

МИЛАН В. КУРЕПА, ДУШАН М. ФИЛИПОВИЋ

MILAN V. KUREPA, DUŠAN M. FILIPOVIĆ

ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ИСПИТИВАЊА ЕНЕРГИЈСКИХ НИВОА АТОМА  
И КВАНТНИХ ПРЕЛАЗА ИЗМЕЂУ ЊИХ

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF ATOMIC ENERGY LEVELS  
AND QUANTUM TRANSITIONS BETWEEN THEM

Отисак из публикације *Епоха кванта – 100 година од открића кванта енергије* (Научни скупови Српске академије наука и уметности), књ. XCIX, Одељење за математику, физику и гео-науке, књига 3

Reprinted from *Epoch of the quantum – 100 years since the discovery of the quantum of energy* (Scientific meetings of the Serbian academy of sciences and arts), Book XCIX, Department of mathematics, physics and geo-sciences, Book 3

БЕОГРАД 2002

# ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ИСПИТИВАЊА ЕНЕРГИЈСКИХ НИВОА АТОМА И КВАНТНИХ ПРЕЛАЗА ИЗМЕЂУ ЊИХ

МИЛАН В. КУРЕПА\*, ДУШАН М. ФИЛИПОВИЋ\*\*

Кретање у атомима и молекулама карактерише квантираност енергије, те момента импулса као манифестације дејства. До овога сазнања се дошло захваљујући открићу Макса Планка (Max Planck) да тела апсорбују и емитују енергију зрачења у квантима ( $h\nu$ ), тј. најмањим количинама енергије зрачења учестаности  $\nu$ . Овде је  $h$  квант дејства, који представља универзалну физичку константу. Огледима јонизације атома и молекула ударом електрона Ленард (Lenard) је утврдио квантираност енергије везе електрона у њима. Николсон (Nicholson) је увео претпоставку да је дискретност енергијских стања атома последица важења закона очувања момента импулса њихових електрона. Квантираност енергије зрачења атома постулирао је Бор (Bohr). Нееластични судари електрона са атомима живе као метала у огледима Франка (Franck) и Херца (Hertz), пружили су доказ да се побуда атома ударом електрона одвија преносом енергије у квантима. Увођењем претпоставке о елиптичким путањама електрона у атому, те одржању момента импулса уз периодичну промену интензитета брзине релативистичког електрона на кој, Вилсон (Wilson) и Зомерфелд (Sommerfeld) су допунили Борovu теорију структуре атома. Ова допуна је довела до увођења помоћног квантног броја. Након Планковог открића кванта енергије уследило је откриће фотона, одређивање вредности најмање (елементарне) количине наелектрисања, те разликовање енергијских стања атома и мерење квантираних енергија прелаза између њих. Затим су откривени кванти: магнетског флукса, електричне отпорности, електричне проводности, а недавно је изведен оглед за доказ доње природне границе протока топлоте кроз једну наноструктуру. Формирала је свест о томе да су закони квантне физике најопштији физички закони.

## 1. УВОД

Свест о очувању материје и кретања, те атомизму, појавила се и развијала, редом, у најстаријој античкој Талесовој (*Ταλης*) школи, код Демокрита (*Δημοκρίτος*) и Епикура (*Επίκουρος*), те Лукреција (*Lucretius*) у старом Риму.

\* Српска академија наука и уметности, Кнез Миташева 35, Београд

\*\* Физички факултет, Универзитет у Београду

Очување кретања у простору, независно од узрока, одредио је Буридан (Buridan, XIV век) појмом импетуса, за шта се данас користи назив импулс. Хајгенс (Huygens, 1668) је уочио да је у еластичном судару очувана величина сразмерна маси и квадрату брзине тела. За ту величину, коју је Лајбниц (Leibnitz) назвао живом силом, данас се користи назив енергија. Уместо тумачења спора између Декарта (Descartes) и Лајбница око значења импулса и енергије, боље је размотрити појам дејства, коришћен од Мопертуиа (Maupertuis, 1747) за опис кретања Фермаовим (Ferma) принципом, у којем су простор и време једнако важни. Физичка величина дејство је у простим релацијама, како са енергијом тако и са величином импулса. Према тим релацијама се може рећи за енергију да је (математички) елементарна промена дејства у елементарном времену, а за величину импулса да је елементарна промена дејства по елементарном пређеном путу,

$$E = \frac{d\Lambda}{dt}; \quad |\vec{p}| = \frac{d\Lambda}{dr} \quad (1.1)$$

Ротационо кретање и с њим у вези појам момента импулса такође су од значаја за комплетирање физичке представе о кретању као таквом. Ротацију је Кузански сматрао вечним кретањем, са очуваним моментом импулса, мислећи пре свега на кретање небеских тела. Тако дејство допушта коегзистенцију наведене три величине у опису кретања, што се потврђује и димензионом релацијом

$$\begin{aligned} [\text{енергија}] \times [\text{време}] &= [\text{импулс}] \times [\text{пут}] = \\ &= [\text{момент импулса}] = [\text{дејство}]. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Данас се зна да је и унутар елемената грађе супстанције, у атомима и молекулама, кретање такође уз очување момента импулса као манифестације дејства, штавише, са вредностима које су дискретне. До овога сазнања се дошло захваљујући понајвише открићу Макса Планка [1] (Max Planck, 1900 [2]) да тела апсорбују и емитују енергију у квантима ( $h\nu$ ), тј. најмањим количинама енергије зрачења учестаности  $\nu$ . Овде је  $h$  квант дејства, који представља универзалну физичку константу, а назива се Планкова константа.

## 2. ПОДАЦИ О КВАНТИРАНОСТИ ЕНЕРГИЈЕ ЗРАЧЕЊА

### 2.1. Први подаци о спектру зрачења Сунца

Бројна и обимна истраживања која су на крају крунисана хипотезом о постојању кванта енергије електромагнетског зрачења, односно

Планковим законом зрачења, започео је Њутн (Newton, 1666). Он је први, помоћу стаклене призме, разложио Сунчеву светлост у спектар, показавши да је она сложена од великог броја зрачења различитих боја [3]. Доцније су бојама придружене објективне физичке величине: таласна дужина и учестаност.

