

Wstęp do Optyki i Fizyki Materii Skondensowanej

Część I: Optyka, wykład 5

wykład: Piotr Fita
pokazy: Andrzej Wysmołek
ćwiczenia: Anna Grochola, Barbara Piętka

Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski

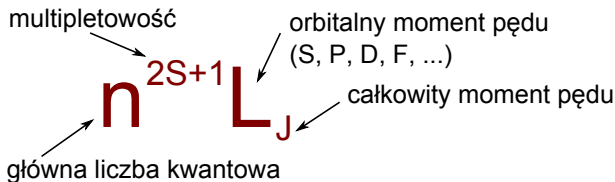
2015/16

Plan

- 1 Struktura subtelna
- 2 Struktura nadsubtelna
- 3 Atom w polu magnetycznym
- 4 Atom w polu elektrycznym
- 5 Zimne atomy

Oznaczenia stanów energetycznych

Termy atomowe

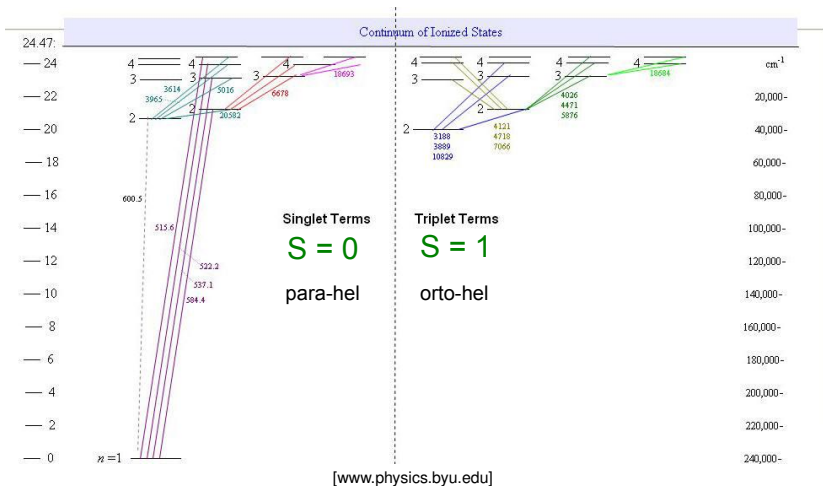


Reguły wyboru dla przejść optycznych:

- $\Delta l = \pm 1$ dla elektronu
- $\Delta L = 0, \pm 1$ dla układu
- $\Delta S = 0$ (nie ma przejść interkombinacyjnych)

Przejścia optyczne

Diagram termów (Grotriana)



Sprzężenie j-j

Ciężkie atomy

- W bardzo ciężkich atomach sprzęgają się momenty orbitalne i spinowe tego samego elektronu

$$\vec{J}_1 = \vec{L}_1 + \vec{S}_1$$

$$\vec{J}_2 = \vec{L}_2 + \vec{S}_2$$

...

- Całkowite momenty pędów różnych elektronów sumują się

$$\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2 + \dots$$

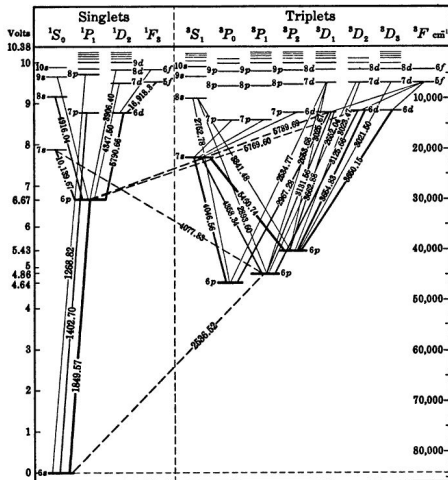
- $\vec{L}$ nie jest dobrze określony

Przypadek pośredni

L i S są dobrymi liczbami kwantowymi, ale dozwolone są przejścia interkombinacyjne

