi de efectul fotoelectric normal. Acest efect se prezintă foarte puternic la alcaline și într-o măsură mai puțin pronunțată la unele alcalino-pământoase, cum ar fi Ca, și la unele metale grele, ca Al, Ag, Mg, Cu. Efectul selectiv poate fi mărit considerabil dacă substanțele care îl prezintă sunt depuse în pături subțiri, chiar monomoleculare, pe un suport metalic convenabil, formând astfel acele pături duble electrice despre care am vorbit mai sus. Astfel, dacă se depune pe o suprafață de Pt o pătură, invizibilă, de K, efectul selectiv poate fi de 100 de ori mai puternic. Tot o mărire a efectului selectiv se poate obține dacă se face să reacționeze suprafața unui alcalin, de exemplu, depus sub formă compactă, cu un gaz sau cu vapori ai unei substanțe. Dacă se tratează, de exemplu suprafața unui alcalin cu un gaz convenabil, dacă se

procedează, cum se spune, la „sensibilizarea” suprafeței alcalinului, se ajunge la o sensibilitate fotoelectrică extraordinar de mult mărită; în același timp, de foarte multe ori, maximum de sensibilitate este considerabil deplasat (câteodată cu peste 2000 Å). O sensibilizare curentă este aceea făcută cu hidrogen. Se trece o descărcare electrică, într-o atmosferă de hidrogen, având alcalinul drept una dintre electrode, se continuă cu descărcarea până ce sensibilitatea atinge valoarea sa maximă. Suprafața alcalinului manifestă culori de interferență, cu irizațiile binecunoscute ale unor celule fotoelectrice cu alcaline; se socotește atunci că avem alcalin coloidal dispersat între moleculele de hidrură alcalină. Se ajunge ușor la randamentul de  $\sim 0,3$  coul/cal, ceea ce pentru un  $\lambda = 4400$  Å ar da  $\frac{33,76 \cdot 10^{-5} \cdot 4400}{0,3} = 4,95$  cuante incidente pentru un fotoelectron obținut.

O altă față interesantă a efectului selectiv este că el manifestă o comportare caracteristică în lumină polarizată. Dacă se trimite asupra suprafeței metalice lumină polarizată cu vectorul electric paralel cu planul de incidență, se obține un maxim mult mai pronunțat decât în cazul luminii nepolarizate. Dacă vectorul electric vibrează într-un plan normal planului de incidență, adică dacă el este paralel cu suprafața metalului, maximum este abia vizibil (vezi fig. 66). Această observație ne face să bănuim că există două efecte suprapuse și anume: efectul selectiv care este influențat de orientarea vectorului electric față de suprafața fotosensibilă și un efect normal care este indiferent acestei orientări. Mai precis: să urmărim randamentul fotoelectric în funcție de  $\lambda$ , de orientarea vectorului electric  $E$  și de unghiul de incidență  $\theta$  pentru o suprafață de metal care prezintă efectul selectiv, cum ar fi aliajul lichid de Na și K.

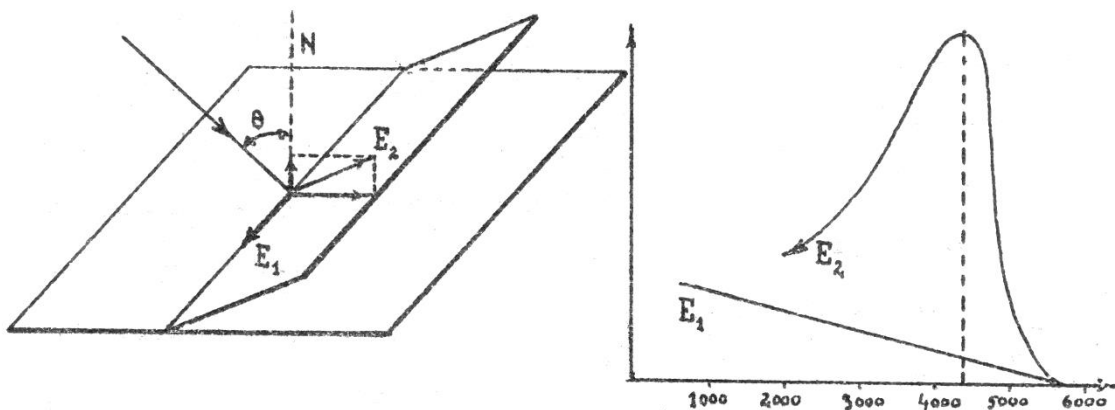


Fig. 66.

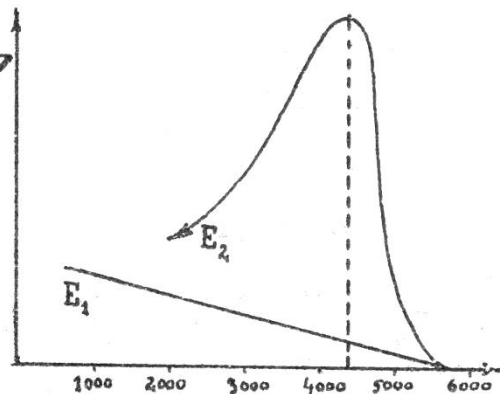


Fig. 67.

Fie  $\theta$  unghiul de incidență (fig. 66). Trimitem mai întâi lumină polarizată cu vectorul electric normal planului de incidență, deci paralel cu suprafața metalică (vectorul  $E_1$  din fig. 66). Dacă în această situație trimitem diferite  $\lambda$ , apropiindu-ne prin  $\lambda$  crescând, de exemplu, de pragul fotoelectric, obținem un efect fotoelectric normal, acela al cărui randament scade cu încetul când ne apropiem de pragul fotoelectric (fig. 67). Curba aceasta de sensibilitate nu se schimbă când variem pe  $\theta$ . Trimitem acum lumină polarizată cu vectorul electric în planul de incidență (vectorul  $E_2$  din fig. 66). Dacă menținem pe  $\theta$  constant și variem pe  $\lambda$ ,

obținem curba  $E_2$  din fig. 67, cu maximul ei caracteristic pentru un  $\lambda$  dat. Repetăm această experiență întrebuițând unghiuri  $\theta$  diferite. Observăm:

– când  $\theta = 0$ , adică atunci când incidența este normală și  $E_2$  este paralel cu suprafața metalului, efectul selectiv dispare iarăși.

– când facem să crească unghiul  $\theta$ , adică atunci când componenta lui  $E_2$  pe normala la suprafața metalică,  $E_2 \sin\theta$ , crește, efectul de maxim, care a apărut imediat ce  $\theta$  a fost diferit de zero, crește în mărime.

Se vede clar că efectul selectiv este legat de componenta pe normala la suprafața fotosensibilă a vectorului electric din lumina incidentă. Este de la sine înțeles că, în cazul luminii nepolarizate, cele două efecte menționate se suprapun, fiecare dintre ele, funcție de componentele respective ale vectorului electric, paralele și normale suprafeței metalice.

## Randament fotoelectric adevărat

În cele spuse până acum am evaluat global randamentul în funcție de electronii emiși și de cuantele incidente. Este rezonabil să ne gândim că lumina care ia efectiv parte la efectul fotoelectric este aceea care se absoarbe în materia respectivă. Va trebui deci să ținem seama de proprietățile optice ale materiei, să socotim pe cât posibil mai bine fracțiunea de lumină absorbită și la ea să raportăm randamentul fotoelectric. Așa s-a făcut ori de câte ori a fost posibil. În legătură cu efectul fotoelectric selectiv, s-au făcut experiențe în acest sens. Se depuneau, de exemplu, plăci foarte subțiri, transparente, de alcaline, fie pe plăci de cuarț, fie pe plăci subțiri, tot transparente, ale unui metal greu (Ag, Au etc.). S-au putut face astfel măsurători directe de absorbție a luminii respective în pătura de alcalin. S-au observat următoarele:

– lumina polarizată cu vectorul electric paralel cu suprafața alcalinului este foarte puțin absorbită;

– lumina cu vectorul electric în planul de incidență prezintă o absorbție în funcție de  $\lambda$ , care este cu totul asemănătoare cu aceea obținută la efectul selectiv respectiv. Efectul selectiv ar fi, deci, condiționat de cuantele absorbite selectiv în alcalinul nostru. Când avem o absorbție mare, adică atunci când avem un număr mai mare de cuante care rămân în metal, avem și un efect fotoelectric corespunzător mai mare. Într-o experiență, când s-a trimis lumină cu  $\lambda = 4360 \text{ \AA}$  peste o pătură transparentă de K depusă pe o foaie subțire transparentă de Au, s-a observat că randamentul fotoelectric raportat numai la lumina absorbită în metal, este de 0,38 coul/cal, ceea ce înseamnă că se utilizează  $\sim \frac{33,76 \cdot 10^{-5} \cdot 4360}{0,38} \sim$

3,89 cuante absorbite pentru un fotoelectron emis, ceea ce revine la un randament de 25,7 % (vezi R. Fleischer Phys.Zts. 32,217, (1931)).

## Efecte fotoelectrice la izolatori

O substanță izolantă prezintă și ea un efect fotoelectric. Electronii dintr-un dielectric sunt aceia care corespund atomilor din compoziția moleculelor respective. Asupra lor se exercită forțele de legătură din atom, forțele moleculare și cele intermoleculare. Ei sunt mult mai strâns legați în aceste dielectrice decât electronii de conductibilitate din metale. Extragerea lor va cere o energie mai mare. S-au determinat unele praguri fotoelectrice, care sunt situate în jurul a două mii de Ångströmi (2000 Å). Determinarea acestor praguri se face mai greu decât la metale, fiindcă aici intervin fenomenele de încărcare pozitivă a suprafețelor dielectricului în studiu.

## Efectul fotoelectric la gaze

Raze cu energie suficientă (ultraviolete, raze X și  $\gamma$ ) produc la gaze efecte fotoelectrice, ușor observabile, ca cele înregistrate la solide. Studiul la gaze are însă avantajul că electronul fiind liber de legăturile pe care le are într-un solid, de exemplu, efectul apare mult mai net și oferă mai multe ocazii de interpretări precise raportate la atomii înseși. Camera Wilson ne oferă un mijloc direct de observare a efectului fotoelectric la gaze. Urma fasciculului de raze X nu se vede în camera Wilson, în schimb se poate observa precis cum fotoelectronii pleacă din spațiul camerei Wilson pe unde a trecut fasciculul de raze X (vezi fig. 68).

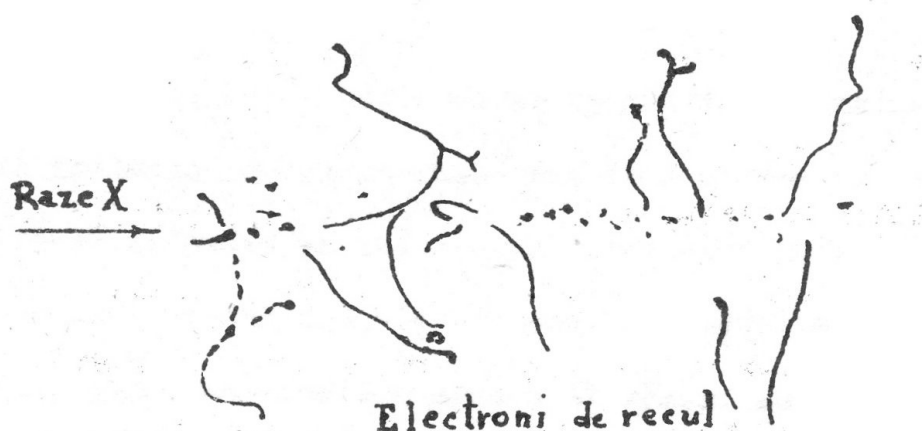


Fig. 68. după Atlas typischer  
Nebelkammerbilder : Gentner, Mayer-Leibnitz, Bothe.

Fasciculul este compus dintr-un foarte mare număr de fotoni care, la rândul lor, trec printr-un număr imens de atomi. Numărul de fotoelectroni este însă relativ foarte mic. Vedem precis aici cum interacția unui foton cu un atom este un act individual. Foarte mulți fotoni trec fără a provoca un efect fotoelectric. Unii, în schimb, care produc acest efect, își schimbă energia complet cu fotoelectronul extras – căruia îi comunică energia proprie, scăzută cu aceea necesară detașării lui din atom. Aceasta constituie, cum vom vedea, una dintre interacțiile prin care un fascicul de raze X se absoarbe în materie (vom vedea și alte feluri de interacții). Dacă fasciculul de raze X nu este polarizat, observăm că distribuția fotoelectronilor este simetrică față de direcția de propagare a fasciculului de raze X. Dacă

fasciculul este polarizat, fotoelectronii se distribuie în planul care conține vectorul electric. Interesant de observat mai este și faptul că, în cazul în care cuantele de raze X nu sunt prea energice, practic toți fotoelectronii pleacă după o direcție normală propagării fasciculului. Dacă razele X sunt mai dure, cei mai mulți fotoelectroni au o direcție ceva mai mică de  $90^\circ$  cu direcția de propagare. Aceasta se datorează faptului că, după cum vom vedea, fotonul nu dă numai energia sa electronului, ci și momentul său – mecanica ondulatorie dă o reprezentare foarte exactă a distribuției fotoelectronilor după diferitele unghiuri făcute de ei cu direcția de propagare a fotonilor.

## Câteva date elementare și de utilitate curentă asupra cuantelor

Teoria relativității ne permite să evaluăm masa de inerție și impulsul unei cuante de energie electromagnetică. Din relativitate știm că unei mase  $m$  îi corespunde o energie:

$$\varepsilon = mc^2, \text{ de unde } m = \frac{\varepsilon}{c^2}.$$

Cum  $\varepsilon = h\nu$ , masa  $m_\nu$  pentru o astfel de cuantă va fi:

$$m_\nu = \frac{h\nu}{c^2} \text{ iar numeric } m_\nu = 0,7373 \cdot 10^{-47} \cdot \nu \text{ grame.}$$

Dat fiind că energia ondulatorie se propagă cu viteza luminii, impulsul va fi dat de relația:

$$m_\nu \cdot c = \frac{h\nu}{c}.$$

Vom vedea mai târziu probele experimentale directe care justifică această generalizare. După cum vedem, masa de inerție a unei cuante este – în general – foarte mică. Pentru fixarea ideilor dăm o comparație între masa de inerție a câtorva cuante, luând masa  $m_e$  a electronului ca unitate.

Felul radiației	$\lambda$	$\frac{m_\nu}{m_e}$
T.F.F.	1 km = $10^5$ cm	$2,425 \cdot 10^{-15}$
Raze X	1 Å = $10^{-8}$ cm	$2,425 \cdot 10^{-2}$
Raze $\gamma$ dure	1 u.x. = $10^{-11}$ cm	24,25
Raze cosmice	0,01 u.x. = $10^{-13}$ cm	$2,425 \cdot 10^3$

Un exemplu de calcul:

$$\nu = \frac{c}{\lambda_{\text{cm}}} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{10^5} = 3 \cdot 10^5; \quad m_\gamma = 0,7373 \cdot 10^{-47} \cdot 3 \cdot 10^5;$$

$$\frac{m_\nu}{m_e} = \frac{0,7373 \cdot 3 \cdot 10^{-42}}{0,9108 \cdot 10^{-27}} = 2,425 \cdot 10^{-15}.$$

Să evaluăm lungimea de undă a unei cuante care cântărește cât un electron:

$$\frac{m\lambda}{m_e} = \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{1}{c^2} \cdot \frac{1}{m_e} = 1; \quad \frac{h}{m_e\lambda c} = 1; \quad \lambda = \frac{h}{c \cdot m_e};$$

$$\lambda = \frac{6,626 \cdot 10^{-27}}{3 \cdot 10^{10} \cdot 0,9108 \cdot 10^{-27}} = 24,25 \cdot 10^{-11} \text{ cm} = 24,25 \text{ u. x.}$$

Energia acestei cuante este egală cu aceea a electronului în repaus, așa cum ne spune teoria relativității:

$$m_e c^2 = 0,8185 \cdot 10^{-6} \text{ ergi} = \frac{0,8185 \cdot 10^{-6}}{1,601 \cdot 10^{-12}} \text{ electronvolți} = 511243 \text{ eV.}$$

Caracteristica unei unde luminoase se poate da în lungime de undă,  $\lambda$ , în frecvență,  $\nu$   $\text{sec}^{-1}$  (numărul de vibrații pe secundă) sau în numere de undă  $\tilde{\nu}_{\text{cm}^{-1}} = \frac{1}{\lambda_{\text{cm}}}$  (numărul de oscilații complete în unitatea de lungime). Avem, deci:

$$\tilde{\nu}_{\text{sec}^{-1}} = c \tilde{\nu}_{\text{cm}^{-1}}.$$

Pentru a calcula energia unei cuante în ergi sau în electronvolți, avem relațiile numerice următoare:

$$\varepsilon_\nu = h\nu = 6,626 \cdot 10^{-27} \cdot \nu \text{ ergi} = \frac{6,626 \cdot 10^{-27}}{1,601 \cdot 10^{-12}} \cdot \nu \text{ eV};$$

$$\varepsilon_\nu = h\nu = 4,1387 \cdot 10^{-15} \cdot \nu \text{ eV.}$$

Expresia de mai sus se folosește pentru a se putea socoti energia unei cuante când se cunoaște frecvența cuantei. Când cuanta noastră este caracterizată printr-un număr de undă  $\tilde{\nu}_{\text{cm}^{-1}}$ , energia ei se caracterizează ca mai jos:

$$h\nu = h \cdot c \cdot \tilde{\nu} = 6,626 \cdot 10^{-27} \cdot 2,99776 \cdot 10^{10} \cdot \tilde{\nu} = 1,986 \cdot 10^{-16} \cdot \tilde{\nu} \text{ ergi};$$

$$\varepsilon_{\tilde{\nu}} = h \cdot c \cdot \tilde{\nu} = 1,986 \cdot 10^{-16} \cdot \tilde{\nu} \text{ ergi} = \frac{1,986 \cdot 10^{-16}}{1,601 \cdot 10^{-12}} \cdot \tilde{\nu} \text{ electronvolți},$$

ceea ce dă:

$$\varepsilon_{\tilde{\nu}} = h \cdot c \cdot \tilde{\nu} = 1,2405 \cdot 10^{-4} \cdot \tilde{\nu} \text{ eV.}$$

Tot astfel, energia cuantei în funcție de lungimea de undă va fi:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,626 \cdot 10^{-27} \cdot 2,99776 \cdot 10^{10}}{\lambda_{\text{cm}}} = \frac{19,86315 \cdot 10^{-17}}{\lambda_{\text{cm}}}$$

$$\varepsilon_\lambda = \frac{19,86315 \cdot 10^{-17}}{\lambda_{\text{cm}}} = \frac{19,86315 \cdot 10^{-9}}{\lambda_{\text{\AA}}} = \frac{19,86315 \cdot 10^{-6}}{\lambda_{\text{u.x.}}} \text{ ergi.}$$



***Câteva exemple numerice de domenii unde au fost găsite praguri fotoelectrice pentru diferite metale***

	$\lambda(\text{\AA})$		$\lambda(\text{\AA})$
Li	5180 – 5280	Ta	2510 – 3000
K	6110 – 6800	Mo	2850 – 3830
Cs	9080 – 11600	Pd	2310 – 2850
Ag	2620 – 3990	Pt	1900 – 3400
Zn	3010 – 4080	Fe	2580 – 3150
Cd	3050 – 4750	Hg	2600 – 3050
O	2570 – 2870		

***Câteva maxime de sensibilitate fotoelectrică pentru unele metale***

	Cu	Mg, Al, Ag	Li	Na	K	Rb	Cs
în $\text{\AA}$	~ 2000	~ 2500	~ 2800	~3350	~4400	~4750	~5300

## **Efectul Compton**

Fenomenul denumit curent sub numele de efect Compton a fost observat în difuzia, de către materie, a razelor  $\gamma$  și a razelor X dure.

El nu a putut fi înțeles fără ajutorul cuantelor de energie radiantă; abia cu ajutorul acestei noțiuni A.H. Compton (Bull.Nat.Res.Coun. 4,1, (1922); Phys.Rev. 21,207, și 483, (1923)) și P. Debye (Phys.ZS. 24,161 (1923)), cam în același timp, au putut să explice acest fenomen.

În special interpretarea teoretică și controlul experimental făcute de A.H. Compton au adus o probă nouă, foarte convingătoare, pentru realitatea cuantelor de energie introduse de Planck ca o condiție necesară pentru interpretarea emisiei corpului negru și de către Einstein pentru interpretarea cantitativă a efectului fotoelectric. Pentru această lucrare A.H. Compton a primit premiul Nobel pentru Fizică în anul 1927.

Cunoașterea precisă a acestui fenomen a găsit o largă utilizare în multe domenii de studii ale radiațiilor dure. De aceea, vom urmări ceva mai amănunțit acest fenomen. Este vorba, în linii generale, de un fapt de experiență observat cu mulți ani înainte ca el să fi fost explicat: razele X dure și razele  $\gamma$ , când sunt difuzate de către materie, suferă, câteodată, o schimbare de frecvență.

Lungimea de undă a radiației difuzate este mai mare decât a radiației primare (schimbarea aceasta fiind măsurabilă) și depinde de unghiul de difuzie.

Difuzia luminii obișnuite este fenomenul care ne ajută cel mai mult în cunoașterea lumii, dat fiind că obiectele care ne înconjoară sunt percepute de noi tocmai prin lumina pe care ele o difuzează, și că aceste obiecte nu ar fi văzute dacă nu ar difuza în toate direcțiile

energia radiantă care cade asupra lor. Tot așa, un vast domeniu de percepere a lumii ne este deschis cu ajutorul difuziei razelor X și  $\gamma$ .

Aceste radiații, având o lungime de undă de ordinul de mărime al dimensiunilor moleculare și atomice, deci cu mult mai mică decât lumina vizibilă, informațiile căpătate prin difuzia lor de către materie sunt mult mai amănunțite decât cele date de lungimile de undă mai mari.

Cum vom vedea mai târziu, prin difuzia razelor X, Barkla a reușit să numere electronii din constituția unui atom; prin difuzia lor de către gaze s-a putut preciza modul cum sunt distribuiți electronii într-un atom; tot așa, prin difuzia de către lichide s-a putut urmări distribuția atomilor în molecule, iar în cazul cristalelor s-a putut urmări în detaliu structura lor intimă.

Aceasta explică interesul mare pe care îl prezintă studiul difuziei energiei radiante și cantitatea impresionantă de lucrări teoretice și practice din acest domeniu.

Înainte de introducerea noțiunii de cuantă de energie radiantă, difuzia razelor X a fost studiată de J.J. Thomson cu ajutorul teoriei electromagnetice a luminii, așa cum, de altfel, s-a căutat să se înțeleagă difuzia luminii obișnuite.

Vectorul electric pune în mișcare un electron din materia difuzantă, care vibrează cu o frecvență egală cu cea a luminii incidente. Această sarcină electrică în mișcare accelerată este cauza unei unde electromagnetice, a cărei frecvență este identică cu cea incidentă și care constituie energia difuzată, așa numitele raze X secundare (a se vedea capitolul respectiv).

Teoria electromagnetică nu ne permite să înțelegem o schimbare a frecvenței în difuzia razelor X, după cum nu prevăzuse o astfel de schimbare în domeniul luminii obișnuite.

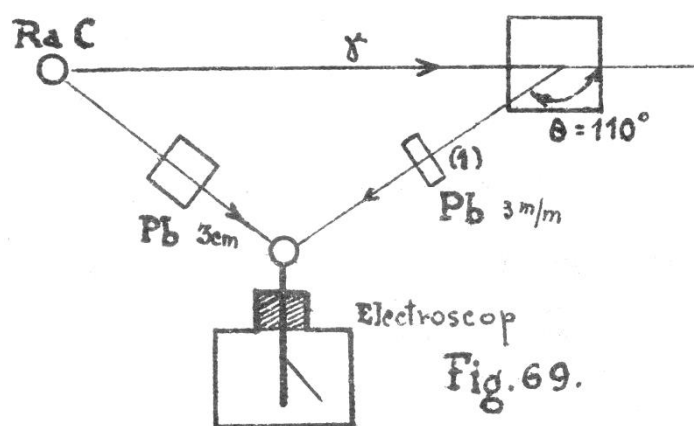
În cazul luminii obișnuite, teoria electromagnetică prevedea, între altele, că difuzia este cu atât mai intensă cu cât lungimea de undă este mai scurtă. Astfel, cerul ne apare albastru, iar Soarele roșu la apus și răsărit; lumina roșie se vede mai bine prin ceață; dacă vrem să fotografiem un obiect îndepărtat, avem avantaj să întrebuițăm lumina infraroșie. Nu s-a putut însă prevedea o schimbare a lungimii de undă. Abia la apariția ca instrument de lucru a cuantei luminoase, Szekal a putut să explice teoretic un astfel de efect, care a fost apoi observat experimental de Landsberg și Mandelstamm și de către Raman (vezi capitolele respective). Tot așa în domeniul razelor X și  $\gamma$ . Aici însă fenomenul de schimbare a lungimii de undă a fost observat înainte de a fi înțeles și nu a putut fi explicat decât după introducerea cuantelor.

În literatură se găsește un mare număr de lucrări experimentale (și unele de precizare) referitoare la fenomenul de schimbare de  $\lambda$  în difuzie, dintre care vom cita câteva mai importante.

În 1904, A.S. Eve (Phil.Mag. 8,669, (1904)) face observația importantă că un corp lovit de razele  $\gamma$  emise de RaC, devine o sursă de raze  $\gamma$  secundare și că aceste raze secundare sunt mai absorbabile decât cele emise de RaC. Cu alte cuvinte, razele  $\gamma$  sunt difuzate de către materie și prin difuzie lungimea lor de undă  $\lambda$  crește. Alții, ca R.D. Kleeman (Phil.Mag. 15,638, (1908)), T.P.V. Masden (Phil.Mag. 17,423, (1909)), și în special D.C.H. Florance

(Phil.Mag. 20,921, (1910)) reiau lucrările lui Eve și aduc informații precise. Calitatea razelor  $\gamma$  difuzate este independentă de difuzor, iar absorbabilitatea crește cu atât mai mult cu cât unghiul pe care îl face lumina difuzată cu direcția fascicului incident (unghiul de observație) este mai mare. Nevenindu-i în minte că variația obținută în absorbție ar putea fi datorată unei schimbări în lungimea de undă (fenomen neprevizibil în teoria electromagnetică), Florance face supoziția că din complexul de radiații  $\gamma$  incidente, acelea cu lungimi de undă mai mari sunt difuzate mai tare la unghiurile mari decât cele cu  $\lambda$  mai mic.

J.A. Gray (Phil.Mag. 26,611, (1913)) interpretează mai bine observațiile lui Florance, după ce face experiențele următoare: difuzează razele  $\gamma$  de la RaC pe o bucată de cărbune și urmărește la electroscop razele  $\gamma$  difuzate sub unghiul de  $110^\circ$ .



Dacă pune un ecran de Pb de 3 mm grosime în poziția (1) (vezi fig. 69), adică între difuzor și electroscop, intensitatea fascicului difuzat este redusă până la 12% din valoarea lui inițială. Pentru a reduce razele  $\gamma$  primare în același raport, el observă că are nevoie de peste 3 cm de Pb. El deduce că în fasciculul difuzat se găsesc radiații cu lungimi de undă mai mari decât în fasciculul primar și că, prin urmare, dacă ar fi avut un fascicul primar monocromatic, acesta, după difuzie, ar fi apărut cu un  $\lambda$  mai mare, iar variația  $\Delta\lambda$  este cu atât mai mare cu cât unghiul de observație este mai mare.

În domeniul razelor X, Barkla și elevii săi au arătat și ei o creștere observabilă a absorbibilității razelor X difuzate (C.G. Barkla, Phil.Mag. 7,550, (1904); R.T. Beaty, Phil.Mag. 14,604, (1907)).

Între timp, Barkla descoperise că în lumina difuzată se găsesc și niște radiații caracteristice ale difuzorului, radiații mai dure, pe care el le numise K, și altele mai moi (mai absorbabile) numite L, așa-zisele radiații de fluorescență, caracteristice corpului difuzant, a căror absorbție este mai mare în ansamblu decât a razelor X incidente (vezi capitolul Raze X). Acest lucru l-a făcut pe C.G. Barkla și C.A. Sadler (Phil.Mag. 16,550, (1908)) să spună că în difuzia pe elemente mai grele, partea așa-zisă mai absorbabilă ar fi datorată radiației de fluorescență.

Această supoziție s-a dovedit însă inexactă. Astfel, când s-a observat că apariția radiațiilor mai absorbabile are loc și la elemente ușoare – cum ar fi carbonul, unde radiațiile X și L nu puteau fi luate în considerare (ele sunt atât de moi încât nu pot fi puse în evidență decât în vid, aerul absorbându-le în imediata vecinătate a difuzorului) – și când s-a ajuns la convingerea că unele aserțiuni făcute atunci asupra unei eventuale radiații J, mai dure decât K, este o eroare, chestiunea schimbării lungimii de undă în domeniul razelor X a fost tranșată din punct de vedere experimental.

Rămânea de văzut cât de mare este acest  $\Delta\lambda$  și care ar fi explicația acestei schimbări. Teoria cuantelor, care începuse să capete consistență, și spectografia razelor X cu ajutorul cristalelor, care devine posibilă după lucrările lui von Laue și Bragg, au permis rezolvarea acestei probleme într-un mod foarte elegant.