## 2.2. Спектар зрачења загрејаног тела

Рано је утврђена особина загрејаних тела да имају различите боје, као и да боја зависи од температуре тела. Спектрограф је убрзо после открића примењен за испитивање спектра њиховог зрачења. Уместо посматрања боја, коришћени су објективни уређаји, у почетку болометри, а касније термоелектромоторни термометри. У оба случаја је циљ одређивање спектралне расподеле снаге зрачења. Утврђено је зрачење и ван видљивог домена, при чему је коришћен поменути прибор. Бројна мерења су извели: Ленгли (Langley, 1881), а касније Пашен (Paschen), Лумер и Прингшајм (Lummer, Pringsheim), те Рубенс и Курлбаум (Rubens, Kurlbaum). Показало се да спектар зрачења загрејаног тела има континуалан облик, да прекрива велики домен таласних дужина, да има максималну вредност за неку одређену таласну дужину, као и да се мења са променом температуре тела. Особине зрачења загрејаних тела су изучаване једна по једна и приказивале се у виду квантитативних емпиријских релација. Напредак је учињен разумевањем да је најбоље црно тело (такво да не рефлектује зрачење које на њега пада) мала рупа у неком телу, избушена под углом који обезбеђује да се све зрачење које пада у њу апсорбује у телу после вишеструке рефлексије у шупљини. Зрачење самога отвора се тада сматра зрачењем апсолутно црног тела. Прево (Prevost, 1809) је утврдио принцип динамичке равнотеже, по коме је код тела која су достигла температуру околине флукс енергије зрачења јединице површине тела већи уколико је већи флукс енергије која споља пада на ту површину. Везу између апсорпционих и емисионих особина загрејаних тела одредио је Кирхоф (Kirchhoff, 1860). Најпре се дефинише апсорпциона моћ  $\alpha$  загрејаног тела као количник апсорбоване снаге и снаге  $E$  којом је оно озрачено,

$$\alpha = \frac{E - r}{E}, \quad (2.2.1)$$

где је са  $r$  означена снага коју тело рефлектује. Како снага зрачења  $e$  загрејаног тела, у термичкој равнотежи са околним емитерима, мора бити једнака снази апсорбованој у њему, тј.  $e = E - r$ , долази се до важног закона

$$\frac{e}{\alpha} = E. \quad (2.2.2)$$

Лакле, количник снаге емисије и апсорпционе моћи загрејаног тела је независан од врсте тела јер је увек једнак  $E$ . У модернијој формулацији овога закона је количник два флукса, тј. ексцитације и ирадијације (озрачености),

$$M_e/E_e = C_{\omega,T} \quad (2.2.3)$$

карактеристика зависна од параметара: кружне учестаности и температуре  $T$ .

Укупну густину енергије зрачења која напушта површину загрејаног тела одредио је Штефан [4] (Stefan, 1879), као

$$w_{EH} = \sigma T^4 \quad (2.2.4)$$

Штефанова константа спада у универзалне константе физике.

Вин (Wien, 1894) је детаљно анализирао спектралне расподеле густине зрачења загрејаног тела и нашао да се зависност од температуре може приказати релацијом

$$w_\lambda = T^5 \varphi_1(\lambda, T) \quad (2.2.5)$$

те да се зависност од таласне дужине може описати са

$$w_\lambda = (1/\lambda^5) f_1(\lambda, T) \quad (2.2.6)$$

при чему су  $\varphi_1(\lambda, T)$  и  $f_1(\lambda, T)$  неке универзалне функције. Овим су дата два облика Виновог закона зрачења. Осим тога, Вин је утврдио да између таласне дужине положаја максимума спектралне расподеле зрачења  $\lambda_m$  и температуре тела  $T$  постоји релација

$$\lambda_m T = b = const. \quad (2.2.7)$$

која је сада позната као Винов закон померања.

Теоријски модел једнаке расподеле енергије по степенима слободе, који је применио Рејли (Rayleigh, 1900), даје функцију спектралне расподеле густине зрачења

$$w_{\omega,T} = (\omega^2/\pi^2 c^3) kT \quad (2.2.8)$$

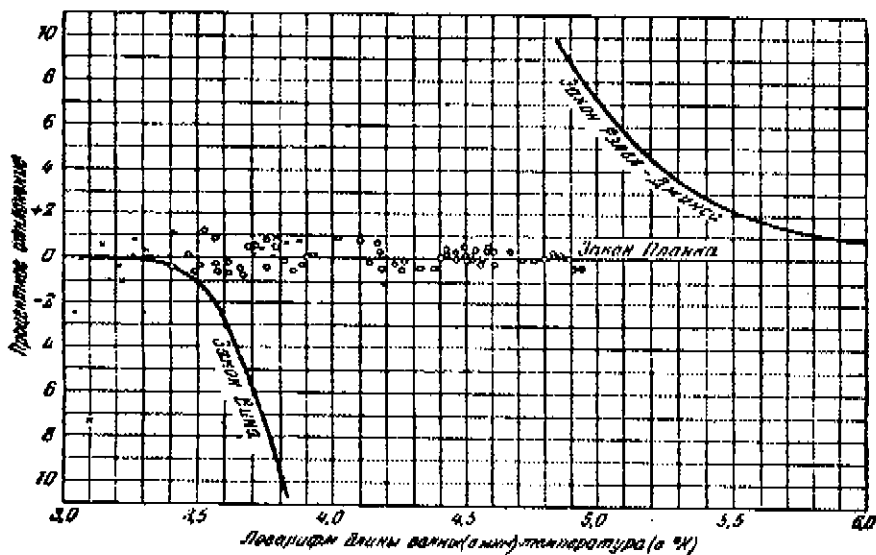
сада познату као Рејли-Џинсов закон, јер укључује и Џинсов (Jeans, 1905) допринос. Сличну релацију је, уз нешто другачије полазне претпоставке, добио Планк у свом првом покушају да реши проблем спектралне расподеле густине зрачења загрејаног тела.