Silne przejście
 $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$
 przy $\approx 254 \text{ nm}$
 w rtęci

[matthewkrupcale.com]

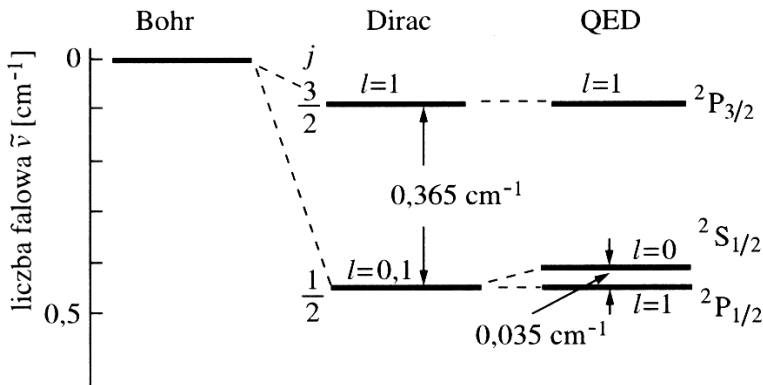


Inne efekty

- Relatywistyczna zmiana masy
- Poprawka Darwina (relatywistyczny efekt kwantowy) – tylko w stanach s
w atomie wodoru zrównuje energie stanów
($l = 0, j = 1/2$) i ($p = 1, j = 1/2$)
- Przesunięcie Lamba – oddziaływanie atomu z polem próżni
w atomie wodoru znosi degenerację stanów
($l = 0, j = 1/2$) i ($p = 1, j = 1/2$)

Struktura subtelna

W atomie wodoru



Wpływ jądra atomowego na widma elektronowe

- Ruch jądra wokół wspólnego środka masy - energia elektronu zależy od masy jądra
- Różnica objętości jąder różnych izotopów - energia bezpośredniego (kontaktowego) oddziaływania elektronów z jądrem jest różna dla różnych izotopów
- Oddziaływanie momentów magnetycznych jąder z polem magnetycznym elektronów - struktura nadsubtelna

Spin jądrowy

- Jądro ma moment pędu $\vec{I}$ o wartości:

$$|\vec{I}| = \hbar\sqrt{I(I+1)} \quad |\vec{I}|_z = m_I\hbar \quad m_I = -I, \dots, I$$

($2I + 1$) wartości rzutu na wybraną oś

- Moment magnetyczny jądra:

$$\vec{\mu}_I = \gamma\vec{I} = g_I \frac{\mu_N}{\hbar} \vec{I}$$

- γ – jądrowy czynnik żyromagnetyczny
- g_I – jądrowy czynnik Landego
- $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = \frac{\mu_B}{1836}$ – magneton jądrowy
- Rzut momentu magnetycznego:

$$|\vec{\mu}|_z = \gamma|\vec{I}|_z = \gamma m_I \hbar = g_I m_I \mu_N$$

Odziaływanie nadsubtelne

- Pole magnetyczne elektronu $\vec{B}_J$ prowadzi do orientacji momentu magnetycznego $\vec{\mu}_I$ względem $\vec{B}_J$, a co za tym idzie $\vec{I}$ względem $\vec{J}$. Powstaje wypadkowy moment pędu $\vec{F}$

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$$

$$|\vec{F}| = \sqrt{F(F+1)}$$

- Ze względu na kwantowanie rzutów możliwe są następujące wartości F :

$$F = |J - I|, |J - I| + 1, \dots, J + I - 1, J + I$$

- $(2I + 1)$ lub $(2J + 1)$ możliwości

Oddziaływanie nadsubtelne

Energia oddziaływania

Energia momentu magnetycznego w polu elektronów $\vec{B}_J$:

$$E_{HFS} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B}_J = -\mu_I B_J \cos \angle(\vec{\mu}_I, \vec{B}_J)$$

$$\vec{\mu}_I = g_I \mu_N \sqrt{I(I+1)} \quad \cos \angle(\vec{\mu}_I, \vec{B}_J) = -\cos \angle(\vec{I}, \vec{J})$$

