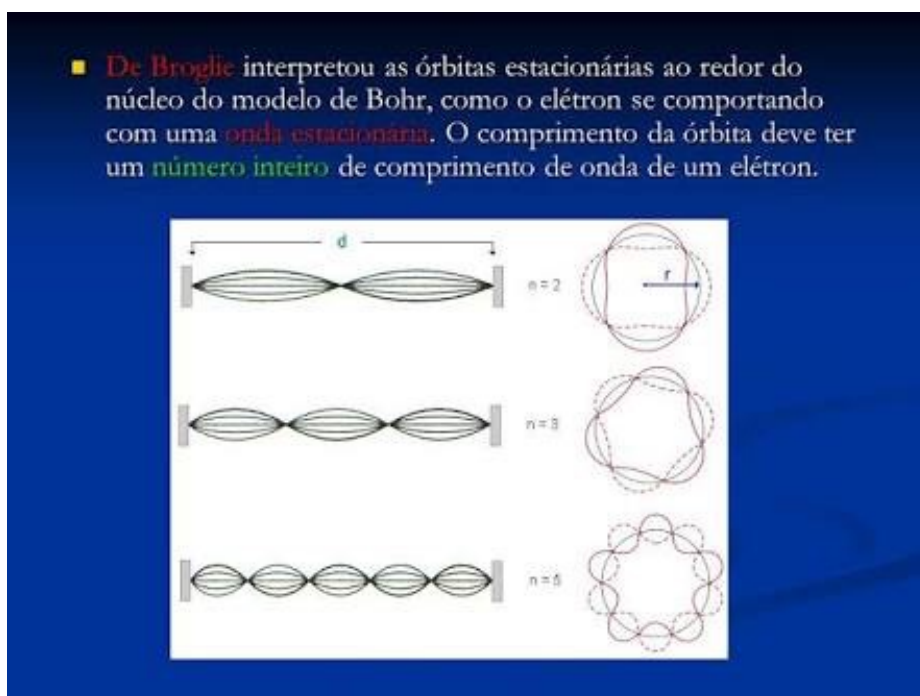


Vimos que elétrons apresentam comportamento ondulatório.

☉ → feixe de partículas de massa m produzem padrão de onda.

Este fato experimental esclareceu questões até então não compreendidas:

- A estabilidade dos elétrons em órbitas específicas



Como uma certa quantidade de comprimento de ondas não vibra estavelmente em qualquer órbita $\iff$ apenas algumas órbitas acontecem de forma estável.

Isso explica: $E_n = - \frac{13,6}{n^2} \text{ eV}.$

Erwin Schrödinger - Em 1926.

Na tentativa de associar as informações de onda e de partícula em uma única equação ele "pensou".

As ondas são descritas por funções de onda que oscilam no tempo e no espaço.

A conservação de energia é um conceito sempre válido.

Então ele tentou uma forma de juntar onda com conservação de energia.

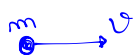
Conservação de energia:

$$E_p + E_c = E$$

Para uma partícula de massa m 

$$\frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}) = E$$

Vamos pensar em um caso mais simples, o elétron livre.



$$V(\vec{r}) \equiv 0.$$

$$\frac{p^2}{2m} = E$$

"Energia total é a cinética".

Vimos que um feixe de elétrons livres se comporta como uma onda com λ bem definido, ou seja,

$$\Psi(x,t) = A \sin(kx - \omega t)$$

$$\text{onde } k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{e} \quad \omega = \frac{2\pi}{T}$$

Qual é o momento P carregado pela onda?
Qual é a energia total?

Vimos que $P = \frac{h}{\lambda}$ Este P está na equação de energia.
Este λ está na equação de onda ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$)

Como conectar?

Vamos explicitar o k .

$$P = \frac{h}{\cancel{2\pi}/k}, \text{ pois } k = \frac{2\pi}{\lambda} \implies P = \hbar k$$

Então a energia cinética, em termos de parâmetros ondulatórios, é

$$\frac{p^2}{2m} \iff \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

Note que é possível retirar esta informação da equação de onda por meio de derivada espacial (em x).