Међутим, ниједна од наведених теоријских релација није се слагала са експерименталним подацима које су добили Рубенс и Курлбаум (1900), веома пажљивим мерењем при високим температурама тела и малим учестаностима зрачења,  $\nu$ . Из тих разлога је Планк наставио рад

започет 1897. године и коначно је своје резултате прорачуна објавио 14. децембра 1900. године, на седници Немачког физичког друштва. Суштина новог тумачења састојала се у хипотези да тела апсорбују, односно емитују зрачење у тачно одређеним износима енергије које је назвао кванти енергије зрачења. На основу те хипотезе дошао је до релације

$$u = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.1.1)$$

који се данас назива Планков закон зрачења. У овој релацији треба обратити посебну пажњу на две величине. Прва је  $h\nu$ , која представља тај квант енергије зрачења, тј. најмању количину енергије зрачења учестаности  $\nu$ . Друга је  $h$ , Планкова константа, која спада у универзалне константе физике.



Сл. 2.2.1. Одступање од Планкових закона, у [%]: резултата мерења (кружићи и крстићи), те Виновог и Рејли-Џинсовог закона. (Из књиге Э.В.Шпольский, Атомная физика, Наука, Москва, 1974)

Облици кривих спектралне расподеле густине зрачења загрејаног тела, према релацијама Вина, Рејли-Џинса и Планка, када се упореде

са експерименталним подацима, показују да их једино Планков закон у потпуности прати. Из Планковог закона се Винов и Рејли-Џинсов закон добијају као партикуларна решења, па се може закључити да он све раније изведене законе зрачења загрејаног тела обједињује у конзистентну целину.

Планков закон зрачења је Ајнштајн (Einstein, 1917) извео на другачији начин, који је по себи занимљив јер полезује оптику, термодинамику и статистику [5].

### 2.3. Спектар зрачења Сунца

Сунце је омиљен и свима доступан објект за спектралну анализу зрачења. Показало се да је његово зрачење налик на зрачење загрејаног тела: има континуалан спектар, прекрива широк домен таласних дужина и има максимум. На основу положаја максимума спектра, а према Виновом закону, температура дела Сунца са којег нам зрачење стиже, износи око 5.800 [K]. Видљиви део спектра чини 40%, ултраљубичасти 9%, а инфрацрвени 51% зрачења. Али, за разлику од спектра загрејаног тела, у Сунчевом спектру постоје структуре у виду тамних линија, када се за његово добијање користи прибор са процепом. Њих је требало објаснити.

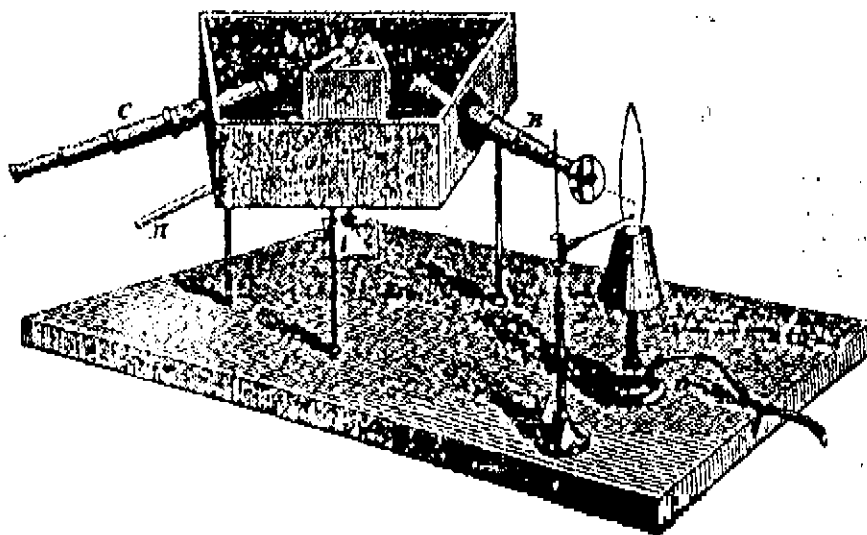
### 2.4. Апсорпционе линије у спектру зрачења Сунца

Применом спектралног апарата већег разлагања и фотографске плоче као детектора, спектар зрачења Сунца је испитан са већом прецизношћу и поузданошћу. Фотографска плоча је пружала могућност дуготрајног снимања, чиме је побољшан квалитет спектра, а било је могуће детектовати и структуре врло малог интензитета. Пажљиву анализу спектра Сунца уређајем великог разлагања извео је Воластон (Wollaston, 1802) [6]. Запазио је да у континуалном спектру постоји велики број тамних линија, на тачно одређеним таласним дужинама, тј. да тамо зрачења готово да нема. Фраунхофер (Fraunhofer, 1817) је велики број тих линија означио, одредио им таласне дужине и начинио таблице тих вредности [7]. Те линије се данас називају Фраунхоферове линије.

### 2.5. Порекло Фраунхоферових линија

До објашњења порекла Фраунхоферових линија дошло се на основу лабораторијских огледа. Методи за њихову идентификацију су тројаки. (а) У емисионој оптичкој спектроскопији се анализира зрачење атома тачно одређене супстанције. Испитна супстанција је јако разређена и

доводена неким од бројних начина у стање усијања. Таква врста анализе је показала да свака атомска врста има свој, карактеристичан спектар. (б) У апсорционој спектралној анализи се на пут зрачења ка спектралном апарату поставља посуда са испитним атомима. Извор зрачења је често усијана волфрамска трака, чији се спектар врло мало разликује од спектра црног тела. Када се спектар овог извора упореди са спектром добијеним пропуштањем његовог зрачења кроз простор са испитним атомима који су на довољно великом међусобном растојању да се може занемарити њихово међуделовање, показује се да на појединим таласним дужинама долази до апсорпције зрачења.



Сл. 2.5.1. Изглед једног од првих спектроскопа, са Бунзеновим пламеном као основним извором зрачења којем се додају испитне супстанце.

Поређењем са емисионим спектром истих атома уочава се да у апсорционом спектру недостаје зрачење на таласним дужинама на којима у емисионим спектру постоје линије, као и да је емисиони спектар богатији. Намеће се закључак да у процесу апсорпције зрачења од стране усамљених атома постоје нека правила селекције. Применом апсорционе спектралне анализе Вуд и Фортра (Wood, Fortrat, 1916) су у парам натријума нашли укупно 58 линија, што је омогућило њихову



деталјну анализу и вредне закључке [8]. (в) Резонантна спектрална анализа укључује елементе претходне две, али на посебан начин. Ту се кроз посуду са испитним атомима пропушта зрачење из извора у којем емитује зрачење иста атомска врста. Спектралним апаратом се анализира зрачење из посуде названо резонантна флуоресценција, најчешће ортогонално на правац упадног зрачења ради постизања што веће вредности количника сигнал-шум. У добијеном спектру се јављају линије идентичне онима у емисионом спектру.