Ne reamintim cum Einstein a fost nevoit să precizeze și mai mult noțiunea de cuantă, așa cum fusese dată de Planck, pentru a da explicația efectului fotoelectric. Trebuia admis că aceste cuante, numite și fotoni, pe care le emit corpurile, sunt niște unități bine definite, care par să aibă comportarea unor corpusculi și care se propagă în linie dreaptă, cu viteza luminii. A trebuit să se revină la un fel de teorie corpusculară a luminii, așa cum făcuse Newton, și cum se admisesese de cercetători până la Huyghens. Rămânea acum de văzut în ce măsură legile mecanicii obișnuite pot fi aplicate acestor particule. Am văzut cum legile relativității ne făceau să admitem că aceste cuante au o masă  $\frac{h\nu}{c^2}$  și un impuls  $\frac{h\nu}{c}$ . Numai practica putea să confirme acest lucru.

A.H. Compton, considerând cuanta de energie  $h\nu$  ca o particulă de impuls  $\frac{h\nu}{c}$ , dă o explicație elegantă fenomenului de schimbare de lungime de undă, menționat mai sus, iar previziunile lui teoretice sunt verificate cantitativ de experiență.

Lucrarea lui Compton a avut un foarte mare răsunet, pentru că venea cu o probă excelentă asupra realității corpusculilor de energie radiantă. A.H. Compton pleacă de la ideea că schimbarea de lungime de undă în fenomenul difuziei e datorată unui schimb de energie între cuantele incidente și electronii din difuzorul nostru. Electronii sunt considerați a fi practic liberi de legăturile lor în materie, socotind că aceste legături pot fi neglijate față de energia  $h\nu$  a cuantei incidente. Pentru a evalua schimbul de energie între cuante și electroni, A.H. Compton urmărește ciocnirea corpusculului cu electronul după legile obișnuite din mecanică. Pentru simplificare se admite, mai întâi, că electronul este în repaus.

Cuanta ciocnindu-se cu electronul îi va comunica acestuia o anumită energie, pe care o admitem că este de natură cinetică. Cum nu avem nici o indicație care să justifice că particula luminoasă își schimbă viteza după ciocnirea cu electronul – ceea ce ar fi dus la o schimbare de energie pentru ea – pentru ca legea conservării energiei să se respecte (admitem că, evident, cuanta se propagă cu viteza  $c$  oricare ar fi energia ei) suntem obligați să admitem pentru cuanta difuzată o frecvență  $\nu' < \nu$ , astfel ca pierderea de energie cerută de legile mecanicii pentru corpusculul cuantă să poată fi reprezentată.

Fie atunci o cuantă  $h\nu$  care se ciocnește cu un electron în repaus, considerat ca fiind liber.  $\nu$  frecvența cuantei înainte de ciocnire,  $\nu'$  frecvența cuantei după ciocnire,  $m_0c^2$

energia în repaus a electronului și  $mc^2$  energia lui după ciocnire. Tratăm această ciocnire prin legile ordinare ale dinamicii, după modul clasic de a trata ciocnirea între două particule perfect elastice. Scriem legile conservării energiei și impulsului (fig. 70):

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2 \quad (1)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} = m\bar{v} \quad (2)$$

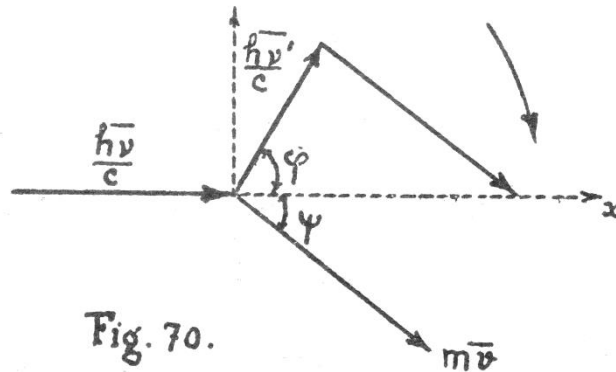


Fig. 70.

Proiecția relației vectoriale pe două direcții normale,  $Ox$  și  $Oy$ , ne va da încă două relații scalare:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \varphi + m\nu \cos \Psi \quad (3)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \varphi + m\nu \sin \Psi.$$

Riguros scriind, după ce am definit un sens de rotație pozitiv pentru unghiuri (săgeata), avem:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \varphi + m\nu \cos(2\pi - \Psi) = \frac{h\nu'}{c} \cos \varphi + m\nu \cos \Psi;$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \cos(\varphi + \frac{3\pi}{2}) + m\nu \cos(\frac{\pi}{2} - \Psi + \pi) = \frac{h\nu'}{c} \sin \varphi - m\nu \sin \Psi.$$

Avem deci un sistem de trei ecuații cu patru necunoscute,  $\nu'$ ,  $\varphi$ ,  $\Psi$  și  $\nu$ . Putem elimina două din ele –  $\Psi$  și  $\nu$ , de exemplu – și să găsim o relație între  $\nu'$  și  $\varphi$ , adică între frecvența cuantei difuzate și unghiul de difuzie.

Rezolvând ecuațiile (1) și (3) avem succesiv:

$$mc^2 = h(\nu - \nu') + m_0c^2 \quad (a)$$

$$h\nu = h\nu' \cos \varphi + m\nu c \cdot \cos \Psi \quad (b)$$

$$0 = -h\nu' \sin \varphi + m\nu c \cdot \sin \Psi$$

Din relațiile (b) eliminăm pe  $\Psi$ , prin ridicarea la pătrat și adunare membru cu membru:

$$m^2 v^2 c^2 \cdot \cos^2 \Psi = h^2 (v - v' \cos \varphi)^2$$

$$m^2 v^2 c^2 \cdot \sin^2 \Psi = h^2 (v'^2 \sin^2 \varphi)$$

$$-----$$

$$m^2 v^2 c^2 = h^2 (v^2 + v'^2 \cos^2 \varphi - 2vv' \cos \varphi + v'^2 \sin^2 \varphi)$$

$$m^2 v^2 c^2 = h^2 (v^2 + v'^2 - 2vv' \cos \varphi) \quad (b')$$

Observând că:

$$m^2 c^4 - m^2 v^2 c^2 = m_0^2 c^4, \quad ^{16}$$

putem simplifica relațiile noastre, ridicând la pătrat relația (a) și scăzând din ecuația (b'):

$$m^2 c^4 = h^2 (v^2 + v'^2 - 2vv') + 2m_0 c^2 h (v - v') + m_0^2 c^4 \quad (a')$$

Scădem pe (b') din (a'):

$$m^2 c^4 - m^2 v^2 c^2 = -h^2 2vv' (1 - \cos \varphi) + 2m_0 c^2 h (v - v') + m_0^2 c^4$$

$$1 - \cos \varphi = \frac{m_0 c^2}{h} \left( \frac{v - v'}{vv'} \right) = \frac{m_0 c^2}{h} \left( \frac{1}{v'} - \frac{1}{v} \right) = \frac{m_0 c}{h} \left( \frac{c}{v'} - \frac{c}{v} \right)$$

$$\frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi) = \lambda' - \lambda = \Delta \lambda$$

$$\Delta \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi) = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \varphi / 2 \quad (4)$$

Relația (4), numită relația Compton-Debye, ne spune: în ciocnirea unei cuante cu un electron în repaus, socotit liber, schimbul de energie se face în așa fel încât cuanta difuzată își schimbă lungimea de undă cu o valoare independentă de  $\lambda$  incidentă și funcție numai de unghiul după care cuanta a fost aruncată din calea sa. Lungimea de undă difuzată este mai mare decât aceea a cuantei incidente. Schimbarea de lungime de undă, atunci când ea are loc, este independentă de natura difuzorului. Creșterea  $\Delta \lambda$  variază cu  $\sin^2 \varphi / 2$  de la 0 – pentru cuantele difuzate după direcția incidenței cuantei primare – până la  $\frac{2h}{m_0 c}$ , când difuzia are loc la  $180^\circ$ .

<sup>16</sup> În adevăr:

$$m^2 c^4 - m^2 v^2 c^2 = m^2 c^2 (c^2 - v^2) = m_0 c^4 \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right) = \left[ m c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right]^2 = \left[ \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right]^2 = m_0 c^4.$$

S-au făcut foarte multe experiențe de control: (v. de ex.: A.H. Compton și S.K. Allison: X Rays in Theory and Experiment, New York, sau Kirchner, Allgemeine Physik des Röntgenstrahlen, Leipzig (1930)). Numărul mare de lucrări apărute imediat ce Compton a dat primele sale publicații arată importanța problemei. Astfel: A.H. Compton (Bull.Nat.Res.Counc. (1922); Phys.Rev. 21,207, 483, 715, (1923); 22,409, (1923); Phil.Mag. 46,897, (1923)). A.H. Compton și Y.H. Woo, Proc.Nat.Acad. 10,271, (1924); A.H. Compton și J.A. Bearden, Proc.Nat.Acad. 11,117, (1925); H. Kallman și H. Mark, Naturwis, 13,297, (1925); J.W.M. Du Mond Phys.Rev., 33,643, (1929); N.S. Gingrich, Phys.Rev. 36,1050 (1930) și foarte mulți alții.

Trebuia făcut un control cât mai amănunțit. S-a variat natura difuzorului și lungimile de undă incidente; s-a variat unghiul de observație a difuziei în limite foarte mari. Experiențele sunt grele pentru că înregistrarea spectrografică se face greu din lipsă de intensitate în lumina difuzată într-un unghi solid foarte mic, așa cum trebuie să se procedeze când avem grija de a fixa cât mai precis valoarea unghiului după care se face observația. Precizarea experimentală a acestui unghi este necesară când vrem să găsim cât mai exact valoarea lui  $\frac{h}{m_0c}$  pentru a vedea în ce măsură mărimea acestui coeficient prevăzut teoretic corespunde cu realitatea. Diferența de energie este regăsită la electronul ciocnit. Factorul de proporționalitate  $\gamma = \frac{2h}{m_0c}$  conține numai constante universale și are dimensiunile unei lungimi (se vede ușor că  $\left[\frac{h}{m_0c}\right] = \frac{\text{energie} \times \text{timp}}{\text{impuls}} = [l]$ ). Valoarea lui este:  $\gamma = 0,0243 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 24,3 \text{ u. x.}$

Această constantă se mai numește și *lungimea de undă a lui Compton* și este o relație pe care o vom vedea apărând într-o serie de alte fenomene. Considerând o cuantă  $h\nu$ , de masă  $\mu = \frac{h\nu}{c^2}$ , observăm că dacă punem  $\mu = m_0$  (unde  $m_0$  este masa electronului) avem:  $\mu = \frac{h\nu}{c^2} = m_0$ ;  $\frac{h}{m_0c} = \frac{c}{\nu} = \lambda$ , adică:  $\frac{h}{m_0c}$  este lungimea de undă care corespunde unei cuante de masă  $\mu$  egală cu cea a electronului în repaus. Se pare că una dintre cele mai precise măsurători pentru  $\frac{h}{m_0c}$  este dată de N.S. Gingrich (loc. cit.). El a făcut observația la un unghi  $\varphi = 161^\circ 25'$ , așa încât avea un  $\Delta\lambda$  mare (deci eroare mai mică în citirea spectrogramei) și în acest caz  $1 - \cos\varphi$  este în apropiere de un maxim, deci o variație mai lentă cu  $\varphi$ . El a obținut:

$$\delta\lambda_{161^\circ 25'} = (0,04721 \pm 0,00003) \text{ \AA} \text{ deoarece } \frac{h}{m_0c} = (0,02424 \pm 0,00004) \text{ \AA}.$$

Cu valorile experimentale pentru  $\frac{h}{e}$  și  $\frac{e}{m}$  se poate calcula  $\frac{h}{m_0c}$ . Admițând pentru  $\frac{h}{e} = (1,3793 \pm 0,0002) \cdot 10^{-17}$ , așa cum ea a fost găsită cu ajutorul constantei lui Rydberg, căpătăm o valoare puțin diferită de aceea a lui Gingrich, care coincide însă mai bine cu aceea obținută când se ia pentru  $\frac{h}{e} = (1,3762 \pm 0,0003) \cdot 10^{-17}$ , determinată prin măsurători din domeniul razelor X. Unele măsurători făcute de Ross și Kirkpatrick (Phys.Rev. 45,223, (1934) și 46,668, (1934)) lasă o îndoială asupra valorii experimentale, mai probabile, pentru  $\frac{h}{m_0c}$ .

## Când se observă fenomenul Compton?

În explicația dată de Compton, electronul a fost considerat ca fiind liber, deci el trebuie să îndeplinească această condiție pentru ca efectul să poată avea loc. Trebuie deci ca energia fotonului incident să fie foarte mare față de legătura electronului în materia difuzorului. Dacă se trimit raze  $\gamma$  pe parafină, de exemplu, nu observăm în lumina difuzată decât cuante care au lungimea de undă modificată, așa cum a arătat-o, de altfel, Compton (Phil.Mag. 41,700, (1921)). Dacă însă electronul este atât de legat încât energia cuantei nu mai este suficientă pentru ca el să fie considerat liber sau, dacă vrem, impulsul transmis de cuantă nu poate extrage electronul din legătura sa în atom, deci impulsul este transmis întregului edificiu atomic, atunci nu mai avem un efect Compton observabil (Ross a arătat că lumina obișnuită difuzată pe parafină nu-și schimbă  $\lambda$  (Science, 57,614, (1923)). Putem studia problema mai complet considerând *ciocnirea cu un electron liber în mișcare*. Se găsește un studiu teoretic în teza de doctorat a lui Louis de Broglie (Ann.de Phys. (1924)). După cum vom vedea, totul se reduce la a adăuga schimbării  $\Delta\lambda$  calculate pentru un electron în repaus, o variație încă de  $\lambda$  care apare printr-un efect Doppler-Fizeau, în cazul difuziei luminii, după o direcție dată, de către un corp în *mișcare*. Vom face un calcul analog cu cel dat de Du Mond, unul dintre cei care au lucrat în domeniul electului Compton.

Vom da mai întâi câteva lămuriri asupra efectului Doppler-Fizeau.

Din optică știm că schimbarea relativă de lungime de undă, în cazul în care emițătorul de lumină se deplasează față de observator (fig. 71), este dată de:

$$-\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c} \cos \varphi.$$

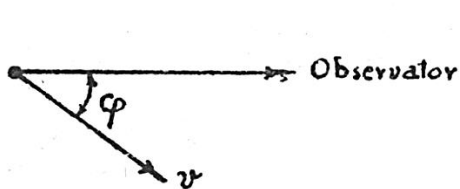


Fig. 71.

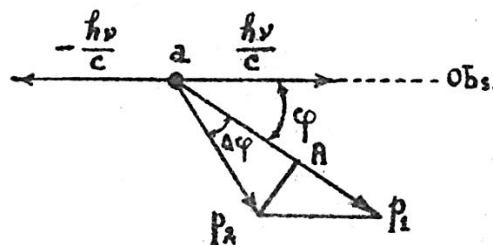


Fig. 72.

Efectul Doppler-Fizeau, se explică ușor la sunete și lumină cu ajutorul teoriei clasice a undelor. El poate fi explicat și în teoria corpusculară a luminii, așa cum au arătat-o Schrödinger și Sommerfeld, într-o formă puțin diferită. Nu este lipsit de interes să urmărim această demonstrație paralel cu studiul efectului Compton.

Iată o demonstrație simplă după tipicul celei date de Sommerfeld: un atom  $a$ , cu o cantitate de mișcare  $\vec{p}_1$ , aruncă o cuantă de cantitate de mișcare  $\frac{h\nu}{c}$  înspre observator. Fie  $\varphi$  unghiul direcțiilor. Prin emisia cuantei, atomul suferă o reacție caracteristică prin impulsul  $-\frac{h\nu}{c}$ . După emisie, impulsul va fi  $\vec{p}_2$  și va face unghiul  $\varphi + \Delta\varphi$  cu direcția de observare.



Energia înainte de emisia cuantei este  $\frac{p_1^2}{2m} + W_1$ , iar energia după emisia cuantei este  $\frac{p_2^2}{2m} + W_2 + hv'$ , unde  $W_1$  și  $W_2$  sunt energiile intrinseci ale atomului înainte și după emisia unei cuante, iar  $W_1 - W_2 = hv$ . Am scris  $hv'$  pentru energia cuantei emise, unde  $v'$  trebuie să verifice condiția conservării energiei. (Nu avem alt mijloc de a salva legea conservării energiei, după cum nici nu avem un alt mijloc pentru a marca o variație în energia cuantei.) Luând în considerare legea conservării energiei avem:

$$\frac{p_1^2}{2m} + W_1 = \frac{p_2^2}{2m} + W_2 + hv';$$

$$h(v' - v) = \frac{1}{m} \left( \frac{p_1^2 - p_2^2}{2} \right) = \frac{1}{2} \frac{(p_1 + p_2)}{m} (p_1 - p_2) = \frac{1}{2} (v_1 + v_2)(p_1 - p_2).$$

Punând:  $\frac{v_1 + v_2}{2} = \bar{v}$  (valoare medie) și observând că:  $p_1 - p_2 = \frac{hv}{c} \cos \varphi$  (triunghiul dreptunghic  $p_2 A p_1$ , cu unghiul drept în  $A$ ) avem:

$$h\Delta v = \frac{hv}{c} \cos \varphi \cdot \bar{v}$$

și

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\bar{v}}{c} \cdot \cos \varphi = -\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \quad (\alpha)$$

căci:  $v = \frac{c}{\lambda}; \quad \frac{c}{v} = -\frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2}; \quad \frac{c}{\lambda} = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda}.$

Revenim la efectul Compton în cazul unui electron în mișcare. Se observă imediat că efectul Doppler-Fizeau, în cazul nostru, nu poate fi calculat prin relația clasică ( $\alpha$ ). În cazul clasic, corpul care se deplasează este el însuși emițătorul de cuante (cazul unei stele cu lumină proprie care se deplasează față de observator). În cazul nostru, electronul, în mișcare, difuzează spre observator o lumină trimisă de la un izvor străin (vezi fig. 73).

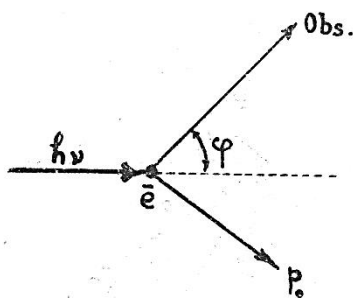


Fig. 73.

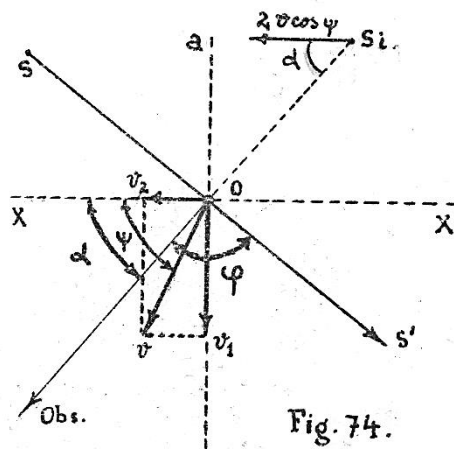


Fig. 74.

Să evaluăm schimbarea de lungime de undă în acest caz. Fie  $S$  (fig. 74) sursa fixă de lumină care trimite o cuantă  $hv$  după direcția  $SS'$ . În  $O$  este difuzată spre observator după

un unghi  $\varphi$  cu direcția inițială. Totul se petrece ca și cum am avea o oglindă  $a$ , a cărei normală bisectează unghiul ( $180^\circ - \varphi$ ) sau, dacă vrem, care coincide cu o axă  $XX'$ , pe care o ducem acum ca referință. În definitiv, totul se petrece ca și cum observatorul primește lumina de la imaginea  $S_i$  în oglindă, care acum este emițătoare de cuante.  $O$  se deplasează cu o viteză  $v$  făcând unghiul  $\psi$  cu axa  $XX'$ . Oglinda noastră asociată se deplasează și ea cu viteza  $v$ , componenta  $v_i$  este ineficace căci nu schimbă poziția lui  $S_i$ . Componenta  $v_2 = v \cos\psi$  dă lui  $S_i$  o mișcare  $2v \cos\psi$ , care face unghiul  $\alpha = \frac{1}{2}(180 - \varphi) = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2}$ . Deci schimbarea de frecvență va fi:

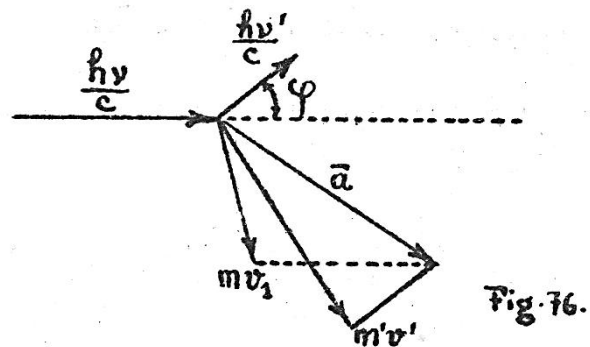
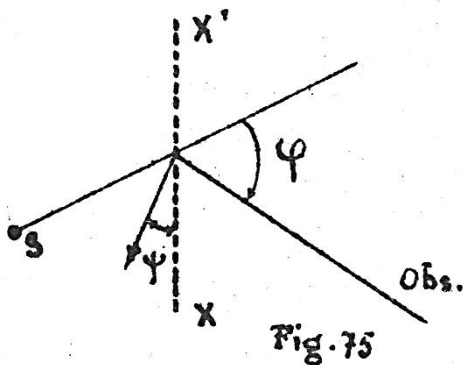
$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{2v \cos\psi}{c} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2}\right) = \frac{2v}{c} \cos\psi \cdot \sin\frac{\varphi}{2}.$$

În definitiv:

$$\frac{\Delta v}{v} = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2v}{c} \cos\psi \cdot \sin\frac{\varphi}{2},$$

unde  $\psi$  este unghiul făcut cu axa care este bisectoare pentru suplementarul celui de observație (sensul fiind cel din fig. 75) iar  $\varphi$  este unghiul de observație.

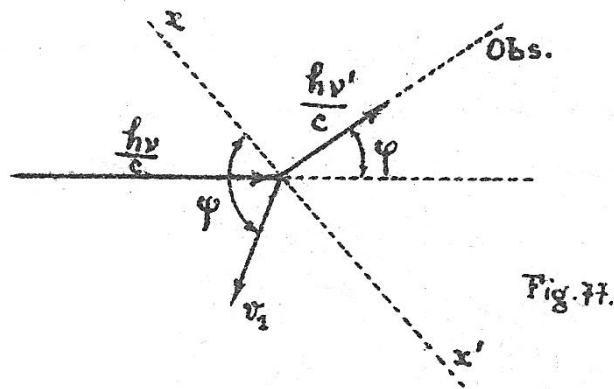
h



Să tratăm precum Du Mond cazul simplu când  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \ll 1$  și când, deci, putem neglija relativitatea. [Tratarea completă este ceva mai complicată și se face după schema alăturată: cantitatea de mișcare inițială este:  $\vec{\frac{hv}{c}} + \vec{mv}_1 = \vec{a}$ , iar cantitatea finală de mișcare trebuie să fie tot:  $\vec{a} = \vec{\frac{hv'}{c}} + \vec{m'v'}$ . Pentru conservarea energiei avem:  $hv + mc^2 = hv' + m'c^2$ . Tratarea completă în teza lui Louis de Broglie.]

În cazul nostru, mai simplu, vom avea pentru observatorul nostru: o schimbare  $\Delta\lambda_1$  datorită efectului Compton și o schimbare  $\Delta\lambda_2$  datorită faptului că electronul, fiind de la început în mișcare, va condiționa schimbarea de frecvență respectivă. Schimbarea totală este:

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_1 + \Delta\lambda_2; \Delta\lambda_1 = \frac{2h}{m_0c} \cdot \sin^2\frac{\varphi}{2}; \quad \Delta\lambda_2 = -\lambda \frac{2v}{c} \cdot \cos\psi \cdot \sin\frac{\varphi}{2}.$$



În final obținem:

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{m_0c} \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} - \frac{2v}{c} \cdot \lambda \cdot \cos \psi \cdot \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Schimbarea de lungime de undă nu mai este independentă de  $\lambda$ . Această demonstrație simplă și sugestivă este dată de Du Mond.

### Controlul acestor teorii (Efectul Compton din punct de vedere experimental)

Efectul Compton, experimentat și studiat frumos de A.H. Compton, a fost observat atât global, în difuzia razelor X, cât și individual, la camera Wilson, pe de o parte, și cu ajutorul numărătorilor de cuante, pe de altă parte, de către Bothe.

### Difuzia razelor X

Dacă se trimite un fascicul de raze X asupra unui corp, o bucată de parafină, de exemplu, se vede că acest corp devine la rândul lui o sursă de raze X emise din toate direcțiile; sunt așa-zisele *raze X secundare*: avem o difuzie a razelor X primare. Dacă analizăm fasciculul incident, pe de o parte, și razele X difuzate, pe de altă parte, dacă razele X nu sunt prea dure și difuzorul nu este prea ușor, se observă – în primă aproximație – că razele X difuzate au aceeași compoziție spectrală ca cele incidente (aceeași duritate). I.J. Thomson, cu mijloace clasice, a dat o teorie a difuziei razelor X de către materie. Razele X, cuprinse aproximativ între 100 și 10 000 u.x., sunt foarte mici față de undele luminoase. Ele pătrund în interiorul atomului și pun în vibrație fiecare electron în parte. Razele X incidente vin cu un câmp electric oscilant  $E = E_0 \sin \omega t$  care comunică fiecărui electron o accelerație  $\frac{e}{m} E$ . O sarcină electrică posedând o accelerație provoacă, după teoria electromagnetică a luminii, o undă electromagnetică de frecvență egală cu cea inițială. Câmpul electric al undei secundare depinde de unghiul  $\theta$  și de distanța  $r$  față de direcția accelerației sarcinii emițătoare. Se consideră că intensitatea difuzată de un electron este:

$$I_e = kI_0(1 + \cos^2\theta), \quad \text{unde } k = \frac{e^4}{2r^2m^2c^4}.$$

Pentru  $n$  electroni difuzanți este:  $I = nI_e$  (v. cap. respectiv) – relație importantă căci, cum vom vedea, ea a dat prima dată ocazia să se evalueze numărul de electroni conținuți într-un atom de număr atomic  $Z$ . Dacă analiza este mai fină, se observă o derogare de la difuzia Thomson, atât din punctul de vedere al compunerii fasciculului, cât și în ceea ce privește distribuția intensității cu unghiul de observație  $\theta$ , dacă razele X sunt suficient de dure. A.H. Compton, făcând analiza fasciculului difuzat cu ajutorul unui spectograf, confirmă legea apariției componentelor de  $\lambda$  mai mare, așa cum prevedea teoria. Este o nouă confirmare a necesității introducerii teoriilor cuantice la studiul fenomenelor atomice. Fenomenul de schimbare de  $\lambda$  prin difuzie a căpătat numele de *f e n o m e n u l C o m p t o n*, iar autorul este universal cunoscut.

### Cum se prezintă la spectograf fenomenul Compton?

Fie un ansamblu de linii K ale unui element nu prea ușor (Mo, Ag, ...) care este trimis asupra unui difuzor. Acest spectru se compune din 5 raze mai importante:  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ;  $\beta_1$ ,  $\beta_3$  și  $\beta_2$ . Separarea  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  este de circa 4 u.x.

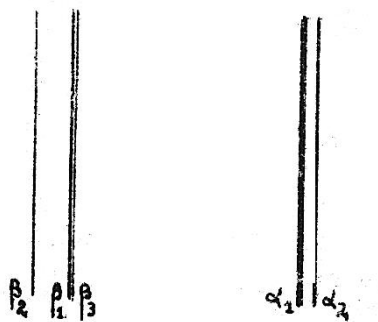


Fig. 78.

Separarea  $\beta_1$ ,  $\beta_3$  este de  $\sim 0,4$  u.x.,  $\alpha_1$  este cea mai intensă, iar  $\beta_2$  – cea mai slabă. Toate elementele, din momentul în care păturile inferioare electronice s-au format, emit un spectru K cu o aceeași configurație. Singura deosebire de la un element la altul este că ansamblul acesta se deplasează spre  $\lambda$  scurte când  $Z$  crește. Pentru fiecare dintre aceste raze urmează să ne apară raze deplasate cu  $\Delta\lambda$  după relația lui Compton. Fenomenul Compton fiind greu de analizat, avem avantajul să lucrăm cu radiațiile intense, cum ar fi, de exemplu,  $\alpha_1$ .

Iată un gen de experiențe făcute de Compton (fig. 79).

