

## II.6 Atomy w zewnętrznym polu magnetycznym

1. Kwantowanie przestrzenne w zewnętrznym polu magnetycznym. Model wektorowy raz jeszcze
2. Zjawisko Zeemana
  - Normalne zjawisko Zeemana i jego wyjaśnienie w modelu wektorowym
  - Anomalne zjawisko Zeemana i jego wyjaśnienie w modelu wektorowym
3. Zjawisko Paschena-Backa

---

## II.6.1 Kwantowanie przestrzenne w zewnętrznym polu magnetycznym. Model wektorowy raz jeszcze

Opisując kwantowe wektory momentu pędu  $L$ ,  $s$  i  $J$  stwierdziliśmy, że ich rzuty na wyróżnioną oś mogą przybierać jedynie dyskretne wartości, opisywane przez magnetyczną liczbę kwantową (odpowiednio  $m$ ,  $m_s$ ,  $m_J$ ).

Z kwantowymi wektorami momentu pędu związane są kwantowe momenty magnetyczne (m.m).

Oddziaływania m.m ze sobą lub z zewnętrznym polem magnetycznym, wyróżniającym kierunek w układzie, powodują zniesienie degeneracji poziomów i ich rozszczepienie.

Kwantyzacja przestrzenna posłużyła nam do opisu sprzężenia spin-orbita: oddziaływania spinowego i orbitalnego momentu magnetycznego w (lekkich) atomach. Teraz zajmiemy się oddziaływaniem m.m z zewnętrznym polem.

---

# Kwantowanie przestrzenne w zewnętrznym polu magnetycznym. Model wektorowy raz jeszcze

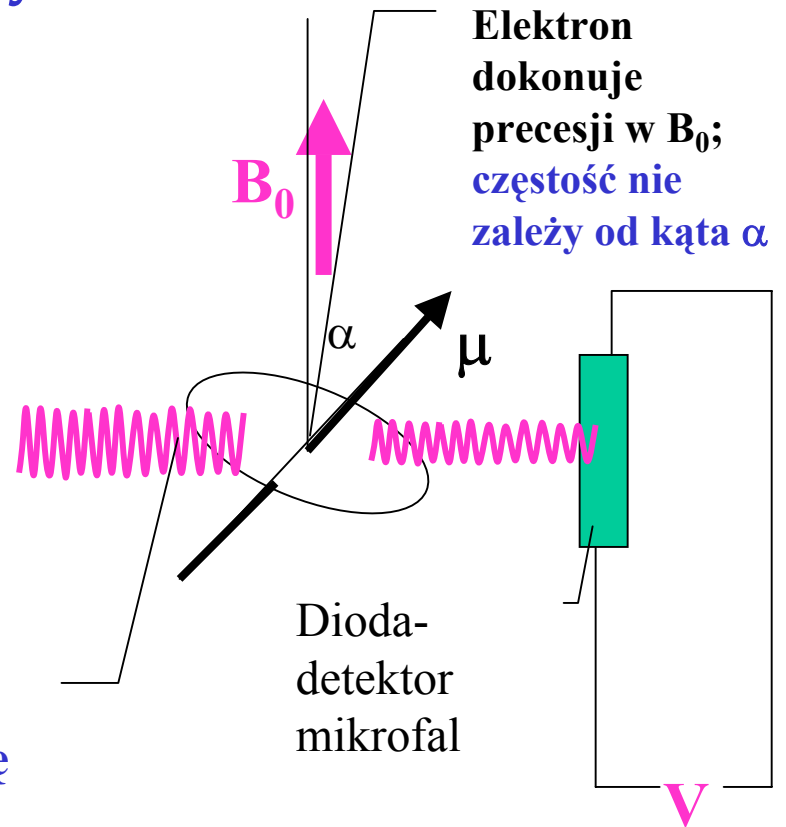
## Żyroskop atomowy: elektronowy rezonans paramagnetyczny (EPR)

Elektron może mieć dwie energie w polu  $B_0$ :  
 $E_+ = -g_S \mu_B B_0/2$  lub  $E_- = +g_S \mu_B B_0/2$       $\Delta E = g_S \mu_B B_0$