Уракљен између ова три спектроскопска метода, разрешен је проблем порекла Фраунхоферових линија. Оне потичу отуда што на свом путу зрачење Сунца пролази кроз његов омотач састављен од гасова и пара - фотосферу. Атоми присутни у фотосфери апсорбују зрачење карактеристично за њих, тако да оно до Земље не доспева. Поређењем са спектрима добијеним у лабораторијама, може поуздано да се одреди које атомске врсте постоје у спољашњем омотачу Сунца.

## 2.6. Емисиони спектри хемијских елемената

Систематску анализу спектра зрачења хемијских елемената започели су Бунзен и Кирхоф (Bunsen und Kirchhoff, 1859,1861) [9,10]. Циљ је био израда таблица таласних дужина линија у спектру сваког члана Периодног система елемената. Тада се још није назирала веза између таласних дужина спектралних линија у спектру атома одређене врсте. Лајвинг и Ђуар (Living and Dewar, 1883) су први нашли да се неке линије у спектрима атома могу сврстати у „серије“, те да се унутар њих са порастом учестаности смањује интензитет, као и растојање између линија [11].

## 2.7. Откриће правилности у спектру атома водоника

Даљи крупан напредак учинио је Балмер (Balmer, 1885) анализом таласних дужина линија емисионог спектра атома водоника [12]. За неке линије је доказао да се могу сврстати у серију, тако да се таласни број ( $1/\lambda$ ) може одредити релацијом

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right); \quad m > 2, \quad (2.7.1)$$

при чему су  $m$  природни бројеви, а  $R$  је Ридбергова (Rydberg) константа. Скуп спектралних линија атома водоника чији се таласни бројеви могу одредити овом релацијом сврстан је у Балмерову спектралну серију.

Анализу спектра атома водоника наставили су Пикеринг [13] (Pickering, 1896), Лајман [14] (Lyman, 1906), Пашен [15] (Paschen, 1908), Брекет

[16] (Bracket, 1922) и Фунд [17] (Pfund, 1924). Они су утврдили да постоје и друге серије спектралних линија, чији се таласни бројеви могу да одреде релацијама сличним (2.7.1). Штавише, све те релације за линије у спектру атома водоника могу да се обједине у следећу

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad n = 1, 2, 3, \dots; \quad m = n + 1, n + 2, \dots \quad (2.7.2)$$

уз услов да су  $n$  и  $m$  природни бројеви, за које се сада користи назив главни квантни број.

Таласни број спектралне линије се појавио као разлика два члана облика  $T - R/n^2$ , који су добили назив спектрални терм [18]. Риц (Ritz, 1908) је ову чињеницу назвао комбинациони принцип [19]. Скуп термова атома водоника наговестио је постојање строгих правила у атомима, али њихово порекло је тек требало открити.

## 2.8. Откриће правилности у спектрима атома алкалних метала

Испитивања спектра атома алкалних метала довела су до закључка да се и у њима линије могу сврстати у серије. Тако је Ридберг (1889) утврдио да ту постоје три скупа линија. Једну је назвао главна серија (енгл.: principal), таласних бројева

$$\left( \frac{1}{\lambda} \right)_{p,n} = \left( \frac{1}{\lambda} \right)_{p,\infty} - \frac{R}{(n + \Delta_p)^2}; \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (2.8.1)$$

при чему је првим чланом на десној страни одређена граница серије, а  $\Delta_p$  је поправка сада позната под називом квантни дефект. Другу серију линија је назвао оштра (енгл.: sharp), а трећу дифузна (енгл.: diffuse). Поред наведених нађена је још једна серија, која је названа фундаментална (енгл.: fundamental). Таласни бројеви линија у свим наведеним серијама се могу одредити према релацијама сличним релацији (2.8.1). За атоме алкалних метала такође важи комбинациони принцип, што је уз познавање квантних дефеката омогућило конструисање схема спектралних термова, попут оних за атом водоника.

## 2.9. Правилности у спектрима осталих атома

Кајзер и Рунге (Kayser und Runge, 1890-3) [20], а затим Рунге и Пашен (Runge und Paschen, 1895) [21], проширили су анализу на бројне атоме у Периодном систему елемената и нашли да законитости низања спектралних линија сличне онима за водоник и алкалне метале важе и за линије готово свих атома.

Наведене правилности откривене у спектрима великог броја атома имале су једну заједничку особину чији смисао се није могао сагледати

у оквирима класичне физике. Наиме, линије у атомским спектрима су имале само тачно одређене, дискретне вредности таласних бројева, а свака од тих вредности је могла да се представи као разлика вредности два спектрална терма тог атома. Те правилности су указивале на унутрашњу уреденост атома. Мада тешки за разумевање, упорно су сакупљани експериментални подаци о спектрима. Прве сређене таблице линија спектара атома објавио је Кајзер (Kayser, 1926), док је доцније на томе највише радио Мур (Moog, 1949, 1958) [22].

Поставило се питање да ли постоје и неки други огледи којима би се могло доказати да постоје правилности унутар атома, које ће се испољити без обзира на промену начина деловања споља. Нови подаци, који су постепено употпуњавали слику о унутрашњој структури атома, јавили су се у огледима судара електрона са атомима.

### 3. КВАНТИРАНОСТ МЕЃУДЕЛОВАЊА ЗРАЧЕЊА И ЕЛЕКТРОНА ИЗ МЕТАЛА

#### 3.1. Особине фотоелектричног ефекта

Планкова теорија зрачења заснива се на претпоставци да се енергија апсорбује, односно емитује у одређеним износима - квантима. Она ништа не говори о томе како се енергија зрачења преноси кроз слободни простор.

Максвел (Maxwell, 1873) је комплетирао теорију која је дала објашњење великог броја физичких процеса и ефеката из области електромагнетских таласа. Утицај те теорије је крајем XIX века био тако велики да је тешко било и замислити да би се зрачење могло преносити другачије него као добро знан електромагнетски талас.