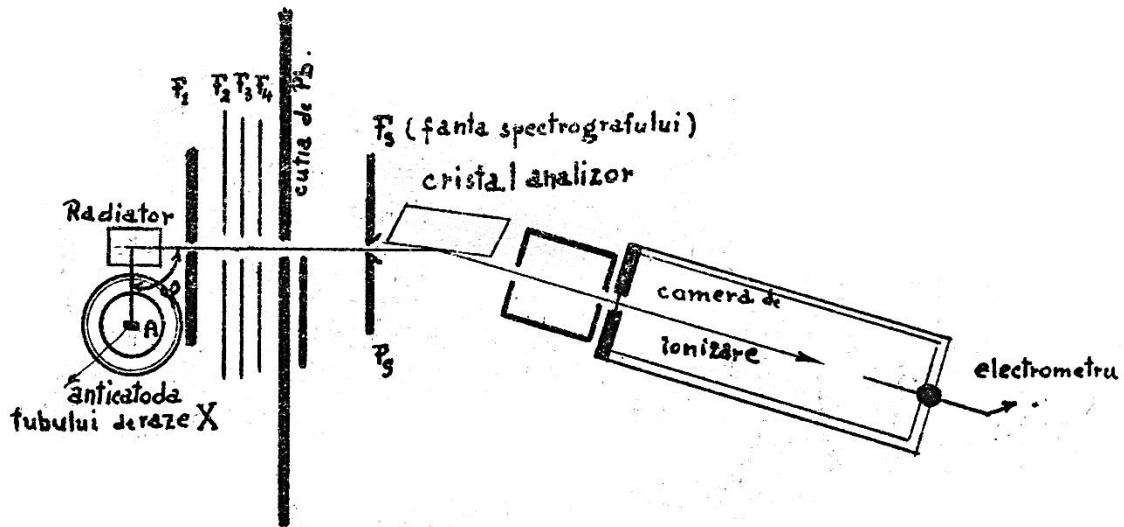


Fig. 79.

Cu diferite protecții și diafragme de plumb, se izolează un fascicul incident, bine definit, și un altul din razele difuzate, după o direcție de observare  $\varphi$ . Difuzorul este un corp ușor (grafit, parafină, litiu, hârtie etc.). Fasciculul difuzat este analizat prin reflexie selectivă cu un cristal analizor și o cameră de ionizare. Întrebuințând raza  $\text{MoK}\alpha_1$  și analizând lumina difuzată, Compton obține graficul din figura 80. Pe lângă componenta primară apare o componentă largă al cărei maxim se găsește la  $\Delta\lambda$ , dat de relația lui Compton. Pentru a putea observa fenomenul Compton avem nevoie de  $\lambda$  destul de scurte și difuzoare ușoare: Li, Be, Al, C (grafit, diamant), hârtie, parafină, lemn etc. Valoarea constantei este:  $\frac{h}{m_0c} \sim 24,3$  u.x. Calculul lui  $\Delta\lambda$  se face după relația simplă:

$$\Delta\lambda = 48,6 \sin^2(\varphi/2).$$

Experiența confirmă cu toată rigoarea teoria. Există chiar, mai recent, lucrări de determinare a lui  $h$  din măsurători precise ale deplasării Compton. Faptele de experiență ne arată că: raza modificată crește în intensitate față de cea nemodificată când numărul  $Z$  al radiatorului scade sau când  $\lambda$  primară descrește.

Pentru radiatori ușori și radiații dure, avem, practic, în lumina difuzată, numai raza modificată. Așa cum se întâmplă cu razele  $\gamma$  dure.

Pentru radiatori de  $Z$  mare și raze de duritate medie nu avem, practic, decât raza primară în lumina difuzată. Pentru valori intermediare le avem pe amândouă într-un raport depinzând de  $Z$  și  $\theta$  (în grafice se vede cum raza modificată scade când  $Z$  crește (Y.H. Woo, Phys.Rev. 27,119, (1926))).

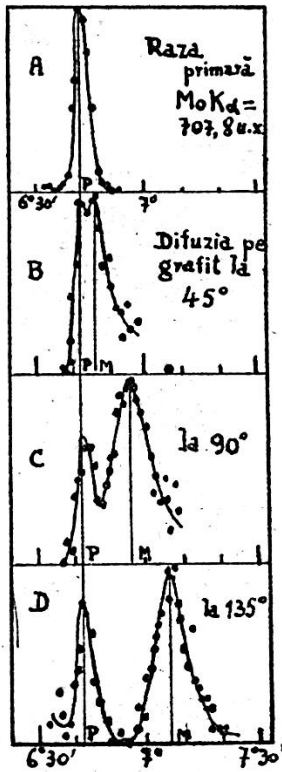


Fig. 60. Spectre de raze X difuzate de grafit sub diferite unghiuri arătând că linia modificată este mai largă decât cea primară și deplasată la poziția teoretică M.

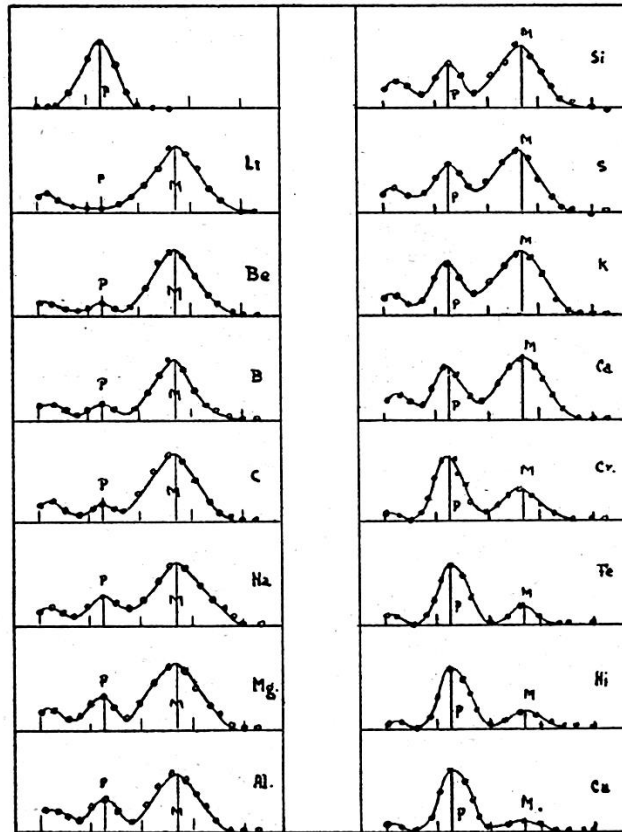


Fig. 61. Spectrele linii  $K\alpha$  a Ag difuzate de diferite elemente, care arată creșterea în intensitate a razei nemodificate cu  $Z$  atomic după Compton.

Distribuția intensității luminii Compton difuzate, în funcție de  $\theta$ ,  $\lambda$  și  $Z$ , diferă de cea dată de J.J. Thomson. (Există o relație a lui Klein și Nishina.) Relațiile acestea, cum vom vedea la studiul razelor X, sunt importante căci ne permit să calculăm un coeficient de absorbție în funcție de  $\lambda$  și  $Z$ . Relația este extrem de utilă în domeniul razelor X dure, căci este singura care ne permite să analizăm compoziția unui fascicul de raze X sau  $\gamma$ . În domeniul razelor pătrunzătoare, spectografia cristalină dă, în general, rezultate, cu multă greutate.

### Forma razei deplasate

Oricât am defini de bine unghiul de difuzie  $\varphi$ , raza deplasată este largă și lărgimea ei este funcție de  $\lambda$ ,  $\varphi$  și difuzorul utilizat. Lărgimea razei difuzate se datorează faptului că electronii, nu sunt în repaus în difuzor, ci posedă o cantitate de mișcare. În fiecare atom al difuzorului, electronii sunt în mișcare și prezintă, deci, față de cuantele incidente, cantități de mișcare statistic distribuite omogen după toate direcțiile. Am văzut că pentru un electron în mișcare avem:  $\delta_1\lambda + \delta_2\lambda = \Delta\lambda$ ;

$$\delta_1\lambda = \frac{2h}{m_0c} \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad \text{Compton}; \quad \delta_2\lambda = 2\beta \cdot \lambda \cdot \cos\psi \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \quad \text{Doppler-Fizeau}.$$

La valoarea  $\delta_1\lambda$  se adaugă sau se scade  $\delta_2\lambda$ , după valoarea unghiului  $\psi$ .  $\cos\psi$  variază între +1 și -1, factorul suplimentar variind de la  $-2\beta \cdot \lambda \cdot \sin \varphi/2$  la  $2\beta \cdot \lambda \cdot \sin \varphi/2$ , provocând o lărgire totală a razei modificate egală cu:

$$4\beta \cdot \lambda \cdot \sin \frac{\varphi}{2} = 4\beta \cdot \lambda \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \text{vers}\varphi}.^{17}$$

Se vede că raza modificată are o lărgime care crește cu  $\lambda$ , crește cu unghiul de observație, fiind maximă la  $\varphi = 180^\circ$  și că e funcție de  $\beta$ , adică de viteza electronilor din difuzor. Raza modificată prezintă o anumită distribuție de intensitate în jurul intensității maxime, care e aceea a razei Compton, pentru un electron în repaus.

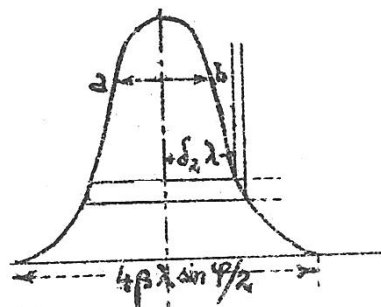


Fig. 82.

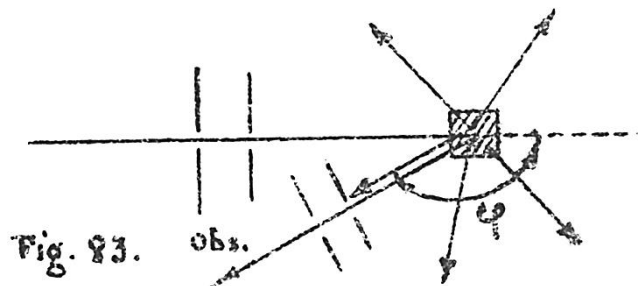


Fig. 83.

Cum putem explica simplu acest fapt?

Pe placa fotografică sau în camera de ionizare, avem o înregistrare statistică. Miliarde de cuante cad pe difuzorul nostru. După o lege oarecare statistică, cuantele sunt aruncate – într-un număr mai mare sau mai mic – în toate direcțiile în spațiu. Din toate aceste cuante, noi am analizat pe cele care fac unghiul  $\varphi$  cu direcția incidentă. Intensitatea în camera de ionizare – sau înnegrirea plăcii fotografice într-un loc – este în funcție de numărul de cuante care au căzut în acel punct. Se vede că intensitatea maximă o găsim la  $\lambda_c$  (difuzia pentru un electron practic în repaus). De o parte și de alta intensitatea scade. Intensitatea, pentru un  $\Delta\lambda$  dat, este proporțională cu numărul cuantelor de lungimea de undă respectivă.

<sup>17</sup> Funcția versinus  $\alpha$  (notată și  $\text{vers } \alpha$ ) este funcția  $1 - \cos \alpha = 2\sin^2 \frac{\alpha}{2}$ . A fost utilă în calcule de precizie până la apariția calculatoarelor. (N. red.)

Ce reprezintă această variație de intensitate?

Să ne imaginăm că electronii din difuzorul nostru au diferite viteze distribuite după o anumită lege între electronii care îl compun. Electronii au vitezele orientate, în mod omogen, în toate direcțiile în spațiu. Fie un  $\nu$  dat;  $\delta_{2\lambda}$  respectiv va varia între limitele  $(a - b)$ , de exemplu, iar numărul cuantelor cu aceste  $\lambda$  este dat de numărul de electroni cu viteza  $\nu$ . Se observă că pentru vitezele crescânde, numărul cuantelor respective – deci a electronilor respectivi – scade. Aceasta este natural, căci legea de distribuție statistică cere să avem o viteză, cea mai probabilă, iar cele ce se îndepărtează de această viteză sunt din ce în ce mai puțin probabile când  $\nu$  crește. Distribuția intensității în raza modificată Compton este o imagine a distribuției vitezelor între electronii difuzorului. Du Mond a făcut experiențe foarte laborioase în acest sens și a găsit că această distribuție urmează legile prevăzute de teorie (v. Rev.Mod.Phys. 5,1, (1933)).

***De observat că raza modificată fiind largă, avem o probă directă, experimentală, că electronii unui atom posedă o cantitate de mișcare.***

### Alte probe directe ale fenomenului Compton

Pe lângă experiențele statistice, s-au făcut și probe directe asupra actului elementar al unei ciocniri unice între o cuantă și un electron. S-au făcut probe la camera Wilson și altele cu numărătoare de cuante. Aici se determină punctul de ciocnire prin locul de plecare al electronului ciocnit, care își desenează traiectoria sa în camera Wilson. Examinarea acestui electron ne va da viteza și direcția după care pleacă electronul ciocnit. [Trebuie deosebit electronul ciocnit de electronii eliberați prin efect fotoelectric. Deosebirea se poate face prin aceea că electronul ciocnit are o energie mai mică decât aceea a fotoelectronului. Cuanta le lasă numai o parte din energia lor, nu ca în fotoelectricitate, unde toată energia cuantei este utilizată, practic, pentru a comunica energie cinetică fotoelectronului. Wilson observase deja aceste traiectorii mici (*fish tracts*.) Iată cum Simon și Compton au verificat efectul Compton la camera Wilson, făcând o experiență sugerată de W.F.G. Swann (v. A.H. Compton și A.W. Simon, Phys.Rev. 26,289, (1925) și Proc.Nat.Acad.Sci. 11,303, (1925)).

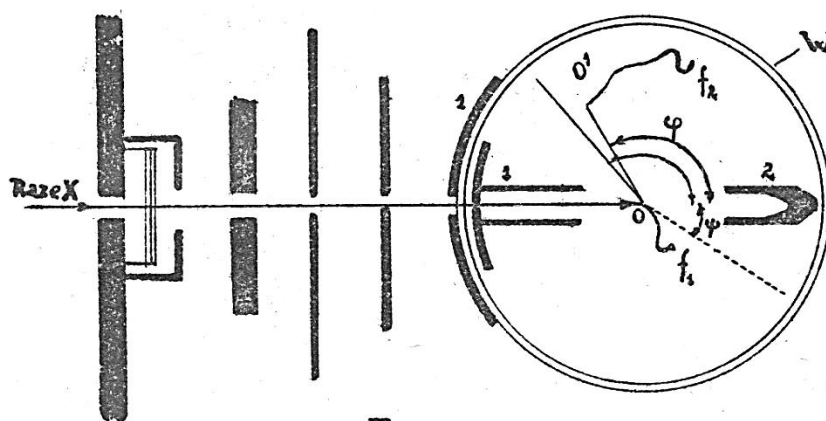


Fig. 84. După Compton.



Măsurătorile se fac în cazurile fericite când avem punctul,  $O$ , de ciocnire (prin electronul ciocnit) și direcția razei difuzate date prin punctul de ciocnire și un electron eliberat pe traiectoria sa (în  $O'$ ). Traiectoria  $f_1$  ne dă energia electronului (după lungimea sa) și unghiul  $\psi$  după tangenta la origine. Traiectoria  $f_2$  ne dă energia cuantei  $h\nu$  și direcția ei prin punctul  $O$  (se ciocnește în punctul  $O$ ). Deci putem cunoaște unghiul  $\varphi$ . După experiențe laborioase, Simon și Compton au verificat relația lor. Rezultatul este de o importanță capitală.

Nu este lipsit de interes să punem sub altă formă relația Compton, formă mai potrivită pentru verificările de mai sus și pentru alte aplicații. Din:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\varphi) = \frac{h}{m_0c} \text{vers}\varphi$$

deducem succesiv:

$$\lambda' - \lambda = \frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\varphi)$$

$$\frac{1}{\nu'} = \frac{h}{m_0c^2}(1 - \cos\varphi) + \frac{1}{\nu}$$

$$\frac{\nu}{\nu'} = \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\varphi) + 1$$

$$\frac{\nu}{\nu'} = \frac{1}{1 + \alpha \cdot \text{vers}\varphi}$$

$$\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2} = \frac{h}{m_0c} \cdot \frac{\nu}{c} = \frac{h}{m_0c} \cdot \frac{1}{\lambda} = \frac{24,3}{\lambda} \text{ u. X.}$$

### Evaluarea unghiului dintre viteza electronului ciocnit și direcția cuantei incidente

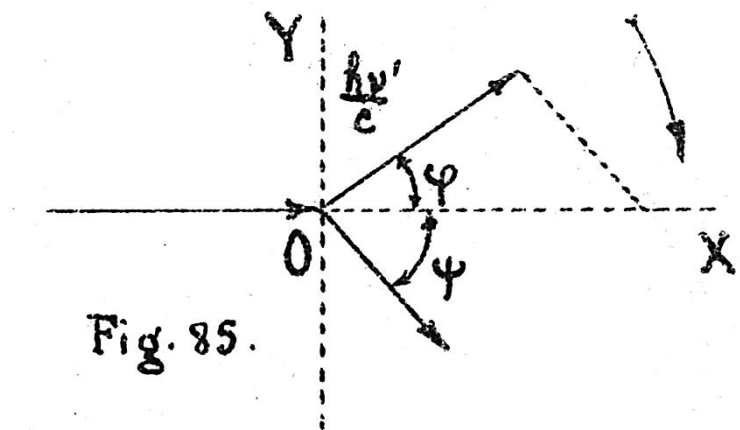


Fig. 85.

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} + m\vec{v}.$$

Fixăm un sens pozitiv de rotație în plan și proiectăm ecuația vectorială pe cele două direcții  $OX$  și  $OY$  din figura 85. Pe direcția  $OX$  avem:

$$\begin{aligned}\frac{h\nu}{c} &= \frac{h\nu'}{c} \cos \varphi + m\nu \cos(2\pi - \psi) \\ h\nu &= h\nu' \cos \varphi + m\nu c \cos \psi \\ h(\nu - \nu' \cos \varphi) &= m\nu c \cos \psi.\end{aligned}\quad (1)$$

Pe axa  $OY$ :

$$\begin{aligned}0 &= \frac{h\nu'}{c} \cos\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right) + m\nu \cos\left(-\psi + \frac{\pi}{2}\right) \\ 0 &= \frac{h\nu'}{c} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) + m\nu \cos\left(\frac{\pi}{2} - \psi\right) \\ 0 &= h\nu' \sin \varphi + m\nu c \sin \psi - h\nu \sin \varphi = m\nu c \sin \psi.\end{aligned}\quad (2)$$

Din relațiile (1) și (2) scoatem, succesiv:

$$\begin{aligned}h(\nu - \nu' \cos \varphi) &= m\nu c \cos \psi \\ -h\nu' \sin \varphi &= m\nu c \sin \psi\end{aligned}$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{-\nu' \sin \varphi}{\nu - \nu' \cos \varphi} = \frac{\sin \varphi}{\frac{\nu}{\nu'} - \cos \varphi} = \frac{\sin \varphi}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi) - \cos \varphi}$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \varphi}{\alpha(1 - \cos \varphi) + (1 - \cos \varphi)} = \frac{\sin \varphi}{(1 + \alpha)(1 - \cos \varphi)} = -\frac{1}{1 + \alpha} \cdot \frac{\sin \varphi}{(1 - \cos \varphi)}$$

$$\operatorname{tg} \psi = -\frac{1}{1 + \alpha} \cdot \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\varphi}{2}}{2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}} = -\frac{1}{1 + \alpha} \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2}$$

$$\operatorname{tg} \psi = -\frac{1}{1 + \alpha} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}} \quad -(1 + \alpha) \operatorname{tg} \psi = \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2}.$$

Cum  $\varphi$  variază între 0 și  $\pi$ , deci  $\varphi/2$  între 0 și  $\pi/2$ ,  $\varphi/2$  se va găsi mereu în primul cadran (tangenta sa va fi pozitivă),  $\operatorname{tg} \psi$  fiind mereu de semn contrar cu  $\frac{1}{\operatorname{tg} \varphi/2}$ , electronul va fi mereu îndreptat spre înainte (în direcția de propagare a cuantei incidente).

### Evaluarea energiei cinetice pentru un electron ciocnit

Scriem ecuația conservării energiei:

$$h\nu + m_0 c^2 = h\nu' + mc^2$$

și deducem succesiv:

$$h(\nu - \nu') = mc^2 - m_0 c^2 = T \text{ (energia cinetică)}$$

$$T = h\nu \left(1 - \frac{\nu'}{\nu}\right) = h\nu \cdot \left(1 - \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi)}\right) = h\nu \cdot \frac{1 + \alpha(1 - \cos \varphi) - 1}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi)}$$

$$\text{Energia} = T = h\nu \cdot \frac{\alpha(1 - \cos \varphi)}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi)} = h\nu \cdot \frac{\alpha \cdot \operatorname{vers} \varphi}{1 + \alpha \cdot \operatorname{vers} \varphi}.$$

Dacă dorim să exprimăm  $T$  în funcție de  $\psi$ , deci de unghiul sub care electronul este aruncat, avem succesiv:

$$T = h\nu \cdot \frac{2\alpha \cdot \sin \varphi/2}{1+2\alpha \cdot \sin^2 \varphi/2} \quad \text{și} \quad \operatorname{tg} \psi (1+\alpha) = \operatorname{ctg} \varphi/2 \quad (2)$$

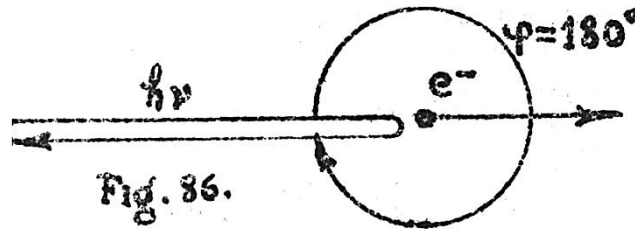
Relația (2) se reduce la:

$$(1 + \alpha)^2 \cdot \frac{\sin^2 \psi}{\cos^2 \psi} = \frac{\cos^2 \varphi/2}{\sin^2 \varphi/2} \quad \text{și} \quad \frac{(1+\alpha)^2 \sin^2 \psi + \cos^2 \psi}{\cos^2 \psi} = \frac{1}{\sin^2 \varphi/2}$$

Deci,

$$T = h\nu \cdot 2\alpha \cdot \frac{\cos^2 \psi}{(1+\alpha)^2 \sin^2 \psi + \cos^2 \psi} \cdot \frac{1}{1+2\alpha \frac{\cos^2 \psi}{(1+\alpha)^2 \sin^2 \psi + \cos^2 \psi}}$$

În cazul special  $\psi = 0$ , adică atunci când electronul este aruncat după direcția cuantei incidente, deci în cazul unei ciocniri centrice [ $\operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} = 0$ ;  $\frac{\varphi}{2} = 90^\circ$ , adică  $\varphi = 180^\circ$ ], când cuanta lasă maximum de energie electronului, avem:  $T = h\nu \cdot \frac{2\alpha}{1+2\alpha}$ ,



și, ținând seama că  $\alpha = \frac{h\nu}{mc^2}$ , avem:

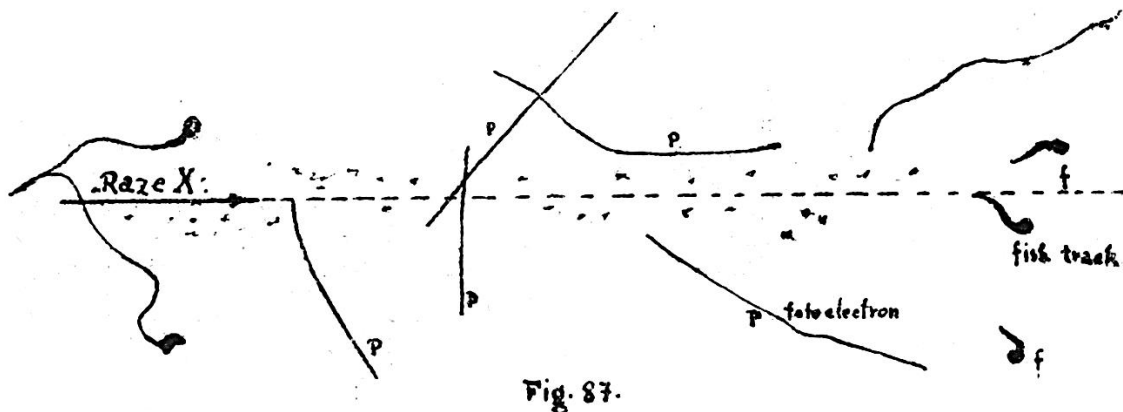
$$T = mc^2 \cdot \frac{2\alpha^2}{1+2\alpha},$$

care este expresia maximumului de energie pe care o cuantă o poate comunica unui electron.

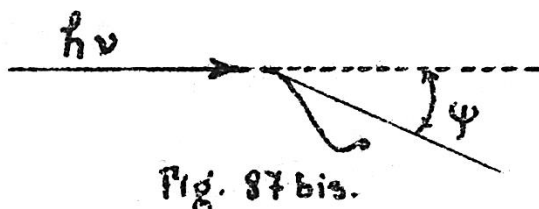
Experiențele lui Compton și Simon nu au fost ușor de făcut și au cerut o pregătire prealabilă în cunoașterea manifestărilor razelor X într-o cameră Wilson. Când Compton a expus teoria lui cuantică a difuziei, a arătat că fiecare cuantă difuzată trebuie să fie întovărășită de un corpuscul (electronul de recul, acela care a fost lovit de fotonul incident).

Câteva luni după ce a fost cunoscută teoria lui Compton, C.T.R. Wilson (Proc. Roy.Soc. A. 104,1, (1923)) și W. Bothe (Zts.f.Phys. 16,319 (1923)) au identificat la camera Wilson – printre electronii care apar când razele X trec prin cameră – și acești electroni de recul. Electronii de recul pot fi identificați ușor dacă ne gândim că energia lor este mică față de aceea a fotoelectronilor. Pentru fotoelectroni, cuanta lasă într-un singur act toată energia sa electronului. În difuzia Compton, se lasă numai o parte,  $h\Delta\nu$ , din energia sa, după relațiile de mai sus. Traiectoriile electronilor de recul vor fi deci scurte, în camera Wilson, și electronii sunt îndreptați înaiate, așa cum cer relațiile de mai sus. Aceste traieectorii apar ca niște

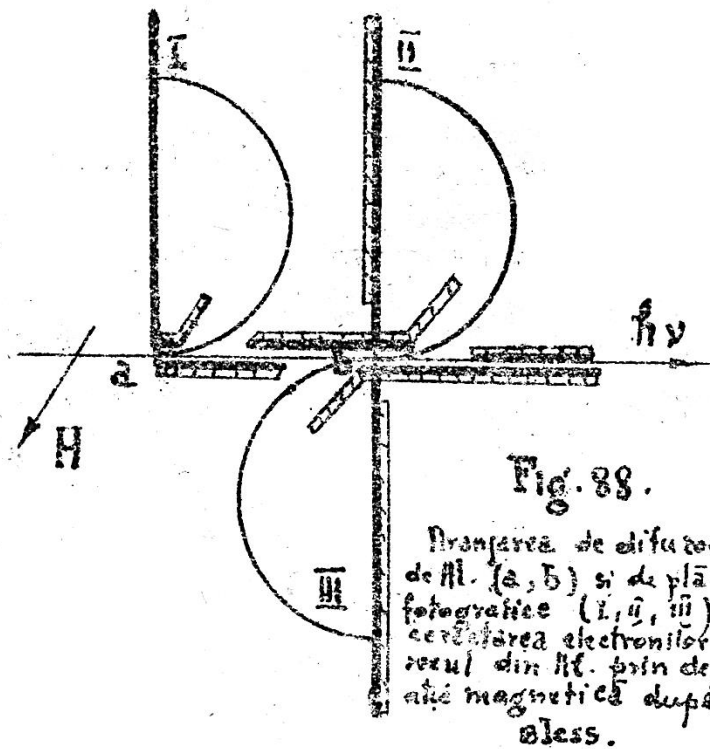
virgule, coada virgulei plecând de pe traiectul razelor X și capul îngroșat al virgulei apare îndreptat înainte. Identificarea acestor *fish tracks* (cum le-a numit C.T. Wilson) a constituit pe atunci o probă în plus că teoria lui Compton este cea justă.



S-a căutat, într-o serie de experiențe, să se vadă dacă energia lor este aceea care corespunde unghiului cu care au fost proiectați înainte. Unghiul era determinat de tangenta la originea traiectoriei, iar energia socotită din traectul electronilor în gazul camerei. Rezultatele, cu toate dificultățile experimentale, sunt convingătoare (vezi Compton și Hubbard, Phys.Rev. 23,439, (1924); Compton și Simon, Phys.Rev. 25,309, (1925); Kirchner, Ann.d.Phys. 83,969, (1927); H. Ikeuti, C.R. 180,1257, (1925)) etc. O vedere generală asupra acestor probleme se poate găsi în Kirchner, Handbuch der Physik vol. 24,299.



A.A. Bless (Phys.Rev. 30,871, (1927)) a făcut măsurători directe ale energiei acestor electroni de recul, cu ajutorul câmpului magnetic. Experiența se vede schematic în figura 88.



În  $a$  și  $b$  sunt foi de aluminiu care servesc drept difuzor. Plăcile fotografice sunt în I, II, III, iar câmpul  $H$  este normal figurii. Pe plăcile I și II se găsesc indicațiile diferitelor viteze ale electronilor de recul, cu o indicație netă a electronilor celor mai rapizi (aceia ciocniți centric). În III nu este nici o indicație de electron; dovadă netă că nu există electroni îndreptați înapoi.

### Experiențele de verificare ale lui Bothe și Geiger

(W. Bothe și H. Geiger, Zts.f.Physik 26,44, (1924); 32,639, (1925); Nature, 13,440. (1925)).

Ei au vrut să controleze dacă există simultaneitate între momentul difuzării cuantei și momentul plecării electronului ciocnit (cu alte cuvinte, trebuie să se răspundă dacă, în adevăr, avem de-a face cu un fenomen de ciocnire).