Se $\psi(x,t) = A \sin(kx - \omega t) \implies$ Mais geral $A e^{i(kx - \omega t)}$

$$\implies -\frac{\hbar}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} [A e^{i(kx - \omega t)}] = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial}{\partial x} [ik A e^{i(kx - \omega t)}]$$

$$-\frac{\hbar}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} [A e^{i(kx - \omega t)}] = -\frac{\hbar^2}{2m} [i^2 k^2 A e^{i(kx - \omega t)}]$$

Como $i^2 = -1$

$$-\frac{\hbar}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} [A e^{i(kx - \omega t)}] = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \underbrace{A e^{i(kx - \omega t)}}_{\psi(x,t)}$$

Então, aplicar o operador $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ na função de onda

$\Psi(x,t)$, retorna a energia cinética multiplicada por $\Psi(x,t)$.

É o que se chama de problema de autovalor. No caso, $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ é o operador quântico para obter-se a energia cinética da onda/partícula.

$$\text{Afim!} \quad \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

Por outro lado, a energia pode se escrita como

$$E = h\nu$$

Na equação de onda temos a presença de $\omega = 2\pi\nu$

Vamos alterar $E = h\nu$ para evidenciar o ω .

$$E = h\nu \cdot \frac{2\pi}{2\pi} = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi\nu}{1} \rightarrow \begin{matrix} \omega \\ \hbar \end{matrix}$$

$$E = \hbar\omega$$

→ Energia total por parâmetro da onda

Note que $\hbar\omega$ pode ser extraído da função de onda por um operador derivada no tempo.

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} [A e^{i(kx - \omega t)}] = i\hbar (-i\omega) A e^{i(kx - \omega t)}$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} [A e^{i(kx - \omega t)}] = -i^2 \hbar\omega A e^{i(kx - \omega t)}$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} [\Psi(x,t)] = \hbar\omega \Psi(x,t)$$

Significa que aplicando-se o operador $i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ na função de onda, retira-se o valor da energia total.

Em geral, se a partícula estiver em um potencial $V(\vec{r})$

$\Rightarrow \frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}) = E$ pode ser escrita na forma

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(\vec{r}) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$$

As informações são obtidas ao aplicar-se estes operadores na equação de onda $\Psi(r,t)$.

No caso de $\Psi(x,t)$ não ser conhecida, a aplicação dos operadores acima geram uma equação diferencial cuja incógnita é a própria função de onda $\Psi(r,t)$

$\rightarrow$ Equação de Schrödinger unidimensional

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} [\Psi(x,t)] + V(x) \Psi(x,t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} [\Psi(x,t)]$$

tridimensionalmente $\frac{\partial^2}{\partial x^2} \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \equiv \nabla^2$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 [\Psi(x,t)] + V(\vec{r}) [\Psi(x,t)] = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} [\Psi(x,t)]$$

$\rightarrow$ Equação de Schrödinger da mecânica quântica.

Obs: Uma vez que o potencial $V(\vec{r})$ for conhecido, resolve-se a equação diferencial para $\Psi(x,t)$. Todas as informações do sistema quântico podem ser retiradas da função de onda $\Psi(\vec{r},t)$.

Interpretação física da equação de onda, levando em conta a dualidade onda partícula.

A interpretação física vem do módulo quadrado da função de onda $\Psi(x,t)$. Com em geral $\Psi(x,t)$ é uma função complexa, o módulo quadrado é dado pela multiplicação de $\Psi(x,t)$ pelo seu complexo conjugado.

$$|\Psi(x,t)|^2 = \Psi(x,t) \cdot \Psi^*(x,t)$$

onde o asterisco representa que Ψ^* é o complexo conjugado de $\Psi(x,t)$.

Exemplo: A solução radial (que mostra a densidade de probabilidade de o elétron ser encontrado a uma distância r do núcleo) para o elétron submetido ao potencial do átomo de hidrogênio é, para $n=1$ e $l=0$:

$$\Psi_{10} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{a_0} \right)^{3/2} e^{-2r/a_0} \cdot e^{-i\omega t}$$

⇒ a densidade de probabilidade é

$$\Psi \cdot \Psi^* = |\Psi|^2 = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{a_0} \right)^3 \cdot e^{-2 \cdot 2r/a_0} \cdot \underbrace{e^{i\omega t} \cdot e^{-i\omega t}}_1$$

$$|\Psi|^2 = \frac{1}{\pi a_0^3} e^{-\frac{2 \cdot 2r}{a_0}}$$

Como esta é a densidade de probabilidade de o elétron ser encontrado em um raio r . Então a probabilidade deve ser

$$dP(r) = \frac{1}{\pi a_0^3} e^{-\frac{2 \cdot 2r}{a_0}} \cdot 4\pi r^2 dr$$

• unidade de volume.

