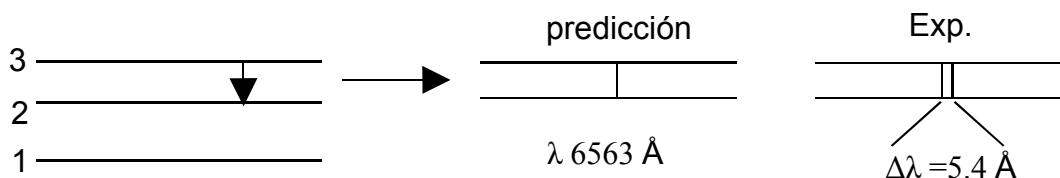


Estructura Fina. (Multiplicidad) de las líneas atómicas (serie Balmer, por ejemplo).

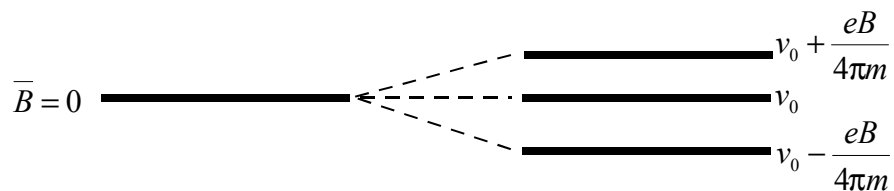


Efecto Zeeman (1896).

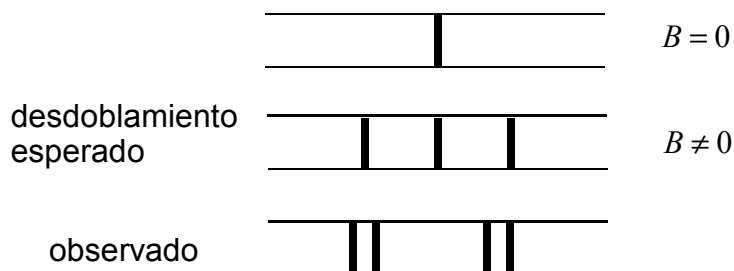
En un campo magnético el estado cuántico n se desdobra varios subestados que dependen de los números cuánticos m_l : este fenómeno origina la multiplicidad de las líneas del espectro atómico y cuyo espaciado depende de la intensidad del campo.

El efecto Zeeman ‘normal’

Consiste en el desdoblamiento de una línea espectral ν_0 en tres componentes de frecuencias ν_1 , ν_2 , ν_3 .



Mientras que la teoría atómica predice este triplete muchas veces se observan 4, 6 o más líneas... este fenómeno se le conoce como el efecto Zeeman ‘anómalo’.



Espín

En 1925, Goudsmit & Uhlenbeck propusieron que el electrón posee un momento angular intrínseco independiente y, asociado con este momento angular, un momento magnético $(\vec{S}, \vec{\mu}_S)$.

Este momento angular (spin) está asociado con un número cuántico S tal que

$$S = \sqrt{S(S+1)}\hbar = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar$$