Почетак преврата започиње Херцовим (Hertz, 1887) огледима са електромагнетским таласима, када је запажено да до електричног пробоја између електрода под напоном лакше долази ако се оне осветле зрачењем електричне варнице [23]. Он је поставио оглед са стакленим заклоном између варнице и електрода, са идејом да на тај начин заустави ултраљубичасто зрачење и закључио да то зрачење заиста олакшава пробој.

Холвахс (Hallwachs, 1888) је у огледима са осветљавањем плоче електроскопа запазио да ако је овај негативно наелектрисан светлост изазива губитак наелектрисања [24].

Столетов је 1890. наставио ове огледе и дошао до зависности ефекта од упадног флукса светлосне енергије, односно од таласне дужине [25].

Прва квантитативна мерења специфичног наелектрисања честица избачених из површине метала извео је Томсон (J.J. Thomson, 1897) [26]. И он је осветљавао негативну электроду, али је избачене честице увео у магнетско поље правца ортогоналног на електрично поље између

електроде. Подставањем јачине ова два поља, постижу се услови да наелектрисане честице, крећући се по циклоиди, не успевају да стигну до колекторске електроде. Из услова експеримента одредио је специфично наелектрисање честица,  $q/m$ , и усталиовио да је оно једнако као већ измерено за малу наелектрисану честицу из електричних пражњења, тј. да су то електрони.

Ленард је (1900) извео оглед којим је потврдио Томсонове резултате за  $q/m$  фотоелектрона, али и резултат Столетова - да кинетичка енергија фотоелектрона у тренутку напуштања метала не зависи од флукса упадног зрачења [27]. Овај резултат није у складу са класичним тумачењем према којем би енергија морала да се накупила на електрону, услед чега би кинетичка енергија фотоелектрона морала да зависи од флукса упадног зрачења.

### 3.2. Ајнштајнова теорија фотоелектричног ефекта

Енергијско понашање фотоелектрона је објаснио Ајнштајн (1905) [28]. Он је без много потврда за своју идеју, предложио да се Планкова хипотеза о апсорбованој и емитованој енергији загрејаног тела прошири и на простор кроз који се зрачење простире. То значи да зрачење у простору, поред својих таласних особина, има и особину пакета енергије и да је количина те енергије управо  $h\nu$ . Назив *фотон* је касније увео Луис (Lewis, 1926), по угледу на *електрон*.

У међуделовању пакета енергије са металом, избацује се електрон. Кинетичка енергија фотоелектрона је у релацији са енергијом пакета,  $h\nu$ ,

$$h\nu = A + \frac{1}{2}mv^2, \quad (3.2.1)$$

где је  $A$  излазни рад, једнак енергији везе електрона у металу. Ова релација се сада назива Ајнштајнов закон фотоелектричног ефекта.

Ајнштајнову теорију фотоелектричног ефекта су детаљно огледима проверили Ричардсон и Комптон [29] (Richardson and Compton, 1912), Милкен [30] (Millikan, 1913), те Лукирски (Lukirsky) са Прилежаевим [31] (Прилежлев), 1928. године.

## 4. ПОДАЦИ О КВАНТИРАНОСТИ ЕНЕРГИЈЕ МЕЃУДЕЛОВАЊА ЕЛЕКТРОНА И АТОМА

### 4.1. Ленардово испитивање јонизације атома ударом електрона

Први квантитативни оглед међуделовања појединачних електрона и атома извео је Ленард [32] (1903). Електрони емитовани из катоде под дејством ултраљубичастиг зрачења, достигали су у електричном пољу

одређену вредност енергије са којом су учествовали у судару са атомима разређеног гаса. Испред аноде је успостављена потенцијална баријера, тако да су до аноде могли да стигну само позитивно наелектрисане честице - јони из процеса судара. Енергија упадних електрона је повећавана све до појаве позитивне јонске струје. Ленард је ову граничну вредност енергије, неопходну за појаву јонизације атома, назвао потенцијал јонизације. Поређење бројчаних вредности тих потенцијала са схемом термова атома, добијеном анализом спектра зрачења, показало је њено слагање са границом којој тежи већина серија. Био је то доказ да је електрон везан у атому енергијом која није произвољна, већ тачно одређена, што је такође особина квантираности. Енергије везе електрона одређене су доцније за све атоме у Периодном систему елемената.

#### 4.2. Франк-Херцов оглед побуде атома ударом електрона

Франк и Херц [33] (Franck und Hertz, 1914) су извели оглед сличан Ленардовом, али са другим циљем. Електрони из катоде су убрзавани електричним пољем. Из једне капи живе убачене у цев за пражњење атоми прелазе у стање паре, тако да је честична густина атома директно сразмерна температури споља грејане цеви. Потенцијална баријера испред аноде је успостављена потенцијалом металне мрежице и таквих је особина да према аноди не пропушта електроне којима је након судара са атомима живе преостало једва  $1 [eV]$  енергије. Честична густина атома у живиној пари, као и растојање између мрежице и аноде пажљиво су подешени. Судари електрона и атома живе су еластични при малим енергијама упадних електрона. Када се енергија довољно повећа, а то је око  $4,9 [eV]$ , у близини мрежице електрони нагло губе у судару скоро сву своју енергију, не успевају да савладају потенцијалну баријеру, услед чега анодна струја нагло пада. Растојање од мрежице до аноде је мање од средњег слободног пута електрона за нови процес нееластичног судара, а честична густина атома је довољно велика да не допусти јонизацију атома, па чак ни побуду других (виших) енергијских стања атома, осим најнижег могућег. Укупан број наглих падова анодне струје зависи од места на којем су електрони у судару изгубили део своје енергије. Ако је то место близу катоде, електрони имају довољну дужину пута да поново повећају своју енергију, сударе се са другим атомима живе и њима предају део своје енергије. Резултат мерења зависности анодне струје од убрзавајућег напона за упадне електроне има облик криве са више локалних максимума. Први се појављује на енергији од  $4,9 [eV]$ , други на  $2 \times 4,9 [eV]$ , трећи на  $3 \times 4,9 [eV]$ , све до  $n \times 4,9 [eV]$ . Овим је експериментално доказано да се у судару електрона са атомом живе дешава пренос само тачно одређене количине енергије од  $4,9 [eV]$ . Истовремено је доказано да се побуда атома ударом електрона одвија преносом енергије у квантима.