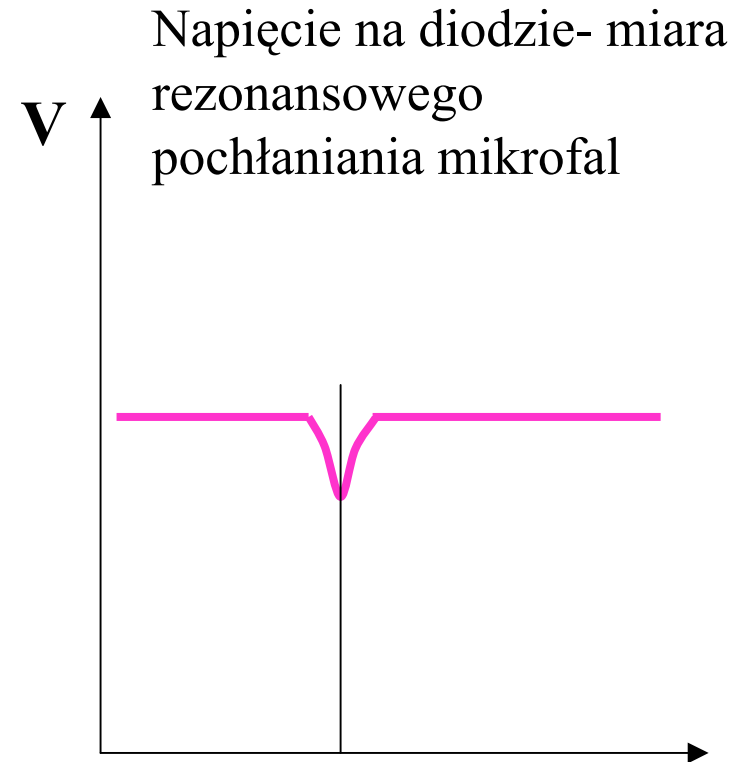
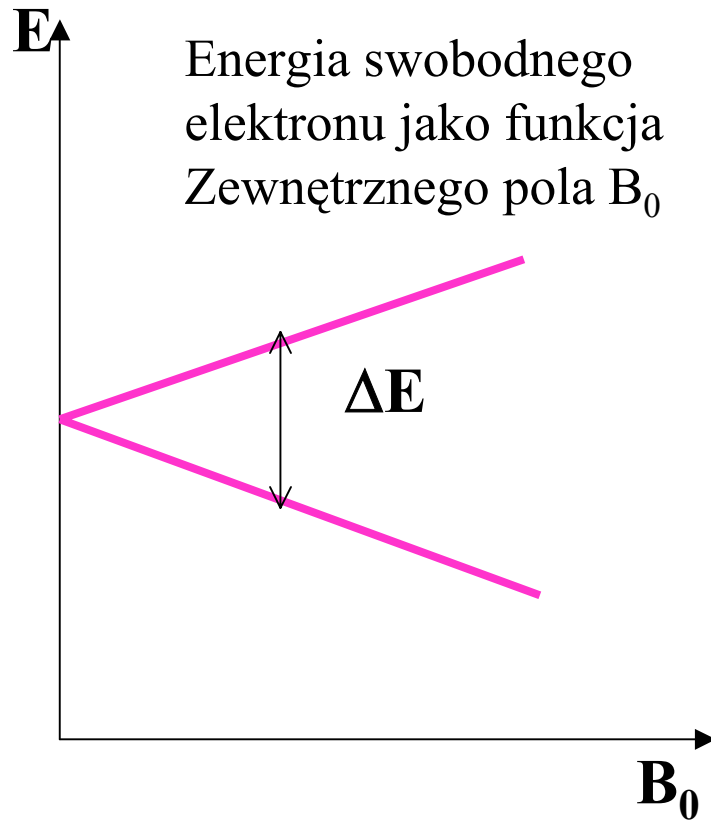
Dostarczając energię  $h\nu = \Delta E$  za pomocą mikrofal o  $B(t) = B \cos(2\pi\nu t)$  powodujemy przejścia między dwoma ustawieniami momentów spinowych.

Mając mikrofałe o stałej częstotliwości  $\nu$  możemy zmieniać pole  $B_0$  tak długo aż zaobserwujemy rezonans.