→ Probabilidade de o elétron ser encontrado na casca $4\pi r^2$ com espessura dr .
 → ou seja, densidade de probabilidade radial $p(r)$
 → probabilidade por unidade de distância na região r

Obs: $a_0 \equiv \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} = 5,29 \times 10^{-11} \text{ m}$

Exercício: Onde é mais provável encontrar o elétron?

$\Rightarrow$ No máximo de probabilidade $\Rightarrow \frac{dP(r)}{dr} = 0$

$$\Rightarrow \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\pi a_0^3} e^{-\frac{2Zr}{a_0}} \times 4\pi r^2 \right) = 0$$

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 e^{-\frac{2Zr}{a_0}} \right) = 0$$

$$r^2 \cdot (-\frac{2Z}{a_0}) e^{-\frac{2Zr}{a_0}} + e^{-\frac{2Zr}{a_0}} \cdot 2r = 0$$

$$-\frac{2Z}{a_0} r + 2 = 0$$

obs: $Z=1$

$$\frac{2r}{a_0} = 2$$

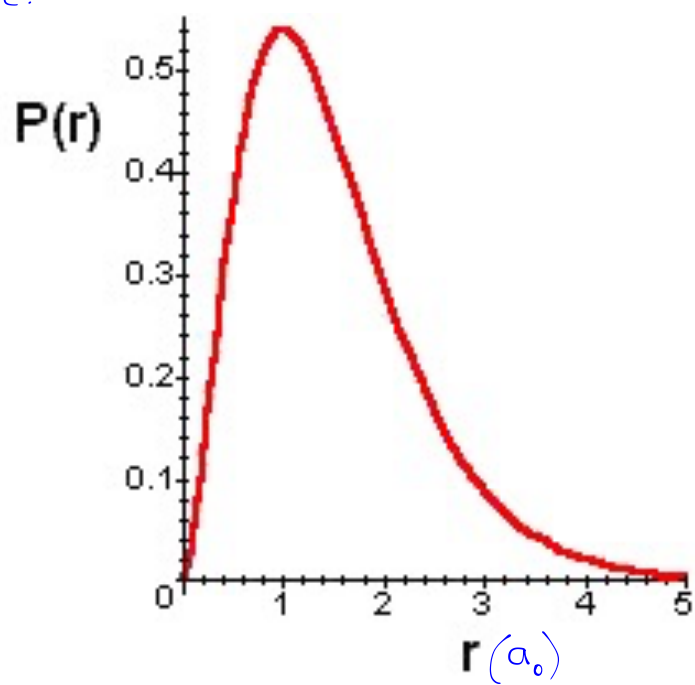
$$r = a_0$$

esta é a órbita de Bohr. Não significa que o elétron está sempre nessa órbita; apenas é a região mais provável.