### 4.3. Побуда виших енергијских нивоа атома ударом електрона

Франк и Херц [33] су комбиновали уређај за побуду атома ударом електрона са оптичким спектрографом, са циљем детекције зрачења из тако побуђеног атома. Поређењем енергије упадних електрона са енергијом зрачења из атома живе они су потврдили да су те енергије једнаке. Повећавањем енергије упадних електрона, Франк и Херц [34] су успевали да побуде атоме и у виша енергијска стања, што се јасно уочавало и у оптичким спектрима.

Да би искључили сваку недоумицу у вези са резултатом Ленардовог огледа, те извукли нове податке о атомима, Дејвис и Гучер [35] (Davies and Goucher, 1917) су додали јо једну мрежицу, ближе катоди, са циљем да разликују побуду од јонизације. За атом живе су измерили две енергије побуде, и то: на 4,9 [eV] и 6,7 [eV], док су за енергију јонизације нашли вредност од 10,4 [eV].

Франк и Еиспорн [36] (Franck und Eisporn, 1920) су извели оглед сличан претходном, али уз бројне предострожности. Добијен је велики број наглих промена струје, које су аутори придружили побуди дискретних енергијских стања атома живе. Овим огледом се започиње рад у оквиру електронске спектрометрије.

Херц [37] је доградио апаратуру увођењем читавања разлике два сигнала: без запречног потенцијала испред колектора и када је запречни потенцијал успостављен. Разлика струјних сигнала од електрона расејаних на атому живе је са променом енергије упадних електрона показивала максимуме различитих интензитета, на енергијама које су одговарале спектру зрачења атома живе, а према релацији  $E = h\nu$ . Овај оглед се може сматрати првим мерењем вероватноће побуде атома, тј. пресека за побуду или експитационих функција.

## 5. МОДЕЛИ АТОМА И СПЕКТРИ ЗРАЧЕЊА АТОМА

### 5.1. Томсонов и Радерфордов модел атома

Подаци добијени испитивањем пролаза електричне струје кроз разређене гасове указивали су на чињеницу да се атоми и молекули у њима разлажу на позитивно и негативно наелектрисане делове. Томсон [26] је утврдио да се у тако третираним гасовима јављају позитивно наелектрисане честице (јони), а такође и негативно наелектрисане честице много мање масе - електрони. На основу тих података је Томсон поставио хипотезу о структури атома, по којој се електрони крећу у позитивно наелектрисаној средини, тако да је атом у целини електронеутралан. Међутим, овај модел није могао да објасни резултате добијене методама оптичке спектроскопије: постојање спектралних термина, односно појаву спектралних линија које се објашњавају њиховом комби-

нацијом.

До 1910. године је сакупљено веома много експерименталног материјала о понашању атома у процесима апсорпције и емисије зрачења. Утврђене су и строге правилности енергије фотона у спектрима зрачења, почев од водоника као најједноставнијег, па све до најсложенијих атома. Ипак, остало је нејасно како те податке повезати са неком унутрашњом структуром атома. Николсон [38] (Nicholson, 1912) је увео претпоставку да су ограничења у енергијским стањима атома последица важења закона очувања момента импулса електрона, који је уз то и квантиран. По његовом мишљењу је интензитет момента импулса електрона у атому

$$L = n(h/2\pi) , \quad (5.1.1)$$

што је све последица кретања електрона у атому у условима постојања неке специфичне централне силе. Пуно објашњење није успео дати, па је тај његов покушај пропао.

Основу за јаснију слику о структури атома су настојали да формирају Гајгер и Марсден [39] (Geiger and Marsden, 1909) огледом расејања  $\alpha$ -честица на танком листићу злата. Резултате огледа је објаснио Радерфорд [40] (Rutherford, 1911) формулом за вероватноћу расејања у функцији угла расејања, изведеном уз претпоставку да се у центру атома налази позитивно наелектрисано језгро које носи готово сву масу, а да се електрони крећу око њега. Гајгер и Марсден су 1913. године поновили своје огледе и добили врло добро слагање са резултатима прорачуна [41]. Тиме је успостављен Радерфордов језгрени модел атома.

## 5.2. Борова теорија атома водоника

Недоумице, и поред обиља података о спектрима атома, о постојању језгра атома, те квантираности енергије зрачења, разрешио је Бор [42]. Он је кренуо од три постулата: (а) Електрон се у атому водоника креће по кружним путањама, а међуделовање са језгром је електростатичко. Полупречник путање је одређен релацијом

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r} . \quad (5.2.1)$$

(б) Момент импулса електрона на орбити је једнак целобројном умношку Планковог кванта дејства ( $h/2\pi$ )

$$r m v = n \hbar . \quad (5.2.2)$$

(в) До промене енергије атома долази само при прелазу из једног стања у друго, тј. када електрон пређе са једне орбите на другу. Ако два стања атома, почетно (индекс  $i$ ) и коначно (индекс  $f$ ), имају тачно одређене

енергије ( $E_i$  и  $E_f$ ) и уз то је прелаз праћен смањењем енергије атома, јавља се емисија зрачења

$$h\nu = E_i - E_f . \quad (5.2.3)$$

На основу прва два постулата Бор је добио вредности за полупречнике кружних орбита по којима електрон може да се креће у атому водоника, као и брзине електрона на тим орбитама. Добио је израз за енергију атома водоника у стању задатом квантним бројем  $n$

$$E_n = -\frac{1}{2(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{m_e e^4}{\hbar^2 n^2} . \quad (5.2.4)$$

Према трећем постулату одређује се разлика енергија двају стања атома водоника. Ако се прелаз између та два стања опише енергијом могућег кванта зрачења, добија се

$$h\nu = \frac{1}{2(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{m_e e^4}{\hbar^2} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) . \quad (5.2.5)$$

Ако се исти прелаз опише помоћу таласног броја, добија се

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) , \quad (5.2.6)$$

чиме је, теоријском анализом, у потпуности репродукована емпиријски добијена једначина за таласне бројеве линија у спектру атома водоника. Такође, Борова теорија је дала податак од којих то параметара зависи Ридбергова константа,  $R$ .

