

## Wykład 13

---

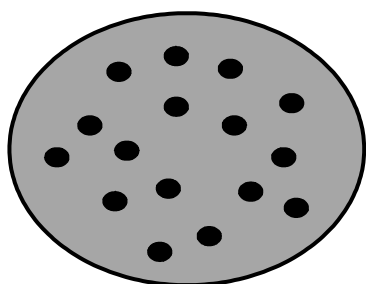
### Elementy fizyki atomowej

---

#### Model atomu Bohra

Do roku 1910 znano wiele wyników eksperymentalnych, które wskazywały na to, że atomy zawierają elektrony. W normalnych warunkach atomy są elektrycznie obojętne, a zatem muszą one mieć ładunek dodatni równy ujemnemu. Ponieważ masa elektronów jest bardzo mała w porównaniu z masą najlżejszych nawet atomów oznaczało ponadto, że ładunki dodatnie związane są ze znaczną masą. Tego typu rozważania prowadziły do pytania, jak wygląda rozkład ładunków dodatnich i ujemnych w atomie.

J.J.Thomson zaproponował model budowy atomu, zgodnie z którym ujemnie naładowane elektrony znajdują się wewnątrz pewnego obszaru wypełnionego w sposób ciągły ładunkiem dodatnim („ciasto z rodzynkami”).



Ładunek dodatni tworzył kulę o promieniu rzędu  $10^{-10}$  m. W tej kuli ładunki ujemne byłyby rozłożone równomiernie (w wyniku sił odpychania). W atomie znajdującym się w stanie o najniższej energii elektrony byłyby nieruchome. Natomiast w atomach o wyższej energii, tzn. w atomach wzbudzonych (np. w wysokiej temperaturze) elektrony wykonywałyby drgania wokół położenia równowagi. Drgający elektron wysyłałby promieniowanie i w ten sposób model Thomsona wyjaśniał zjawisko emisji promieniowania przez wzbudzone atomy.

Dowód nieadekwatności modelu Thomsona rzeczywistości otrzymał w 1911 r. jego uczeń E.Rutherford analizując wyniki rozpraszania cząstek  $\alpha$  na atomach. Z przeprowadzonej przez Rutherforda analizy wynikało, że ładunek dodatni nie jest rozłożony równomiernie wewnątrz atomu, ale skupiony w małym obszarze zwanym *jądrem* (o rozmiarze  $10^{-14}$  m) leżącym w środku atomu. Model jądrowy atomu zaproponowany przez Rutherforda znalazł potwierdzenie w szeregu doświadczeń. Zgodnie z tym modelem:

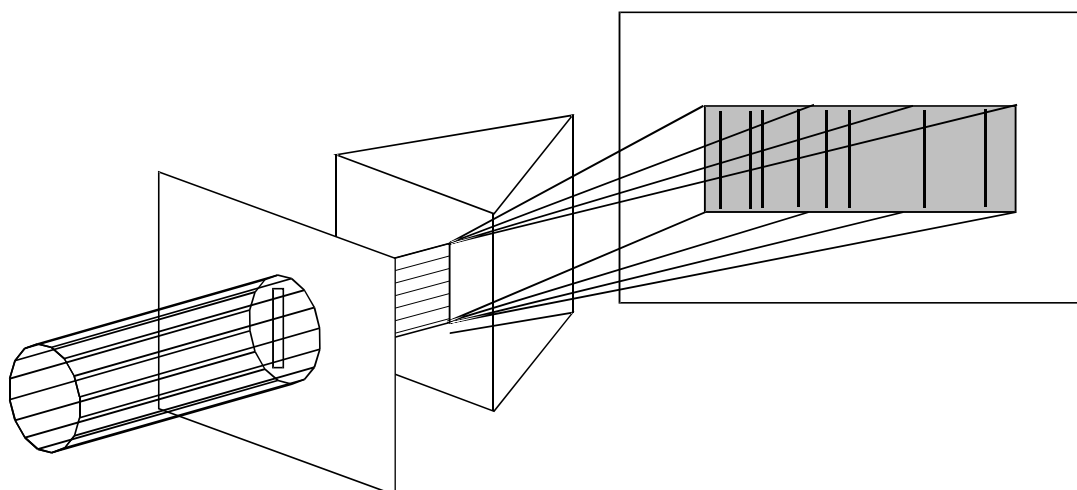
- W środku atomu znajduje się jądro o masie w przybliżeniu równej masie całego atomu,
- Ładunek jądra jest dodatni i jest równy iloczynowi liczby atomowej  $Z$  i ładunku  $|e|$ ,
- Wokół jądra znajduje się  $Z$  elektronów, tak że cały atom jest obojętny.