Mikrofała dostarcza zmiennego pola magn.  $B(t)$  prostopadłego do  $B_0$  i powoduje zmianę kąta  $\alpha$



# Kwantowanie przestrzenne w zewnętrznym polu magnetycznym. Model wektorowy raz jeszcze



Z przyczyn technicznych częstość mikrofal jest stała, zmienia się natomiast  $B_0$  dopasowując jego wartość tak, żeby nastąpił rezonans.

---

## Kwantowanie przestrzenne w zewnętrznym polu magnetycznym. Model wektorowy raz jeszcze

Zjawisko EPR (ERS) wykorzystuje się m. do pomiarów momentów magnetycznych, czynników giromagnetycznych i czynników Landego dla różnych atomów i dla elektronów.

W podobny sposób można mierzyć własności magnetyczne jąder atomowych (NMR- Nuclear Magnetic Resonance) ale charakterystyczne częstotliwości przejść są o trzy rzędy wielkości mniejsze od tych z ERS.

## II.6.2 Efekt Zeemana i zjawisko Paschena-Backa

Rozszczepienie poziomów atomowych w niezbyt silnym zewnętrznym polu magnetycznym to efekt Zeemana.

Rozróżniamy 2 rodzaje efektu Zeemana:

- *Normalny EZ*: zaobserwowany wcześniej, dotyczy przejść pomiędzy stanami o czysto orbitalnych momentach pędu, gdzie obserwujemy dwie lub trzy linie (tryplet zeemanowski),
- *Anomalny EZ*: występuje dla stanów o nieznikającym spinowym momencie magnetycznym; obserwuje się więcej linii niż w przypadku normalnego EZ.

W silnych polach oba efekty Zeemana przechodzą w zjawisko Paschena-Backa.

## II.6.3 Efekt Zeemana

Określenia „normalny” i „anomalny” są historyczne. W rzeczywistości bardziej typowy i częściej spotykany jest anomalny efekt Zeemana, czyli rozszczepienie w polu magnetycznym poziomów o pewnej dowolnej (ale dozwolonej) kombinacji liczb kwantowych  $L$ ,  $S$  i  $J$  (dla stanów jednoelektronowych  $l$ ,  $s$  i  $j$ ).

## II.6.4 Efekt Zeemana- opis w modelu wektorowym

Całkowity moment pędu  $\mathbf{J}$  i związany z nim całkowity moment magnetyczny  $\boldsymbol{\mu}_J$  dokonują precesji dookoła kierunku pola  $\mathbf{B}$ .

Dodatkowa energia sprzężenia magnetycznego:

$$\Delta E_{m_J} = -\vec{\boldsymbol{\mu}}_J \cdot \vec{\mathbf{B}} = -(\boldsymbol{\mu}_J)_Z \mathbf{B} = +m_J g_J \mu_B \mathbf{B} \quad \text{gdzie } m_J = j, j-1, \dots, -j$$

Ponieważ magnetyzmowi orbitalnemu i spinowemu odpowiadają różne stosunki giromagnetyczne, wektor momenty magnetycznego  $\boldsymbol{\mu}_J$  nie jest na ogół antyrównoległy do  $\mathbf{J}$ . Wektory są antyrównoległe wtedy gdy  $\mathbf{S}=0$  co ma miejsce w normalnym zjawisku Zeemana.

W przypadku anomального efektu Zeemana wektor  $\boldsymbol{\mu}_J$  nie jest antyrównoległy do wektora  $\mathbf{J}$ . Dokonuje szybkiej precesji dookoła  $\mathbf{J}$ , mierzalna jest średnia wartość rzutu  $\boldsymbol{\mu}_J$  na kierunek  $\mathbf{J}$ :  $(\boldsymbol{\mu}_J)_J$  (patrz następna transparencja). W zewnętrznym polu  $\mathbf{B}$  rzut  $(\boldsymbol{\mu}_J)_J$  wykonuje powolną precesję dookoła  $\mathbf{B}$ .