Twierdzenie cosinusów...

$$E_{HFS} = \frac{g_I \mu_N B_J}{2\sqrt{J(J+1)}} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]$$

Rozszczepienie nadsubtelne

$$E_{HFS} = \frac{g_I \mu_N B_J}{2\sqrt{J(J+1)}} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]$$

$$a = \frac{g_I \mu_N B_J}{\sqrt{J(J+1)}}$$

stała struktury nadsubtelnej

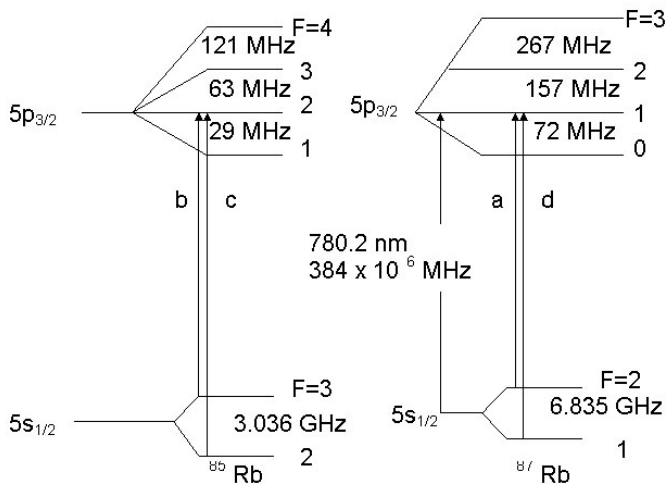
$$E_{HFS} = \frac{1}{2} a [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]$$

W danym stanie elektronowym (ustalone J) E_{HFS} przyjmuje

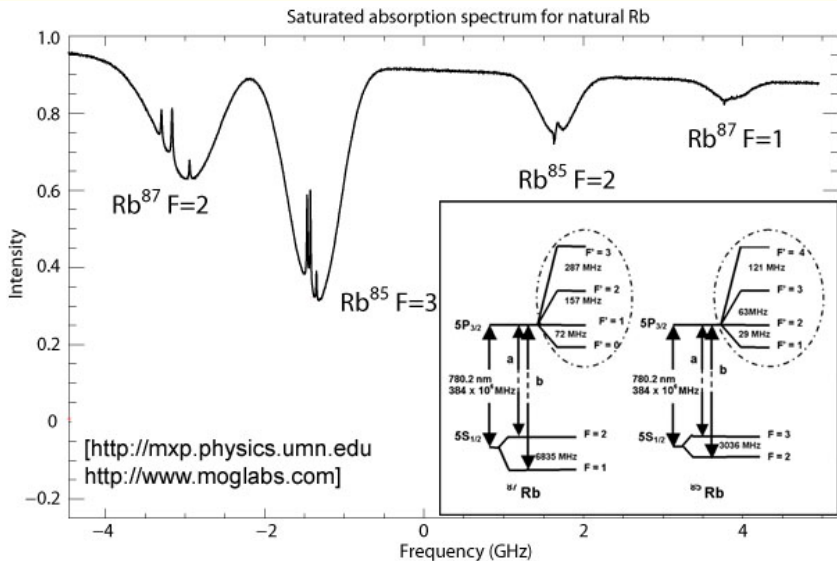
- $(2I+1)$ wartości ($I < J$)
- $(2J+1)$ wartości ($I > J$)

(rozszczenie nadsubtelne).