Ważnym problemem pozostaje wyjaśnienie zagadnienia stabilności takiego atomu. Elektrony nie mogą być nieruchome bo w wyniku przyciągania z dodatnim jądrem zostałyby do niego przyciągnięte i wtedy „wrócilibyśmy” do modelu Thomsona. Jeżeli dopuścimy ruch elektronów wokół jądra (tak jak planety wokół Słońca w układzie słonecznym) to też natrafiamy na trudność interpretacyjną. Krążący elektron doznaje stałe przyspieszenia (dośrodkowego) i zgodnie z elektrodynamiką klasyczną elektron poruszający się z przyspieszeniem musi wysyłać fale elektromagnetyczne. Promieniowanie to zmniejszałoby energię mechaniczną elektronu, a oznaczałoby to, że elektron poruszałby się po spirali ostatecznie spadając na jądro.

Problem stabilności atomów doprowadził do powstania nowego modelu zaproponowanego przez N. Bohra. Podstawową cechą tego modelu było to, że umożliwił przewidywanie widm promieniowania wysyłanego przez atomy. Najpierw omówimy więc podstawowe cechy widm atomów.

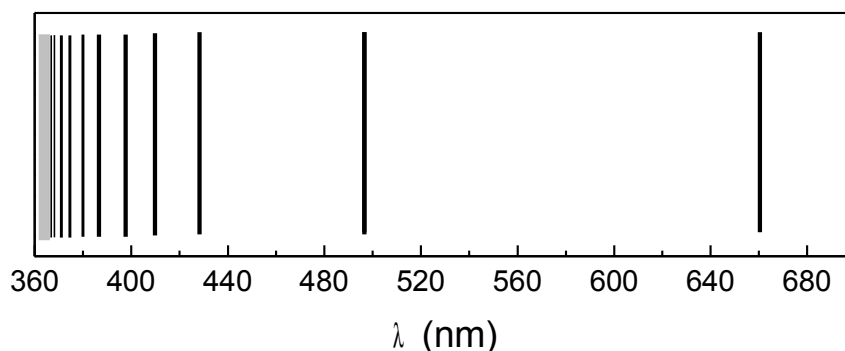
### Widma atomowe

Na rysunku niżej przedstawiony jest typowy układ do pomiaru widm atomowych. Źródłem promieniowania jest jednoatomowy gaz pobudzony do świecenia metodą wyładowania elektrycznego. Promieniowanie przechodzi przez szczelinę kolimującą, a następnie pada na pryzmat (lub siatkę dyfrakcyjną), który rozkłada promieniowanie na składowe o różnych długościach fal.



Na kliszy fotograficznej uwidacznia się cecha szczególna obserwowanych widm. W przeciwieństwie do widma ciągłego emitowanego np. przez powierzchnie ciał ogrzanych do wysokich temperatur, promieniowanie wysyłane przez swobodne atomy zawiera tylko pewną

liczbę długości fal. Każda z takich składowych długości fal nazywana jest linią. Na rysunku niżej pokazana jest widzialna część widma atomu wodoru.



To właśnie badanie widma wodoru doprowadziło Bohra do sformułowania nowego modelu atomu. Model ten chociaż posiada pewne braki to ilustruje ideę kwantowania w sposób prosty matematycznie.

### Model Bohra atomu wodoru

Jak już mówiliśmy fizyka klasyczna przewidywała, że atom krążący po orbicie będzie wypromieniowywał energię, tak że częstość elektronu a za tym także częstość wysyłanego promieniowania będzie się zmieniać w sposób ciągły. Tymczasem obserwujemy bardzo ostre linie widmowe o ściśle określonej częstotliwości (długości fali). Bohr uniknął tej trudności zakładając, że podobnie jak oscylatory Plancka, tak samo atom wodoru może znajdować się w ściśle określonych stanach energetycznych, w których nie wypromieniowuje energii. Emisja fotonu następuje tylko wtedy gdy atom przechodzi z jednego stanu stacjonarnego o energii  $E_k$  do stanu o niższej energii  $E_j$ :

$$\nu_{k \rightarrow j} = \frac{E_k - E_j}{h} . \quad (13.1)$$

Gdy atom przechodzi ze stanu o mniejszej energii  $E_j$  do stanu o większej energii  $E_k$  atom pochłania foton o energii  $h\nu_{j \rightarrow k} = E_k - E_j$ .