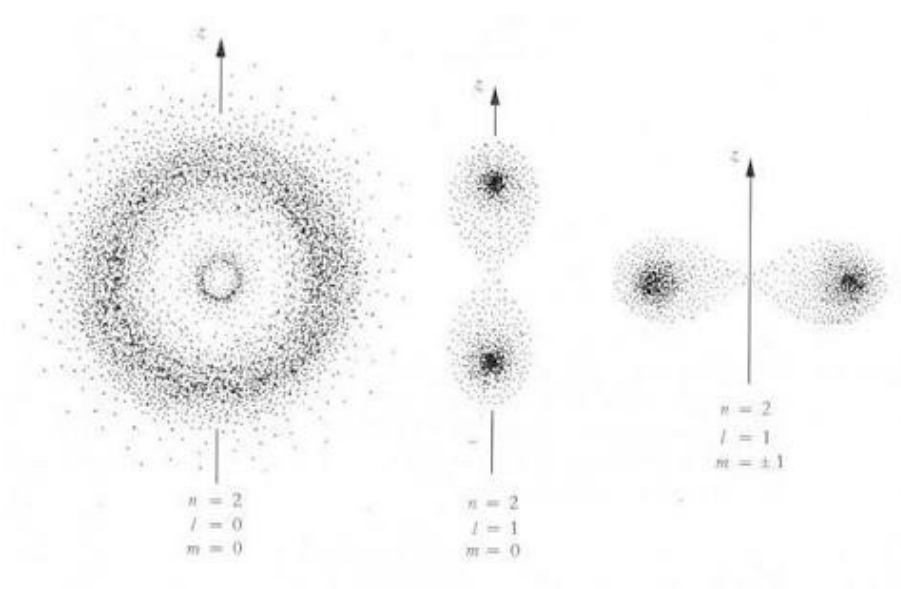
Portanto, o estado quântico associado aos números quânticos $n=1$ e $l=0$ (k,s) apresenta probabilidade por unidade de distância (ao núcleo atômico) dada por

$$P(r) = \frac{1}{\pi a_0^3} e^{-\frac{2Zr}{a_0}} \times 4\pi r^2$$

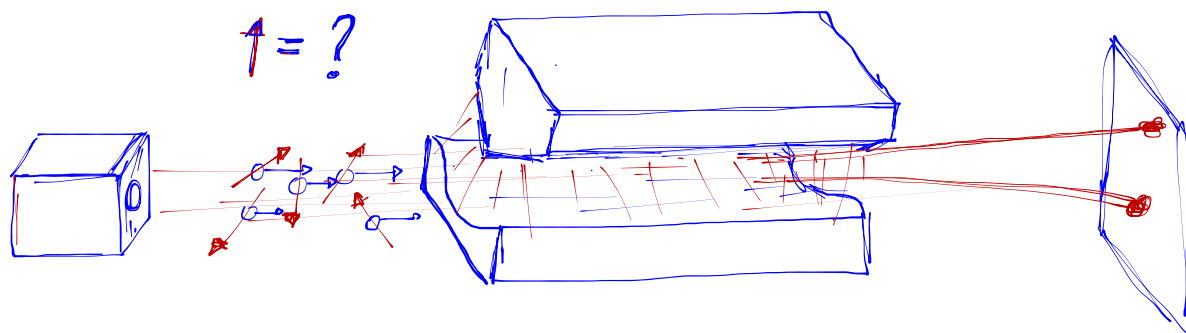
Graficamente:



Illustrando:



Stern Gerlach

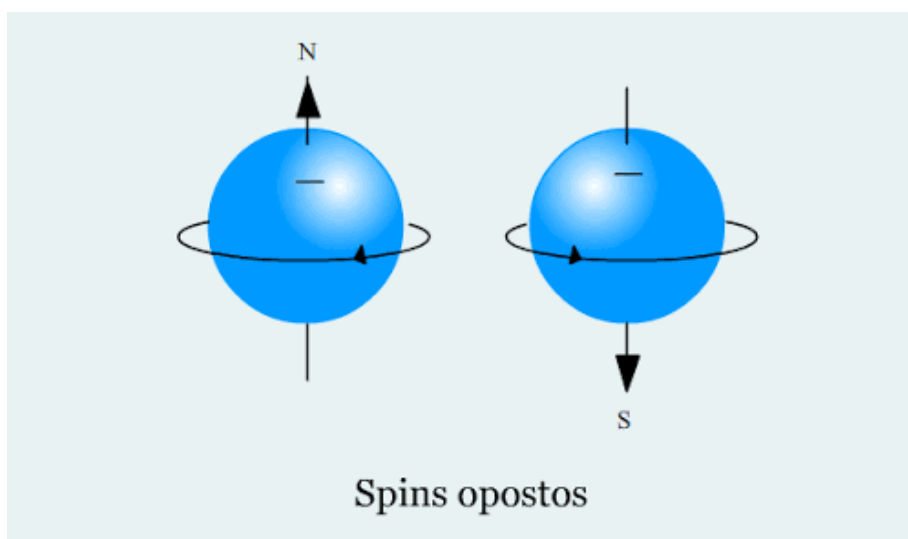


Como as marcas foram pontuais, concluiu-se que elétrons possuem momentos magnéticos e que estes momentos só assumem dois valores e dois sentidos.

