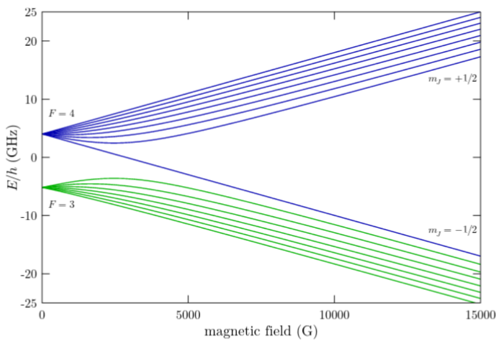


Figure 4: Cesium $6^2S_{1/2}$ (ground) level hyperfine structure in an external magnetic field. The levels are grouped according to the value of F in the low-field (Zeeman) regime and m_J in the strong-field (hyperfine Paschen-Back) regime.

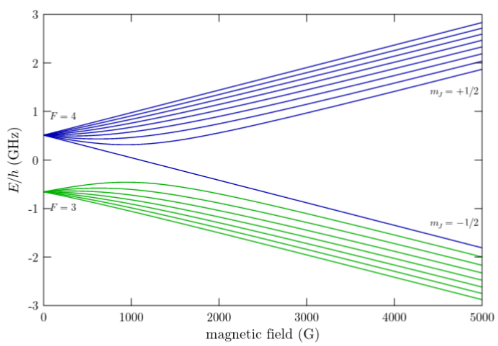
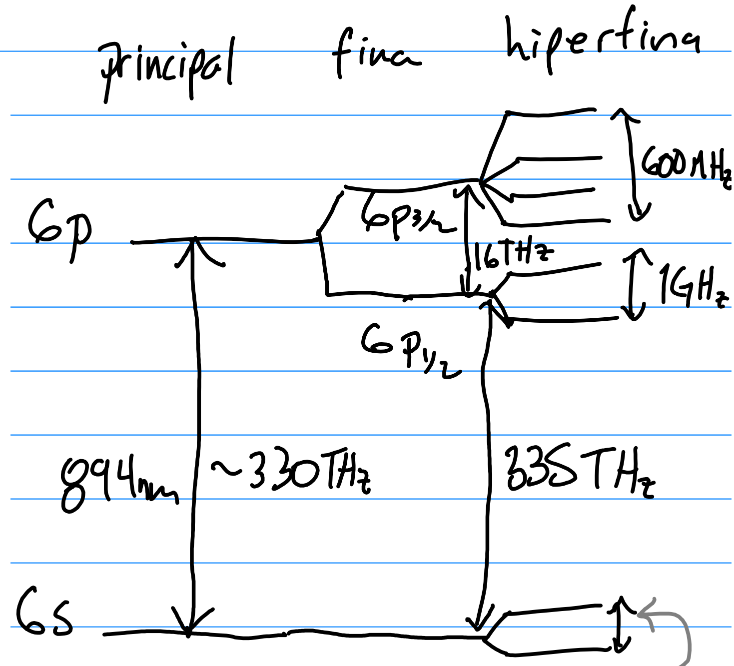


Figure 5: Cesium $6^2P_{1/2}$ (D_1 excited) level hyperfine structure in an external magnetic field. The levels are grouped according to the value of F in the low-field (Zeeman) regime and m_J in the strong-field (hyperfine Paschen-Back) regime.



$$A_{hfs}\,\bar{I}\cdot\bar{J} = 9.192631770\,\text{GHz}$$

$$\Delta E_z \sim \frac{\mu_B}{\cancel{\hbar}}\left(L_z + 2S_z\right)B$$

1.4MHz/G

Para que $\Delta E_z \sim H_{so}$ $\quad B \sim 16{,}000{,}000\,G$

$$B_{MRI} \sim 20{,}000\,G$$

$$B_{Magnetar} \sim 10^{13} - 10^{15}\,G$$

Efecto Zeeman en estructura hiperfina

Un estado hiperfino $|\gamma L S J I F\rangle$ es $2F+1$ veces degenerado y al aplicar un B se separan.

Para un núcleo con momento magnético dipolar $\vec{\mu}_N$ hay una interacción

$$-\vec{\mu}_N \cdot \vec{B}$$

Recordemos que para núcleos con espín $I > \frac{1}{2}$ existen momentos magnéticos de mayor orden. (Aquí los ignoraremos).