## Efekt Zeemana-obliczenie czynnika $g_j$

Rzut  $\mu_j$  na kierunek  $J$  czyli  $(\mu_j)_J$  obliczamy następująco:

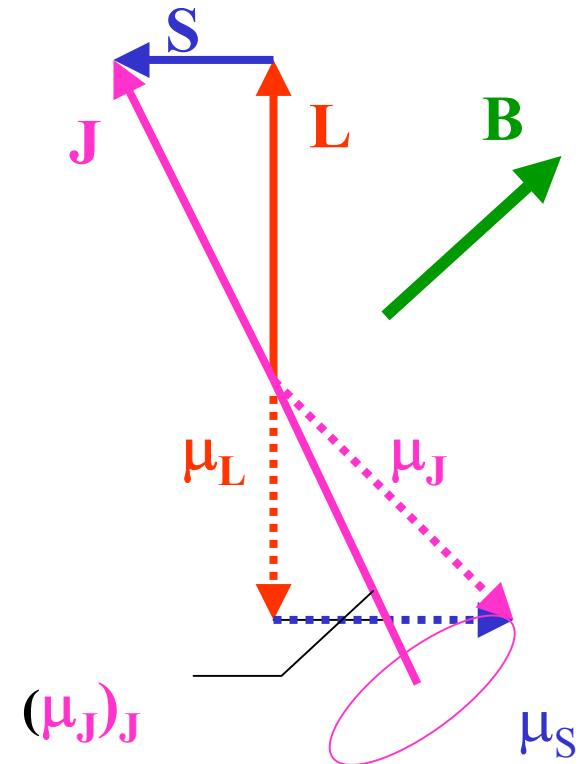
$$\begin{aligned} |(\mu_j)_J| &= |\mu_l| \cos(\angle \vec{L}, \vec{J}) + |\mu_s| \cos(\angle \vec{S}, \vec{J}) = \\ &= \mu_B \left[ \sqrt{L(L+1)} \cos(\angle \vec{L}, \vec{J}) + 2\sqrt{S(S+1)} \cos(\angle \vec{S}, \vec{J}) \right] = \\ &= \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\sqrt{J(J+1)}} \mu_B = g_J \sqrt{J(J+1)} \mu_B \end{aligned}$$