El único valor de $S = \frac{1}{2}$

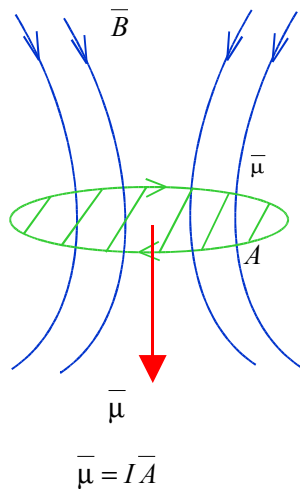
El momento magnético electrónico es

$$\vec{\mu} = -\left(\frac{e\hbar}{2m}\right)\vec{L}$$

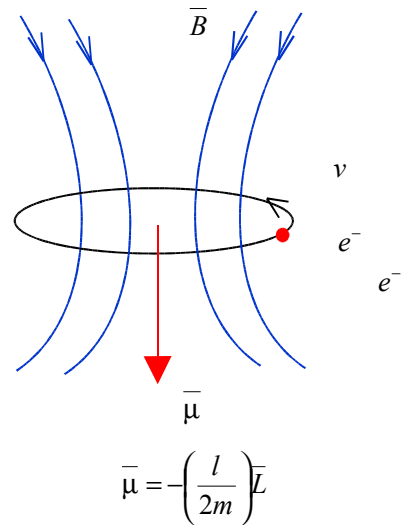
donde $L = mvr = 2\pi mvr^2$

$$\vec{\mu} = -\left(\frac{e\hbar}{2m}\right)\vec{L}$$

Momento magnético clásico



Momento magnético cuántico



La relación $\frac{\mu}{L} = \frac{g_L \mu_b}{\hbar}$

donde $\mu_b = \frac{e\hbar}{2m} = 0.927 \times 10^{-23} \text{ A.m}^2$

$\mu_b = \text{magnetón de Bohr}$

$g_L = \text{factor orbital } g$

Entonces

$$\bar{\mu}_L = -\frac{g_L \mu_b}{\hbar} \bar{L}$$

como $L = \sqrt{L(l+1)}\hbar$

tenemos $\mu_L = g_L \mu_b \sqrt{L(l+1)}$

y $\mu_{LZ} = -g_L \mu_b m_L$

Interacción con el campo $\bar{B}$ externo

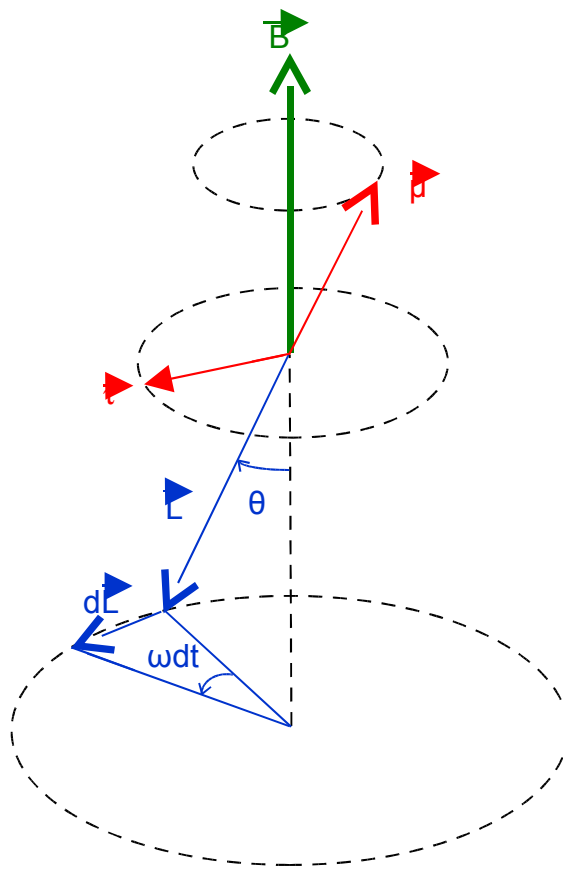
Si $\bar{\mu}_L : \text{dipolo magnético (momento)}$.
 $\bar{B} : \text{campo magnético externo}$

Luego $\bar{\tau} = \bar{\mu}_L \times \bar{B}$

Donde $\bar{\tau}$ es el impulso angular que experimenta el dipolo magnético.

Esto provoca un movimiento de precesión del vector $\bar{\mu}_L$ alrededor de la dirección de $\bar{B}$ con una frecuencia