Mimo że obecnie wiadomo, iż model Bohra nie jest poprawną teorią, to jego prostota i wielkie znaczenie historyczne stanowią powody dla których warto go rozważyć. Bohr rozpatrywał początkowo uproszczony model atomu wodoru zakładając, że:

- elektron porusza się po orbitach kołowych o promieniu  $r$  ze środkiem w miejscu jądra,

- jądro (pojedynczy proton) jest tak ciężkie, że środek masy pokrywa się ze środkiem protonu.

Korzystając z drugiej zasady Newtona ( $m\vec{a} = \vec{F}$ ) i prawa Coulomba otrzymujemy

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = m \frac{v^2}{r}, \quad (13.2)$$

gdzie  $a = v^2 / r$  jest przyspieszeniem dośrodkowym.

Wzór (13.2) pozwala łatwo obliczyć energię kinetyczną elektronu

$$T = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (13.3)$$

Dodając do energii kinetycznej (13.3) energię potencjalną elektronu

$$U = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (13.4)$$

dla całkowitej energii elektronu otrzymujemy

$$E = T + U = - \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (13.5)$$

Z punktu widzenia fizyki klasycznej, promień orbity  $r$  może przyjmować dowolną wartość więc i energia też może być dowolna. Jeżeli istnieją energetyczne stany stacjonarne, to wielkość  $r$  w równaniu (13.5) musi być skwantowana. Na tym etapie N. Bohr wiedział o istnieniu stałej Plancka  $h$ . Stała Plancka miała wymiar  $J \cdot s = kg \cdot m^2 / s$  czyli wymiar momentu pędu ( $\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{p}]$ ). W związku z tym N.Bohr wysunął *hipotezę*, według której skwantowaną wielkością w atomie jest moment pędu elektronu. Postulaty Bohra były następujące:

1. Elektron w atomie porusza się po orbicie kołowej pod wpływem przyciągania kulombowskiego pomiędzy elektronem i jądrem i ruch ten podlega prawom mechaniki klasycznej.
2. Zamiast nieskończonej liczby orbit dozwolonych z punktu widzenia mechaniki klasycznej, elektron może poruszać się tylko po takich orbitach, dla których moment pędu  $\vec{L}$  jest równy całkowitej wielokrotności stałej Plancka podzielonej przez  $2\pi$ .

$$L = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (13.6)$$

gdzie stała  $n$  oznacza liczbę kwantową i  $\hbar = h/2\pi$ .

3. Pomimo, że elektron doznaje przyspieszenia (poruszając się po takiej orbicie), to jednak nie wypromieniowuje energii. A zatem jego całkowita energia pozostaje stała.
4. Promieniowanie elektromagnetyczne zostaje tylko wysłane gdy elektron poruszający się po orbicie o całkowitej energii  $E_j$  zmienia swój ruch *skokowo*, tak że porusza się następnie po orbicie o energii  $E_k$ . Częstotliwość emitowanego promieniowania jest równa

$$\nu = \frac{E_j - E_k}{h}.$$

Korzystając z postulatów Bohra znajdziemy teraz stany stacjonarne atomu wodoru. Ze wzoru (XXXIII.3) możemy wyznaczyć prędkość liniową elektronu

$$v = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 m r}}$$

a następnie pęd elektronu

$$p = mv = \sqrt{\frac{me^2}{4\pi \epsilon_0 r}}.$$

W przypadku siły centralnej (a siła Coulomba jest siłą centralną) wektor momentu pędu jest prostopadły do płaszczyzny orbity i wynosi

$$L = pr = \sqrt{\frac{me^2 r}{4\pi \epsilon_0}}. \quad (13.7)$$

Łącząc równanie (13.7) z postulatem Bohra (13.6), otrzymujemy

$$L = \sqrt{\frac{me^2 r}{4\pi \epsilon_0}} = n\hbar. \quad (13.8)$$

Skąd

$$r = n^2 \frac{\hbar^2 4\pi \epsilon_0}{me^2} = n^2 r_1 \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (13.9)$$

gdzie

$$r_1 = \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2} \approx 0,5 \text{ \AA} \quad (13.10)$$

jest tak zwany promień Bohra.