A conclusão é imediata. O momento magnético de uma partícula que possui carga elétrica deve estar associada a um giro desta carga em torno do próprio eixo. Como apenas duas marcas pontuais e opostas foram observadas no experimento concluiu-se que o elétron só apresenta duas possibilidades de giro bem definidas uma horária e uma anti-horária de módulos idênticos.

A visão descrita acima é uma visão clássica desnecessária no contexto da física moderna. Mas é bastante útil do ponto de vista intuitivo.

Pode-se, classicamente imaginar-se o seguinte.



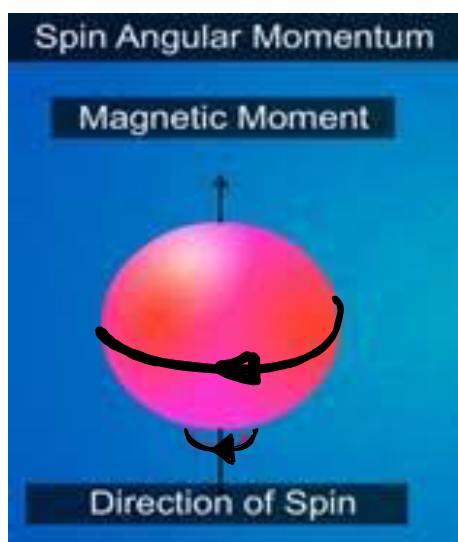
Os sentidos ficam definidos pela ação do campo externo.

"Mesmo sentido ou sentido oposto ao campo magnético aplicado"

"Sabe-se" que uma carga elétrica descrevendo um movimento circular produz campo magnético. Portanto o elétron possui dois momentos angulares

$$+S \quad e \quad -S$$

Como trata-se de carga negativa, este giro produz campo magnético oposto ao momento angular, como ilustrado abaixo.



O momento angular de Spin é obtido através da regra da mão direita, levando-se em conta o sentido do giro físico da partícula.

O sentido do campo magnético produzido é paralelo ao Spin para partículas de carga elétrica positiva e antiparalelo para partículas com cargas elétricas negativas.

A constante de Planck $\underline{h}$, o momento angular $\underline{L}$ possuem mesmas unidades de medidas ($\text{energia} \times \text{tempo}$), que corresponde à ação.

Ação $\equiv$ Trabalho $\times$ tempo.

A natureza é quântica: isto significa que tudo na natureza acontece em pacotes.

Exemplo: Qualquer quantidade de carga elétrica é sempre múltiplo da carga de um elétron ou próton ($\approx 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$).

A constante de Planck $\underline{h}$ corresponde ao quantum (mínima quantidade) de ação.

$\Rightarrow \underline{h}$ = mínima quantidade de ação.
Qualquer valor de ação é um múltiplo de $\underline{h}$.

Como $[\text{ação}] = [\text{momento angular}]$

$\hbar$ = Quantum de momento angular.
Qualquer valor de momento angular medido é um múltiplo de $\hbar$.

Note que para o momento angular a quantização vem acoplada com a constante $\underline{2\pi}$ ($\hbar = h/2\pi$). Este fato deve-se ao giro

$$\Rightarrow 2\pi r = m\lambda \quad \text{e} \quad p = \frac{h}{\lambda}$$

$$\Rightarrow mv = p$$

$$\Rightarrow mv = \frac{h}{\frac{2\pi r}{m}}$$

$$\Rightarrow mvr = m \frac{h}{2\pi} \quad \Rightarrow \quad L = m\hbar$$

$\Rightarrow L = m\hbar$ significa que o mínimo valor para L é $\hbar$ ($m=1$).

Resulta que o elétron só possui dois estados de giro, um horário e um anti-horário. Uma ação capaz de alterar de um estado para o outro é mínima de $\hbar$.