### 5.3. Вилсон-Зомерфелдова допуна Борове теорије атома

Вилсон [43] (Wilson, 1915) и Зомерфелд [44] (Sommerfeld, 1915) су доунили Борову теорију структуре атома претпоставком да се електрони сем по кружним путањама око језгра могу кретати и по путањама облика елипсе. Ова допуна је довела до исте релације за енергију електрона у атому (5.2.4). Међутим, брзина електрона на елиптичкој орбити се стално мења, уз одржање момента импулса

$$L = r m v = \hbar \sqrt{l(l+1)} , \quad (5.3.1)$$

где је  $l$  квантни број момента импулса електрона.



#### 5.4. Де Бројева хипотеза о таласу придруженом електрону

Де Број (de Broglie, 1924) је услов квантирања момента импулса електрона у кретању око језгра атома поставио на други начин [45]. Он је пошао од претпоставке да је електрону на орбити стационарног енергијског стања придружен талас, а да се на орбити може налазити само електрон ако је обим његове путање једнак целобројном умношку одговарајуће таласне дужине

$$2\pi r_n = n\lambda . \quad (5.4.1)$$

Сви резултати прорачуна су исти као што следи из Борове теорије структуре атома.

### 6. ЗАКЉУЧАК

Планков закон зрачења је једно од највећих достигнућа физике на почетку XX века. Њиме је започео развој квантне физике која сада обухвата појаве уз учешће фотона, електрона и других елементарних честица, језгара атома, атома, молекула, Бозе-Ајнштајновог кондензата, наноструктура, па све до макроскопских тела, када год су евидентни дискретност и присуство целих бројева у њиховом егзактном опису.

Експериментална испитивања појава у атомској физици донела су обиље података. Њима се најпре пришло феноменолошки, тј. потпуном систематизацијом и описом у ограниченом појавном домену. Уведени су коефицијенти, зависни од параметара контролисаних у огледима. Сталним попећавањем осетљивости, прецизности и тачности мерења достигане су, једна по једна, најмање, природне границе за вредности физичких величина. Откривени су: Планковим законом зрачења - квант, тј. најмања количина енергије за дагу учестаност зрачења, најмања количина наелектрисања (електрон), те квантираност енергијских стања атома и прелаза између њих.

Мада у експерименталним испитивањима наведених величина и појава не познајемо све услове у којима се дешавају појединачни догађаји, ипак се, након многоструког понављања огледа у врло сличним условима, јасно уочавају одређене законитости. Те законитости се односе на средње вредности, тј. статистичке су природе, што је последица непредвидљивости (случајности) појединачних догађаја. На пример, непредвидљивост квантног прелаза побуде неког атома ударом електрона, доказује се одсуством корелације временских интервала између узастопних догађаја детекције електрона који је ту побуду изазвао [46].

Временом је формирана свест о томе да се у тумачењу сваког феномена атомске физике па и шире може, ако се у аналитичком приступу оде довољно дубоко, да користи квантни опис. Примери за то су бројни. Дивер и Фербарк [47] (Deaver and Fairbark, 1961) су открили флуксон -

квант магнетског флукса

$$\Phi_0 = \frac{h}{e^*} \quad (6.1)$$

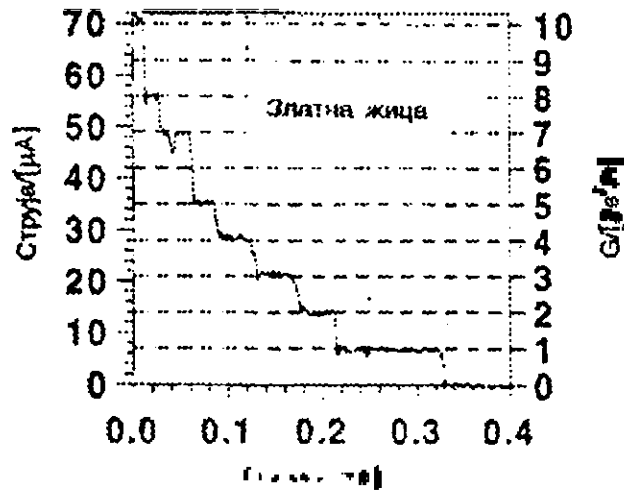
где је  $e^*$  ефективно наелектрисање једнако  $2e$ , чиме је истовремено доказано да су електрони у суперпроводнику спарени [47,48].

Након открића квантиране електричне Холове (Hall) отпорности од стране фон Клицинга (von Klitzing, 1980) [49]

$$R = \frac{h}{e^2} \quad (6.2)$$

остварено је у неупоредиво простијим условима квантирање електричне проводности [50]. Провођење електрона дуж наножице има квантну природу, ортогонално на правац кретања, услед чега је проводност (сл. 6.1),

$$G = \frac{2e^2}{h} \quad (6.3)$$



Сл. 6.1. Струја кроз наножицу у периоду раскидања контакта

Недавно је изведен оглед за доказ доње природне границе протока топлоте кроз наноструктуру [51]. Добијено је за топлоту по једном моду,