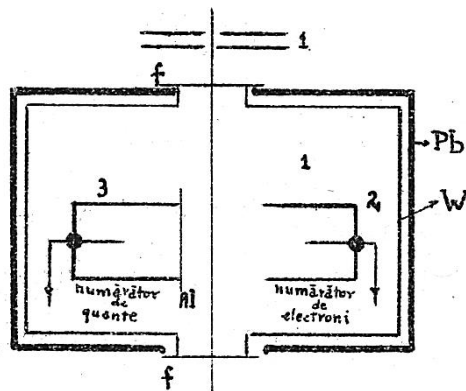


Fig. 89.

Experiența s-a făcut după schema alăturată din figura 89:  $W$  este o incintă în care se poate face vid și introduce apoi  $H_2$  la o presiune dată. Camera are două ferestre,  $f$ , prin care un fascicul de raze X, delimitat de fantele de plumb (1), poate traversa vasul. În (2) este un contor pentru înregistrat un electron ciocnit, iar în (3) un contor închis cu o folie de Al, pentru înregistrat cuante difuzate  $h\nu'$  (foaia de Al trebuie să oprească electronii paraziți de a intra în (3)). Semnalele din înregistratorul electric sunt înscrise pe un cilindru comun de înregistrare. Se observă cum *top*-urile date de contorul (2) coincid cu acele date de contorul (3). Se remarcă un număr mare de coincidențe, ceea ce indică faptul că avem de-a face, în adevăr, cu un fenomen de ciocnire. Diferența dintre numărul de *top*-uri vine de la modul de înregistrare a particulelor: (2) înregistrează fiecare electron, iar (3) înregistrează o cantă numai când întâmplarea face ca ea să producă un fotoelectron în foaia de Al sau în interiorul contorului. Cu dispozitivului lui Bothe și Geiger se pot înregistra coincidențe de ordinul a  $1/1000$  sec. Această lucrare a fost provocată, în mare parte, de unele încercări ale lui N. Bohr, H.A. Kramers și J.C. Slater (Phil.Mag. 47,785, (1924); Zts.f.Phys. 24,69, (1924)), care voiau să explice schimbarea de lungime de undă fără a renunța la teoria ondulatorie a luminii. În această teorie, de exemplu, impulsul nu era conservat pentru un electron individual, însă momentul tuturor electronilor de recul, pentru un timp mai îndelungat, era egal cu impulsul total transmis difuzorului prin presiunea de radiație a luminii incidente ș.a.m.d.

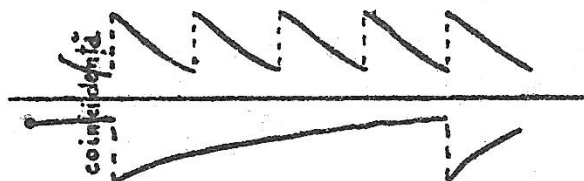


Fig. 90.  
Inregistrare care arată recepția  
coincidență a unui electron de recul (sus) și a unui  
foton (jos)

Era esențial ca cercetătorii să-și facă o opinie mai precisă asupra naturii luminii.

Experiențe de genul celei menționate mai sus fac parte dintre acelea esențiale pentru progresul unei discipline.

## Difuzia Compton multiplă

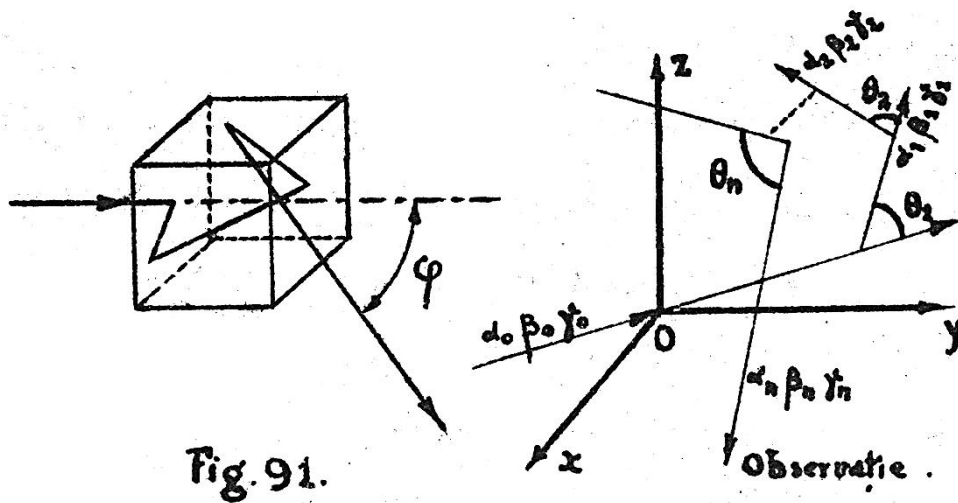


Fig. 91.

Dacă difuzăm razele X pe un difuzor ceva mai mare (un cub cu latura de 5 cm, de exemplu) și analizăm cu mijloace mai sensibile compoziția fasciculului difuzat, găsim relativ ușor că el prezintă o complicație mult mai mare decât cea descrisă și explicată până acum. Putem explica și verifica experimental acest lucru, după cum urmează. Care poate fi soarta fotonului nostru când pătrunde în difuzor?

- 1 – poate fi azvârlit într-o anumită direcție printr-o ciocnire elastică (fără să piardă nimic din energia lui inițială): zicem că suferă o difuzie J.J. Thomson;
- 2 – poate fi absorbit complet dând un fotoelectron;
- 3 – poate suferi o difuzie Compton, după care părăsește difuzorul;
- 4 – poate suferi o serie de ciocniri elastice înainte de a părăsi difuzorul;
- 5 – poate suferi o serie de difuzii Compton (pierzând, deci, la fiecare ciocnire, o parte din energia sa) înainte de a părăsi difuzorul după o direcție oarecare.

Să examinăm cazul (5) și să vedem ce se poate întâmpla cu cuantele care părăsesc difuzorul după o direcție dată – făcând unghiul  $\varphi$  cu direcția de incidență –, care este și direcția noastră de observare. Se zice că avem de-a face cu o difuzie multiplă. După fiecare salt, fotonul își pierde o parte din energia lui (funcție de unghiul respectiv de difuzie), astfel încât până la urmă va ieși cu o energie  $h\nu_i$  – mai mică decât cea inițială și cu o valoare condiționată de natura salturilor din interiorul difuzorului. Cum ansamblul acestor salturi se poate face într-o infinitate de moduri, cuantele care părăsesc difuzorul pot avea energii care variază în mod continuu. Ne putem deci aștepta să găsim pe lângă raza Compton normală și un spectru continuu (pentru o bibliografie mai completă vezi Ann.de Phys. Ianuarie 1934).

## O analiză mai precisă a fenomenului

Fie  $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$  cosinușii directori ai direcției inițiale de incidență;  $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_i$  – unghiurile după care sar cuantele, față de saltul precedent;  $(\alpha_1, \beta_1, \gamma_1), (\alpha_2, \beta_2, \gamma_2), \dots, (\alpha_i, \beta_i, \gamma_i), \dots, (\alpha_n, \beta_n, \gamma_n)$  cosinușii directori respectivi. Fie  $\varphi$  unghiul făcut de o cuantă cu direcția incidentă, atunci când părăsește difuzorul, adică:

$$\alpha_0\alpha_n + \beta_0\beta_n + \gamma_0\gamma_n = \cos \varphi = \text{ct.},$$

căci  $\varphi$  este unghiul de observare cu direcția primară a cuantei. Salturile intermediare sunt cu totul arbitrare. În experiența noastră, numai unghiul  $\varphi$  este fix. La fiecare salt, avem o schimbare de  $\lambda$ , așa încât schimbarea totală va fi:

$$\begin{aligned} \Delta_n^{\text{tot}}\lambda &= \Delta_1\lambda + \Delta_2\lambda + \dots + \Delta_n\lambda = (1 - \cos \theta_1) = \\ &= \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta_1) + \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta_2) + \dots + \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta_{n-1}) + \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta_n) \end{aligned}$$

sau

$$\begin{aligned} \Delta_n^{\text{tot}}\lambda &= \frac{h}{m_0c} [n - (\cos \theta_1 + \cos \theta_2 + \dots + \cos \theta_n)] = \\ &= \frac{h}{m_0c} [n - \sum_1^n \cos \theta_i] = \frac{h}{m_0c} [n - \sum_1^n \alpha_{i-1}\alpha_i + \beta_{i-1}\beta_i + \gamma_{i-1}\gamma_i]. \end{aligned}$$

La această relație trebuie să mai adăugăm și ecuația de legătură:

$$\alpha_0\alpha_n + \beta_0\beta_n + \gamma_0\gamma_n = \cos \varphi.$$

## Difuzia dublă<sup>18</sup>

Să examinăm cazul a două salturi, care mai poate fi înregistrat cu oarecare succes, de experiență (fenomenul Compton simplu este deja destul de greu de studiat; cel multiplu cere mijloace mai sensibile de detecție) Probabilitatea ca o cuantă să părăsească difuzorul după o direcție dată și după un oarecare număr de salturi intermediare este foarte mică.

Fie acum  $I_0$  direcția de incidență, pe care o facem să coincidă cu axa  $x$ -ilor,  $O$  direcția de observare, o luăm în planul  $xoz$ , și în fine,  $oM(\alpha, \beta, \gamma)$  un salt intermediar oarecare.

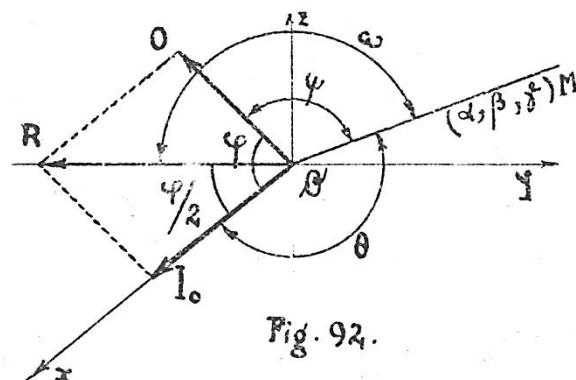


Fig. 92.

<sup>18</sup> Este remarcabilă discreția lui Hulubei, cu lucrări fundamentale în efectul Compton multiplu; putem afla că Hulubei prezintă în acest paragraf – cel puțin în parte – lucrări originale doar din legenda figurii 96. (N. ed.)



Schimbarea totală,  $\delta_2\lambda$ , de lungime de undă va fi egală cu suma deviațiilor  $\Delta_1\lambda$  și  $\Delta_2\lambda$ :

$$\delta_2\lambda = \Delta_1\lambda + \Delta_2\lambda.$$

Analitic, se socotește simplu după cum urmează:

$$\delta_2\lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta) + \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \varphi),$$

unde  $\theta$  este unghiul dintre  $I_0$  și  $M$ , iar  $\psi$  unghiul dintre  $M$  și  $O$ .

În definitiv, avem un salt intermediar  $oM$ , de cosinuși directori  $(\alpha, \beta, \gamma)$ , care face unghiul  $\theta$  cu fasciculul incident și unghiul  $\psi$  cu direcția de observare. Unghiurile  $\theta$  și  $\psi$  sunt legate între ele prin condiția ca unghiul  $\varphi$  dintre  $I_0$  și  $O$  să fie un unghi fix (unghiul de observare).

Cosinusurile directe ale acestor trei direcții sunt:

$$I_0(1,0,0); M(\alpha, \beta, \gamma); O(\cos \varphi, 0, \sin \varphi);$$

avem:

$$\delta_2\lambda = \frac{h}{m_0c} [2 - (\cos \theta + \cos \psi)].$$

Dar:

$$\begin{aligned} \cos \theta + \cos \psi &= \alpha + \alpha \cos \varphi + \gamma \sin \varphi = \alpha(1 + \cos \varphi) + \gamma \sin \varphi = \\ &= 2\alpha \cos^2 \varphi / 2 + 2\gamma \sin \varphi / 2 \cdot \cos \varphi / 2; \end{aligned}$$

deci:

$$\begin{aligned} \delta_2\lambda &= \frac{h}{m_0c} [2 - 2\alpha \cos^2 \varphi / 2 - 2\gamma \sin \varphi / 2 \cdot \cos \varphi / 2] = \\ &= \frac{h}{m_0c} [1 - \cos \varphi / 2 \cdot (\alpha \cos \varphi / 2 + \gamma \sin \varphi / 2)]. \end{aligned}$$

Observând că  $\alpha \cdot \cos \varphi / 2 + \gamma \cdot \sin \varphi / 2$  este unghiul făcut de direcțiile  $(\alpha, \beta, \gamma)$  și  $(\cos \varphi / 2, 0, \sin \varphi / 2)$ , adică un unghi  $\omega$  făcut de direcția intermediară  $OM$  cu bisectoarea interioară,  $OR$ , a unghiului de observare, (vezi fig. 92) urmează:

$$\delta_2\lambda = \frac{2h}{m_0c} (1 - \cos \varphi / 2 \cdot \cos \omega).$$

Vectorial, se ajunge imediat la rezultatul de mai sus:

$$\delta_2\lambda = \frac{h}{m_0c} [2 - (\cos \theta + \cos \psi)].$$

Fie:  $\vec{i}$ ,  $\vec{\mu}$  și  $\vec{o}$  vectorii unitate după direcțiile  $oI_0$ ,  $oM$  și  $oO$ . Avem:

$$\cos \theta + \cos \psi = \vec{i}\vec{\mu} + \vec{\mu}\vec{o} = \vec{\mu}(\vec{i} + \vec{o})$$

$$(\vec{i} + \vec{o}) = \rho\vec{\rho},$$

unde  $\vec{\rho}$  este un vector unitate după bisectoarea unghiului dintre  $I_0$  și  $O$  iar  $\rho = 2 \cos \varphi / 2$ , deci:

$$\delta_2 \lambda = \frac{h}{m_0 c} [2 - 2 \vec{\mu} \vec{\rho} \cos \varphi / 2]$$

și cum:

$$\vec{\mu} \vec{\rho} = \cos \omega$$

avem:

$$\delta_2 \lambda = \frac{2h}{m_0 c} [1 - \cos \varphi / 2 \cdot \cos \omega]. \quad (a)$$

*Discuția relației (a):* după o anumită probabilitate, cuantele vor face un salt intermediar de un unghi oarecare cu bisectoarea unghiului de observare, înainte de a părăsi difuzorul după o direcție care face unghiul  $\varphi$ .  $\omega$  putând varia între 0 și  $\pi$ ,  $\cos \omega$  va lua toate valorile cuprinse între +1 și -1. Valorile extreme ale lui  $\delta_2 \lambda$  vor fi, deci:

$$\begin{array}{ll} \delta_2 \lambda_{\min} = \frac{2h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi / 2) & \delta_2 \lambda_{\max} = \frac{2h}{m_0 c} (1 + \cos \varphi / 2) \\ \cos \omega = +1 & \cos \omega = -1 \end{array}$$

Observăm că schimbarea cea mai mică de lungime de undă corespunde saltului intermediar, după bisectoarea interioară a unghiului de observare ( $\omega = 0$ ); schimbarea maximă corespunde saltului după bisectoarea exterioară a unghiului de observare ( $\omega = \pi$ ). Între aceste valori extreme, vom avea salturile intermediare și valorile respective, intermediare lui  $\delta_2 \lambda$ . Urmează ca la analiza spectrografică să găsim o bandă continuă de  $\lambda$  cuprinsă între limitele:

$$\begin{array}{l} \delta_2 \lambda_{\min} = \frac{2h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi / 2) = \frac{4h}{m_0 c} \sin^2 \varphi / 4; \\ \delta_2 \lambda_{\max} = \frac{2h}{m_0 c} (1 + \cos \varphi / 2) = \frac{4h}{m_0 c} \cos^2 \varphi / 4. \end{array}$$

## Discuția câtorva cazuri particulare

1.  $\varphi = 0$ . Observarea se face în direcția fasciculului incident, unde efectul Compton simplu dă o schimbare de lungime de undă nulă:

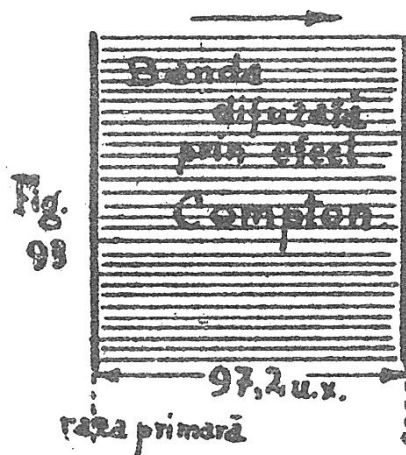
$$\Delta_1 \lambda = \gamma \text{ vers } \varphi = 0.$$

Pentru difuzia dublă, ar urma să apară o bandă cuprinsă între limitele:

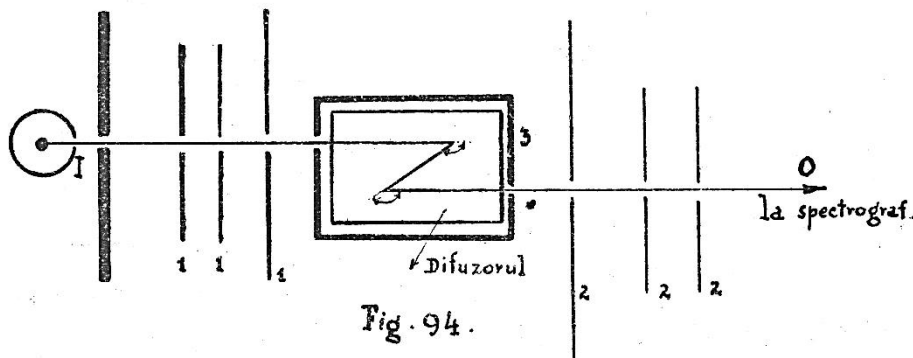
$$\Delta_2 \lambda_{\min} \frac{4h}{m_0 c} \sin^2 \varphi / 4 = 0$$

$$\Delta_2 \lambda_{\max} \frac{4h}{m_0 c} \cos^2 \varphi / 4 = \frac{4h}{m_0 c} = 4 \times 24,3 = 97,2 \text{ u.x.},$$

deci va trebui să apară o bandă continuă care pleacă de la linia excitatoare și se întinde cu 97,2 u.x. spre lungimile de undă mari.



Pentru un difuzor mai ușor și mijloace de analiză mai puternice, se înregistrează o astfel de bandă de difuzie. Dispozitivul experimental ar fi după schema din figura 94.



1 reprezintă diafragme de Pb pentru a delimita în condiții bune un fascicul incident; 3 reprezintă diafragme de Pb care delimitează pătrunderea și ieșirea razelor X din difuzor; 2 reprezintă diafragme care delimitează fasciculul difuzat  $O$  care face unghiul  $\varphi = 0$  cu fasciculul incident  $I$ . Acest caz este interesant pentru că ne găsim exact în acel al observațiilor de absorbție a razelor X și  $\gamma$ . Pe lângă radiațiile care au trecut prin absorbant, avem în direcția de observare și razele dublu difuzate.



Fig. 95.

Ele introduc în fasciculul transmis o compoziție spectrală de care trebuie să ținem seama în evaluarea intensității acestui fascicul.

2.  $\varphi = 180^\circ$ . Pentru difuzia simplă avem cea mai mare deplasare Compton:

$$\delta_1 \lambda = \frac{2h}{m_0 c} (1 - \cos \pi) = \frac{2h}{m_0 c} = 48,6 \text{ u.x.}$$

Pentru limitele benzii de difuzie dublă avem:

$$\delta_2 \lambda_{\min} \frac{4h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\varphi}{4} = \frac{4h}{m_0 c} \sin^2 45^\circ = \frac{4h}{m_0 c} \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^2 = \frac{2h}{m_0 c}$$

$$\delta_2 \lambda_{\max} \frac{4h}{m_0 c} \cos^2 \frac{\varphi}{4} = \frac{4h}{m_0 c} \cos^2 45^\circ = \frac{2h}{m_0 c}.$$

Deci aici:

$$\Delta_1 \lambda = \delta_2 \lambda_{\min} \delta_2 \lambda_{\max}.$$

În acest caz, difuzia simplă și difuzia dublă se confundă; de această observație trebuie să se țină seama când se evaluează distribuția intensității în interiorul unei raze Compton.

3. Dacă socotim cazurile intermediare, vedem că banda de difuzie dublă, cea mai largă la  $\varphi = 0$ , se strânge din ce în ce, când  $\varphi$  crește, în jurul razei Compton de difuzie simplă, pentru a se confunda cu ea la  $\varphi = 180^\circ$ .

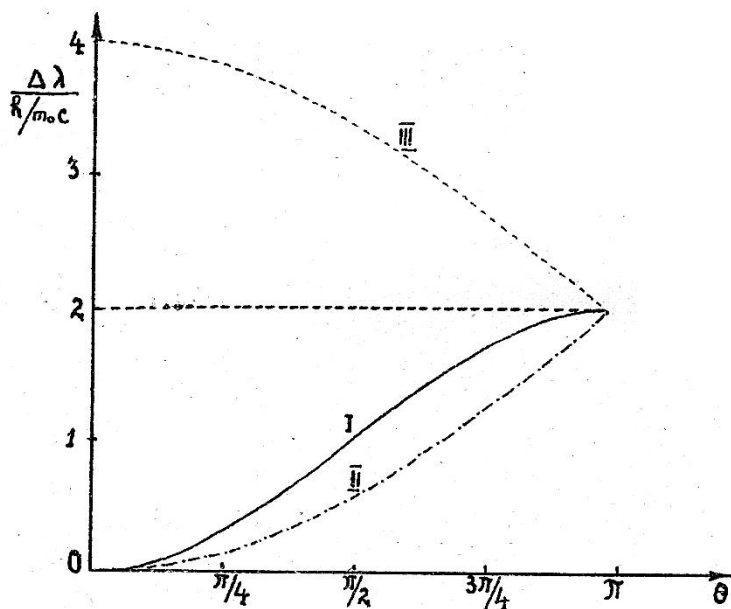


Fig. 96. După H. Hulubei (teză de doctorat).

### Observație

Se poate trata cazul general a  $n$  difuzii. Un calcul complicat trebuie să ne dea distribuția intensității în interiorul unei astfel de benzi de difuzie multiplă. În definitiv, o rază

monocromatică ce poate schimba energie cu un electron, după legile Compton, ne va apărea, după difuzie, sub forma unui veritabil spectru.

Este interesant să ne gândim și la aplicațiile medicale ale razelor X și  $\gamma$ . Corpul omenesc este format din elemente ușoare (H, C, O, N). Razele incidente suferă un efect Compton. Domeniul spectral, îngust, utilizat pentru iradiere, se transformă, în interiorul corpului iradiat, într-un veritabil spectru, cu lungimi de undă mai mari decât cele incidente.

Este util de ținut seama de aceste radiații mai moi, pentru a înțelege o serie de reacții secundare.

## Unde asociate particulelor materiale

Efectul Compton ne-a adus o justificare serioasă noțiunii de particule de energie, care se propagă cu viteza luminii, în linie dreaptă și care intervin prin acte individuale, în diferitele interacții dintre energia radiantă și materie.

Atât în efectul fotoelectric cât și în efectul Compton, aceste cuante au trebuit să fie considerate drept niște particule, care se propagă într-o direcție anumită, fără să-și dividă energia așa cum ar face o undă. La aceste particule am aplicat legile mecanicii. În cazul efectului fotoelectric am aplicat legea conservării energiei; în cazul efectului Compton atât pe aceea a conservării energiei cât și pe cea a conservării impulsului. Marele interes imediat al efectului Compton este tocmai că el poate fi explicat prin considerații elementare de ciocnire a unei cuante cu un electron, ambele fiind considerate drept corpusculi, așa cum aceștia sunt definiți, de obicei, în mecanică. Am asociat o masă de inerție și un impuls unui astfel de corpuscul de energie radiantă. Am făcut acest lucru plecând de la relația generală a lui Einstein scoasă din principiile relativității speciale, care cere ca unei energii date  $W$ , oricare i-ar fi natura, să i se asocieze o masă  $m$ , după relația:  $m = \frac{W}{c^2}$ ; drept consecință a acestei relații, putem asocia un impuls unei cantități de energie oarecare, care se deplasează cu viteza  $v$ . Cum  $\vec{p} = m\vec{v}$ , avem:  $\vec{p} = \frac{W}{c^2}\vec{v}$ . În cazul unei cuante de energie,  $W = hv$ , am dedus că:

$$m = \frac{W}{c^2}, \text{ deci } p = \frac{hv}{c^2} \cdot c = \frac{hv}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (\text{aici } v = c)$$

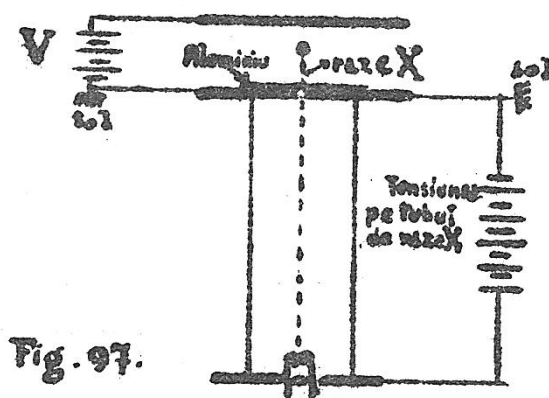
De altfel, în teoriile electromagnetice, asociam unui fascicul unidirecțional de energie radiantă  $W$ , un impuls  $\vec{p} = \frac{\vec{W}}{c}$  care ne ducea la noțiunea de presiune de radiație. Efectul Compton ne-a adus o frumoasă justificare a acestui mod de a vedea, el apărând ca o experiență crucială dovedind natura cuantică și corpusculară a energiei radiante. S-a simțit deci nevoia să se revină oarecum la vechile teorii corpusculare ale luminii pentru a putea explica fenomene precum efectul fotoelectric, și care nu pot fi înțelese cu ajutorul teoriilor ondulatorii ale luminii.

Aceste teorii totuși nu puteau fi lăsate la o parte, dat fiind că ele permit o explicare extrem de precisă a foarte multor fenomene esențiale din optică, cum ar fi difracția și interferența luminii. Neputându-se proceda altfel, multă vreme se socotea că nici una nici

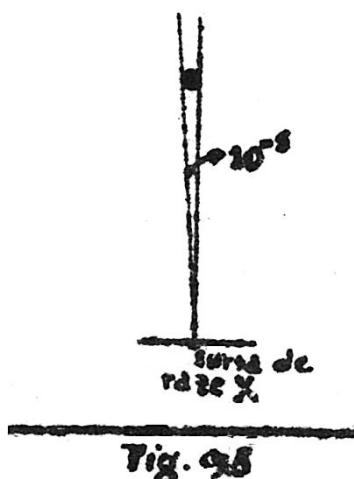
alta dintre aceste teorii nu pot explica toate fenomenele esențiale din optică și, de aceea, oamenii de știință întrebunțau când unda luminoasă, când corpusculul pentru explicarea lor. S-au făcut unele experiențe instructive, atât pentru precizarea directă a noțiunii de corpuscul de lumină, precum și pentru a căuta o legătură între corpuscul și undă, acolo unde ne-am găsi la limita aplicabilității fie a unei teorii fie a celeilalte.

Astfel, când spunem că o cuantă de lumină se propagă ca o particulă, înțelegem că energia ei nu se împrăștie lateral, în timpul propagării ei în spațiu. În această ordine de idei, dacă se pune în calea fotonului o suprafață foarte mică și dacă ciocnirea fotonului cu suprafața ar da naștere la o interacție în care energia inițială a cuantei să poată intra în joc, am avea un fel de probă directă a existenței unor particule de energie radiantă.

O experiență de acest gen a fost făcută de Joffé și Dobroweavoff (Zts.f.Phys. 34,889, (1925)). Ei au utilizat cuantele emise de un tub de raze X închis într-o foaie de aluminiu, care servea și ca anticatodă.



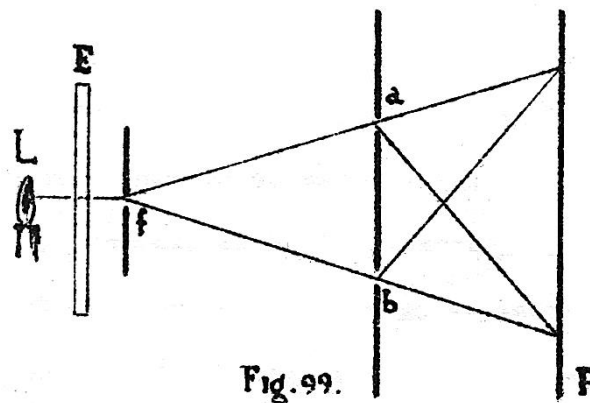
Această foaie de Al constituia una dintre lamele unui condensator Millikan. O bobită de bismut cu un diametru între  $10^{-5}$  și  $5 \cdot 10^{-6}$  cm se mișca între lamele condensatorului. Ea era urmărită cu microscopul, în timp ce tubul de raze X trimitea cam  $10^3$  cuante pe sec. Din timp în timp, particula apărea în câmpul microscopului cu o sarcină electrică în plus, datorită pierderii prin raze X a unui fotoelectron. Particula subîntindea un unghi mai mic decât  $10^{-5}$  înăuntrul căruia se găsea păstrată toată energia cuantei.



Dacă propagarea s-ar fi făcut prin unde, energia ce ar fi corespuns particulei ar fi fost cu totul insuficientă ca un fotoelectron să poată părăsi bobita de Bi.

În legătură cu aspectul ondulatoriu, găsim unele experiențe ca acelea ale lui G.I. Taylor (Proc.Cambridge Phil.Soc. 15,114, (1909)) sau ale lui Dempster și Batho (Phys.Rev. 30,644, (1927)).

