Pri prejšnjem predavanju smo za energijo nukleonov izpeljali

$$E_n = \hbar\omega(\frac{3}{2} + n_x + n_y + n_z)$$

$n = 0$	$E_n = \frac{3}{2}\hbar\omega$	Število stanj: 2
$n = 1$	$E_n = \frac{5}{2}\hbar\omega$	Število stanj: 6
$n = 2$	$E_n = \frac{7}{2}\hbar\omega$	Število stanj: 12
$n = 3$	$E_n = \frac{9}{2}\hbar\omega$	Število stanj: 20

Število stanj je odvisno od števila možnih kombinacij n_x, n_y, n_z, da bo $n_x + n_y + n_z = n$. Število kombinacij pa nato pomnožimo z 2, saj imamo dva možna spina. Če nadaljujemo to zaporedje, pri $n = 4$ dobimo 30 možnih stanj, za $n = 5$ pa 42 možnih stanj. Zdaj poglejmo delne vsote tega zaporedja:

$n = 0$	$\Sigma_n = 2$
$n \leq 1$	$\Sigma_n = 8$
$n \leq 2$	$\Sigma_n = 20$
$n \leq 3$	$\Sigma_n = 40$
$n \leq 4$	$\Sigma_n = 70$
$n \leq 5$	$\Sigma_n = 112$

Opazimo: Prve tri delne vsote se ujemajo z magičnimi števili. Ta so $2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$. Zakaj se od prvih treh členov naprej ne ujemajo več? Očitno je del težave naš približek, da je potencial enak potencialu harmonskega oscilatorja.

Alternativno reševanje: Namesto $R(\overrightarrow{r}) = X(x)Y(y)Z(z)$ vzemimo $R(\overrightarrow{r}) = \mathcal{R}(r)\mathcal{Y}_{lm}(\vartheta, \varphi)$. Tedaj dobimo lastna stanja:

$$n = 2n_r + l + 1$$

$$E_n = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right)$$

Število stanj pri določenem l je $2l + 1$, na podlagi l določimo tudi oznake stanj: Poleg tega moramo

l	Oznaka
0	s
1	p
2	d
3	f
4	g
5	h
6	i

zapisati tudi, kolikokrat se je določeno stanje že pojavilo (npr. 1s, 2s, 3s itd.) Vidimo, da bo stanje z višjim l boljše vezano kot stanje z nižjim l. Tudi to pa nam ne da pričakovanih magičnih števil (dobili smo iste rešitve kot prej, le v drugem koordinatnem sistemu).

Popravek Hamiltonove funkcije. V Hamiltonovi funkciji upoštevajmo sklopitev spin-tir.

$$H \to H - C\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r}\overrightarrow{l} \cdot \overrightarrow{s}$$

$$E \to E + \langle j, j_3, l, s| - C\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r}\overrightarrow{l} \cdot \overrightarrow{s}|j, j_3, l, s\rangle$$

Tu je $-C\dfrac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r}$ neodvisna od j, j_3, l ter s - torej konstanta - zato računajmo le $\langle j, j_3, l, s|\overrightarrow{l} \cdot \overrightarrow{s}|j, j_3, l, s\rangle$.

$$\langle j, j_3, l, s|\overrightarrow{l} \cdot \overrightarrow{s}|j, j_3, l, s\rangle = \frac{1}{2}\langle j, j_3, l, s|\overrightarrow{j}^2 - \overrightarrow{l}^2 - \overrightarrow{s}^2|j, j_3, l, s\rangle$$

$$= \frac{1}{2}\left(j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)\right)$$

Ker je s omejen na eno od vrednosti $-\dfrac{1}{2}, \dfrac{1}{2}$ in velja $\overrightarrow{j} = \overrightarrow{l} + \overrightarrow{s}$, velja:

$$E \to E - C\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r} \cdot \begin{cases} \frac{1}{2}\,l \\ -\frac{1}{2}\,(l+1) \end{cases}$$

Dobimo degeneracijo stanj: $\Delta E = E_{s=1/2} - E_{s=-1/2} \propto -(l + \dfrac{1}{2})$

Kot pri orbitalah atomov lahko dojemo to kot nekakšen lupine, ki se polnijo z nukleoni. Posebej se polnijo lupine s protoni in nevtroni. Se pa protoni in nevtroni paroma sklopijo v vrtilno količino $j = 0$.

Parnost. Operator parnosti označimo s $\hat{P}$.

$$\hat{P}\psi = \psi \ \text{ Soda parnost}$$

$$\hat{P}\psi = -\psi \text{ Liha parnost}$$

Na primer za sferični harmonik $\mathcal{Y}_{lm}$:

$$\hat{P}(\mathcal{Y}_{lm}) = (-1)^l$$

Vzbujena stanje jeder. Delimo jih na več vrst.

1. Enodelčna vezana stanja: Ko jedru dodamo nevtron, tipično so energijske razlike reda 1 MeV.

2. Rotacijska vzbujena stanja: Če je jedro elipsoidno (tj. daleč od magičnega števila - ta so okrogla) ima rotacijsko energijo

$$W = \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2I},$$

kjer je I vztrajnostni moment.