Podstawiając (13.9) do wyrażenia na energię całkowitą (13.5) otrzymujemy

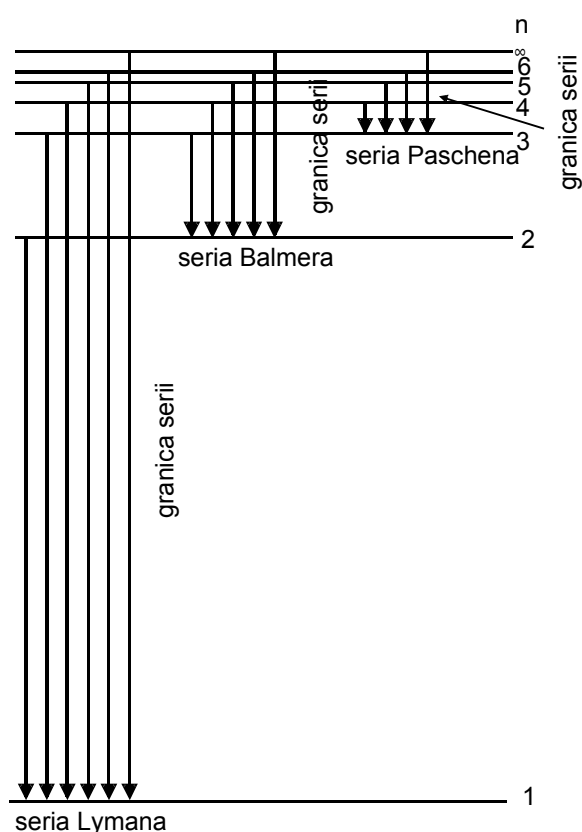
$$E = - \frac{m e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2 n^2} = \frac{E_1}{n^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (13.11)$$

gdzie

$$E_1 = - \frac{m e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2}, \quad (13.12)$$

jest energią stanu podstawowego ( $n = 1$ ).

Równanie (13.11) określa wartości energii dozwolonych stanów stacjonarnych. Stan  $n = \infty$  odpowiada stanowi  $E = 0$ , w którym elektron jest całkowicie usunięty poza atom. Na rysunku poniżej są pokazane wybrane przeskoki między różnymi stanami stacjonarnymi.



Długość każdej ze strzałek jest równa różnicy energii między dwoma stanami stacjonarnymi czyli równa energii  $h\nu$  wypromieniowanego kwantu. Częstotliwość emitowanego promieniowania można obliczyć korzystając z postulatu Bohra dotyczącego częstotliwości promieniowania emitowanego przez atom oraz ze wzoru na energię (13.11)

$$\nu = R \cdot \left( \frac{1}{j^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (13.13)$$

gdzie  $j, k$  są liczbami kwantowymi opisującymi niższy i wyższy stan stacjonarny. Stała  $R$

$$R = \frac{m e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3}$$

nazywa się stałą Rydberga.

Na gruncie modelu Bohra można łatwo zrozumieć własności widm emisyjnych atomów jednoelektronowych. Można również zrozumieć widma absorpcyjne. Ponieważ elektron musi mieć w atomie energię całkowitą równą jednej z energii dozwolonych (stanu stacjonarnego) więc z padającego promieniowania może on absorbować tylko określone porcje (kwanty) energii. Energia absorbowanych kwantów  $h\nu$  musi być równa różnicy pomiędzy energiami dozwolonych stanów tak więc linie widma absorpcyjnego mają te same częstotliwości (długości fal) co linie widma emisyjnego. Na początku atom jest w stanie podstawowym  $n = 1$  więc procesy absorpcji odpowiadają serii Lymana. W bardzo wysokich temperaturach atomy będą już w stanie  $n = 2$  i możemy obserwować linie absorpcyjne serii Balmera (widzialne).

### **Dualizm falowo-korpuskularny cząstek materialnych**

Zjawisko fotoelektryczne odkrył w 1887 roku H.G.Hertz, który zauważył, że z powierzchni niektórych metali oświetlanych światłem są wybijane elektrony. Einsteinowi udało się wyjaśnić efekt fotoelektryczny dzięki nowemu założeniu, że energia wiązki świetlnej rozchodzi się w przestrzeni w postaci skończonych porcji (kwantów) energii zwanych *fotonami*. Energia pojedynczego fotonu jest dana wzorem

$$E = h\nu \quad . \quad (13.14)$$

A zatem z badań efektu fotoelektrycznego wynika, że światło wykazuje właściwości cząsteczkowe. Z drugiej strony takie zjawiska jak interferencja i dyfrakcja światła w sposób przekonujący świadczą na rzecz falowej natury światła.