Era vorba de văzut ce aspect capătă interferențele luminoase când dispunem de foarte puține cuante. G.I. Taylor a repetat experiența lui Young, utilizând foarte puține cuante. O sursă  $L$  de lumină foarte albă e filtrată prin niște ecrane  $E$ , așa încât asupra fantei  $f$  nu cade decât energia corespunzătoare câtorva cuante pe secundă.



Aceste cuante, considerate ca particule, deci unidirecționale, urmează să treacă fie prin  $a$  fie prin  $b$ . Diferitele cuante care ajung în  $a$  sau în  $b$  nu sunt în fază. Aceasta fiind, este greu de explicat fenomenul de interferență pe placa fotografică  $P$ , care apare totuși așa cum poate fi socotit din geometria figurii și frecvența energiei radiante utilizate. Experiența aceasta ne spune următoarele:

Totul pare să arate că teoria undelor sferice este corectă, în orice caz, că ea reprezintă corect fenomenul. Atunci, dacă vrem să menținem ideea unei teorii corpusculare a luminii, de care avem nevoie pentru a explica fenomenul fotoelectric, de exemplu, trebuie să o completăm cu o altă proprietate – care nu poate fi decât de natură statistică – și care să ne permită calculul distribuirii acestor cuante în spațiu, distribuire care trebuie să fie de acord cu rezultatele căpătate în ipoteza undelor sferice de lumină. Tot așa, Dempster și Batho au arătat în cazul unei rețele echelon, că fenomenele de difracție obținute, cu lumină foarte slabă, sunt identice cu acelea obținute în lumină intensă.

Am citat aceste exemple ca să se vadă și precauțiile minuțioase care se iau pentru a controla, pe cât mai multe fețe posibil, o noțiune nouă, introdusă în știință înainte ca ea să fie adoptată ca mijloc curent de lucru. În definitiv, un foarte mare număr din fenomenele din optică, cum ar fi cele de propagare, reflexie, refracție, difracție, interferență, de polarizare și altele sunt explicate logic prin teoria ondulatorie a luminii, așa cum a propus-o Huyghens. Se știe, din istoria fizicii, lupta între teoriile noi ondulatorii și cele corpusculare ale luminii – prevăzute de Descartes și formulate de Newton – care permiteau și ele o

explicare logică a unei părți din fenomenele opticii. Teoriile ondulatorii au fost utilizate de preferință de către fizicieni cam după anul 1850.

Studiul perfect de bine încheșat al lui Fresnel, al celor mai subtile probleme de propagare, difracție, interferență etc. cu ajutorul undelor a dat o așezare foarte solidă teoriilor ondulatorii. Apoi, experiențele lui Foucault și Fizeau, în legătură cu viteza de propagare a luminii în apă, față de propagarea în aer – și anume, că lumina se propagă în aer mai repede ca în apă – păreau că aduc o probă crucială în sprijinul afirmațiilor lui Hook și ale lui Huyghens și o infirmare a ipotezelor corpusculare (de altfel, cu totul neputincioase să explice fenomenul de difracție), nu au contribuit puțin la adoptarea noțiunii de undă luminoasă.

Începutul acestui secol a pus însă pe fizicieni în fața unei serii de fapte de experiență care nu mai puteau fi înțelese cu ajutorul undelor. Planck reușește o explicare magistrală a emisiei corpului negru, reînviind oarecum noțiunea de particule, de centre de energie luminoasă; efectul fotoelectric, neexplicabil prin unde, e înțeles cantitativ de către Einstein, revenind net la o teorie corpusculară, newtoniană a luminii; Bohr reușește să înțeleagă tot cu ajutorul cuantelor emisiile și absorbțiile spectrale, lucru imposibil în teoriile ondulatorii clasice, iar Compton dă interpretarea cuantică a difuziei luminii.

Lumina se prezintă fizicianului când sub formă de undă, când sub formă de particulă. Se utilizează reprezentarea care explică mai corect fenomenul.

Cum și o reprezentare și alta redă însă corect fenomenele respective, înseamnă că trebuie să existe o punte de legătură între ele. Această punte de legătură a fost văzută de Louis de Broglie în 1924–1925 (Ann.de Phys. 3,22, (1925)).

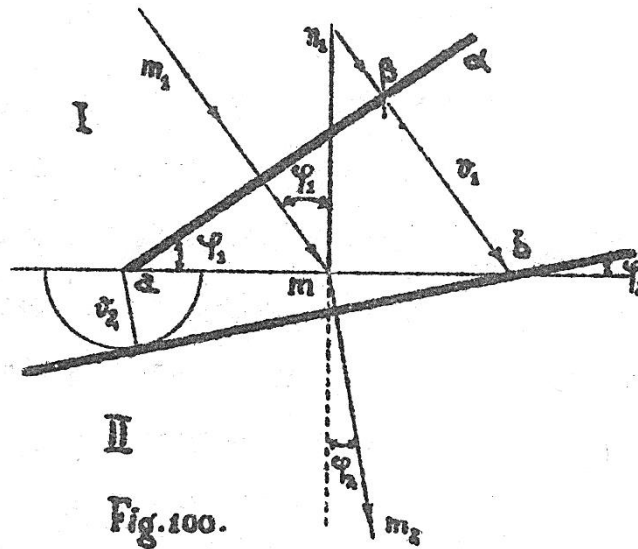
Rezultatele lui de Broglie reluate de oameni ca Schrödinger, Dirac etc., au dus la elaborarea unui instrument de lucru de mare eficacitate, cunoscut sub numele de *mecanică ondulatorie*, care a ajutat extraordinar la coordonarea și prevederea descoperirilor, în adevăr senzaționale, ale fizicii din ultimele două decenii. Prin judecăți cu totul elementare, putem găsi această punte de legătură și, în special, ne putem da seama de procesul de judecată al fizicienilor când au utilizat pentru lumină cele două reprezentări – în aparență, esențial diferite. Pentru aceasta să examinăm, sevindu-ne de cele două concepții, fenomene elementare de optică, explicabile tot așa de corect fie cu aspectul ondulatoriu, fie cu acel corpuscular. Să luăm, de exemplu, în considerare refracția luminii.

*Refracția luminii*, în teoria ondulatorie a lui Huyghens, este reprezentată simplu după cum urmează: o undă plană  $a\alpha$  se îndreaptă cu o viteză  $v_1$  după direcția  $m_1m$  spre suprafața plană de separare a mediilor I și II.

Normala la frontul undei, adică direcția sa de propagare în primul mediu, face un unghi  $\varphi_1$  cu normala la suprafața de separare (sau unda face un unghi  $\varphi_1$  cu suprafața de separare). Ne reamintim construcția grafică ce ne duce la unda noastră în mediul II (vezi fig. 100). Un punct  $b$  al undei plane din mediul II e obținut considerând un punct  $\beta$  de pe unda  $a\alpha$  care să pună o secundă până ajunge la suprafața de separare, adică  $\beta b = v_1$ . Pe de altă parte, perturbația din  $a$  se propagă după o undă sferică în mediul II și după o secundă ea se va găsi pe o sferă cu raza  $v_2$  ( $v_2$  fiind viteza în mediul II). Planul tangent la sfera

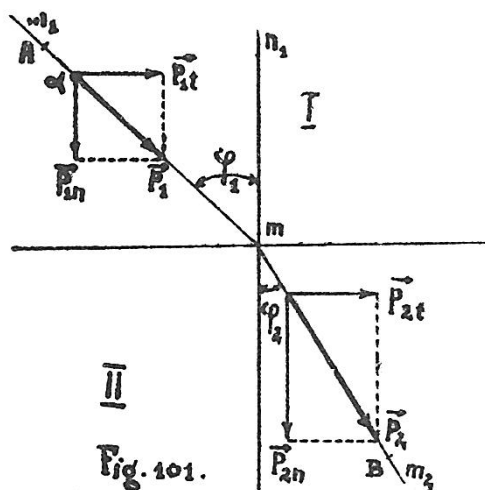


noastră și trecând prin  $b$  va reprezenta unda în mediul al II-lea. Această undă are o direcție de propagare  $mm_2$  care face un unghi  $\varphi_2$  cu normala la suprafața de separare. Observăm imediat că pentru ca  $\varphi_2$  să fie mai mic ca  $\varphi_1$ , așa cum o arată experiența, trebuie ca  $v_2 < v_1$ . Foucault și Fizeau arătaseră, prin măsurători directe, că  $v_2 < v_1$ .



Construcția grafică ne mai dă pentru indicele de refracție  $n_2$  formula:

$$\begin{aligned} \overline{ab} \sin \varphi_1 &= v_1 \\ \overline{ab} \sin \varphi_2 &= v_2 \\ \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} &= \frac{v_1}{v_2} = n_{2,1}. \end{aligned} \quad (A)$$



Într-o reprezentare corpusculară spunem: un corpuscul de lumină  $\alpha$  se propagă în mediul I după direcția  $m_1m$ , făcând unghiul  $\varphi_1$  cu normala  $mn_1$ . Atâta vreme cât particula este departe de suprafața de separare, ea posedă un impuls  $\vec{p}_1$  constant, dat fiind că o eventuală acțiune a mediului s-ar exercita la fel din toate direcțiile, așa încât efectul lui

asupra impulsului particulei să fie nul. În mediul II, particula se deplasează după direcția  $mm_2$ , făcând unghiul  $\varphi_2$  cu normala la suprafața de separare (așa ne spune experiența). Aceasta nu se poate întâmpla decât admitând că impulsul particulei în II este  $\vec{p}_2 \neq \vec{p}_1$ . Când particula  $\alpha$  se apropie de suprafața de separare, mediul II începe să-și manifeste prezența prin forțe noi exercitate asupra particulei. Pentru motive de mecanică, elementare, spunem că acțiunile asupra componentei tangențiale a impulsului sunt nule, deci:  $\vec{p}_{1t} = \vec{p}_{2t}$  și că mediul II va modifica numai componenta normală (deci  $\vec{p}_{2n} \neq \vec{p}_{1n}$ ). Pentru că  $\varphi_2 < \varphi_1$ , înseamnă că  $\vec{p}_{2n} > \vec{p}_{1n}$ . Reamintim, în optică se mai arată cum traiectoria  $m_1mm_2$  a particulei noastre în cele două medii este condiționată de aceea că, dat fiind impulsurile  $\vec{p}_1$  și  $\vec{p}_2$  în mediile respective, traiectoria reprezintă drumul cel mai scurt între două puncte  $A$  și  $B$ , de exemplu. Reprezentarea noastră mai cere ca:  $p_1 \sin \varphi_1 = p_{1t}$ ;  $p_2 \sin \varphi_2 = p_{2t}$ , și cum:

$$p_{1t} = p_{2t}$$

$$n_{2,1} = \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \frac{p_2}{p_1}. \quad (\text{B})$$

Relațiile (A) și (B) ne arată că între cele două reprezentări, pentru ca ele să redea corect același fenomen, trebuie să avem îndeplinită condiția:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1}.$$

Vitezele undelor variază invers proporțional cu impulsurile corpusculilor noștri, adică:

$$v \cdot p = ct,$$

unde  $v$  este viteza undei și  $p$  impulsul particulei (vezi K.K. Daroow, Bell System Tech.Journ. 4,280, (1925)). Să privim mai îndeaproape această paralelă între cele două moduri de a vedea. Am interpretat fenomenele de difracție, interferență, fenomenele în lumină polarizată etc. cu ajutorul imaginii pe care ne-am făcut-o despre lumină, considerând-o ca pe o undă care se propagă ca atare. Prin experiențe binecunoscute, s-a măsurat lungimea de undă a diferitelor lumini prin comparație directă cu metrul etalon (rețelele de difracție artificiale și naturale). Am mai spus, ținând seama de teoria mișcărilor periodice sinusoidale, că radiațiile respective pot fi caracterizate printr-o frecvență  $\nu$  sau printr-un număr de undă  $\tilde{\nu}$  scoase din relațiile:  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ , respectiv,  $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ . Totul merge cu o perfectă precizie, fie că lucrăm în interferență cu diferențe de drum foarte mari, fie că analizăm o polarizare circulară sau eliptică. După cum am văzut însă, ne izbim de dificultăți de neînălțurat când avem de-a face cu efecte fotoelectrice, pe care le cunoaștem deja ori cu alte manifestări, pe care le vom vedea mai târziu. Și o reprezentare și alta controlează deci corect fenomene din domeniul luminii și al interacției ei cu materia. Care este substratul acestui dualism? Am putea să ne servim de considerațiile elementare de mai sus pentru o primă orientare. Natura luminii și modul ei de comportare ne obligă să întrebuițăm, după

caz, una sau alta dintre ipotezele de lucru. Nici una, nici cealaltă nu sunt false, căci ne duc în domeniul unde le-am aplicat la rezultate extrem de mulțumitoare. Desigur, nici una, nici alta nu sunt complete. Completarea acestor teorii poate fi găsită cu ajutorul relației de legătură deduse mai sus. Să judecăm atunci astfel: lumina este de natură granulară, așa cum pare că ne arată un act elementar de interacție între lumină și electron. Când este vorba însă ca să urmărim un fenomen global, în care intră un număr foarte mare de fotoni, cum ar fi, de exemplu, reflexia și refracția luminii, propagarea ei prin medii izotrope și anizotrope, dacă introducem o reprezentare ondulatorie a fenomenelor, rezultatele obținute sunt mai ușor și mai complet urmărite. Dacă lumina străbate regiuni unde obstacolele sunt de ordinul de mărime a undei utilizate, atunci reprezentarea ondulatorie devine absolut necesară. Natura acestor fenomene ne obligă la această reprezentare. Undele noastre ne apar ca niște *unde pilot* care ne arată, în fiecare moment, poziția în spațiu a particulelor noastre de lumină. Întrebuințând o altă expresie, am spune:

Asociem particulei noastre luminoase o undă, în cazul nostru unda lui Huyghens, undă care ne va informa cu precizie asupra fenomenului, dacă avem satisfăcută relația:

$$v \cdot p = ct,$$

care ne spune că produsul dintre viteza undei asociate particulei luminoase și impulsul particulei este o constantă.

Ce este această constantă? Fie  $V$  viteza particulei și  $m$  masa sa. Atunci  $v \cdot V \cdot m = ct$ . În vid, oricare ar fi frecvența ei, lumina se propagă cu viteza  $c$ ; desigur că și particula noastră se propagă tot cu viteza  $c$ , deci:  $v = V = c$  și urmează că:  $v \cdot V \cdot m = m \cdot c^2$  este energia particulei.

Produsul dintre viteza undei asociate și impulsul particulei reprezintă tocmai energia particulei, așa cum ne învață teoria relativității. Facem un pas mai departe acum, introducând elementul de periodicitate cu care suntem obișnuiți în teoriile ondulatorii, reamintindu-ne că, după Einstein, energia particulei luminoase trebuie să fie tocmai o cuantă  $h\nu$  a lui Planck pentru ca efectul fotoelectric, de exemplu, să fie reprezentat corect. Atunci:

$$pv = mc^2 = \text{energia fotonului} = h\nu;$$

$$pv = h\nu.$$

Putem judeca și altfel, ajungând la o relație în care intervine lungimea de undă,  $\lambda$ , a undei asociate. Fie un semnal luminos care se propagă. Când semnalul trece dintr-un mediu în altul optic diferit, își păstrează frecvența. Dacă  $v_1$  și  $v_2$  sunt vitezele de propagare ale undelor în cele două medii, lungimile de undă care le caracterizează sunt:

$$\lambda_1 = \frac{v_1}{\nu}; \quad \lambda_2 = \frac{v_2}{\nu}.$$

Cum:

$$v_1 = v_2, \quad \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{v_2}{v_1},$$

și dacă  $p_1, p_2$  sunt impulsurile particulei căreia i-am asociat unda pentru a reprezenta fenomenul nostru, am găsit că:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1},$$

Deci:

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{p_1}{p_2}; \text{ urmează: } \lambda p = \text{ct.}, \text{ deci } \lambda = \frac{\text{ct.}}{p}. \quad (\text{a})$$

Lungimea de undă asociată particulei de impuls  $p$  este dată, deci, de o relație de forma (a). Găsim ușor valoarea constantei reamintindu-ne de relația:  $p v = h v$ , unde  $v$  este viteza undei =  $\lambda v$ . Atunci:

$$p \lambda v = h v \text{ și } \lambda = \frac{h}{p}. \quad (\text{b})$$

Constanta noastră din (a) este tocmai constanta lui Planck. Observăm că unda noastră asociată are tocmai frecvența pe care o cere relația lui Planck pentru a caracteriza energia particulei căreia îi asociem unda noastră. Dacă examinăm cu atenție modul cum a fost definită o cuantă de energie, vedem că în însăși definiția ei se cuprinde și noțiunea undei asociate, după cum am văzut mai sus. În adevăr, o cuantă are o energie  $\varepsilon$ , o masă  $m_v$  și un impuls  $\vec{p}$  date de:  $\varepsilon = h v$ ;  $m_v = \frac{h v}{c^2}$ ;  $p = \frac{h v}{c} = \frac{h}{\lambda} = m_v c$ .

Putem exprima, deci, impulsul unei cuante de energie radiantă fie în funcție de caracteristicile unei unde (lungimea sa de undă) prin  $\vec{p} = \frac{\vec{h}}{\lambda}$ , fie în funcție de produsul  $m_v c$ , adică de produsul vitezei sale de propagare cu masa particulei, masă pe care o asociem undei pe care această cuantă o reprezintă. Atunci, din  $\vec{p} = \frac{\vec{h}}{\lambda}$ , deducem și spunem că unda care reprezintă particula cuantă sau, dacă vrem, unda asociată cuantei considerate ca o particulă, este dată de  $\lambda = \frac{h}{p}$ .

Louis de Broglie a adus o generalizare de interes, fundamentată când a afirmat: ceea ce putem spune despre un foton putem spune și despre o particulă materială oarecare (un electron, un proton, un atom neutru, un ion oarecare, o particulă  $\alpha$  etc., adică acele entități care până acum erau considerate numai ca particule). Totul revine la a asocia unei particule materiale, de energie intrinsecă  $\varepsilon$ , o undă de frecvență  $v$  așa încât  $\varepsilon = h v$ .

Această undă asociată particulei va juca rolul *undei asociate fotonului*. Va trebui să avem:  $\varepsilon = p v = h v$  cu  $\lambda = \frac{v}{\nu}$ , deci:  $p \lambda v = h v$ .

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m v} = \frac{h}{\frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}}} = \frac{h}{m_0 v} \cdot \sqrt{1-\beta^2}.$$

În concluzie:

$$\lambda = \frac{h}{m v},$$

relație fundamentală, cu foarte mari consecințe în dezvoltarea viitoare a fizicii, și care poartă numele de *relația lui de Broglie*. Relația aceasta este una dintre cele mai importante din fizica modernă. Acum putem afirma:

Natura ne permite să reprezentăm propagarea unei particule cu ajutorul unei ficțiuni de calcul care este unda asociată. Lucrurile se petrec în așa fel în natură încât suntem obligați să ne servim de o ficțiune de calcul – care este unda asociată – pentru a reprezenta corect propagarea unei particule. Întocmai ca și energia radiantă, particulele materiale prezintă aspectul dual undă-particulă. Nimic nu ne îndreptățește însă, din cele văzute până acum, să spunem că această undă asociată este o undă de energie. Nu este vorba deci de o undă care transportă energie, cum ar fi energia sonoră, sau cum ar fi energia transportată de valurile mării. Este vorba, cum se spune, de o undă pilot, care ne permite la un moment dat, să situăm poziția particulei noastre în spațiu, sau mai precis, care ne permite, cum s-a văzut mai târziu cu ocazia elaborării mecanicii ondulatorii, să cunoaștem probabilitatea de existență a unei particule într-un loc dat din spațiu. Privit ca particulă, fotonul ne permite să explicăm simplu și corect efectul fotoelectric. Asociindu-i o undă, putem explica un fenomen de difracție, de exemplu. Dacă urmărim reflexia unei raze X pe un cristal, tratăm problema ondulatoriu. Dacă vrem să explicăm efectul fotoelectric, efectul Compton etc. o putem face simplu, și cu o foarte bună aproximație, luând în considerare numai fotonul ca particulă. Avem ceva analog cu procedeele clasice din optica geometrică și din optica ondulatorie. Atâta vreme cât lucrăm cu fenomene unde fasciculele noastre de lumină erau delimitate de diafragme ale căror dimensiuni erau mari față de lungimea de undă asociată, procedeele simple de optică geometrică reprezentau cu suficientă acuratețe fenomenul. A trebuit să utilizăm teoria ondulatorie când am vrut să înțelegem, de exemplu, irizațiile observate când ne uităm la o sursă de lumină printre gene. Pentru foarte multe cazuri, mecanica elementară sau cel mult relativistă, este suficientă pentru a reprezenta foarte corect mișcarea unui electron. Aceste mecanici devin însă cu totul insuficiente când studiem trecerea unui electron printr-o rețea cristalină (unde obstacolele sunt de ordinul de mărime al unde asociate). Aici este marele merit al lui de Broglie. Generalizând atât de îndrăzneț – pentru orice particulă materială – raționamentele la care ajungem urmărind cu atenție fenomenele luminoase, a oferit un mijloc de înțelegere și de experimentare a fenomenelor de mare importanță în dezvoltarea fizicii, a permis să se pună bazele unor mecanici noi, mult mai adecvate studiului fenomenelor din lumea atomică și care au fost hotărâtoare în provocarea de experiențe care fac gloria fizicii moderne. Foarte repede, generalizarea lui de Broglie a întrunit adeziunea tuturor cercetătorilor, căci experiența i-a dat o confirmare strălucită. Proba experimentală a fost dată mai întâi prin studiul mișcării electronilor prin câmpurile de forță ale unei rețele cristaline. Un tânăr fizician german, Elsasser, spune cam așa: dacă Dl. de Broglie are dreptate, atunci electronii lovind o rețea cristalină trebuie să ofere efecte similare cu ale razelor X, dat fiind că unda asociată lor este de ordinul lungimilor de undă ale razelor X și de ordinul de mărime al echidistanțelor în rețelele cristaline. În adevăr, dacă evaluăm unda asociată a unui electron găsim, în primă aproximație:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{m\sqrt{2\frac{e}{m} \cdot U}},$$

unde  $U$  este potențialul accelerator în unități c.g.s. corespunzător vitezei  $v$  a electronului nostru.

$$\lambda = \frac{h}{(2meU)^{1/2}} = \frac{h}{(me\frac{V_{\text{volți}}}{150})^{1/2}} = \left(\frac{150}{V}\right)^{1/2} \cdot \frac{h}{\sqrt{me}} \sim \left(\frac{150}{V}\right)^{1/2} \cdot 10^{-8} \text{ cm},$$

sau

$$\lambda = \frac{12,205}{\sqrt{V_{\text{volți}}}} \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Aceasta înseamnă că unda asociată unui electron accelerat cu 100 volți este de:

$$\lambda = \frac{12,205}{\sqrt{100}} \cdot 10^{-8} = 1,22 \text{ \AA},$$

adică de ordinul Ångströmului, deci a razelor X medii.

Iată un tablou de câteva date pentru diverse particule și diferite tensiuni de accelerare:

Tensiunea de accelerare	Particula	Masa, în grame	$\lambda$ , în Å	$v$ , în cm/s
1 volt	electron	$9,1 \cdot 10^{-28}$	12	$5,9 \cdot 10^7$
10 000 volți	electron	$9,1 \cdot 10^{-28}$	0,12	$5,9 \cdot 10^9$
1 volt	proton	$1,67 \cdot 10^{-24}$	0,029	$1,38 \cdot 10^7$
	particulă $\alpha$ emisă de Ra	$6,6 \cdot 10^{-24}$	$6,6 \cdot 10^{-5}$	$1,51 \cdot 10^9$

Probele au fost făcute de către Davisson și Germer în America, pentru electroni mai lenți, și, mai târziu, de G.P. Thomson în Anglia, cu electroni rapizi și care au confirmat în totul prevederile lui de Broglie, cum vom vedea mai târziu. Putem să bănuim că dacă, întâmplător, s-ar fi dat peste un efect de difracție cristalină a electronilor în momentul discuțiilor asupra naturii lor, nu este exclus ca electronii să fi fost interpretați, mai întâi ca niște unde care se propagă și nu ca particule, așa cum au fost considerați exclusiv aproape 4 decenii.

### Câteva considerații asupra ecuației de legătură

Din:

$$\text{Energia particulei} = p \cdot v = mc^2 = m \cdot v \cdot V$$

deducem un rezultat, la prima vedere, paradoxal:  $v \cdot V = c^2$  și  $v = \frac{c^2}{V}$ . Dar pentru o particulă materială  $V < c$ , deci  $v > c$ , adică: unda asociată unei particule materiale s-ar propaga cu o viteză mai mare decât viteza luminii, ceea ce pare interzis, la prima vedere de teoria relativității. În primul rând, putem spune că  $v$  nu este o viteză legată de un transport de

energie, ci este o viteză care reprezintă o ficțiune de calcul. Dar putem să ne precizăm mai bine gândul amintindu-ne de celebrele controverse care au avut loc când cercetătorii se întrebau ce măsurăm noi când evaluăm viteza de propagare a unui semnal sonor sau luminos. Pentru moment, nu avem mijlocul să evaluăm timpul  $t$  pus de un punct al undei ca să parcurgă o distanță  $d$  oarecare – cu alte cuvinte, măsura directă a propagării unei unde sinusoidale – indefinită nu este încă posibilă. Ce s-a măsurat întotdeauna a fost viteza de propagare a unui semnal oarecare (o pocnitură de pistol, o explozie, un sunet de clopot, un semnal luminos etc.) al unei perturbații. Această perturbație este altceva decât o undă sinusoidală indefinită. O perturbație este suma a două sau mai multe unde sinusoidale, cu  $\lambda$  și amplitudini diferite, cu faze diferite și, în general, și cu viteze diferite. Avem, de fapt, un pachet de unde care ne apare prin însumarea lor sub forma unei perturbații, a unei modulații, care se propagă. Arago, în 1850, se întreba: „Când măsurăm propagarea unui semnal luminos, ce măsurăm? Propagarea unui front de undă sau a unui corpuscul?”

Foucault crezuse că este vorba de frontul undeii. Experiențele de mai târziu ale lui Michelson au infirmat-o, după cum vom înțelege îndată. În realitate, în măsurarea vitezei unui semnal, nu măsurăm nici propagarea frontului undeii, nici a unui corpuscul, ci măsurăm propagarea unui pachet de unde, a unui grup de unde. Precizăm: să ne reamintim din acustică evaluarea vitezei de propagare a unui pachet de unde. Fie două unde indefinite:

$$y_1 = a \sin \frac{2\pi}{\lambda_1} (x - v_1 t); y_2 = a \sin \frac{2\pi}{\lambda_2} (x - v_2 t);$$

$\lambda_1$  și  $\lambda_2$  au valori apropiate, tot așa și pentru  $v_1$  și  $v_2$ . Ambele vibrații se propagă după aceeași axă  $x$ . Tot după această axă,  $x$ , se va propaga suma acestor două vibrații. În adevăr, dacă facem suma amplitudinilor, avem:

$$y_1 + y_2 = y = a \sin \frac{2\pi}{\lambda_1} (x - v_1 t) + a \sin \frac{2\pi}{\lambda_2} (x - v_2 t);$$

$$y = 2a \sin \left[ \frac{\pi}{\lambda_1} (x - v_1 t) + \frac{\pi}{\lambda_2} (x - v_2 t) \right] \cos \left[ \frac{\pi}{\lambda_1} (x - v_1 t) - \frac{\pi}{\lambda_2} (x - v_2 t) \right];$$

$$y = 2a \sin \pi \left[ \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) x - \left( \frac{v_1}{\lambda_1} + \frac{v_2}{\lambda_2} \right) t \right] \cos \pi \left[ \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) x - \left( \frac{v_1}{\lambda_1} - \frac{v_2}{\lambda_2} \right) t \right].$$

Cum  $\lambda_1 - \lambda_2$  și  $v_1 - v_2$  sunt foarte mici, prin ipoteză, avem:

$$y = 2a \cos \pi \left[ d \left( \frac{1}{\lambda} \right) x - d \left( \frac{v}{\lambda} \right) t \right] \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - vt).$$

Rezultanta este o undă sinusoidală care se propagă cu viteza  $v$  și a cărei amplitudine este tot o funcție periodică de spațiu și timp. Faza acestei amplitudini poate fi adusă la forma cunoscută  $f(x - vt)$ , care, după calcule simple, are ca argument al termenului de propagare:

$$\pi d \left( \frac{1}{\lambda} \right) \left[ x - \frac{d \left( \frac{v}{\lambda} \right)}{d \left( \frac{1}{\lambda} \right)} t \right]$$

și care se propagă cu o viteză de propagare a grupului (a ansamblului):

$$u = \frac{d \left( \frac{v}{\lambda} \right)}{d \left( \frac{1}{\lambda} \right)} = \frac{\lambda dv - v d\lambda}{\lambda^2} = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda};$$

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}.$$

Avem deci un semnal, sau cum se mai spune, o perturbație, o *modulație*, care se propagă cu viteza  $u$  diferită de cea a unei purtătoare.

Schrödinger a emis, la un moment dat, părerea că putem să imaginăm o particulă ca fiind reprezentată printr-un pachet de unde, căci altfel această particulă nu ar putea fi percepută: de altfel, o particulă trebuie privită ca o îngrămădire de energie într-un spațiu mic dat. În cazul undelor asociate, trebuie să socotim că vom avea de-a face cu *viteza de grup* pentru evaluarea deplasărilor. Viteza de grup  $u$  este mai mică decât viteza unei purtătoare dacă  $\frac{dv}{d\lambda} > 0$ .