$$\bar{\omega} = \frac{g_L \mu_b}{\hbar} B$$



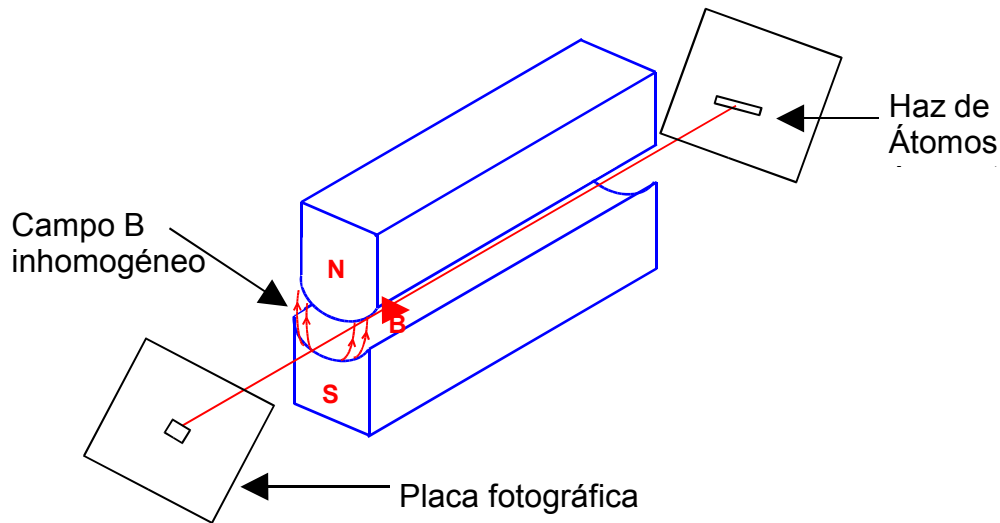
Precesión de Larmor
 ω : frecuencia de Larmor

Precisión del momento angular $\vec{L}$ alrededor de la dirección de un campo externo $\vec{B}$

Si $\vec{B}$ es no uniforme además del torque $\vec{\tau}$ habrá una fuerza neta de traslación $\rightarrow$ Experimento de Stern – Gerlach.

Experimento de Stern – Gerlach. (1922)

Cuantización del espacio.



Propósito: medir los valores posibles del campo magnético dipolar para un haz de átomos de plata enviados a través de un campo magnético no uniforme.

Predicción Clásica: cada átomo está sujeto a un torque de magnitud diferente $\rightarrow$ todas las orientaciones son posibles $\rightarrow$ trazo ancho.

Res. Experimento: el haz inicial se divide en dos haces distintos.

Interpretación: cada haz corresponde a dos orientaciones opuestas del espín del electrón de valencia del átomo de A_g .

Predicción Cuántica

El haz debería dividirse en $2l+1$ haces de acuerdo al valor $m_l = 0, \pm 1, \dots, \pm l$. Esta discrepancia es muy significativa puesto que es una predicción de la ecuación de Schrödinger.

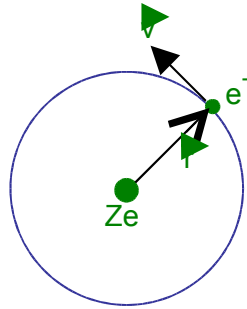
De estos resultados se deriva que existe un momento magnético dipolar (espín), tal que

$$\bar{\mu}_s = -\frac{g_s \mu_b}{\hbar} \bar{S} \quad |\bar{S}| = m_s$$

$$\text{donde } m_s = \pm \frac{1}{2} \text{ y } S = \frac{1}{2}$$

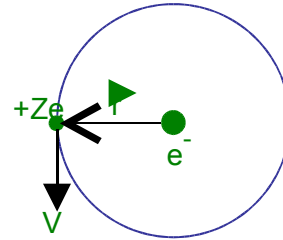
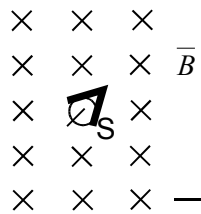
Interacción espín – órbita

El desdoblamiento de las líneas espectrales (estructura fina se origina por la interacción magnética entre el espín y el momento angular orbital: acoplamiento espín – órbita.



Marco de referencia núcleo

El electrón se mueve alrededor del núcleo.



Marco de referencia electrón

El protón se mueve alrededor del electrón. El electrón experimenta un campo magnético que sale verticalmente sobre el papel

Acoplamiento espín-órbita

Dependiendo de la orientación de su vector espín, la energía de un electrón en un determinado estado cuántico, será mayor o menor (por un factor $\mu_b B$) que su energía en ausencia de la interacción (o acoplamiento) espín – órbita.

Este acoplamiento (dibujo) resulta en el desdoblamiento de todos los estados cuánticos, excepto el estado S y, consecuentemente, el desdoblamiento de cada línea espectral en dos componentes.