Jeżeli światło ma dwoistą falowo-cząsteczkową naturę, to być może materia też ma taką dwoistą naturę. Taką sugestię zaprezentował w 1924 L. de Broglie w oparciu o obserwację, że Wszechświat składa się wyłącznie ze światła i materii oraz że pod wieloma względami przyroda jest zadziwiająco symetryczna. Chociaż materię traktowano jako cząstki de Broglie zasugerował, że należy zbadać czy materia nie wykazuje również własności falowych.

De Broglie nie tylko zaproponował istnienie fal materii ale również przewidział ich długość. Założył, że długość przewidywanych fal materii jest określona tym samym związkiem, który stosuje się do światła:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad , \quad (13.15)$$

gdzie  $p$  jest pędem cząstki.

Jako przykład rozważmy jaką długość fali przewiduje równanie (13.15) dla obiektów „masywnych” np. dla piłki, o masie 1 kg, poruszającej się z prędkością 10 m/s, a jaką dla „lekkich” np. elektronów przyspieszonych napięciem 100 V? Dla piłki  $p = mv = 1 \text{ kg} \cdot 10 \text{ m/s}$

$$= 10 \text{ kg m/s. Stąd długość fali de Broglie’a wynosi } \lambda = \frac{h}{p} = \frac{6.6 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{10 \text{ kgm/s}} = 6.6 \cdot 10^{-35} \text{ m. Ta}$$

wielkość jest praktycznie równa zero zwłaszcza w porównaniu z rozmiarami obiektu. Doświadczenia prowadzone na takim obiekcie nie pozwalają więc na rozstrzygnięcie czy materia wykazuje własności falowe ( $\lambda$  zbyt mała). Przypomnijmy, że *falowy charakter światła* przejawia się gdy wymiary liniowe obiektów są porównywalne z długością fali. Natomiast elektrony przyspieszone napięciem 100 V uzyskują energię kinetyczną  $E_k = eU = 100 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-17} \text{ J}$ . Prędkość jaką uzyskują elektrony wynosi

$$v = \sqrt{\frac{2E_k}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1.6 \cdot 10^{-17} \text{ J}}{9.1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}}} = 5.9 \cdot 10^6 \text{ m/s. Odpowiednia długość fali de Broglie’a wynosi}$$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} = \frac{6.6 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{9.1 \cdot 10^{-31} \cdot 5.9 \cdot 10^6 \text{ kgm/s}} = 1.2 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0.12 \text{ nm. Jest to wielkość rzędu}$$

odległości między atomowych w ciałach stałych. A zatem rozważając przestrzennie uporządkowane siatki z atomów w kryształach jako siatki dyfrakcyjne, można zbadać falową naturę materii skierowując wiązkę elektronów, o odpowiedniej energii, na kryształ. Takie doświadczenie przeprowadzili w 1961 roku Davisson i Germer w USA oraz Thomson w Szkocji. Z analizy otrzymanego doświadczalnego obrazu dyfrakcyjnego pochodzącego od wiązki elektronów o prędkości  $v$  wynikało, że elektronom musimy przypisać fale materii o długości  $\lambda = h/mv$ , co całkowicie było zgodne z hipotezą de Broglie’a.

### **Informacje o mechanice kwantowej. Równania Schrödingera**

W 1926 roku E. Schrödinger sformułował *mechanikę falową* (jedno ze sformułowań fizyki kwantowej) min. w oparciu o założenie, że stacjonarne stany w atomach odpowiadają *stojącym falom materii*. Dla fal w strunie zaburzenie może być opisane za pomocą poprzecznego wychylenia  $y$ , dla fal elektromagnetycznych poprzez wektor natężenia pola elektrycznego  $\vec{E}$ . Analogiczną miarą dla fal materii jest *funkcja falowa*  $\Psi$  (psi funkcja), która musi spełniać słynne *równanie Schrödingera*



$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U) \cdot \psi = 0 . \quad (13.16)$$

Warto podkreślić, że równanie Schrödingera, jak inne podstawowe równania w fizyce (równanie Newtona, równania Maxwella) nie można wyprowadzić. Słuszność tego równania wynika ze zgody rozwiązań tego równania z danymi doświadczalnymi.