Dacă ne găsim într-un mediu dispersiv și nu în vid, semnalul se propagă cu o altă viteză decât unda purtătoare. În analogia noastră  $u = V =$  viteza particulei. În fine, expresia de mai sus, dată în frecvență, va avea forma:

$$\lambda = \frac{v}{\nu}, \text{ deci } u = V = \frac{d \left( \frac{v}{\lambda} \right)}{d \left( \frac{1}{\lambda} \right)} = \frac{dv}{d \left( \frac{1}{\lambda} \right)} = -\frac{dv}{\frac{d\lambda}{\lambda^2}} = -\lambda^2 \frac{dv}{d\lambda}; \quad V = -\lambda^2 \frac{dv}{d\lambda};$$

sau:

$$\frac{1}{v} = \frac{d \left( \frac{1}{\lambda} \right)}{d\nu} = \frac{d \left( \frac{v}{v} \right)}{d\nu} = \frac{v dv - v dv}{v^2 d\nu} = \frac{1}{v} - \frac{v}{v^2} \cdot \frac{dv}{d\nu} \quad \frac{1}{u} = \frac{1}{V} = \frac{1}{v} - \frac{v}{v^2} \cdot \frac{dv}{d\nu}$$

Fie, acum, un grup de unde care se propagă într-un mediu de indice de refracție  $n$ . Viteza unui semnal va putea fi socotită după relația:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}.$$

Ținând seama acum că lungimea de undă,  $\lambda$ , și viteza de grup,  $u$ , sunt funcții de indicele de refracție (în adevăr, când trecem dintr-un mediu în altul, ceea ce se conservă este frecvența vibrației; dacă  $\lambda$  este lungimea de undă în vid, valoarea ei fiind dată de  $\lambda = c/v$ , într-un mediu de indice  $n$ , vom avea  $\lambda_1 = v/v$ , unde  $v = c/n$ ; deci:  $\lambda_1 = c/(nv) = \lambda/n$ ; de exemplu, viteza de fază pentru lumina în vid este  $c$  și  $c/n$  în mediul de indice  $n$ ), cum:



$$\lambda_1 = \frac{\lambda}{n}, \quad \text{avem:} \quad d\lambda_1 = \frac{d\lambda}{n} - \frac{\lambda dn}{n^2}.$$

Idem, avem:

$$dv = -c \frac{dn}{n^2} = -v \frac{dn}{n}, \quad \text{c\u0103ci} \quad v = c/n.$$

Acestea ne duc pentru viteza de grup la valoarea:

$$u = v \left[ 1 + \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{\lambda} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}} \right].$$

Avem pentru  $u$  o rela\u021bie de forma:

$$u = v \left[ 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \right], \quad \text{unde} \quad \alpha = \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda},$$

care se reduce la:

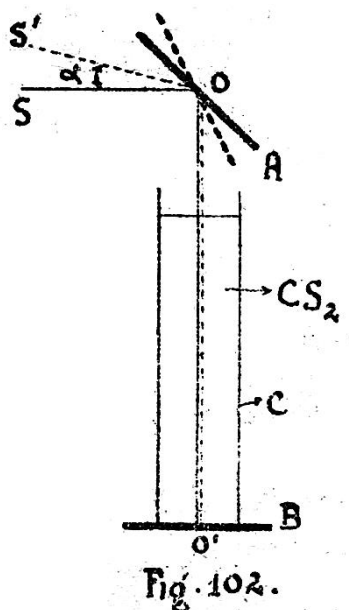
$$u = v(1 + \alpha),$$

put\u00e2nd neglija  $\alpha^2$ , c\u00e3ci  $\alpha$  este mic. Deci:  $u = v(1 + \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda})$ , form\u00e2 sub care este cunoscut\u00e2 curent *rela\u021bia lui Rayleigh* pentru viteza de grup. Aceast\u00e2 rela\u021bie a fost confirmat\u00e2 frumos de lucr\u00e2rile lui Michelson asupra vitezei de semnale luminoase \u00een lichide cu diferi\u021bi indici de refrac\u021bie.

M\u00e2sur\u00e2torile lui Foucault din 1850 au ar\u00e2tat c\u00e3 viteza luminii \u00een ap\u00e2 este mai mic\u00e2 dec\u00e2t \u00een aer, a\u021a cum ne putem a\u0217tepta, dat fiind c\u00e3 indicele apei este 1,33. Michelson, f\u00e2c\u00e2nd acelea\u021bi m\u00e2sur\u00e2tori pentru ap\u00e2, g\u00e2se\u0217te c\u00e3 viteza este tocmai  $\frac{c}{1,33}$ , a\u021a cum o prevedea Huyghens la \u00eenceput. Cum \u00eens\u00e2 \u00een teoria lui Huyghens se iau \u00een considerare vitezele de faz\u00e2, ar fi trebuit s\u00e2 ne a\u0217tept\u00e2m ca aceast\u00e2 concordan\u021b\u00e2 s\u00e2 nu fie chiar a\u021a de bun\u00e2. S-a putut b\u00e2nui c\u00e3 faptul vine de la aceea c\u00e3 apa nu este un mediu suficient de dispersiv, a\u021a \u00e2nc\u00e2t diferen\u021ba dintre viteza de faz\u00e2 \u0219i cea de grup s\u00e2 se poat\u00e2 manifesta. \u00c2n adev\u00e2r,

$$\frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda} = -7,5 \cdot 10^{-2}$$

pentru ap\u00e2. Acest factor este deci mic (el este negativ, a\u021a cum se \u00e2nt\u00e2mpl\u00e2 pentru toate mediile transparente). Pentru sulfura de carbon,  $\frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda} = -7,5 \cdot 10^{-2}$ , deci mult mai mare dec\u00e2t pentru ap\u00e2. Acest lucru l-a f\u00e2cut pe Michelson s\u00e2 m\u00e2soare viteza unor semnale luminoase \u00een sulfur\u00e2 de carbon. Experien\u021bele lui Michelson au fost f\u00e2cute dup\u00e2 schema din figura 102.



Cu ajutorul oglinzii rotative  $A$  se trimit, după axa cilindrului  $C$  – plin cu sulfură de carbon – semnale luminoase decupate din fasciculul continuu de lumină, venit din  $S$ . Aceste semnale, după ce trec prin vasul  $C$ , sunt reflectate de oglinda  $B$  în  $O'$ , se întorc pe același drum și ajung din nou pe oglinda  $A$ , după un timp corespunzător vitezei sale în  $CS_2$ . Oglinda  $A$  se găsește acum într-o poziție diferită de aceea în care se găsea când a trimis fasciculul după axa lui  $C$ . De aceea, lumina care a parcurs sulfura de carbon va fi înregistrată după o direcție  $OS'$ , făcând unghiul  $\alpha$  cu direcția  $OS$ . Cu acest unghi, cu viteza de rotație a oglinzii și cu datele din geometria montajului, se poate deduce viteza de propagare în  $CS_2$ . De data aceasta, rezultatele sunt nete și satisfăcătoare. Astfel, Michelson găsește că viteza în sulfura de carbon este de  $1,76 \pm 0,02$ , mai mică decât aceea prin aer. Indicele de refracție al lichidului nostru este 1,63. Această diferență vine tocmai din faptul că semnalul se propagă cu o viteză  $u$  diferită de viteza  $v$ , de fază. După rezultatele sale:

$$u = \frac{c}{1,76}, \text{ pe când } v = \frac{c}{1,63}, \text{ deci:}$$

$$\frac{v}{u} = \frac{1,76}{1,63}; \quad v = \frac{1,76}{1,63} u.$$

Din  $u = v(1 + \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda})$ , avem:

$$\frac{u-v}{v} = \frac{u - \frac{1,76}{1,63}u}{\frac{1,76}{1,63}u} = \frac{1,63-1,76}{1,76} = \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \approx 0,074,$$

în foarte bun acord cu ceea ce teoria cere. Michelson a mai repetat experiențele sale cu diferite raze monocromatice și a observat cum viteza de propagare scade când trecem de la roșu la violet, așa cum trebuia să ne șteptăm dat fiind că indicele  $n$  crește de la roșu la violet.

## Unele justificări ale reprezentării particulei printr-un pachet de unde

Se poate vedea, relativ simplu, cum reprezentarea particulei printr-un pachet de unde poate să ne explice egalitatea dintre viteza particulei și viteza de grup a pachetului care o reprezintă (cum a făcut-o Schrödinger). Unda asociată este  $\lambda = h/p$ , iar particula are energia  $\varepsilon = \lambda v$ . Fie:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}, \text{ unde } \lambda = \frac{v}{v} \text{ și } v \text{ este viteza de fază.}$$

Atunci:

$$\begin{aligned} u &= \lambda v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} = \lambda v - \lambda \frac{d(\lambda v)}{d\lambda} = \\ &= \lambda v - \lambda v - \lambda \cdot \lambda \cdot \frac{dv}{d\lambda} = -\lambda^2 \cdot \frac{dv}{d\lambda}. \end{aligned}$$

Înmulțind și împărțind prin  $h$ :

$$u = -\lambda^2 \cdot \frac{dv}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{h} \cdot h \cdot \frac{dv}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{h} \cdot \frac{d\varepsilon}{d\lambda}. \quad (\text{a})$$

Căci,

$$\varepsilon = \lambda v \quad \text{și} \quad \frac{d\varepsilon}{d\lambda} = h \cdot \frac{dv}{d\lambda}.$$

În mecanica clasică avem:  $\varepsilon = \frac{1}{2} m_0 V^2 =$  energia particulei; cum:

$$p = m_0 V, \quad \varepsilon = \frac{p^2}{2m_0},$$

scriind energia în funcție de impuls, relațiile (a) devin:

$$u = -\frac{\lambda^2}{h} \cdot \frac{d\varepsilon}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{h} \cdot \frac{d\varepsilon}{dp} \cdot \frac{dp}{d\lambda}.$$

Cum:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{și} \quad p = \frac{h}{\lambda}, \quad \text{iar} \quad \frac{dp}{d\lambda} = -\frac{h}{\lambda^2},$$

atunci:

$$u = -\frac{\lambda^2}{h} \cdot \frac{d\varepsilon}{dp} \cdot \left(-\frac{h}{\lambda^2}\right) = \frac{d\varepsilon}{dp} = \frac{d\left(\frac{p^2}{2m_0}\right)}{dp} = \frac{p}{m_0}, \text{ adică tocmai } V.$$

Cu alte cuvinte, găsim o justificare în a spune că particula noastră este reprezentată printr-un pachet de unde și că viteza sa de propagare este identică cu aceea a pachetului de unde în mediul dispersiv (vezi R.K. Darrow loc.cit.). În vid, vom ști că viteza particulei este egală cu aceea a vitezei de fază a undei asociate ( $\frac{dv}{d\lambda} = 0$ ), iar în mediul dispersiv cu aceea a vitezei de grup. Tot așa, reprezentarea particulei printr-un pachet de unde este valabilă și atunci când reprezentăm *relativist* energia particulei noastre ( $E = c\sqrt{m_0 c^2 + p^2}$ ). Pentru impuls, unda asociată și energie, avem relațiile:

– impulsul  $p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad p = \frac{h}{\lambda};$

– unda asociată

$$\lambda = \frac{h}{p}; \quad \frac{dp}{d\lambda} = -h \frac{d\lambda}{\lambda^2};$$

– energia

$$\varepsilon = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = c \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}.$$

Avem:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} = \lambda v - \lambda \frac{d(v\lambda)}{d\lambda} = -\lambda^2 \cdot \frac{dv}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{h} \cdot h \cdot \frac{dv}{d\lambda}$$

$$u = -\frac{\lambda^2}{h} \cdot \frac{d\varepsilon}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{h} \cdot \frac{d\varepsilon}{dp} \cdot \frac{dp}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{h} \cdot \frac{d\varepsilon}{dp} \cdot \left(-\frac{h}{\lambda^2}\right) = \frac{d\varepsilon}{dp}$$

dar:

$$\frac{d\varepsilon}{dp} = \frac{d}{dp} (c \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}) = c \frac{dp}{2 \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}} = \frac{cp}{\sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}} = \frac{cp}{\frac{\varepsilon}{c}} = \frac{pc^2}{\varepsilon},$$

apoi:

$$\frac{d\varepsilon}{dp} = \frac{pc^2}{\varepsilon} = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}} \cdot c^2 \frac{1}{\frac{m_0 c^2}{\sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}} \cdot \beta \cdot c \cdot \frac{\sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}}{m_0 c^2} = \beta \cdot c = \frac{V}{c} \cdot c = V,$$

deci:

$$u = V.$$

Q.E.D.

Presupunem acum un electron care pătrunde într-un cristal. În acest caz, energia lui va fi:

$$\varepsilon = mc^2 + U,$$

unde  $U$  este energia potențială datorită acțiunii sarcinilor electrice din cristal. Se vede ușor că, și în acest caz, viteza de propagare a pachetului de unde ce-l reprezintă este aceeași cu viteza de propagare a electronului. Avem:

$$\varepsilon = c \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2} + eV.$$

În cazul precedent am văzut că:

$$u = \frac{d\varepsilon}{dp} = \frac{2pc}{2 \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}} = \frac{c^2 p}{c \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}} = \frac{c^2 p}{\varepsilon - eV}.$$

Aici:  $\varepsilon - eV = mc^2$ , iar:

$$\frac{c^2 p}{\varepsilon - eV} = \frac{c^2 p}{mc^2} = c^2 \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{1}{m_0 c^2} \cdot \sqrt{1-\beta^2} = \beta c = V.$$

Deci:

$$u = \frac{d\varepsilon}{dp} = V.$$

Q.E.D.

Fie că ținem seama numai de energia cinetică a particulei, fie că socotim energia particulei ca suma energiei de masă și a energiei sale cinetice, fie, în fine, dacă în evaluarea energiei ținem seama și de energia potențială, când este cazul, găsim că viteza de grup a pachetului de unde care reprezintă particula este tocmai viteza sa de propagare ( $u = V$ ). Când un electron trece din vid într-un cristal, ne apar energii potențiale și electronul își schimbă viteza. Aceasta ne va duce la definirea unui indice de refracție, pentru undele asociate.

Davisson și Germer au găsit un indice de refracție pentru electronii care trec din aer în nichel. Putem evalua ușor, în primă aproximație, indicele de refracție al unei unde asociate. Prin definiție:  $n = \frac{p_2}{p_1}$  și cum

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{m_2 V_2}{m_1 V_1}.$$

Energia totală  $\varepsilon$  a electronului rămâne neschimbată când acesta trece prin suprafața de separare. Viteza lui variază, dar variază și energia potențială; în consecință,  $\varepsilon$  rămânând constant și frecvența undei asociate rămâne constantă, întrucât  $\varepsilon = \lambda v$ . Scriem că energia potențială în vid este  $m_1 c^2$  și că energia particulei în cristal este:

$$m_2 c^2 + E_{pot},$$

așa că

$$m_1 c^2 = m_2 c^2 + E_{pot};$$

$$1 = \frac{m_2}{m_1} + \frac{E_{pot}}{m_1 c^2};$$

dar

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta_2^2}}}{\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta_1^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V_2^2}{c^2}}} \cdot \sqrt{1-\frac{V_1^2}{c^2}} = \left(1 - \frac{V_1^2}{c^2}\right)^{1/2} \cdot \left(1 - \frac{V_2^2}{c^2}\right)^{-1/2},$$

deci

$$\frac{m_2}{m_1} = \left(1 - \frac{V_1^2}{c^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{V_2^2}{2c^2}\right) = 1 + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2c^2}, \text{ căci } V \ll c.$$

Apoi,

$$\frac{m_2}{m_1} = 1 - \frac{E_{pot}}{m_1 c^2},$$

deci:

$$1 - \frac{E_{pot}}{m_1 c^2} = 1 + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2c^2} = \left[\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^2 - 1\right] \cdot \frac{V_1^2}{c^2}$$

$$-\frac{E_{pot}}{\frac{mV_1^2}{2}} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^2 - 1;$$

$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^2 = 1 - \frac{E_{pot}}{E_{cin}}.$$

În fine:

$$n = \frac{p_2}{p_1} = \frac{m_2 V_2}{m_1 V_1} = \left(1 - \frac{E_{pot}}{m_1 c^2}\right) \sqrt{1 - \frac{E_{pot}}{E_{cin}}};$$

și cum

$$E_{pot} \ll m_1 c^2 \quad n = \left[1 - \frac{E_{pot}}{E_{cin}}\right]^{1/2}.$$

Această relație ne permite, cunoscând pe  $n$ , să găsim energia potențială a unui electron într-o rețea cristalină. Indicele de refracție,  $n$ , poate fi evaluat mai simplu, considerând de la început că vitezele electronilor sunt mici, astfel încât ne putem lipsi de relativitate.

Când un electron traversează suprafața de separare a două medii, viteza lui se schimbă, deci și energia lui cinetică; dar variază și energia lui potențială, a.î. încât energia lui totală nu se schimbă.



Fig. 103.

Fie  $U_1$  și  $U_2$  energiile potențiale ale electronului în cele două medii și  $U = U_2 - U_1$  diferența de energie potențială a particulei între mediul II și I. Fie:  $\varepsilon_1 = \frac{p_1^2}{2m}$  și  $\varepsilon_2 = \frac{p_2^2}{2m}$  energiile cinetice ale electronului în cele două medii. Legea conservării energiei cere ca:

$$U_1 + \varepsilon_1 = U_2 + \varepsilon_2 \text{ sau } \frac{p_1^2}{2m} = U + \frac{p_2^2}{2m}.$$

Indicele de refracție este  $n_{2,1} = p_2/p_1$ , deci:

$$n_{2,1} = \sqrt{1 - \frac{2Um}{p_1^2}} = \sqrt{1 - \frac{U}{\varepsilon_1}}; \quad n_{2,1} = \sqrt{1 - \frac{E_{pot}}{E_{cin \text{ in mediul } 1}}}.$$

## Unele precizări

Expunerea elementară de mai sus poate fi precizată mai bine ținând seama și de alte considerente teoretice din domeniul radiațiilor luminoase. Din optică ne reamintim că drumul razelor de lumină sau, dacă vrem, traiectoriile fotonilor noștri, sunt traiectoriile ortogonale ale suprafețelor de undă care reprezintă același fenomen.

Atâta vreme cât obstacolele din calea traiectului luminos sunt mari față de lungimea de undă, nu avem a ține seama de fenomenele de difracție în calcularea traiectului luminos. Aceste calcule se fac atunci după legile opticii geometrice, care spun că lumina se propagă în linie dreaptă într-un mediu de indice de refracție constant. Drumul unei raze de lumină nu este influențat de celelalte raze care iau parte la fenomenul luminos studiat. Lumina urmează același drum optic, oricare ar fi sensul după care acest drum este parcurs. Când o rază de lumină ajunge la o suprafață de separare a două medii cu indici diferiți, traiectul luminos este condiționat de legile clasice ale reflexiei și refracției. Legile de mai sus sunt rezumate în principiul lui Fermat în ce privește drumurile optice, *nl*. Principiul lui Fermat spune:

– drumul luminii printr-o serie de medii cu indicii respectivi  $n_i$ , este astfel încât  $\sum n_i l_i$  să aibă o valoare extremă față de drumurile învecinate acestui traiect. Pentru cazul unor medii unde indicele variază în mod continuu, avem reprezentarea cunoscută a principiului lui Fermat:

$$\int_A^B n dl = \text{o valoare extremă}$$

sau, ceea ce revine la același lucru:

$$\delta \int_A^B n dl = 0,$$

unde  $A$  și  $B$  sunt două puncte între care se consideră traiectul luminos. Aici  $n$  reprezintă indicele de refracție în raport cu vidul. După definiția drumului optic, știm că două drumuri sunt echivalente când:

$$n_1 l_1 = n_2 l_2.$$

Aceste drumuri,  $l_1$  și  $l_2$ , sunt parcurse de lumină în același timp, adică:  $\frac{l_1}{v_1} = \frac{l_2}{v_2}$ , ceea ce înseamnă că:  $\frac{n_1}{n_2} = \frac{v_2}{v_1}$ . Fie atunci  $n$ , un indice în raport cu vidul. Cum indicele vidului este 1,

$$\frac{n}{n_{\text{vid}}} = \frac{c}{v}, \quad n = \frac{c}{v},$$

unde  $c$  este viteza luminii în vid și  $v$  aceea în mediul de indice  $n$ . Acestea fiind, relația lui Fermat capătă o altă formă cunoscută:

$$\delta \int_A^B n dl = \delta \int_A^B \frac{c}{v} dl,$$

ceea ce revine la a spune că:

$$\delta \int_A^B \frac{dl}{v} = 0.$$

$v$  este ceea ce se mai numește și viteza de propagare a fazei (în cazul unei unde indefinite).

În aceste formule, se presupune cunoscută o relație care să ne dea pe  $n$  sau pe  $v$  în funcție de coordonatele locului. Mecanica analitică ne oferă un principiu analog pentru cazul unei particule materiale care urmează legile mecanicii; e vorba de principiul celei mai mici acțiuni, al lui Maupertuis.

*Reamintesc:*

Plecăm de la noțiunea de acțiune introdusă de Hamilton și care joacă un rol esențial în teoria cuantelor. Dacă  $T$  este energia cinetică a sistemului în studiu, la un moment dat,  $\delta x_i, \delta y_i, \delta z_i$ , niște deplasări virtuale compatibile cu legăturile, principiul lui Hamilton se exprimă prin:

$$\int_{t_0}^{t_1} \left[ \delta T + \sum_1^i (X\delta x_i + Y\delta y_i + Z\delta z_i) \right] dt = 0$$

care, în cazul în care forțele aplicate sistemului derivă dintr-un potențial, devine:

$$\int_{t_0}^{t_1} [\delta T - \delta W] dt = 0$$

adică:

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} (T - W) dt = \delta \int_{t_0}^{t_1} L dt = 0$$

unde, funcția lui Lagrange  $T - W$  – sau *potențialul cinetic*, cum se mai numește – este reprezentată, ca de obicei, prin litera  $L$ . Prin aceasta, principiul lui Hamilton ia forma simplă:

$$\delta A = 0$$

unde:  $\int_{t_0}^{t_1} L dt = A$  = ceea ce se numește acțiunea sistemului între punctele  $t_0$  și  $t_1$ . Prin aceasta, mecanica analitică ne oferă și ea un principiu extremal, numit **principiul lui Hamilton**, care se traduce în cuvinte astfel:

Pentru un sistem unde forțele aplicate posedă un potențial (fie el sau nu funcție de timp) pentru care cunoaștem configurațiile la momentele  $t_0$  și  $t_1$ , acțiunea  $A$  suferă o variație nulă când trecem de la mișcarea efectivă la o mișcare infinit vecină și compatibilă cu legăturile.

În cazul particular când energia potențială și legăturile sunt independente de timp (avem un sistem conservativ), energia totală este:

$$E = T - W = \text{constantă.}$$



Avem:

$$A = \int_{t_0}^{t_1} L dt = \int_{t_0}^{t_1} (2T - E) dt = \int_{t_0}^{t_1} 2T dt - E(t_1 - t_0)$$

și, cum  $\delta E = 0$ , principiul lui Hamilton devine:  $\delta \int_{t_0}^{t_1} 2T dt = 0$  (am ținut seama mai sus de relația:  $E = T - W$ , unde  $W = E - T$ , deci:  $L = 2T - E$ ). Mai știm că  $\delta \int_{t_0}^{t_1} 2T dt = 0$  reprezintă principiul celei mai mici acțiuni al lui Maupertuis, care arată că drumul pe care îl parcurge un sistem când evoluează între  $A$  și  $B$  este cel pentru care integrala lui Jacobi este un minim. Principiul lui Maupertuis exprimă o proprietate geometrică, oarecum independentă de noțiunea de timp, e o proprietate a traiectoriilor. De aceea e convenabil să ne servim de ea pentru a găsi ceva analog principiului lui Fermat, când ne vom ocupa de particule cărora știm că le putem aplica legile clasice ale mecanicii. Acestea fiind, să exprimăm principiul lui Maupertuis, introducând drumul în locul timpului, drept coordonată de integrare; avem, succesiv:

$$\begin{aligned} \delta \int_A^B 2T dt &= \delta \int_A^B mV^2 dt = \delta \int_A^B m \cdot V \cdot \frac{dl}{dt} dt = \\ &= \delta \int_A^B mV dl = \delta \int_A^B V dl = 0. \end{aligned}$$

Putem face câteva raționamente în continuare.

Reprezentăm lumina prin niște unde, care se propagă cu o viteză de fază,  $v = \frac{c}{n}$ . Cu ajutorul acestor unde ne explicăm, în special, fenomenele de interferență și difracție, atunci când natura fenomenului studiat face să intervină aceste manifestări (obstacole foarte mici în calea luminii, de exemplu). Când fenomenele de difracție nu intervin, tratăm problema de optică prin optica geometrică. Principiul lui Fermat rezumă metodele de lucru în optica geometrică. Am văzut, la începutul acestui curs, cum necesitatea înțelegerii efectului fotoelectric, a efectului Compton etc., a dus la necesitatea admiterii unor particule de energie luminoasă, a fotonilor,  $h\nu$ . Undele lui Huyghens sunt niște unde asociate fotonilor. Dacă vrem, ca Louis de Broglie, să asociem o undă oricărei particule, ținem seama de rezultatele obținute la lumină. Fotonii se mișcă după niște traiectorii care se supun principiului lui Fermat. Ținând seama de viteza de fază,  $v$ , a undei asociate fotonului, principiul lui Fermat este, pentru lumină, exprimat prin:

$$\delta \int_A^B \frac{dl}{v} = 0. \quad (1)$$

Fie acum o particulă materială. Presupunem că suntem în cazul în care mișcarea ei, după legile mecanicii clasice, se exprimă simplu, prin principiul lui Maupertuis, după relația de mai sus:

$$\delta \int_A^B V dl = 0. \quad (2)$$

Vrem să asociem acestei particule o undă, așa cum am făcut la lumină. Din examinarea relațiilor (1) și (2), vedem că asocierea corectă a acestei unde se face observând că viteza ei de fază,  $v$ , este de forma:  $k \cdot \frac{1}{v}$ , unde  $k$  este o constantă. Fie acum  $E$ , energia totală a particulei noastre. Energia sa cinetică  $T$  este:  $T = E - W$ , dacă  $W$  este energia sa potențială la un moment dat. Putem scrie pentru particula noastră:

$$\frac{mV^2}{2} = E - W \quad \text{și} \quad V = \sqrt{\frac{2(E-W)}{m}}.$$

Viteza de fază,  $v$ , a unei noastre, asociată particulei, va fi deci de forma:

$$v = k \cdot \frac{1}{v} = k \cdot \frac{1}{\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{m}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E-W}} = \frac{\alpha}{\sqrt{E-W}},$$

cu  $\alpha = k \sqrt{\frac{m}{2}} = \text{constantă}$ .

Putem face introducerea elementului de periodicitate corespunzător unei noastre asociate cu ajutorul noțiunii de cuantă de energie,  $h\nu$ . Pentru fotoni,  $h\nu$  reprezintă energia totală. Tot așa vom spune că energia totală a particulei noastre poate fi reprezentată printr-o cuantă de energie, așa că  $E = h\nu$ . Aceasta ne duce, pentru viteza de fază a unei asociate, la o expresie de forma:  $v = \frac{\alpha}{\sqrt{h\nu-W}}$ . Punctul nostru material se mișcă având o viteză  $V$ , pe care o putem măsura, după cum măsurăm și în cazul undelor viteza de grup, viteza de propagare a unui semnal (așa după cum am văzut în altă parte a acestui curs). E natural să ne gândim atunci să introducem și o condiție suplimentară pentru unda noastră, aceea ca viteza de grup,  $u$ , să fie tocmai viteza  $V$  a particulei noastre. Aceasta ne duce la reprezentarea particulei noastre printr-un grup de unde așa cum am făcut-o Schrödinger – și am discutat-o, de altfel, în altă parte. Arătasem că avem, pentru viteza de grup, relații de forma:

$$u = \frac{d\left(\frac{v}{\lambda}\right)}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = -\lambda^2 \cdot \frac{dv}{d\lambda} \cdot \frac{1}{u} = \frac{d\left(\frac{v}{\lambda}\right)}{dv}; \quad u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}.$$

Punând că viteza de grup,  $u$ , este egală cu viteza particulei,  $V$ , avem:

$$\frac{d\left(\frac{v}{\lambda}\right)}{dv} = \frac{1}{u} = \frac{1}{V} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{m} \cdot (E-W)}} = \sqrt{\frac{m}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E-W}} = \frac{\alpha}{k} \cdot \frac{1}{\sqrt{E-W}}$$

adică:

$$d\left(\frac{v}{\lambda}\right) = \frac{\alpha}{k} \cdot \frac{1}{\sqrt{E-W}} \cdot dv \quad \frac{v}{\lambda} = \frac{\alpha}{k} \int \frac{1}{\sqrt{E-W}} \cdot dv$$

$$\frac{v}{\lambda} = \frac{\alpha}{k} \int \frac{dv}{\sqrt{h\nu-W}} = \frac{\alpha}{k} \cdot \frac{2}{h} \cdot \sqrt{h\nu-W}$$

și, în concluzie:

$$v = h\nu \cdot \frac{k}{2\alpha} \cdot \frac{1}{\sqrt{h\nu-W}} = h\nu \frac{k}{2k\sqrt{\frac{m}{2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{h\nu-W}}$$

$$v = \frac{hv}{\sqrt{2m}} \cdot \frac{1}{\sqrt{hv-W}}$$

Aceasta ne fixează deci valoarea constantei  $\alpha$ , dedusă, după cum am văzut, socotind că viteza de grup a undei asociate este tocmai viteza particulei noastre. Punând condițiile de mai sus undei noastre asociate, am ajuns la reprezentarea vitezei de fază în funcție de frecvența undei ( $v = \frac{\alpha}{\sqrt{hv-W}}$ ). Aceasta înseamnă, în limbaj optic, că există o dispersie pentru unda asociată. Suntem tocmai în cazul când viteza de grup diferă de viteza de fază. În definitiv, unda asociată particulei are o viteză de fază:

$$v = \frac{hv}{\sqrt{2m(hv-W)}} = \frac{hv}{\sqrt{2m(E-W)'}}$$

ceea ce ne duce la o lungime de undă  $\lambda$  corespunzătoare:

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{h}{\sqrt{2m(E-W)'}}$$

Aceasta este relația lui de Broglie, dedusă pe altă cale mai înainte. În cazul particular al unei particule cu o energie cinetică  $E$ , care se mișcă într-un spațiu unde nu se mai exercită nici o forță asupra ei, cum ar fi un electron care s-ar mișca într-un spațiu fără câmp electric sau câmp magnetic, și unde neglijăm câmpul gravitațional, deci în cazul când  $W = 0$ , adică cel tratat mai simplu la început:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p}$$

În ceea ce privește indicii de refracție ai acestor unde, se poate ajunge imediat la evaluarea lor din cele de mai sus. Prin însăși definiția lor, între indicii de refracție și vitezele de propagare în mediile respective avem:  $n_1 v_1 = n_2 v_2 = \dots = n_i v_i$ , unde  $n_1, n_2, \dots, n_i$  sunt indicii absoluți, adică indicii mediilor respective în raport cu vidul. Iar indicele unui mediu,  $i$ , în raport cu un alt mediu,  $m$ , este:  $n = n_{i,m} = \frac{n_i}{n_m}$ .