La interacción del átomo con el campo magnético:

Magetón nuclear

$$H_Z = \frac{\mu_B}{\hbar}(\vec{L} + 2\vec{S})\cdot\vec{B} - g_I \frac{\mu_N}{\hbar} \vec{I}\cdot\vec{B}$$

Además tenemos

hiperfino

$$H_{\text{átomo}} = H_0 + \underbrace{H_{so}}_{\sim L\cdot S} + \underbrace{H_{hfs}}_{\sim I\cdot J}$$

Para

$$H = H_0 + A_{fs}\vec{L}\cdot\vec{S} + A_{hfs}\vec{I}\cdot\vec{J} + \frac{\mu_B}{\hbar}(\vec{L}+2\vec{S})\cdot B - g_I\frac{\mu_N}{\hbar}\vec{I}\cdot\vec{B}$$

- $\frac{1}{2}(J^2-L^2-S^2)$ • $\frac{1}{2}(F^2-I^2-J^2)$ • L_z, S_z • I_z
- $L_zS_z+\frac{1}{2}(L_+S_-+L_-S_+)$ • $I_zJ_z+\frac{1}{2}(\cdots)$

Podemos usar las siguientes bases:

- $|L\ M_L\ S\ M_s\ I\ M_I\rangle$
- $|L\ S\ J\ M_J\ I\ M_I\rangle$
- $|L\ S\ J\ I\ F\ M_F\rangle$

$\therefore$ No hay una una base conveniente para evaluar todo.

En el límite de campo débil de estructura fina

$$H_z = g_J\frac{\mu_B}{\hbar}\vec{J}\cdot\vec{B}$$

pues

$$\Delta E_z = g_J\mu_B M_J B$$

(si no se mezclan niveles de estructura fina)

El Hamiltoniano

$$H = H_0 + A_{fs}\vec{L}\cdot\vec{S} + A_{hfs}\vec{I}\cdot\vec{J} + \left(\frac{\mu_B}{\hbar} g_J\vec{J} - \frac{\mu_N}{\hbar} g_I\vec{I}\right)\cdot\vec{B}$$

en otra notación $+\frac{\mu_B}{\hbar} g_I'\vec{I}$

$$H = \boxed{H_0 + A_{fs}\vec{L}\cdot\vec{S}} + A_{hfs}\vec{I}\cdot\vec{J} + \frac{\mu_B}{\hbar}\left(g_J\vec{J} + \cancel{g_I'\vec{I}}\right)\cdot\vec{B}$$

$\frac{1}{2}(J^2 - L^2 - S^2)$

mucho más chico

Podemos ignor este para $\mu_B B \ll \Delta E_{fs}$

$\frac{1}{2}(F^2 - I^2 - J^2)$

Lo que queda es $H = A_{hfs}\vec{I}\cdot\vec{J} + \frac{\mu_B}{\hbar} g_J \vec{J}\cdot\vec{B}$

J_z

no diagonal

diagonal

Podemos evaluar con

$|L S J M_J I M_I\rangle$

$|L S J I F M_F\rangle$

diagonal

¿Cómo evaluar

$$\langle L' S' J' I' F' M_F' | J_z | L\, S\, J\, I\, F\, M_F \rangle \ ?$$

$$|F M_F\rangle = \sum_{M_I, M_J} |J M_J I M_I\rangle \underbrace{\langle J M_J I M_I | F M_F \rangle}_{\text{coeff. de Clebsch-Gordan}}$$

Los distintos límites

- Campo débil (comparado con H_{hfs})

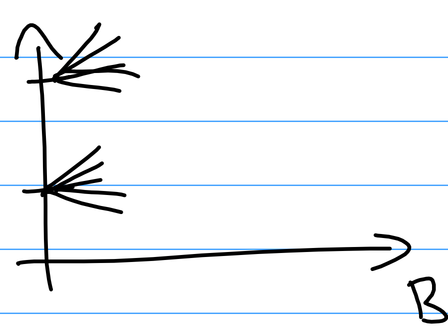
$$H = A_{hfs} \vec{I} \cdot \vec{J} + \frac{\mu_B}{\hbar} g_J \vec{J} \cdot \vec{B}$$

$|F\, M_F\rangle$

perturbación

con teorema de la proyección

$$\frac{\mu_B}{\hbar} g_F \vec{F} \cdot \vec{B}$$



$$\Delta E_Z = \mu_B g_F M_F B$$

$$E = \frac{A_{hfs}}{2}(F^2 - J^2 - I^2) + \mu_B g_F M_F B$$

- Campo fuerte (comparado con H_{hfs})

$$\mathcal{H} = A_{hfs}\,\vec{I}\cdot\vec{J} + \frac{\mu_B}{\hbar} g_J \vec{J}\cdot\vec{B}$$

perturbación

$|J\,M_J\,I\,M_I\rangle$

$$\Delta E = \langle J M_J I M_I | A_{hfs}\,\vec{I}\cdot\vec{J} | J M_J I M_I \rangle$$

$$= A_{hfs}\, M_I M_J$$

$$E = A_{hfs}\, M_I M_J + \mu_B\, M_J\, g_J\, B$$