### Sens fizyczny funkcji falowej $\psi$ .

Jako pierwszy fizyczną interpretację funkcji falowej podał Max Born. Zasugerował on, że wielkość  $\psi^2$  w dowolnym punkcie przedstawia miarę prawdopodobieństwa, że cząstka znajdzie się w pobliżu tego punktu tzn. w jakimś obszarze wokół tego punktu np. w przedziale  $x, x+dx$ . Ta interpretacja funkcji  $\psi$  daje statystyczny związek pomiędzy falą i związaną z nią cząstką. Nie mówimy gdzie cząstka jest ale gdzie prawdopodobnie się znajdzie.

### Zasada Pauliego. Spin elektronu. Atomy wieloelektronowe, układ okresowy pierwiastków

Wyżej widzieliśmy, że wartości energii elektronu w atomie wodoru zależą tylko od liczby kwantowej  $n$ . Inaczej jednak jest w przypadku atomu wieloelektronowego. Z równania Schrödingera wynika, że wartości energii elektronu w atomie wieloelektronowym  $E_{n,l}$  zależą teraz od dwóch liczb kwantowych  $n$  i  $l$ . Natomiast funkcja falowa elektronu  $\psi_{nlm_l}$  zależy od trzech liczb kwantowych:  $n, l, m_l$ . Trzy liczby kwantowe  $n, l, m_l$  mogą przyjmować tylko następujące wartości

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots \\ l &= 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad \text{lub} \quad 0 \leq l \leq n-1 \\ m_l &= -l, -l+1, -l+2, \dots, l-2, l-1, l \quad \text{lub} \quad -l \leq m_l \leq l \end{aligned} \quad (13.17)$$

Ze względu na rolę jaką odgrywa liczba  $n$  w określeniu energii całkowitej atomu, jest nazywana *główną liczbą kwantową*. Liczba  $l$  nosi nazwę *azymutalnej liczby kwantowej* i ta liczba określa bezwzględną wartość momentu pędu elektronu  $|\vec{l}| = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ . Liczba kwantowa  $m_l$  nazywana jest *magnetyczną liczbą kwantową*. Liczba  $m_l$  określa możliwe wartości rzutu momentu pędu elektronu na dowolny kierunek  $l_z = \hbar m_l$  (tu wskaźnik  $z$  definiuje dowolny kierunek w przestrzeni).

Ponieważ poziom energetyczny elektronu w wieloelektronowym atomie  $E_{n,l}$  zależy tylko od liczb kwantowych  $n$  i  $l$ , z warunków (13.17) widać, że dla danych wartości liczb kwantowych  $n$  i  $l$  (danej energii) istnieje na ogół kilka różnych możliwych wartości  $m_l$ . Mówimy, że poziomy energetyczne atomu są zwyrodniałe. Ze wzoru (13.17) wynika, że zwyrodnienie poziomu  $E_{n,l}$  wynosi  $(2l + 1)$ .

W 1869 r. Mendelejew jako pierwszy zauważył, że większość własności pierwiastków chemicznych jest okresową funkcją liczby atomowej  $Z$  określającej liczbę elektronów w atomie co najlepiej uwidacznia się w odpowiednio skonstruowanym układzie okresowym pierwiastków. Właściwości chemiczne i fizyczne pierwiastków powtarzają się jeżeli zebrać je w grupy zawierające 2, 8, 8, 18, 18, 32 elementów.

W 1925 r. Wolfgang Pauli podał prostą zasadę, dzięki której automatycznie są generowane grupy o liczebności 2, 8, 18, 32. Pauli zapostulował, że na jednej orbicie mogą znajdować się nie więcej niż dwa elektrony, czyli tylko dwa elektrony mogą być opisane tą samą funkcją falową  $\psi_{nlm_l}$ . Zatem na orbicie  $\psi_{100}$  ( $n = 1, l = 0, m_l = 0$ ) mogą być tylko dwa elektrony. Dla  $n = 2$  istnieją cztery orbitale atomowe  $\psi_{200}; \psi_{211}; \psi_{210}; \psi_{21-1}$ . Stąd wynika, że w stanie  $n = 2$  może być 8 elektronów (dwa na każdą orbital). Podobnie dla  $n = 3$  mamy 9 orbitali ( $\psi_{300}; \psi_{311}; \psi_{310}; \psi_{31-1}; \psi_{322}; \psi_{321}; \psi_{320}; \psi_{32-1}; \psi_{32-2}$ ) czyli w stanie  $n = 3$  mogą być 18 elektronów. Widać, że okresy 2, 8, 18 są konsekwencją zasady Pauliego i teorii kwantowej, z której wynikają warunki (13.17).