Conclui-se, portanto que os momentos angulares de spins ($\equiv S$) possíveis são

$$S = +\frac{1}{2}\hbar \quad \text{em um sentido, e}$$

$$S = -\frac{1}{2}\hbar \quad \text{em sentido oposto.}$$



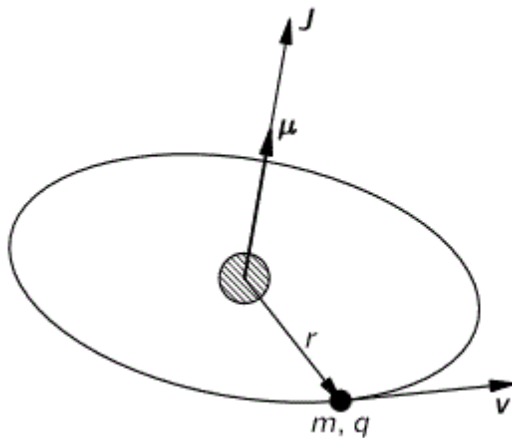
Momento magnético.

Os momentos magnéticos produzidos por estes giros são proporcionais aos momentos angulares de spins.

Vamos calcular o momento magnético devido a um movimento orbital (procedimento seguindo a sequência histórica). e então generalizar o resultado para o momento magnético de spin eletrônico.

Momento magnético é definido em termos de corrente elétrica de uma espira e a área delimitada por ela.

$$\mu \equiv iA$$



No caso ilustrado acima $\mu = i \cdot \pi r^2$

$$\Rightarrow i = \frac{q}{T}$$

q = carga do elétron
 T = período de órbita.

$$T = \frac{2\pi r}{v}$$

$$\Rightarrow \mu = \frac{qv}{2\pi r} \cdot \pi r^2$$

$$\boxed{\mu = \frac{qvr}{2}}$$

Com μ é proporcional ao momento angular L , e este pode ser associado com a constante de Planck h , vamos manipular a equação acima a fim de introduzirmos L .

$$\mu = \frac{qvr}{2} \cdot \frac{m}{m}$$

$$\Rightarrow mvr = L$$

$$\mu = \frac{q}{2m} L$$

Se considerarmos que $L = m\hbar$ $\Rightarrow$ que o menor μ possível ocorre para $m=1$

menor valor de μ e⁻

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m}$$

$$g = 1$$

Este valor mínimo de momento e⁻ definido como magneton de Bohr. μ_B

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$$

Colocando um momento magnético qualquer em termos de L e μ_B :

$$\vec{\mu} = - \frac{e}{2m} \vec{L}$$

$$\text{do resultado acima} \Rightarrow \frac{e}{2m} = \frac{\mu_B}{\hbar}$$

$$\Rightarrow \vec{\mu} = - \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{L}$$

sinal negativo devido à carga do elétron

Para sistemas com maior complexidade, tais como moléculas, os momentos magnéticos obtidos e uma média dos vários sistemas envolvidos. A fim de manter o formato geral da equação obtida acima, insere-se um constante denotada por **fator giromagnético** $\equiv g$.

$$\vec{\mu} = - g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{L},$$

onde g assume um valor para cada sistema estudado.

Para um elétron em movimento orbital $g = 1$.

Relação entre $\vec{\mu}$ e o spin eletrônico $\vec{S}$.

$$\vec{\mu} = -g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S}$$

Para o spin eletrônico $g = 2$

Nota: Um elétron orbitando um núcleo atômico possui também o spin (momento de giro em torno do próprio eixo - visão intuitiva clássica). Portanto, o g total deve ser um valor associado com os dois efeitos - orbital e de spin.

Em geral g é determinado experimentalmente.