Fie acum două medii, 1 și 2, unde vitezele de propagare sunt:

$$v_1 = \frac{hv}{\sqrt{2m(E-W_1)}} \quad \text{și} \quad v_2 = \frac{hv}{\sqrt{2m(E-W_2)'}}$$

Între indicii absoluți respectivi avem relațiile:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\frac{hv}{\sqrt{2m(E-W_1)'}}}{\frac{hv}{\sqrt{2m(E-W_2)'}}} = \sqrt{\frac{E-W_2}{E-W_1}} = n_{2,1} = n,$$

deci  $n$  reprezintă indicele de refracție al mediului 2 în raport cu mediul 1. Pentru un corpuscul care ar trece dintr-un mediu unde  $W_1 = 0$ , în altul unde  $W_2 = W$  (cum ar fi un electron care ar trece din vid într-un cristal), indicele de refracție  $n_{2,1} = n$  este

$$n = \sqrt{\frac{E-W}{E}} = \sqrt{1 - \frac{W}{E}},$$

relație găsită printr-un alt raționament mai înainte. Și aici,  $n_1v_1 = n_2v_2 = \dots = n_iv_i$  pentru o particulă de energie  $E$ , și unde  $n_i$  este indicele unui mediu de energie potențială  $W_i$  față de un mediu cu energie potențială nulă pentru particula noastră; prin analogie, să-i numim și pe acești indici, *indici absoluți de refracție*. Valoarea comună a acestor produse este:

$$n_iv_i = \sqrt{\frac{E-W_i}{E}} \cdot \frac{h\nu}{\sqrt{2m(E-W_i)}} = \frac{h\nu}{\sqrt{2mE}} = \frac{E}{\sqrt{2mE}} = \sqrt{\frac{E}{2m}} = \text{constant}$$

pentru o particulă de energie  $E$  dată. După ce această noțiune, atât de fructuoasă, a fost introdusă de de Broglie, era natural să se meargă mai departe pe această cale. Analogia cu optica trebuia continuată. În optică, atunci când în mediile unde trebuie studiate undele luminoase, obstacolele sau singularitățile sunt de ordinul de mărime al lungimilor de undă luate în considerare, se urmărește fenomenul cu ajutorul ecuației diferențiale de propagare a undei respective. Ne reamintim că această ecuație este:

$$\Delta\Psi = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{d^2\Psi}{dt^2},$$

unde  $\Delta\Psi$  în coordonate rectangulare este:

$$\Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2},$$

iar în coordonate polare:

$$\Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial\Psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{1}{\sin\delta} \cdot \frac{\partial}{\partial\delta} \cdot \sin\delta \cdot \frac{\partial\Psi}{\partial\delta} + \frac{1}{\sin^2\delta} \cdot \frac{\partial^2\Psi}{\partial\varphi^2},$$

așa cum se poate vedea printr-o schimbare de coordonate. În cazul undelor asociate particulelor materiale, atunci când dimensiunile singularităților mediilor unde ele se propagă sunt de ordinul de mărime al undelor asociate particulelor, ne servim de undele acestea spre a reprezenta fenomenul. Și aici, studiem fenomenul urmărind propagarea acestor unde. Vom utiliza, ca în cazul luminii, ecuația de propagare clasică, unde vom pune pentru  $v$  valoarea socotită mai sus. Deci:

$$\Delta\Psi = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2}, \quad (\text{a})$$

$$\text{unde } v = \frac{h\nu}{\sqrt{2m(E-W)}}$$

Rămâne de văzut ce înseamnă acest  $\Psi$  în cazul undelor asociate particulelor materiale. Înainte însă de a da o astfel de interpretare, să considerăm, ca și în optică, așa cum a făcut Schrödinger, că acest  $\Psi$  este o funcție pur periodică de timp, adică de forma:

$$\Psi = \psi \cos \omega t = \psi \cos(2\pi/T) = \psi \cos 2\pi\nu t.$$

Utilizând, pentru ușurință, ca reprezentare a lui  $\Psi$  funcția de timp complexă:  $\Psi = \psi e^{2\pi i\nu t}$  avem:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = 2\pi i\nu \psi e^{2\pi i\nu t} \quad \text{și} \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 4\pi^2 \nu^2 \psi e^{2\pi i\nu t} = -4\pi^2 \nu^2 \Psi.$$

Ecuatia (a) devine:

$$\Delta \Psi = -\frac{1}{v^2} \cdot 4\pi^2 \nu^2 \Psi = -\frac{2m(E-W)}{h^2 \nu^2} \cdot 4\pi^2 \nu^2 \Psi$$

și, deci:

$$\Delta \Psi = \frac{8\pi^2 m}{h^2} \cdot (E - W) \Psi = 0.$$

Aceasta este relația, acum clasică, a lui Schrödinger. O vom studia la capitolul respectiv cu ocazia unei serii de aplicații. Am vrut să arăt, pentru moment, cât de mult s-a mers cu analogia între metodele de lucru din optica clasică și acelea care mânuiesc undele asociate particulelor materiale. Ecuatia lui Schrödinger este fundamentală pentru studiul lumii atomice, unde dimensiunile sunt tocmai de ordinul de mărime al undelor asociate particulelor din compunerea atomilor. Analiza ei va fi făcută în lecțiile destinate candidaților la licențe în științe fizice, ea cerând unele noțiuni mai aprofundate din domeniul mecanicii analitice, al relativității și al unor ecuații diferențiale.

## Probe experimentale

Unda asociată a fost controlată direct la electroni, protoni, atomi și molecule neutre. În 1923, Davisson și Kunsinan făcuseră, fără să le poată da o interpretare, experiențe de difracție de electroni. În 1924, Louis de Broglie dă teoria lui. În 1925, Elsasser spune că dacă de Broglie are dreptate, atunci electronii urmează să fie difracți de o rețea cristalină întocmai ca niște unde de raze X, dat fiind că  $\lambda$  asociată electronilor, pentru electroni de viteze obișnuite, este de ordinul de mărime al razelor X. În 1927, Davisson și Germer publică rezultate noi în legătură cu acelea din 1923 și interpretate în ipoteza nouă introdusă de Louis de Broglie. Cu această ocazie, ei determină și un indice de refracție pentru unda asociată. Legea lui de Broglie este satisfăcător verificată.

Davisson și Germer lucrau cu electroni lenți, deci indice de refracție mare. Lucrările sunt delicate. Pentru un control mai ușor și precis este avantajos de lucrat cu electroni rapizi

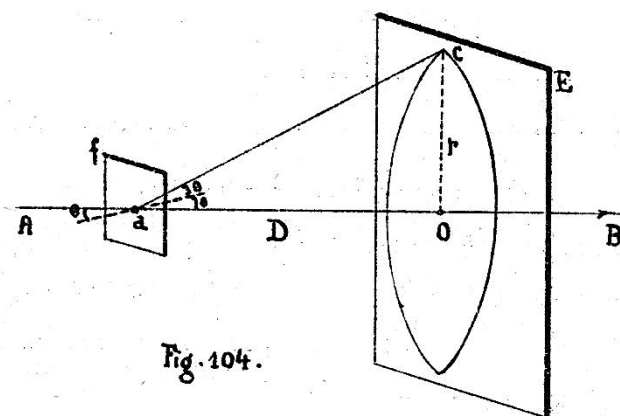
pentru care  $n$  tinde către unu, așa cum a făcut G.P. Thomson la început și mulți alții după el. Vezi, de exemplu:

G.P. Thomson (Proc.Roy.Soc.(A) 117,600, (1927), 119,651 (1929); 185,358, (1929); 133,1, (1931));

Rupp (Ann.d.Phys. 85,981, (1928); 1,773, (1929));

G.P. Thomson și W. Cochrane, Theory and Practice of Electron Diffraction (MacMillan, 1939).

G.P. Thomson a trecut electroni rapizi prin foi metalice foarte subțiri (de ordinul  $10^{-5}$ – $10^{-6}$  cm), cu structură microcristalină. Este o experiență gen Debye-Scherrer. Reamintesc sumar principiul (vezi fig. 104): un fascicul de electroni monocinetici și cât mai fin posibil, se propagă după direcția  $AB$  și lasă în  $O$  o urmă pe placa fotografică din  $E$ , dacă electronii nu întâlnesc nimic în calea lor.



Dacă în calea fasciculului se pune o foiță metalică subțire (așa ca electronii să poată trece prin ea), ne apar o serie de cercuri de difracție, extrem de bine definite, a căror dimensiuni și intensități depind de condițiile geometrice ale experienței, de rețeaua cristalină și de viteza electronilor. Dacă unda asociată,  $\lambda = h/p$ , are un sens, atunci figurile de difracție trebuie să fie aceleași cu cele care ar fi căpătate cu raze X de lungimea de undă respectivă. Fie  $\theta$  unghiul de reflexie selectivă pentru o echidistanță  $d$ , într-un microcristal din foiță, orientat convenabil. Reflexia selectivă se va face după direcția  $2\theta$  cu cea inițială,  $AB$ , și va atinge placa fotografică într-un punct  $C$ , așa încât:  $\text{tg}2\theta = \frac{r}{D}$  sau  $2\theta = \frac{r}{D}$ , când  $\theta$  este mic. După Bragg:

$$2d \sin\theta = n\lambda = 2d\theta,$$

deci:

$$n\lambda = 2d \frac{r}{2D} = d \frac{r}{D}.$$

Cum microcristalele noastre sunt orientate în toate direcțiile în spațiu, vom găsi fețe cristaline cu normalele astfel orientate încât diferitele raze difractate corespunzând echidistanței  $d$  să se găsească distribuite după generatoarele unui con cu deschiderea  $4\theta$ .

Fiecare dintre aceste conuri se întretaie cu placa fotografică după câte un cerc. Echidistanțele  $d$  sunt cunoscute prin razele  $X$ .

Vezi: F. Kirschner Phys.Zts. 31,1025, (1930); Zts.f.Phys. 76,576, (1932); J.C. Tappert Phys.Rev. 54,1085, (1938).

Se controlează și verifică astfel, în mod strălucit, relația lui de Broglie; cercurile dau pentru  $\lambda$  tocmai valoarea calculată prin formula sa. Difracția electronilor este curent utilizată astăzi în laboratoarele de fizică și de chimie fizică pentru analizele stării cristaline. Un dispozitiv gen G.P. Thomson este și un voltmetru de mare precizie, căci din diametrul cercurilor de difracție se poate determina voltajul accelerator. Dispozitivul poate fi aranjat așa încât să constituie unul dintre cele mai sensibile voltmetre pentru tensiuni înalte.

## Experiențele lui Davisson și Germer

(C. Davisson și L.H. Germer, Phys.Rev. 30,705, (1927); Proc.Nat.Acad.Scie. 14,317, (1928); L.H. Germer, Zts.f.Phys. 54,408, (1929); Phys.Rev., 56,58, (1939))

Ei au lucrat în laboratoarele de la Bell Telephon Company. Un fascicul de electroni este trimis pe un cristal de Ni. Se studiază distribuția intensității în fasciculul difractat (b) în funcție de unghiul dintre direcțiile de observare și de incidență. Prin rotație în jurul axei ( $\alpha$ ), se schimbă planurile cristaline care intră în joc (fig. 105, I).

Fasciculul (a) cade normal, aici, pe suprafața de nichel. Pentru a avea rezultate comparabile, se pune o mare grijă în purificarea și degazarea, în viduri înaintate ( $10^{-8}$  mm Hg), a suprafețelor cristaline. Încălzirea se face până la 1000 de grade. Se întrebuințează electroni de ordinul a câtorva zeci de volți. Exemplu de curbă de ionizare pentru cazul nichelului se vede în figura 105, II, unde se arată un maxim foarte ascuțit pentru un unghi de  $50^\circ$ , când electronii utilizați au 54 volți energie. Aici, cristalul are o poziție dată. Se rotește  $A$  și se urmărește ionizarea în funcție de viteza electronilor (reamintesc că  $\lambda$  asociată e de ordinul Ångströmului).

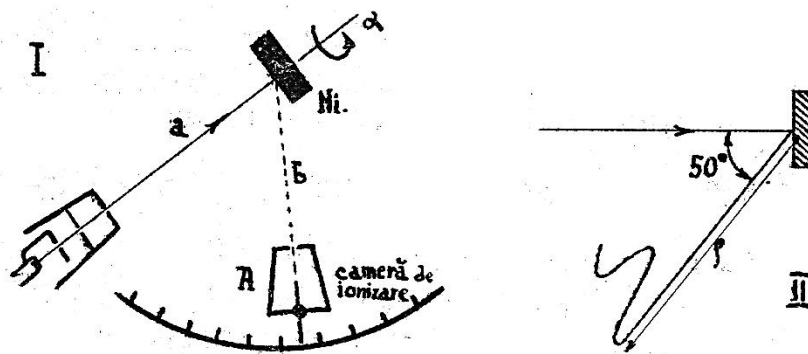
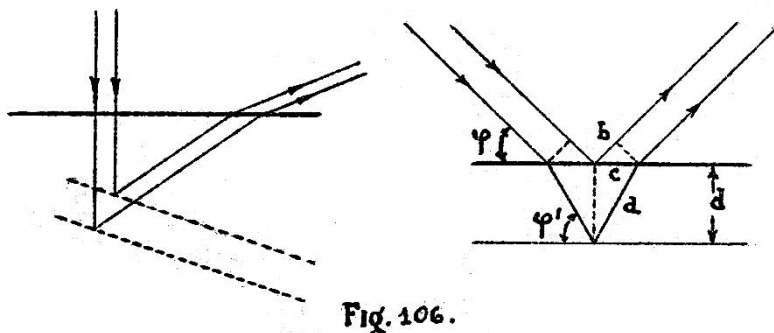


Fig. 105. s=intensitate.

Pentru verificarea teoriei lui de Broglie e nevoie însă de făcut corecțiile de indice de refracție, căci drumul fasciculelor difractate este aproximativ ca în figura 106. Formula lui Bragg trebuie să fie corectată în consecință.



Reamintim forma relației lui Bragg pentru cazul când indicele de refracție nu e neglijabil. Diferența de drum este:

$$\delta = 2na - 2b = 2(na - b) = 2\left(n\frac{d}{\sin\varphi'} - c \cos\varphi\right) = \frac{2d}{\sin\varphi'}\left(n - \frac{c}{d} \sin\varphi' \cdot \cos\varphi\right).$$

Dar  $c = d \operatorname{ctg}\varphi'$ , deci:

$$\delta = \frac{2d}{\sin\varphi'}\left(n - \operatorname{ctg}\varphi' \cdot \sin\varphi' \cdot \cos\varphi\right) = \frac{2d}{\sin\varphi'}\left(n - \cos\varphi' \cdot \cos\varphi\right).$$

Cum:

$$\frac{\cos\varphi}{\cos\varphi'} = n, \quad \sin\varphi' = \sqrt{1 - \cos^2\varphi'} = \sqrt{1 - \frac{\cos^2\varphi}{n^2}}$$

și

$$n - \cos\varphi' \cos\varphi = n - \frac{\cos^2\varphi}{n} = n\left(1 - \frac{\cos^2\varphi}{n^2}\right)$$

$$\delta = 2dn\left(1 - \frac{\cos^2\varphi}{n^2}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\cos^2\varphi}{n^2}}} = 2dn\sqrt{1 - \frac{\cos^2\varphi}{n^2}} = 2d\sqrt{n^2 - \cos^2\varphi}.$$

Atunci, dacă  $N$  este ordinul spectrului,  $N\lambda = 2d\sqrt{n^2 - \cos^2\varphi}$ .

Cunoscând  $n$ , se poate deduce energia potențială introdusă de rețeaua cristalină, căci:

$$n = \sqrt{1 - \frac{E_{pot}}{E_{cin}}},$$

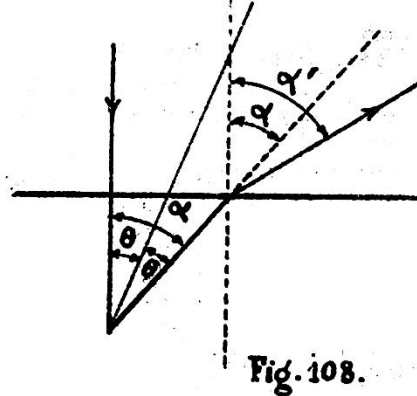
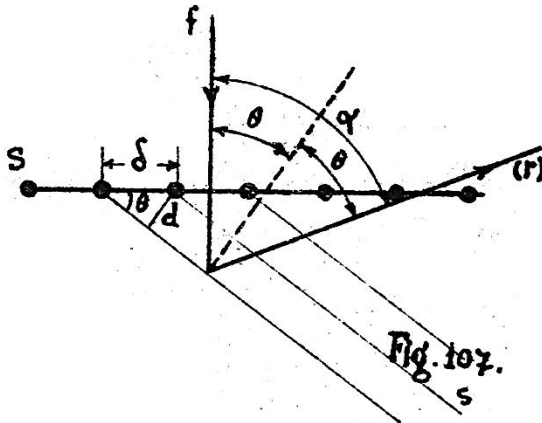
unde:

$$E_{cin} = mc^2 - m_0c^2 = eV \text{ sau, pentru viteze mici, } E_{cin} = (1/2)m_0v^2.$$



### Unele explicații mai în detaliu ale experiențelor lui Davisson și Germer

Cristalul de nichel se prezintă, ca orice cristal, printr-o serie de puncte difuzante, locurile unde se află atomii de nichel în rețeaua cristalină (fig. 107).



$S$  este fața asupra căreia cade normal un fascicul de electroni. Pe suprafața  $S$ , atomii se găsesc la o distanță  $\delta$  unii de alții. Electronii pătrund puțin în cristal, unde găsesc niște plane  $s$  cu o densitate suficient de mare de puncte difuzante și a căror normală face un unghi  $\theta$  cu fasciculul incident  $f$ . Echidistanța acestor plane este:  $d = \delta \sin\theta$ . Reflexia selectivă, după Bragg, dat fiind unda asociată  $\lambda$ , este:

$$n\lambda = 2d\cos\theta.$$

Introducând distanța  $\delta$  dintre atomii planului  $S$ , avem:

$$n\lambda = 2d \cos\theta = 2\delta \sin\theta \cos\theta = \delta \sin 2\theta,$$

unde  $2\theta$  este tocmai unghiul  $\alpha$  măsurat experimental dintre fasciculul incident și cel difuzat având maximum de intensitate. Deci:  $n\lambda = \delta \sin\alpha$ . Această socoteală e valabilă numai dacă electronii nu suferă și o refracție. Fasciculul  $f$ , căzând după normală, nu este refractat. Fasciculul  $(r)$  va ieși, datorită refracției, după o direcție  $\alpha' \neq \alpha$  (v. fig. 108). Fenomenul poate fi urmărit observând că unda asociată este diferită în vid și în cristal, căci viteza electronului este diferită. Fie  $\lambda_1$  și  $\lambda_2$  valorile lor în vid și în cristal. Atunci:

$$n_{2,1} = \frac{\sin \alpha'}{\sin \alpha} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{\sin \alpha'}{\sin 2\theta} \quad \text{și} \quad \lambda_1 = \lambda_2 \frac{\sin \alpha'}{\sin 2\theta}.$$

În interiorul cristalului, reflexia se face după relația  $n\lambda_2 = 2d \cos\theta$ , deci:

$$\lambda_1 = \frac{2d}{n} \cdot \frac{\cos\theta}{\sin 2\theta} \cdot \sin \alpha'$$

și rezultă:

$$n\lambda_1 = \frac{2d \cos \theta \sin \alpha'}{2 \sin \theta \cos \theta} = \delta \sin \alpha' \quad \text{căci} \quad \delta \sin \theta = d, \quad n\lambda_1 = \delta \sin \alpha',$$

o relație, deci, între unghiul de observație,  $\alpha'$ , echidistanța planului  $S$  și  $\lambda_1$  cunoscută din viteza electronilor utilizați. Pentru o reflexie de ordinul 1 – deci pentru  $n = 1$  – și pentru  $\alpha' = 50^\circ$ , socotim pe  $\lambda_1$  corespunzător la electroni de 54 Volți, iar pe  $\delta$ , după datele din raze X ca fiind de 2,15 Å, autorii găsesc o foarte bună verificare a relațiilor lui de Broglie:  $\lambda_1 = 2,15 \cdot \sin 50^\circ = 1,65 \text{ Å}$ .

Valoarea calculată pentru  $\lambda_1$  este de 1,66 Å. Experiența a fost repetată cu electroni de diferite viteze. Davisson și Germer au mai făcut și reflexii pe atomii din planuri  $S$ , utilizând incidența oblică. Ei observă: legea lui Bragg se respectă în aceea că unghiul de incidență este egal cu cel de reflexie.

Au menținut apoi unghiul de incidență fix și au variat energia electronilor. Avem de observat următoarele:

Cum:

$$n\lambda = 2d \cos \theta \text{ și, cum } \lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2meV}},$$

avem:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\sqrt{2meV}}{h} = \frac{n}{2d \cos \theta}.$$

Atunci, de câte ori  $\lambda$  va satisface condițiile lui Bragg, vom avea o reflexie selectivă după unghiul  $\theta$ . Această înseamnă că, în această observație,  $2d \cos \theta$  e constantă și că

$$V^{1/2} = \frac{h}{\sqrt{2me}} \cdot \frac{1}{2d \cos \theta} \cdot n = \text{const.} \times n,$$

Unde

$$\text{const.} = \frac{h}{\sqrt{2me}} \cdot \frac{1}{2d \cos \theta}.$$

Făcând deci o reprezentare grafică a rezultatelor, punând, de exemplu, în abscisă  $V^{1/2}$  și în ordonată intensitatea fasciculului reflectat, se vor căpăta o serie de maxime echidistante, dacă existența indicelui refracție nu s-ar resimți în aceste experiențe (vezi fig. 109). Figura reprezintă graficul unui caz de experiență. Se fixează unghiul  $\theta$  și se variază  $V$ . Se studiază variația intensității fasciculului reflectat în funcție de  $V$ . Dacă notăm pe abscisă punctele (1), (2), ..., (n), care corespund potențialelor pentru care ar trebui să avem diferitele ordine de reflexie selectivă, fasciculul reflectat ar avea o variație cam ca aceea din curba punctată. Linia plină reprezintă curba reală.

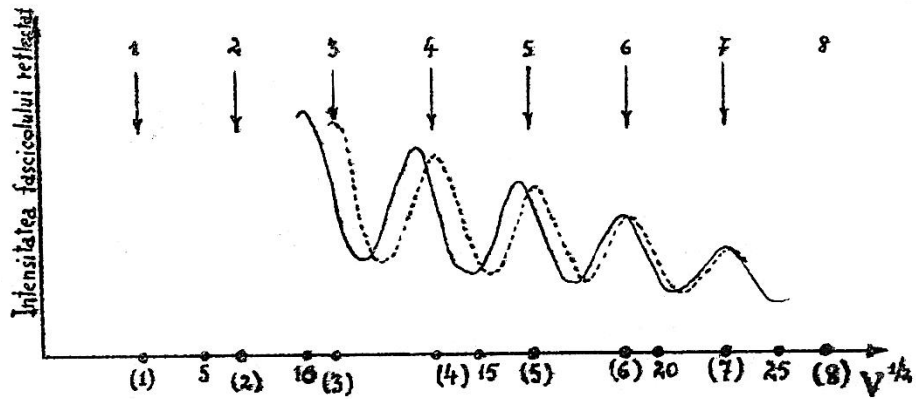


Fig. 109.

Realitatea arată că echidistanța maximelor nu se respectă riguros la viteze mici. Când viteza electronilor crește, maximele calculate și cele experimentale aproape coincid. Autorii au socotit, în fiecare moment, indicele de refracție utilizând relația lui Bragg, care ține seamă de  $n_{2,1}$ , și care este tocmai cauza acestor abateri. Ei găsesc că acest indice este mai mare decât 1, că este cu atât mai mare cu cât electronii sunt mai lenți, și că  $n_{2,1}$  este aproape 1 când electronii au viteză mai mare (de ordinul a peste 600 volți). Experiențele le-au permis să calculeze energia potențială a unui electron în interiorul unui cristal de nichel. Capătă pentru  $U$ , în eV o aceeași valoare, oricare ar fi viteza electronilor, dacă se servesc de relația:

$$n_{2,1} = \sqrt{1 - \frac{U}{A_{eV}}}$$

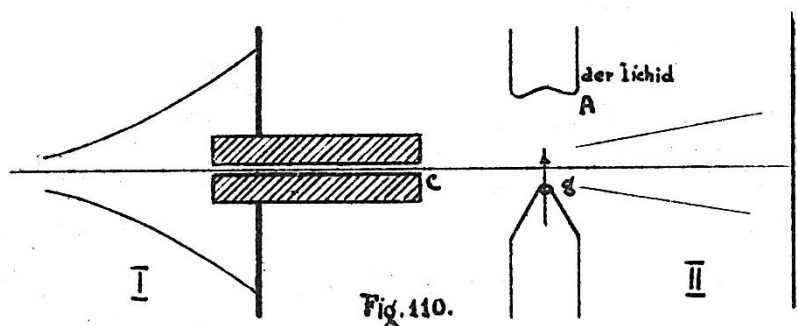
Astfel, găsesc, într-un caz de experiență, că  $n_{2,1} = 1,1$  pentru electroni de 100 V, de unde  $U = 21$  eV.

Aceste câteva date ne pot face să întrezărim cât de fructuoasă este noțiunea de undă asociată. Această undă e foarte mică pentru electroni (pentru electroni accelerați cu câteva zeci de mii de V), ea este mai mică de 1 Å. Acest fapt și-a găsit și o explicație strălucită în așa zisa *microscopie electronică*. Câmpuri electrice și magnetice, cu o simetrie cilindrică, pot constitui, în anumite condiții, niște veritabile lentile electronice (electronii plecând dintr-un punct obiect pot fi aduși într-un punct imagine). Prin combinații de astfel de lentile (magnetice sau electrostatice) se pot construi veritabile microscopie electronice. Interesul mare al acestor montaje este că putem atinge puteri măritoare mult superioare celor obținute prin microscopie optică, căci puterea de separare aici este mult mai mare. Lungimea de undă asociată electronului utilizat curent în microscopul electronic este de câteva mii de ori mai mică decât cea utilizată în microscopul obișnuit; de aici, posibilitatea de a avea mărimi curente de 20000 la 40000 diametri, fără a atinge încă puterea de separare corespunzând undelor asociate electronului.

Cu aceasta s-a deschis un câmp de cercetare imens, având imagini directe din microcosmosul până acum oprit investigațiilor directe. Este unul dintre marile succese ale opticii electronice și indirect, al relației lui de Broglie.

## Difracția electronilor în gaze

H. Mark și R. Wierl (Zts.f.Phys. 60,7011, (1930)) au dat figuri de difracție prin moleculele unui gaz. Metoda a adus informații foarte utile asupra distanțelor intramoleculare. Metoda de lucru se poate vedea din schema alăturată (fig. 110).