Impulso Angular Total

$\bar{L} + \bar{S} = \bar{J}$ también está cuantizado de modo que

$$J = \sqrt{j(j+1)}\hbar$$

y $J_z = m_j \hbar$

$$m_j = -j, -j+1, \dots, +j-1, j \quad \text{y} \quad (m_j)_{MAX} = L + \frac{1}{2}$$

El principio de exclusión

¿Cómo se agrupan los electrones alrededor de un núcleo atómico? ¿Cómo abejas en un panal?

No ... en 1925, Pauli descubrió el principio fundamental que gobierna la configuración electrónica, a saber que, dos electrones en un átomo no pueden existir en el mismo estado cuántico, de modo que cada electrón en un átomo tiene su propio juego de números cuánticos n, L, m_L, m_S .

Aplicación Astrofísica

Núcleos degenerados de estrellas gigantes rojas y en remanentes de supernova (estrellas neutrálicas).

SIMETRÍAS

Fermiones y Bosones

- Función de onda para un sistema de n partículas.

Sabemos que el estado del átomo de hidrógeno puede identificarse por una función de onda $\Psi(r, \theta, \phi)$.

Se puede demostrar que la función de onda de un sistema de n partículas no interactuantes puede escribirse

$$\Psi(1, 2, 3, \dots, n) = \Psi(1)\Psi(2)\dots\Psi(n)$$

- **Dos partículas idénticas**

1 ●

Estado A

$$\psi(1)$$

2 ●

Estado B

$$\psi(2)$$

Como las partículas son idénticas las funciones son las mismas si intercambiamos las partículas, tenemos

$$\Psi^*(1, 2)\Psi(1, 2) = \Psi^*(2, 1)\Psi(2, 1)$$

Si expresamos

$$\Psi(2,1) = \Psi(1,2) \rightarrow \text{simétrica}$$
$$\text{ó } \Psi(2,1) = -\Psi(1,2) \rightarrow \text{antisimétrica}$$

Ambas soluciones satisfacen

$$|\Psi|_{(1,2)}^2 = |\Psi|_{(2,1)}^2$$

- Como la función de onda no es una cantidad medible, la función de onda con signo cambiado no altera la descripción de la partícula intercambiada.

Funciones de onda simétricas son aquellas que no se alteran cuando se intercambian las partículas.

$$\Psi(2,1) = \Psi(1,2)$$

Funciones de onda antisimétrica son aquellas que invierten su signo cuando se intercambian las partículas.

$$\Psi(2,1) = -\Psi(1,2)$$

Vamos a aplicar estos argumentos de simetría para describir las dos partículas en estados cuánticos distintos.

- Si la partícula 1 está en estado A y la partícula 2 está en estado B, la función de onda del sistema es

$$\Psi_I = \Psi_A(1)\Psi_B(2)$$

- Si 2 está en estado A y 1 está en estado B

$$\Psi_{II} = \Psi_A(2)\Psi_B(1)$$

como las partículas 1 y 2 son idénticas no hay modo de saber cuando el sistema está descrito por Ψ_I y cuando por Ψ_{II} : Ψ_I y Ψ_{II} son igualmente probables... luego cualquier combinación lineal...

$$\text{SIMÉTRICA} \quad \Psi_s = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_A(1)\Psi_B(2) + \Psi_A(2)\Psi_B(1))$$

$$\text{o ANTISIMETRICA} \quad \Psi_a = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_A(1)\Psi_B(2) - \Psi_A(2)\Psi_B(1))$$

Ahora bien... imaginemos dos partículas idénticas en el mismo estado cuántico A cuya función de onda sea antisimétrica...

$$\Psi_a = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_A(1)\Psi_B(2) - \Psi_A(2)\Psi_B(1)) \equiv 0$$

es idénticamente nula

La conclusión es que estas partículas no pueden estar en el mismo estado cuántico.

Partículas idénticas cuya función de onda sea simétrica si pueden estar en el mismo estado.

FERMIONES		BOSONES	
ANTISIMÉTRICAS	SPIN	SIMÉTRICAS	SPIN
ELECTRÓN	½	FOTÓN	1
POSITRÓN	½	DEUTERÓN	1
PROTÓN	½	PART. A	0
NEUTRÓN	½	Hè	0
MUÓN	½	MESÓN π	0