Struktura nadsubtelna rubidu



Widmo nasyceniowe rubidu



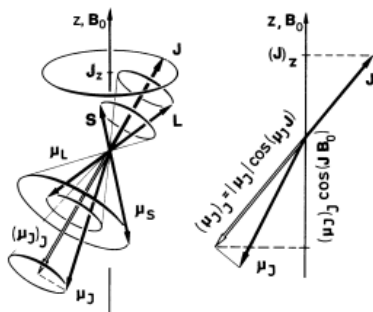
Atom w polu magnetycznym

Efekt Zeemana

W słabym polu zachowane zostaje sprzężenie L-S. Wypadkowy moment magnetyczny $\vec{\mu}_J$ oddziałuje z polem magnetycznym

- $\vec{\mu}_J = \vec{\mu}_S + \vec{\mu}_L$
- $\vec{\mu}_J$ wiruje wokół $\vec{J}$
- mierzalny jest rzut $(\vec{\mu}_J)_J$
- $(\vec{\mu}_J)_J$ wiruje wokół $\vec{B}_0$
- Energia oddziaływania:

$$E_B = -(\vec{\mu}_J)_J \cdot \vec{B}_0$$



[H. Haken, H.C. Wolf, Atomy i kwanty]

Atom w polu magnetycznym

Jak wyznaczyć potrzebne rzuty?

$$E_B = -(\vec{\mu}_J)_J \cdot \vec{B}_0 = -(\mu_J)_{J,z} B_0$$

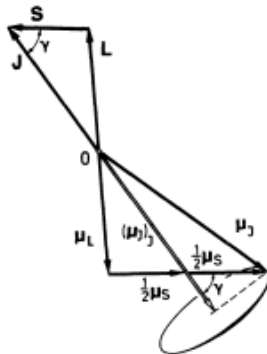
$$\vec{\mu}_L = -g_L \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{L}, g_L = 1$$

$$\vec{\mu}_S = -g_S \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S}, g_S \approx 2$$

$$\vec{\mu}_J = -g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J}, g_J = ?$$

Z tw. cosinusów:

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



[H. Haken, H.C. Wolf, Atomy i kwanty]

Atom w polu magnetycznym

Energia oddziaływania

$$E_B = -(\vec{\mu}_J)_J \cdot \vec{B}_0 = -(\mu_J)_{J,z} B_0$$

$$\vec{\mu}_L = -g_L \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{L}, g_L = 1$$

$$\vec{\mu}_S = -g_S \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S}, g_S \approx 2$$

$$\vec{\mu}_J = -g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J}, g_J = ?$$

Z tw. cosinusów:

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

Rzut na kierunek pola:

$$(\vec{\mu}_J)_{J,z} = -m_J g_J \mu_B$$

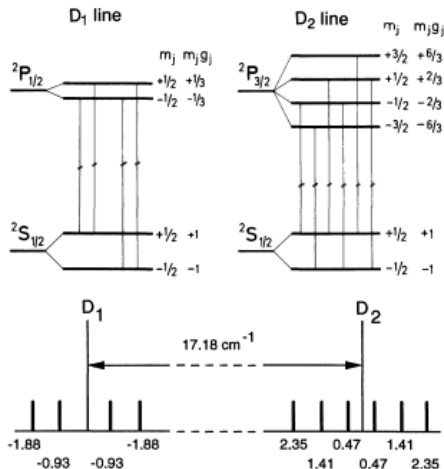
$$m_J = -J, \dots, J$$

Energia oddziaływania:

$$E_B = m_J g_J \mu_B B_0$$

Efekt Zeemana

Widmo sodu w słabym polu magnetycznym



[H. Haken, H.C. Wolf, Atomy i kwanty]

Dozwolone przejścia optyczne:

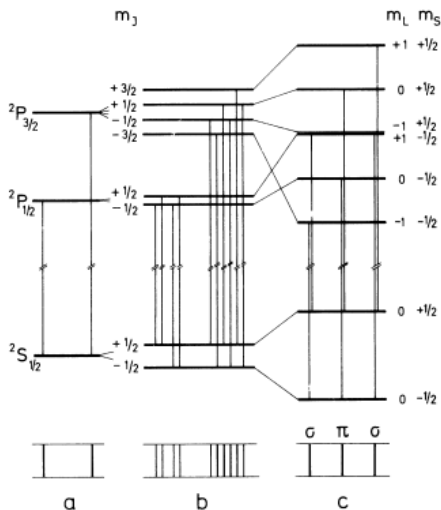
- $\Delta m_j = \pm 1$
polaryzacja kołowa
- $\Delta m_j = 0$
polaryzacja liniowa

(anomalny efekt Zeemana;
normalny = bez spinu)

Efekt Paschena-Backa

Atom w silnym polu magnetycznym

- Silne pole $\rightarrow$ zerwanie sprzężenia L-S.
- $\vec{L}$ i $\vec{S}$ niezależnie sprzęgają się z zewnętrznym polem
- $E_B = (m_l + 2m_s)\mu_b B_0$



Atom w polu elektrycznym

Klasycznie

- Pole elektryczne indukuje w atomie moment dipolowy

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}$$

- Energia oddziaływania momentu dipolowego z polem elektrycznym

$$\mathcal{E} = -\frac{1}{2} \vec{p} \cdot \vec{E} = -\frac{1}{2} \alpha E^2$$

- Przesunięcia poziomów proporcjonalne do kwadratu natężenia pola elektrycznego
- Zgodne jakościowo z obserwacjami (ale nie wszystkimi!)

Atom w polu elektrycznym

Kwantowo - stany niezdegenerowane

Stosujemy rachunek zaburzeń

- W jednorodnym polu elektrycznym $\vec{E} = E\hat{z}$:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + eEz = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_E$$

- Poprawka pierwszego rzędu do energii stanu $|\psi_i\rangle$:

$$\mathcal{E}_i^{(1)} = \langle \psi_i | \mathcal{H}_E | \psi_i \rangle = eE \langle \psi_i | z | \psi_i \rangle = 0$$

- Poprawka drugiego rzędu:

$$\mathcal{E}_i^{(2)} = \sum_{j \neq i} \frac{|eE \langle \psi_j | z | \psi_i \rangle|^2}{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j} = e^2 E^2 \sum_{j \neq i} \frac{|\langle \psi_j | z | \psi_i \rangle|^2}{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j}$$

- Poprawka proporcjonalna do E^2 - **kwadratowy** efekt Starka

Atom w polu elektrycznym

Kwantowo - stany zdegenerowane

Jeśli $|\psi_1\rangle$ i $|\psi_2\rangle$ są stanami zdegenerowanymi, to

$$\begin{vmatrix} \langle \psi_1 | eEz | \psi_1 \rangle - \mathcal{E} & \langle \psi_1 | eEz | \psi_2 \rangle \\ \langle \psi_2 | eEz | \psi_1 \rangle & \langle \psi_2 | eEz | \psi_2 \rangle - \mathcal{E} \end{vmatrix} = 0$$

$$\begin{vmatrix} -\mathcal{E} & E_{12} \\ E_{12}^* & -\mathcal{E} \end{vmatrix} = 0$$

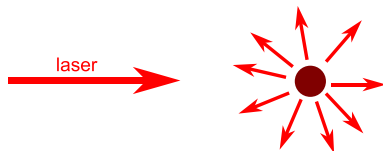
$$\mathcal{E}^2 - |E_{12}|^2 = 0$$

$$\mathcal{E}_{12} = \pm |E_{12}| = \pm eE |\langle \psi_1 | z | \psi_2 \rangle|$$

Liniowy efekt Starka (np. w stanach o $n = 2$ atomu wodoru)