zaś czynnik Landego

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

W przypadku  $S=0, L=J$  i  $g_J=1$

W przypadku  $L=0, J=S$  i  $g_J=2$



Efekt Zeemana - poprawka od oddziaływania  $(\mu_J)_J$  z  $\mathbf{B}$

$$\mathbf{E}_{m_J} = m_J g_J \mu_B \mathbf{B}$$

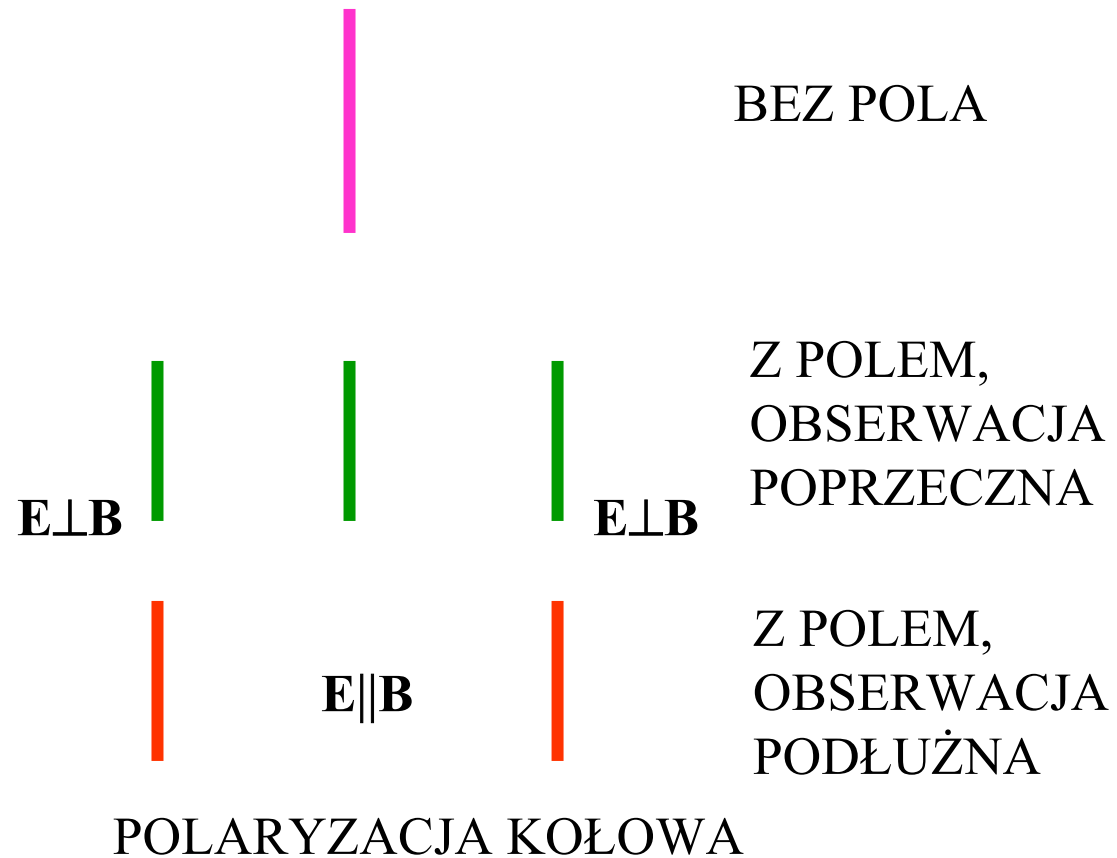
## II.6.5 Normalny efekt Zeemana

Normalne zjawisko (efekt) Zeemana jest obserwowane w ciężkich atomach umieszczonych w zewnętrznym polu magnetycznym. Zachodzi dla stanów wieloelektronowych o znikającym całkowitym spinie  $S=0$ .

Liczba obserwowanych linii zależy od kierunku obserwacji:

- Obserwując w kierunku poprzecznym do zewnętrznego pola widzimy 3 linie (tryplet zeemanowski): jedną w położeniu pierwotnym i dwie symetrycznie przesunięte linie składowe. Światło spolaryzowane jest liniowo.
- Obserwując w kierunku równoległym do pola zewnętrznego widzimy dwie linie symetrycznie rozszczepione. Światło spolaryzowane jest kołowo.

# Normalny efekt Zeemana cd.



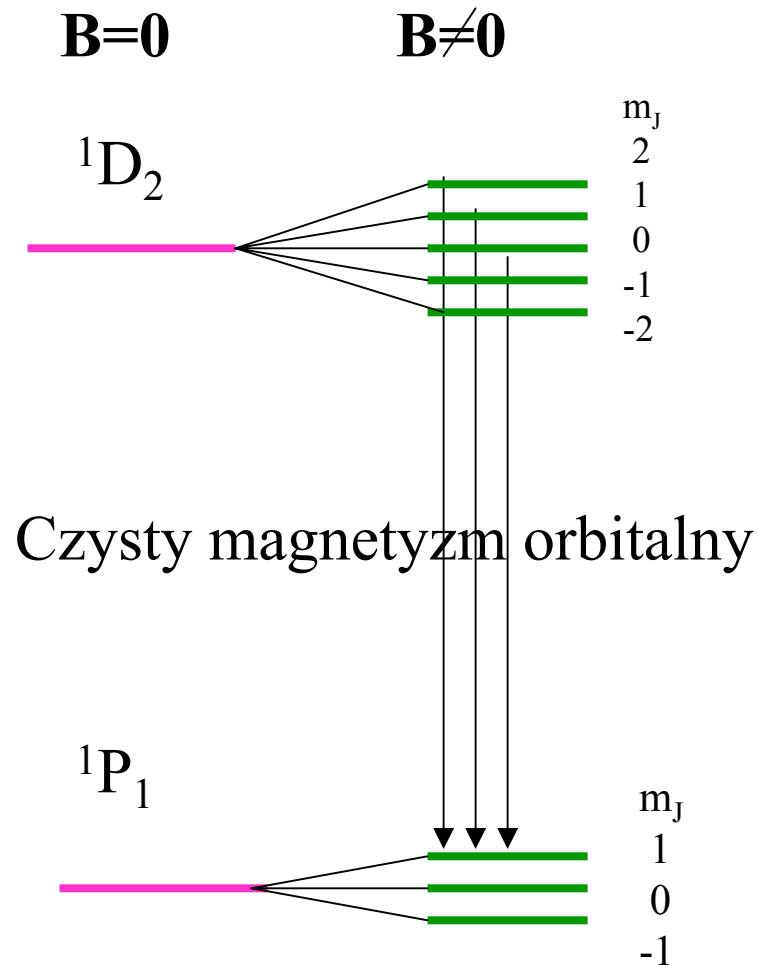
## Normalny efekt Zeemana cd.