W czasie gdy Pauli podał swoją zasadę była ona zasadą ad hoc, nie można było jej wyprowadzić w ramach istniejącej teorii. Pozostawało więc pytanie: dlaczego akurat dwa elektrony (a nie inna liczba) mogą być opisane tą samą funkcją falową  $\psi_{nlm_l}$ ? W roku 1926 odkryto, że wszystkie elektrony oprócz momentu pędu "orbitalnego" posiadają wewnętrzny moment pędu  $S$ , który został nazwany *spinowym momentem pędu*. Elektron zachowuje się tak, jakby był kulką wirującą wokół pewnej osi obrotu (analogicznie jak Ziemia obiegająca Słońce i obracająca się wokół swej osi). Wewnętrzny moment pędu elektronu nigdy nie zwiększa się ani też nie maleje i jego rzut na dowolny kierunek wynosi

$$m_s = \pm \frac{1}{2} \hbar . \quad (13.18)$$

Ze wzoru (13.18) wynika, że stan elektronu w atomie określa oprócz trzech liczb kwantowych  $(n, l, m_l)$  liczba kwantowa  $m_s$ . Więc dwa elektrony znajdujące się na określonej orbitali mają różne kierunki spinów. Znajomość spinu jest niezbędna do opisu stanu elektronu. Kiedy te stany są określone to zasada Pauliego, która w pierwotnym brzmieniu stwierdzała, że w danym stanie orbitalnym nie może być więcej elektronów niż dwa, oznacza teraz, że w danym stanie  $\psi_{n,l,m_l,m_s}$  (z uwzględnieniem spinu) może znajdować się tylko jeden elektron. Z uwzględnieniem spinu elektronu zwyrodnienie poziomu energetycznego  $E_{n,l}$  wzrasta i wynosi  $2(2l+1)$ . Posługując się zasadą Pauliego można określić jakie stany w atomie będą obsadzone. Zbiór elektronów w stanach należących do określonej liczby kwantowej  $n$  nazywamy *powłoką elektronową*. Z uwzględnieniem spinu elektronu na powłoce elektronowej może umieścić się następująca liczba elektronów

$$2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = 2[1+3+5+\dots+(2n-1)] = 2 \frac{n(a_1+a_n)}{2} = n(1+2n-1) = 2n^2 \quad (13.19)$$

Tu skorzystaliśmy ze wzoru na sumę postępu arytmetycznego. W tabelce przedstawiliśmy oznaczenie powłok elektronowych oraz ich pojemność

$n$	1	2	3	4	5
Oznaczenie powłoki elektronowej	K	L	M	N	O
Pojemność powłoki elektronowej ( $2n^2$ )	2	8	18	32	50

Zbiór elektronów w stanach należących do określonych liczb kwantowych  $n$  i  $l$  nazywamy *podpowłoką*. Podpowłokę oznaczamy symbolem literowym podającym liczbę  $l$ , poprzedzoną liczbą podającą wartość liczby kwantowej  $n$ .

$n$	1	2	2	3	3	3
$l$	0	0	1	0	1	2
Oznaczenie podpowłoki	1s	2s	2p	3s	3p	3d
Pojemność podpowłoki ( $2(2l+1)$ )	2	2	6	2	6	10

*Konfiguracją elektronową* nazywamy zbiór stanów elektronów w atomie. Zapisując konfigurację wymieniamy podpowłokę (podając liczby kwantowe  $n$  i  $l$ ) oraz liczbę elektronów w tej powłoce. Liczbę elektronów w określonej powłoce zaznaczamy w wykładniku. Niżej podane są konfiguracje elektronowe pierwszych 6 pierwiastków układu okresowego.

Numer powłoki	Z	Pierwiastek	1s	2s	2p	3s	3p
1	1	H - $1s^1$	1				
	2	He - $1s^2$	2				
2	3	Li - $1s^2 2s^1$	2	1			
	4	Be - $1s^2 2s^2$	2	2			
	5	B - $1s^2 2s^2 2p^1$	2	2	1		
	6	C - $1s^2 2s^2 2p^2$	2	2	2		