$$g_0 = \frac{k^2 T}{3h} \quad (6.4)$$

где је  $k$  Болцманова константа. Према управо приказаним резултатима мезоскопске физике, извесно је да ће и у другом веку, рачунајући од Планковог открића кванта енергије, квантна физика обилovati новим фундаменталним сазнањима.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] M. Planck, Ann. der Physik, **4** (1901) 553.
- [2] M. Planck, Саопштење на састанку Немачког физичког друштва, 14. децембра 1900.
- [3] I. Newton, Phil.Trans. **6** (1672).
- [4] J. Stefan, Ber.Wien, **2** (1879) 391.
- [5] A. Einstein, Z.Physik, **18** (1917) 121.
- [6] W.H. Wollaston, Phil.Trans. **92** (1802) 378.
- [7] J.Fraunhofer, Gilbert's Annalen, **26** (1817) 264.
- [8] R.W. Wood and R. Fortrat, Astrophys.J., **43** (1916) 73.
- [9] R. Bunsen und G. Kirchhoff, Pogg.Ann., **110** (1859) 160.
- [10] R. Bunsen und G. Kirchhoff, Pogg.Ann., **113** (1861) 337.
- [11] G.D. Living and J.Dewar, Phil.Trans.Roy.Soc., **174** (1883) 187.
- [12] J.J. Balmer, Ann. der Phys. und Chem., **25** (1885) 80.
- [13] E.C. Pickering, Astrophys.J., **4** (1896) 369.; Astrophys.J., **4** (1896) 369.
- [14] Th. Lyman, Astrophys.J., **23** (1906) 181.
- [15] F. Paschen, Ann. der Phys., **27** (1908) 537.
- [16] F.S. Brackett, Astrophys.J., **56** (1922) 154.
- [17] A.H. Pfund, J.Opt.Soc.Am., **9** (1924) 193.
- [18] J.R. Rydberg, R.C. **110** (1890) 394.; Wied.Ann., **50** (1893) 625.; Astrophys.J., **4** (1896) 91.; Astrophys.J., **4** (1896) 625.
- [19] W. Ritz, Ann. der Phys., **12** (1903) 264.; Astrophys.J., **28** (1908) 237.; Phys.Z., **9** (1908) 521.
- [20] H. Kayser und C. Runge, Wied.Ann., **41** (1890) 302.; Wied.Ann., **43** (1891) 385.; Wied.Ann., **46** (1892) 225.; Wied.Ann., **48** (1893) 126.;
- [21] C. Runge und F. Paschen, Astrophys.J., **3** (1895) 4.
- [22] C.E. Moore, *Atomic Energy Levels*, Natl.Bur. Stand. Circ. No.467 (U.S.GPO, Washington, D.C.,1958), Vol. I-III.
- [23] H. Hertz, Ann. der Phys., **31** (1887) 983.
- [24] W. Hallwachs, Ann. der Phys., **33** (1888) 301.
- [25] S. Stoletov, J.de Phys., **9** (1890) 484.
- [26] J.J. Thomson, Phil.Mag. **44** (1897) 293.; Phil.Mag. **48** (1899) 547.; Phil.Mag. **7** (1904) 237.
- [27] P. Lenard, Ann. der Phys., **2** (1900) 359.
- [28] A. Einstein, Ann. der Phys., **17** (1905) 132.; Ann. der Phys., **20** (1906) 199.
- [29] O.W. Richardson and K.T. Compton, Phil.Mag. **24** (1912) 577.
- [30] R.A. Millikan, Phys.Rev., **1** (1913) 73.
- [31] P. Lukirsky und S. Prilezaev, Z.Physik, **49** (1928) 238.
- [32] P. Lenard, Ann. der Phys., **12** (1903) 714.
- [33] J. Franck und G. Hertz, Verh.d. D.Phys.Ges., **16** (1914) 10.

- [34] J. Franck und G. Hertz, *Z.Physik*, **17** (1916) 409.
- [35] B. Davis and F.S. Goucher, *Phys.Rev.*, **10** (1917) 101.
- [36] J. Frank und E. Eisporn, *Z.Physik*, **2** (1920) 18.
- [37] G. Hertz, *Z.Physik*, **18** (1923) 307.
- [38] J.W. Nickolson, *Roy.Astron.Soc.*, **72** (1912) 49.
- [39] H. Geiger and E. Marsden, *Proc.Roy.Soc.*, A **82** (1909) 459.
- [40] E. Rutherford, *Phil.Mag.*, **21** (1911) 669.
- [41] H. Geiger and E. Marsden, *Phil.Mag.*, **25** (1913) 604.
- [42] N. Bohr, *Phil.Mag.*, **26** (1913) 1.
- [43] W. Wilson, *Phil.Mag.*, **29** (1915) 795.
- [44] A. Sommerfeld, *Sitzungsber. der K.Bay.Akad.*, (1915) 425.; *Ann. der Phys.*, **51** (1916) 1.
- [45] L. de Broglie, *Phil.Mag.*, **47** (1924) 446.; *Ann. der Phys.*, **3** (1925) 22.
- [46] Д.М. Филиповић, *Истраживачке вежбе атомске и молекулске физике*, Универзитет у Београду, Физички факултет, Београд, (1998) 14-19.
- [47] B.S. Deaver and W.E.Fairbark, *Phys.Rev.Letters*, **7** (1961) 43.
- [48] М. Курепа и Д. Филиповић, *Електрон каоког за знамо*, САНУ и Завод за уџбенике и наставна средства, Београд, 1997.
- [49] K. von Klitzing, G. Dorda and M. Pepper, *Phys.Rev.Letters*, **45** (1980) 494.
- [50] K. Kramer, N. Garcia, P.Garcia-Mochales and P.A.Serena, *Surf.Sci.*, **342** (1995) L1144.
- [51] K. Schwab, E.A. Henriksen, J.M. Worlock, M.L. Roukes, *Nature*, **404** (2000) 974.

*Milan V. Kurepa*, *Dušan M. Filipović*

## EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF ATOMIC ENERGY LEVELS AND QUANTUM TRANSITIONS BETWEEN THEM

### S u m m a r y

The motion in atoms and molecules is characterized by the energy and also by the angular momentum as a manifestation of the action, which may be quantized. This fact is a result of Max Planck discovery that physical bodies absorb and emit the radiation energy in units of  $h\nu$ , where  $\nu$  is a frequency of the radiation. Here,  $h$  is the quantum of action and represents a fundamental physical constant.

In Lenard's experiments the binding energy of electrons in atoms and molecules has been found to have critical values. Nicholson introduced a hypothesis that atomic energy states are a consequence of angular momentum conservation in them. Bohr postulated that the emission of energy from atoms may be quantized. In the inelastic collision experiment of Franck and Hertz the energy transfer from an incident electron to a mercury target-atom has been found to be quantized. Wilson and Sommerfeld refined Bohr's

theory by giving attention to elliptical electron orbits and taking special relativity into account. As a result a new quantum number is obtained.

After Planck's revolutionary ideas, the photon, the smallest (elementary) electric charge as the charge of the electron, and also the quantization of the energy transfer in inelastic electron-atom collisions mentioned above were experimentally observed and determined. Next quanta experimentally observed are those of: magnetic flux, electric resistance, electric conductance and, recently, of thermal conductance.

At present, quantum physics laws should be accepted as the most general laws of physics.