Schemat normalnego rozszczepienia Zeemana linii kadmu 643,8 nm.

Reguły wyboru:

$$\Delta m_j = 0, \pm 1$$

oraz jednakowe rozszczepienia związane z  $g_j=1$  powodują powstawanie 3 linii.



## II.6.6 Anomalny efekt Zeemana - dublet sodu

Obliczymy czynniki Landego i rozszczepienia dla stanów dubletu sodu:

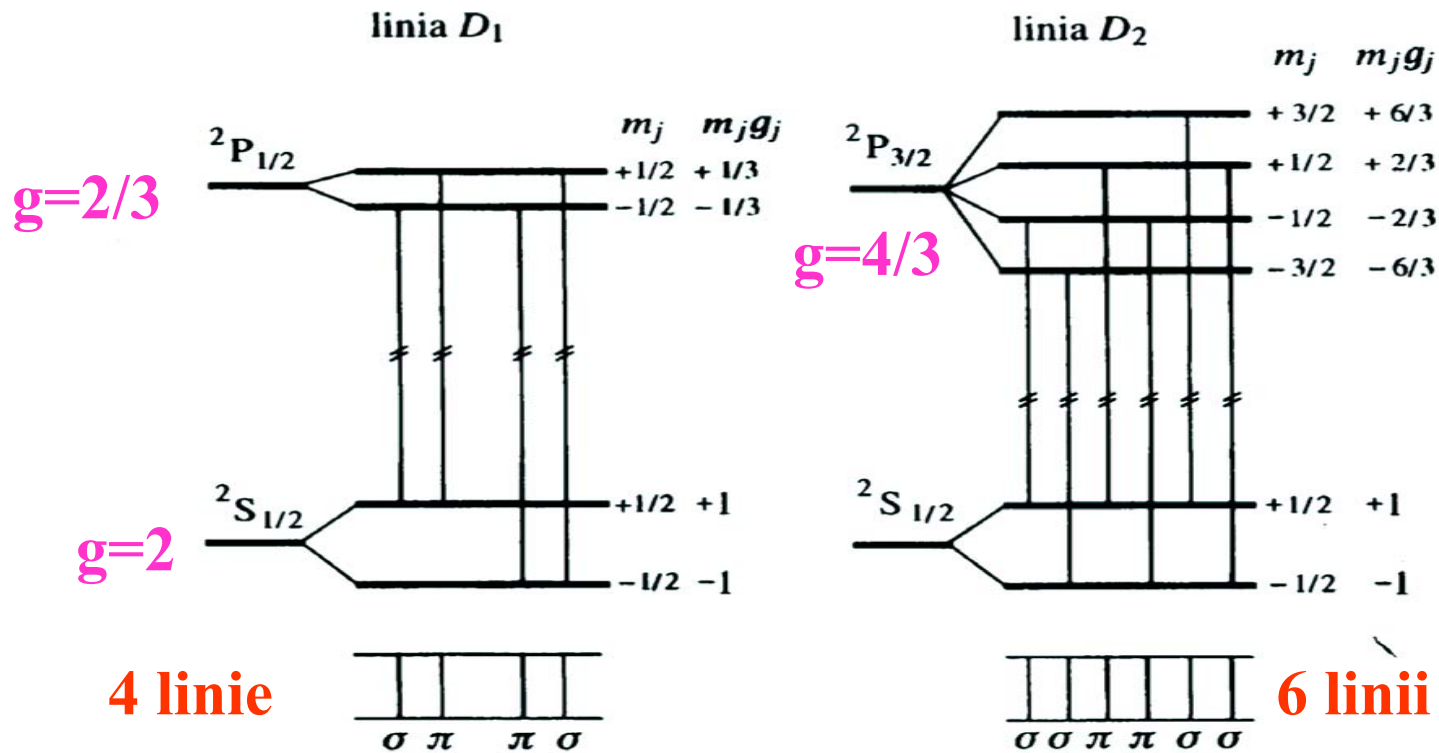
$${}^2S_{1/2}: s=1/2, l=0, j=1/2, g_{1/2} = 2, \quad g_{1/2} m_{1/2} = -1, +1$$