Laserowe spowalnianie atomów

- Przy każdym akcie absorpcji foton przekazuje pęd $p_{fot} = \frac{h}{\lambda}$

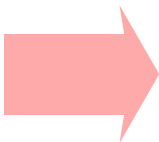


- Pędy uzyskiwane przez atom w aktach emisji uśredniają się do zera
- Po N aktach absorpcji-emisji atom uzyskuje wypadkowy pęd w kierunku wiązki $\Delta p = Np_{fot}$

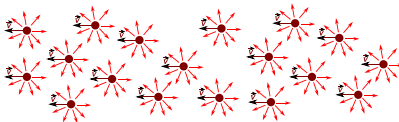
Laserowe spowalnianie atomów

- Grupę atomów z wiązki o jednakowej prędkości można spowolnić do prędkości bliskiej 0

wiązka laserowa



wiązka atomowa

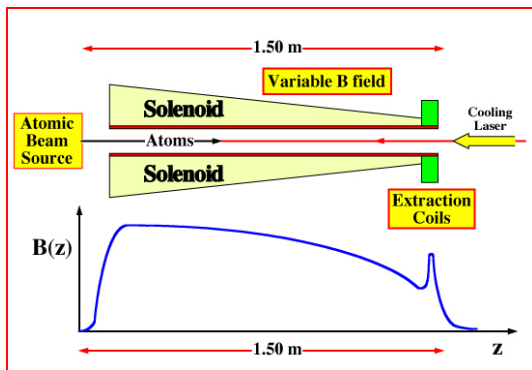


- Atom "widzi" światło o częstotliwości $\omega = \omega_{laser} \left(1 + \frac{v}{c}\right)$
 - Laser musi być przesłajany w miarę spowalniania atomów
 - Częstość przejść atomowych ω_a musi być modyfikowana, aby zawsze spełniony był warunek

$$\omega_a = \omega_{laser} \left(1 + \frac{v}{c}\right)$$

Spowalniacz zeemanowski

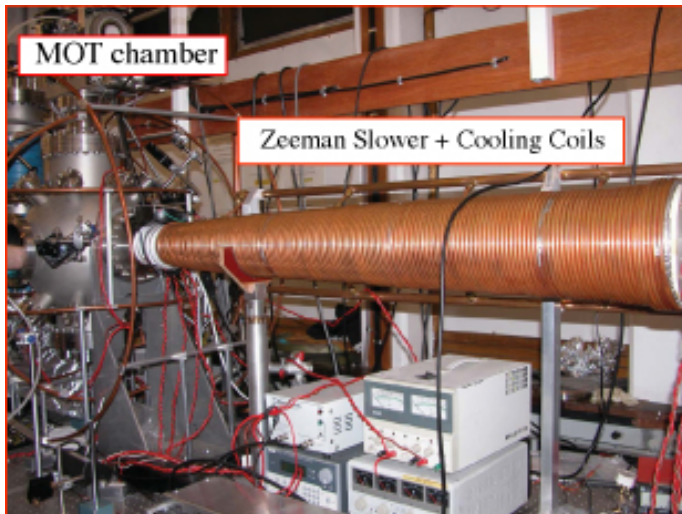
Do zmiany częstości przejść wykorzystuje się efekt Zeemana:



[<http://es1.ph.man.ac.uk/>]

Pole magnetyczne zmienia się wzdłuż kierunku wiązki atomowej.

Spowalniacz zeemanowski



[<http://es1.ph.man.ac.uk/>]

Pułapkowanie atomów

Melasa optyczna

- Atom w przeciwbieżnych wiązках laserowych
- Prawdopodobieństwo absorpcji fotonu opisane profilem Lorentza:

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}$$

- Dopplerowskie przesunięcie częstości

$$\omega(v) = \omega_L \left(1 + \frac{v}{c}\right)$$

- Wypadkowa siła działająca na atom z dwóch wiązek:

$$F \sim (\omega_L - \omega_0) \omega_L \frac{v}{c}$$

- Dla $\omega_L < \omega_0$ jest $F \sim -v$ (siła oporu)

(szczegóły na tablicy)