Printr-un canal *C*, lung și îngust, trece un fascicul fin de raze catodice obținute printr-o descărcare în hidrogenul din regiunea I. Nu trec prin canal decât raze monocromatizate printr-un câmp magnetic alternativ. Printr-o deschizătură mică *g*, vaporii în studiu intră în calea fasciculului. Pentru a evita prezența supărătoare a vaporilor în spațiul II, ei sunt prinși prin condensare cu aer lichid pe fundul vasului *A*. Rezultatele căpătate aici completează în mod fericit pe cele obținute cu ocazia studierii constituției moleculelor cu ajutorul spectrelor infraroșii, spectrelor de bandă, spectrelor Raman, efectului Kerr etc. Se capătă informații precise cu privire la distanțele dintre atomii unei molecule și se poate deduce poziția lor relativă în spațiu.<sup>19</sup>

Kikuchi (Jap.Journ.of Phys. 5,83, (1928); Nature 17,174 (1929)) a obținut fenomene de interferență, gen Laue, prin monocristale cum ar fi lame de mică subțiri (circa  $10^{-5}$  cm) și întrebuintând electroni de aproximativ 65000 V. Metoda a fost întrebuintată curent pentru a urmări evoluțiile stărilor cristaline la suprafețele subțiri.

Metodele acestea de mai sus sunt foarte practice, dat fiind marea sensibilitate a plăcilor fotografice pentru electroni, care face ca pozele să țină cam 1/10 sec, în timp ce difracțiile cu raze X se fac în expuneri de ordinul orelor. Fenomenul, în general, este vizibil și pe un ecran fosforescent.

<sup>19</sup> L.O. Brockway, Rev.of Mod.Phys. 8,231, (1936); P.P. Debye, Phys.Zts. 10,66,404, (1939).

## Spectrografia electronilor și a razelor $\beta$ cu ajutorul rețelelor artificiale (Spectrografie corpusculară)

Analiza unui fascicul de electroni se poate face, elegant și precis, cu ajutorul unei rețele artificiale, ca cele întrebuințate în optica obișnuită. Electronii sunt reflectați selectiv, după lungimile de unde asociate, corespunzătoare energiilor lor în electronvolți. Din lungimile de undă calculate cu ajutorul constantei rețelei și geometriei montajului, se deduce energia electronilor. Această metodă aduce servicii mari, în unele cazuri, de exemplu pentru analiza energiei nivelelor la elementele ușoare, unde spectrografia prin raze X este greoaie.

### Unde asociate protonilor

Experiențele acestea sunt mai grele, căci unda asociată este foarte mică, deci unghiurile de difracție sunt și ele foarte mici.

Dempster a făcut experiențe, însă puțin concludente. El obținea figuri de difracție complexe, reflectând protoni de 15000–40000 V pe un cristal de calcită. Figurile obținute nu au fost însă interpretate prea clar (A.I. Dempster Phys.Rev. 34,1493, (1929); 35,1405, (1930)). Tot în această ordine de lucru, Y. Sugiura (Inst.Phys.Chem.Res.Tokyo.Sci.Papers 16,29, (1931)), reflectă protoni de câteva sute de volți pe plăți metalice subțiri de Pt și W evaporate pe sticlă.

Rupp face experiențe cu raze canal de circa 200 000 V difractate de o foiță microcristalină de aur. Unda asociată pentru protoni,

$$\lambda = \frac{h}{Mv} = \frac{28,6}{\sqrt{V}} \cdot 10^{-10} \text{ cm},$$

e foarte mică și de aceea dispozitivele experimentale sunt mai greu de mânuit. Rupp a lucrat cam așa (vezi fig. 111):

În spațiul I se formează raze canal printr-o descărcare în  $H_2$  cu o tensiune de circa 2000 V. Prin cilindrii A, B, C protonii sunt accelerați până la vreo  $2 \cdot 10^5$  V. Distanța de la placa fotografică la foița de aur este de 3,5 m, pentru a avea un efect observabil, iar potențialul trebuie să fie mare pentru a asigura trecerea protonilor prin foița de aur.

Într-una dintre experiențe, Rupp găsește: 6,38, 6,40, 6,36,  $6,32 \cdot 10^{-12}$  cm pentru un  $\lambda$  calculat de  $0,64 \cdot 10^{-11}$  cm  $\sim$  0,64 u.x., ceea ce constituia o bună concordanță. De remarcat că aici  $\lambda$  are valori pe care nu le ating nici cele mai energice raze  $\gamma$  ale substanțelor radioactive.

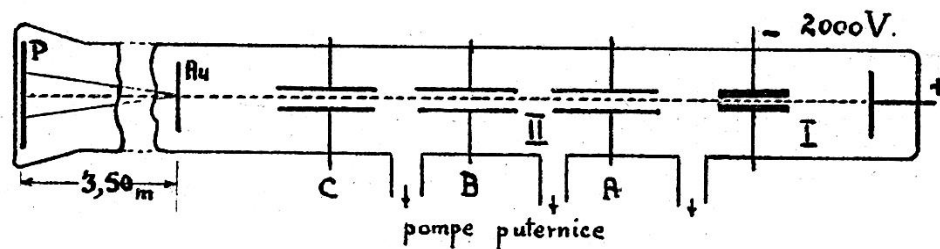


Fig. 111

P este placă fotografică.

### Unde asociate particulelor neutre

S-au făcut experiențe cu raze moleculare reflectate pe suprafețe cristaline; experiențe anevoioase. Ele se realizează cu așa-zisele raze moleculare. Moleculele unui gaz au o agitație termică complet dezordonată, datorită ciocnirilor dintre molecule. Dacă evaporăm, de exemplu, Na și lăsăm ca vaporii să intre, prin diafragme convenabile, într-un spațiu golit de gaze, aceste molecule se vor propaga în linie dreaptă, realizând o rază moleculară (Dunoyer le-a făcut cel dintâi în 1911). Cu ajutorul acestor raze moleculare, Wood, Knudsen, Stern, Born și alții au putut studia, în fenomene elementare, probleme puse de teoria cinetică a gazelor, ca: reflexii pe pereții vaselor, viteze datorate agitației termice, drumuri libere mijlocii etc. (detalii la teoria cinetică a gazelor). Aici e greu să căpătăm molecule monocinetice. Vitezele sunt distribuite, pentru o temperatură dată, după legile de probabilitate, în jurul unei viteze medii. Fenomenul va fi deci mai puțin net, ne va fi însă suficient ca să găsim și aici o justificare experimentală a unei asociații.

Ca prime experiențe, în acest domeniu, menționăm pe acelea ale lui I. Estermann și O. Stern (Zts.f.Phys. 61,65, (1930)). Ei au studiat reflexia de atomi neutri de He pe un cristal de LiF (vezi fig. 112).

Prin deschiderea  $O$  se trimite un fascicul fin de atomi de He în spațiul unde se găsește cristalul. Se caută unghiurile de reflexie selectivă. He vine dintr-o regiune caldă (câteva sute de grade), cu o viteză medie care se poate calcula după teoria cinetică a gazelor, dată fiind temperatura spațiului cald. La această temperatură corespunde deci o undă  $\lambda$  asociată, pe care voiau s-o controleze printr-o reflexie pe suprafața de fluorură de litiu care constituie o rețea cu două dimensiuni (atomii de He nu pot pătrunde, practic, deloc în interiorul unui cristal). Fasciculele reflectate selectiv sunt prinse în trompa  $T$ , unde pătrund prin deschiderea  $O'$ . Atomii de He creează în trompă o suprapresiune măsurată cu un indicator de presiune foarte sensibil. Estermann și Stern au studiat atomi de He cu viteze corespunzând agitațiilor termice cuprinse între 100 și 580 grade absolute. Au urmărit reflexiile atât pe LiF, cât și pe monocristale de NaCl. Ei găsesc, pentru unda lui de Broglie, valoarea calculată, cu o foarte bună aproximație. Tot ei au studiat și hidrogenul molecular pentru viteze corespunzătoare temperaturilor cuprinse între 290 și 580 grade absolute.

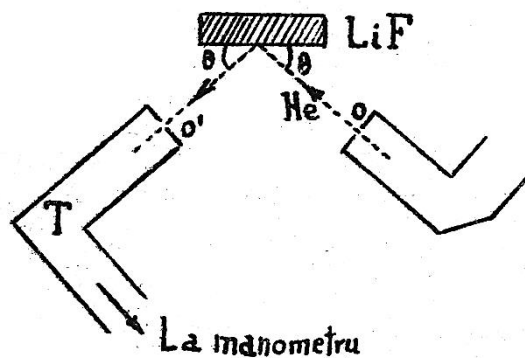


Fig. 112.

Pentru a obține fenomene și mai nete s-a lucrat cu două cristale, primul servind la o monocromatizare și mai precisă a fasciculului, care urma după aceea să fie analizat de cel de al doilea cristal (vezi I. Estermann, R. Frisch, O. Stern *Phys.Zts.* **32**,670, (1931); *Zts.f.Phys.* **73**,348, (1931)). Lungimea de undă, în asemenea cazuri, corespunde, cam cu 1% aproximație, la ceea ce se calculează după relația lui de Broglie. Măsurători mai precise au fost făcute de A. Ellet și R.M. Zabel (*Phys.Rev.* **37**,1112, (1931)), care utilizau indicatoare de presiune, gen Pirani, care pot detecta variații de presiune de ordinul a  $10^{-8}$  mm.Hg. Ei au studiat figurile de difracție date de He, Ne și Ar, pe un monocristal de sare gemă.

#### Notă

Se vede ușor că, în cazurile de mai sus, ordinul de mărime al undei asociate e convenabil pentru a le studia reflexia pe o suprafață cristalină cum ar fi NaCl sau LiF. Astfel, pentru molecula de H vom avea:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\frac{2}{N}v} = \frac{hN}{2v} \sim 10^{-8} \text{ cm},$$

unde  $N$  este numărul lui Avogadro, iar  $v$  este viteza medie a moleculelor de H, care, la temperaturile utilizate, este de ordinul  $10^5$  cm/sec. (Unda asociată e de ordinul dimensiunii atomice).

## Principiul de incertitudine

De Broglie a arătat care este sensul dualității undă-particulă pentru energia radiantă și a precizat cum acest dualism trebuie să aibă loc și la materie. Ne reamintim cum oamenii au ajuns, în cazul luminii, la noțiunile de undă și de particulă, noțiuni comode în explicarea diferitelor aspecte ale comportării luminii. Utilizăm niște construcții mintale pe care le adoptăm când ne permit să reprezentăm corect fenomenul. Așa s-a făcut la lumină, așa se face acum și pentru particule materiale, după cum a arătat de Broglie. Am adoptat la dimensiunile atomice, prin analogie, niște concepte formate în domeniul macroscopic, acelea de particule și de unde. Heisenberg (*Zts.f.Phys.* **43**,172, (1927)) și N. Bohr (*Nature*, **121**,580 (1928); *Naturw.* **16**,245, (1928)) fac o serie de considerente asupra naturii măsurătorilor fizice, considerate importante în consecințe, și care au avut darul să dea naștere la o serie de discuții filosofico-științifice în legătură cu determinismul legilor naturii.

Considerăm electronul, de exemplu, prin analogie cu noțiunea de corpuscul din lumea macroscopică, ca pe un corpuscul cu o masă de inerție  $m$  atunci când îl studiem cu ajutorul câmpurilor electrice și magnetice. Mecanica clasică, aceea pe care o aplicăm cu succes la mișcarea corpurilor cerești, ne-a învățat că dinamica unei particule ne permite să cunoaștem evoluția ei în timp, putând preciza în fiecare moment poziția și impulsul ei când cunoaștem poziția și impulsul inițial și natura forțelor care lucrează asupra ei. Experiențele de difracție a electronilor ne arată că acest lucru nu mai este posibil de interpretat cu noțiunea de corpuscul, dar am văzut că o putem face introducând noțiunea de undă asociată. În acest caz, considerăm electronul reprezentat printr-un pachet de unde care se extinde într-un element de spațiu  $\Delta v$ , unde avem o concentrare de energie. Deja această

imagine ne pune în încurcătură, căci tot ceea ce putem spune e că electronul se găsește, la un moment dat, în spațiul  $\Delta v$ , unde se manifestă pachetul de unde care îl reprezintă. Heisenberg demonstrează un principiu, numit principiul *de incertitudine*, care se referă la precizarea simultană a poziției și a impulsului unei particule. El arată că erorile  $\Delta q$  asupra poziției și  $\Delta p$  asupra impulsului, sunt legate printr-o relație de forma:

$$\Delta q \cdot \Delta p \geq h.$$

Dacă vrem să avem deci o precizie mare asupra coordonatelor geometrice, condiționăm eroarea supra coordonatelor dinamice, care în orice caz nu poate fi mai mică decât aceea dată de:  $\Delta q \cdot \Delta p = h$ .

Heisenberg arată că principiul incertitudinii se mai poate exprima și prin:

$$\Delta \varepsilon \cdot \Delta t \geq h,$$

unde  $\varepsilon$  și  $t$  sunt energia și timpul (energia și timpul sunt și ele două coordonate conjugate canonic); spre deosebire de ceea ce eram obișnuiți până acum, că putem determina simultan atât coordonatele cât și impulsul unei particule cu o precizie oricât de mare voiam, cu condiția să avem la îndemână posibilitățile experimentale respective. Heisenberg ne spune că erorile sunt condiționate de relația lui, care limitează precizia cu care putem determina simultan coordonatele geometrice și dinamice ale unei particule. Dacă obținem o precizie foarte mare pentru  $q$ , în mod forțat vom avea o precizie mică asupra lui  $p$  și viceversa. Fără a intra încă în detaliile demonstrațiilor lui Heisenberg, vom lua ca exemplu o demonstrație dedusă de Bohr dintr-o experiență ideală imaginată de el. Presupunem că voim să determinăm poziția și impulsul unui electron. Să ne imaginăm un microscop foarte perfecționat pentru a surprinde trecerea electronului printr-un punct  $P$ . Microscopul, reprezentat prin lentila  $L$ , ne va da o eroare asupra poziției electronului în  $P$ , funcție de puterea sa separatoare care este:

$$\Delta q = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}.$$

Cu cât  $\lambda$  va fi mai mică, cu atât precizia va fi mai mare pentru  $\Delta q$ . Să ne imaginăm că microscopul nostru este foarte perfecționat și putem utiliza pentru observarea electronului raze  $\gamma$  foarte dure.



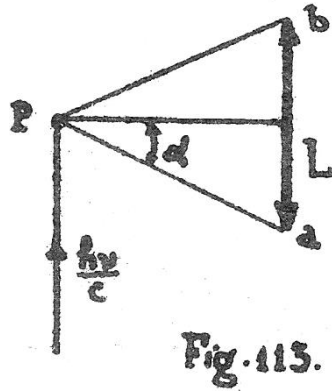


Fig. 115.

Mecanismul observației va fi deci: cuanta de lumină  $h\nu$  difuzată de electronul nostru din punctul  $P$ , dacă are o direcție oarecare cuprinsă între direcțiile  $Pa$  și  $Pb$  ne va da posibilitatea să discernem electronul nostru. Dar cuanta noastră fiind dură, impulsul său  $h\nu/c$  nu va fi neglijabil față de impulsul electronului însuși.

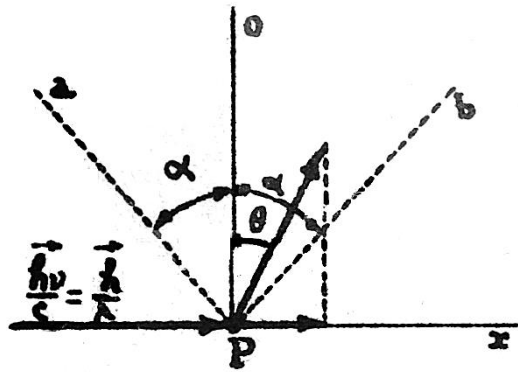


Fig. 114.

Astfel, o cantă difuzată după o direcție făcând un unghi  $\theta$  cu direcția  $PO$ , normală direcției de incidență a undei, va avea o contribuție

$$\delta p_{\theta} = \frac{h}{\lambda} \sin \theta$$

la impulsul electronului după direcția  $Px$ . Cum orice cantă care pătrunde în conul de deschidere  $2\alpha$ , după care lentila vede punctul  $P$ , ne permite perceperea electronului, nesiguranța asupra impulsului respectiv va fi de:  $\Delta p = 2 \frac{h}{\lambda} \sin \alpha$ .

Observăm atunci:

$$\Delta q \Delta p = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \cdot 2 \frac{h}{\lambda} \sin \alpha = h.$$

În condițiile optime de observare, produsul acestor erori este egal cu  $h$ . În general avem:  $\Delta q \cdot \Delta p > h$ . Dacă vrem să avem o eroare mică asupra determinării lui  $p$ , suntem obligați să

avem un  $\lambda$  de observare mare, dar în schimb ne va crește nesiguranța asupra lui  $q$  și viceversa.

Filosofii au căutat imediat să vadă care este situația determinismului față de principiul nedeterminării lui Heisenberg. S-au emis păreri cele mai contradictorii. Logica cea mai simplă arată finalmente că determinismul legilor naturii nu e schimbat prin faptul că noi nu putem percepe un fenomen decât cu o anumită aproximație. Legile naturii nu se sinchisesc dacă noi, prin mijloacele noastre actuale de percepere, nu putem observa coordonatele unui punct fără a-l tulbura cu însăși observația noastră.

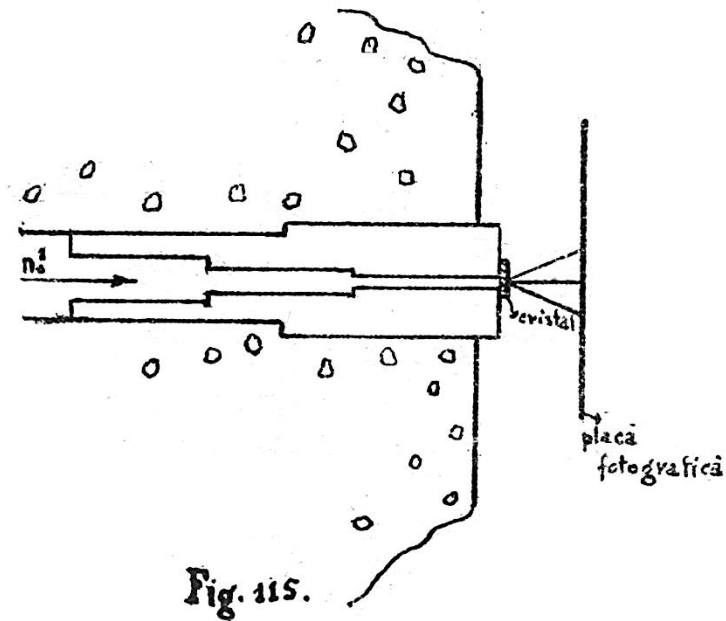
În ceea ce privește legile în care îmbrăcăm noi fenomenele naturii, când vom gândi cu noțiunea simplă de corpuscul, vom ține seama de principiul lui Heisenberg, care aduce mijlocul de a reprezenta mai corect fenomene statistice cum ar fi acelea care au loc cu un gaz de electroni, de fotoni etc.

### **Aplicații mai recente ale undelor asociate. Difracția neutronilor de către un cristal unic (figuri Laue de difracție)**

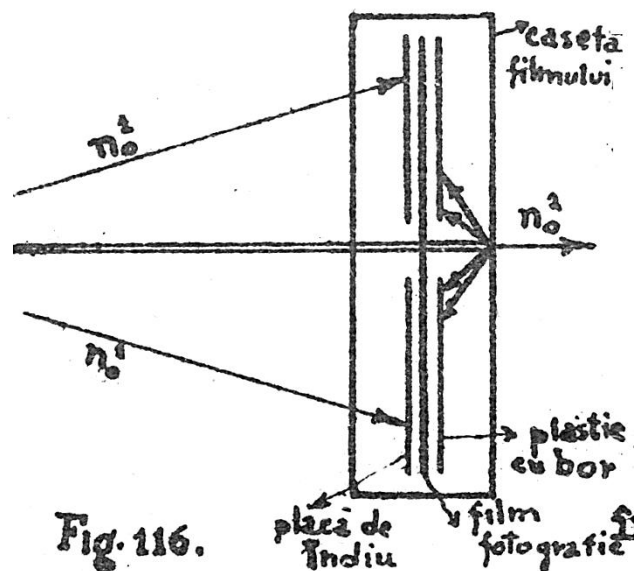
Neutronii care scapă în afara unei pile de uraniu sunt suficient de numeroși ca să se poată întreprinde cu ei experiențe globale analoage cu acelea efectuate cu ajutorul razelor X și al electronilor.

Astfel, se pot înregistra, direct, pe o placă fotografică, figuri de difracție Laue date de un cristal unic, cum ar fi NaCl, LiF, NaNO<sub>3</sub>, cuarț, calcită atunci când se trimite asupra cristalului un fascicul filiform de neutroni. Difracția neutronilor este condiționată de unda asociată  $\lambda = \frac{h}{m_n v}$  ( $m_n$  – masa neutronului) și de echidistanțele cristalului utilizat. Pila oferă neutroni termici (mici fracțiuni de volt) de toate vitezele, ceea ce face să avem un fond continuu de unde asociate, adică tocmai de ceea ce avem nevoie pentru experiențe Laue.

E.O. Wollan, C.G. Schul și M.C. Marney (Phys.Rev. Ianuarie 1940) au reușit să facă experiențe de acest gen. Neutronii din pila de la Clinton utilizați de ei aveau unde asociate cu un  $\lambda$  cuprins aproximativ între 500 și 3000 u.x. Pentru a obține un fascicul filiform, ei au săpat un canal de 2,5 picioare, în unul dintre pereții de protecție ai pilei. Ultima parte a canalului era făcută dintr-o materie plastică îmbibată cu carbură de bor, de formă ca aceea din figura 115 (mai larg spre interior, pentru a asigura o densitate mai mare de neutroni).



Borul este un excelent opritor de neutroni termici și este utilizat curent în fabricarea de fante și diafragme pentru neutroni. Placa fotografică nu este sensibilă la neutroni, de aceea autorii au pus placa fotografică, în caseta ei, între alte două plăci: una de indiu de 0,5 mm grosime, alta în spate din material plastic îmbibat cu carbură de bor.



Neutronii care lovesc placa de indiu provoacă în acel punct o reacție de captură, iar produsul rezultat este radioactiv  $\beta^-$ . Electronii de reacție sunt capabili să influențeze, în acel punct, placa fotografică. Borul din spatele plăcii fotografice servește ca să oprească neutronii difuzați de caseta fotografică, precum și razele  $\gamma$  respective, așa încât placa nu este înnegrită de emisiile secundare. În centrul acestor plăci se face câte o gaură circulară, pentru a lăsa trecerea neutronilor din fasciculul direct. Urma deschiderii din lama de bor se

vede pe placa fotografică, înnegrită de radiațiile casetei sub influența neutronilor care cad pe ea. După un timp de expunere de circa 10 ore, se pot obține numeroase puncte de difracție Laue. Putem spune că facem o analiză de structură cristalină cu ajutorul neutronilor.

## Spectrografie cristalină cu neutroni

Metodele spectrografice clasice utilizate în domeniul razelor X, întrebuițând cristale plane sau curbate (metoda Cauchois), au fost aplicate și în studiul neutronilor termici și lenți ( $\sim 1$  eV). Unda lor asociată e convenabilă pentru aceste studii (de exemplu, pentru 1 eV,  $\lambda = 280$  u.x.). Cu ajutorul difracției acestor particule pe rețele cristaline s-au putut urmări diferitele probleme în legătură cu diametrele de șoc, cu nivelele nucleare etc. Detalii vor fi date în fascicula de fizică nucleară.

## Scurte indicații bibliografice

Dana P. Mitchell și P.N. Pawes (Phys.Rev. 50,487, (1936)) au arătat cei dintâi existența efectului de difracție cristalină a undelor asociate neutronilor încetiniți în parafină. C.P. Baker și R.F. Bacher (Phys.Rev. 59,332, (1941)) și J. Rainwater și W.W. Havens (ib. 70,154, (1946)) au studiat absorbția de rezonanță cu neutroni proveniți de la un ciclotron modulat.

De când se cunosc pilele atomice cu U și Th, se pot obține surse inițiale de neutroni mult mai intense, încât studiul difracției cristaline devine relativ ușor. Vezi, de exemplu: W.H. Zinn (Phys.Rev. 70,102,(A), (1946)); W.T. Sturm și S. Turkel (ib. 70,103,(A), (1946)); L.B. Borst, A.J. Ulrich, C.L. Osborne și B. Hasbrock (ib. 70,557, (1946)); R.B. Sawyer, E.O. Wellan, K.D. Peterson și S. Bernstein (ib. 70,791(A), (1946); 72,109(A), (1947)).

Drept detector de radiații s-a întrebuițat în mod curent contorul Geiger-Müller pentru neutroni.



Poate că utilitatea republicării unui curs litografiat din 1948 ridică semne de întrebare, dar cititorul avizat va recunoaște de la primele pagini timbrul unic al autorului: capacitatea de a trata temele fundamentale ale fizicii moderne, plecând de la Avogadro sau Faraday; de a puncta cu siguranță etapele esențiale ale dezvoltării științei; de a cita bibliografie foarte recentă; de exemplu, în primul curs este citat un articol din prestigioasa *Reviews of Modern Physics*, apărut cu doar 20 de ani mai devreme. Sunt calități care poartă pecetea personalității excepționale a Profesorului.

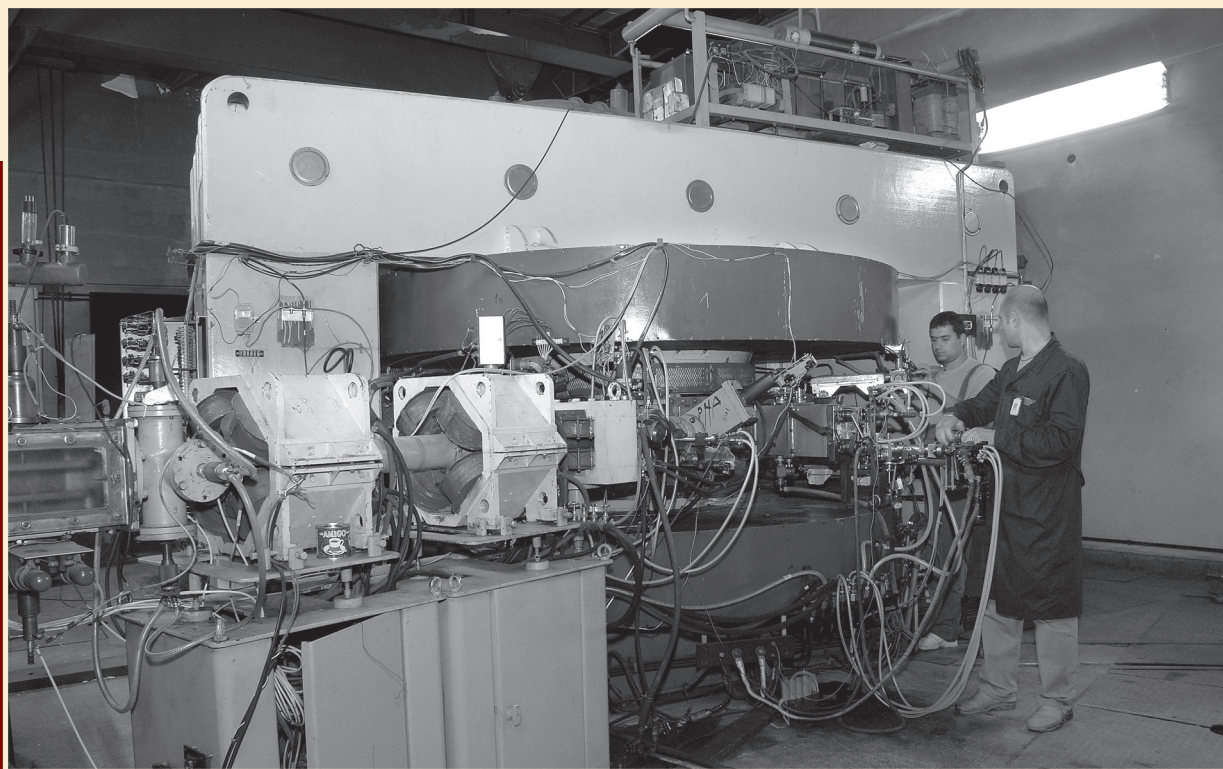
Există o familiaritate evidentă, firească și bine temperată, între Hulubei și iluștrii săi contemporani, de la Perrin la Compton ori de la de Broglie la Lawrence. Se pot vedea nervurile temelor, experiențelor, tipurilor de aparate pe care le-a urmărit de la apariția acestora până la aducerea lor pe pământ românesc; expunerile foarte clare, din 1948, ale ciclotronului și betatronului, sunt preludii la instalarea unui ciclotron și construirea unui betatron, circa 10 ani mai târziu, la Institutul de Fizică Atomică de la Măgurele. Ciclotronul, de producție sovietică, va fi substanțial îmbunătățit, iar betatronul va fi integral proiectat și construit de specialiștii Institutului.

Este remarcabilă discreția cu care Hulubei își maschează prezentarea propriilor rezultate, anume obținerea efectului Compton multiplu. Doar din legenda unui grafic aflăm că materialul provine din teza sa de doctorat, și putem bănuși că Hulubei a contribuit la subiectul respectiv.

Iarăși remarcabilă este introducerea în curs a unor subiecte pretențioase, tratate însă accesibil, de mecanică cuantică sau teorie cuantică veche, de relativitate.

Cursul transmite un parfum de aristocratism științific, de gentilețe pedagogică, de erudiție firească, de perenitate a fizicii profunde. Este un vehicul fascinant cu care Hulubei va călători în eternitate.

**Editura Horia Hulubei**



**ISBN 978-606-94603-5-1  
978-606-94603-8-2**