$${}^2P_{1/2}: s=1/2, l=1, j=1/2; g_{1/2} = 2/3, \quad g_{1/2} m_{1/2} = -1/3, +1/3$$

$${}^2P_{3/2}: s=1/2, l=1, j=3/2; g_{3/2} = 4/3, \quad g_{1/2} m_{3/2} = -6/3, -2/3, +2/3, 6/3$$

# Anomalne zjawisko Zeemana

linie  $D_1$  i  $D_2$  atomu sodu (Na) w polu magnetycznym



REGUŁY WYBORU:  $\pi$  :  $\Delta m = 0$   
 $\sigma$  :  $\Delta m = \pm 1$

---

## II.6.7 Znaczenie efektu Zeemana dla poznania liczb kwantowych

Efekt Zeemana znosi degenerację stanów ze względu na  $m_J$ .

Czynniki Landego są jednoznaczными funkcjami liczb kwantowych  $L, S, J$ .

EZ jest więc niezastąpionym narzędziem w empirycznej analizie liczb kwantowych związanych ze stanami atomowymi.

Dygresja: w wielu zagadnieniach fizycznych wyznaczenie liczb kwantowych stanów wymaga zniesienia degeneracji i zaobserwowania przesunięć linii widmowych. Pole magnetyczne, pole elektryczne, ciśnienie osiowe w kryształach to typowe czynniki znoszące degenerację poziomów.



## II.6.8 Zjawisko Paschena- Backa

Efekt Zeemana - rozszczepienie linii w słabych polach magnetycznych. „Słaby” znaczy tu taki, że nie zaburza struktury subtelnej i nie rozspręga spinowych i orbitalnych momentów magnetycznych związanych ze sobą sprzężeniem spin-orbita.

Np. dla dubletu sodu rozszczepienie linii wynosi ok.  $17.2 \text{ cm}^{-1}$ , zaś rozszczepienie Zeemana w polu  $B=3\text{T}$  wynosi ok.  $1 \text{ cm}^{-1}$ . Pole  $3\text{T}$  jest więc „słabym” polem dla sodu. Dla litu, który ma mniejsze  $Z$  i słabsze sprzężenie spin-orbita, analogiczny dublet rozszczepiony jest zaledwie o  $0.3 \text{ cm}^{-1}$ . Pole  $3\text{T}$  jest więc „silne” dla litu.

## Zjawisko Paschena- Backa

W „silnych” polach magnetycznych struktura linii widmowych ulega uproszczeniu. Wektory  $\mathbf{L}$  i  $\mathbf{S}$  i związane z nimi momenty magnetyczne nie są już sprzężone i niezależnie wykonują precesję dookoła  $\mathbf{B}$ . Nie można wprowadzić całkowitego momentu pędu  $\mathbf{J}$ . Liczba kwantowa  $J$  związana z całkowitym momentem pędu nie ma wtedy sensu.

Moment magnetyczny orbitalny i spinowy kwantowane są niezależnie. Poprawka do energii stanu zależy wtedy od  $m_L$  i

$m_S$ :

$$E_{m_L, m_S} = (m_L + 2m_S) \mu_B B$$

## Zjawisko Paschena- Backa

Rozszczepienie linii dane jest wzorem:

$$\Delta E = (\Delta m_L + 2\Delta m_S) \mu_B B$$

Obowiązują reguły wyboru dla zmiany orbitalnego momentu pędu:

$$\Delta m_L = 0, \pm 1$$

uzupełnione o zakaz odwracania spinu elektronu:

$$\Delta m_S = 0$$

# Zjawisko Paschena-Backa

Rozszczepienie dubletu sodu w coraz to silniejszym polu magnetycznym.

Kolejno widzimy: a) rozszczepienie subtelne  $B=0$ , b) anomalny efekt Zeemana (4 i 6 linii), c) zjawisko Paschena-Backa (3 linie, podobne do normalnego EZ).