Finalmente, como S possui dois valores possível para o spin do elétron

$$S = \pm \frac{\hbar}{2}$$

então o momento magnético de spin também

$$\mu_{\pm} = \frac{2 \mu_B}{\hbar} \frac{\hbar}{2}$$

ou

$$\begin{aligned} \mu_{+} &= \mu_B \\ \mu_{-} &= -\mu_B \end{aligned}$$

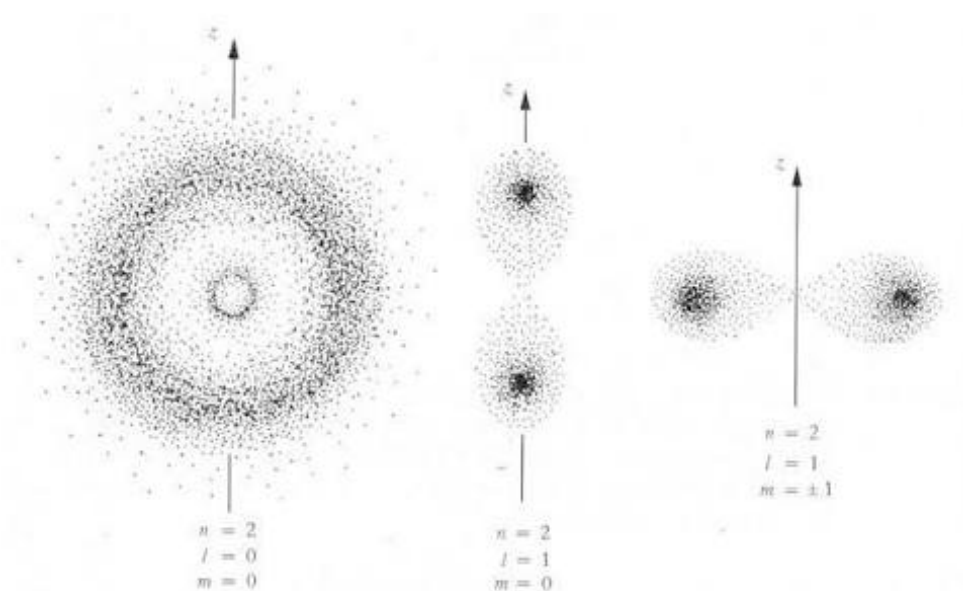
Resumo:

O elétron possui magnetismo intrínseco. Nos livros didáticos este fato é denotado por um quarto número quântico, chamado de "número quântico de spin eletrônico" m_s .

Resulta que um elétron sob a ação de um potencial coulombiano deve:

* Ocupar um nível principal de energia associada ao número quântico " n "; $n = 1, 2, 3, 4, \dots$

* Uma vez definido a energia (ou raio médio de órbita) n ; dentre deste estado n existem algumas possibilidades de formas de ocupação, associadas com o número quântico l . Este número quântico determina um formato de probabilidade de ocupação.



Obs: l define o formato.

Adicionalmente, para cada conjunto n, l , o elétron pode assumir o número quântico magnético m_l . m_l é limitado pelo módulo de l e representa o fato de que o momento angular associado a l .

Momento angular L é dado por

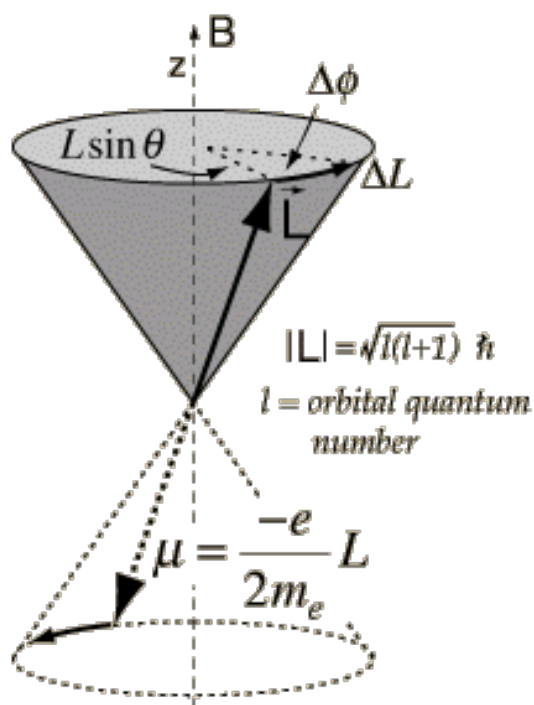
$$L = \sqrt{l(l+1)} \hbar$$

↪ possui projeções possíveis em um sentido determinado pela ação de um campo magnético $\vec{B}$ aplicado ao sistema em questão.

Quando um campo $\vec{B}$ é aplicado a um átomo com momento angular total associado ao número quântico l , o momento magnético $\vec{\mu}$ associado com o momento angular $\vec{L}$ (Eq. página 14 acima): ↪

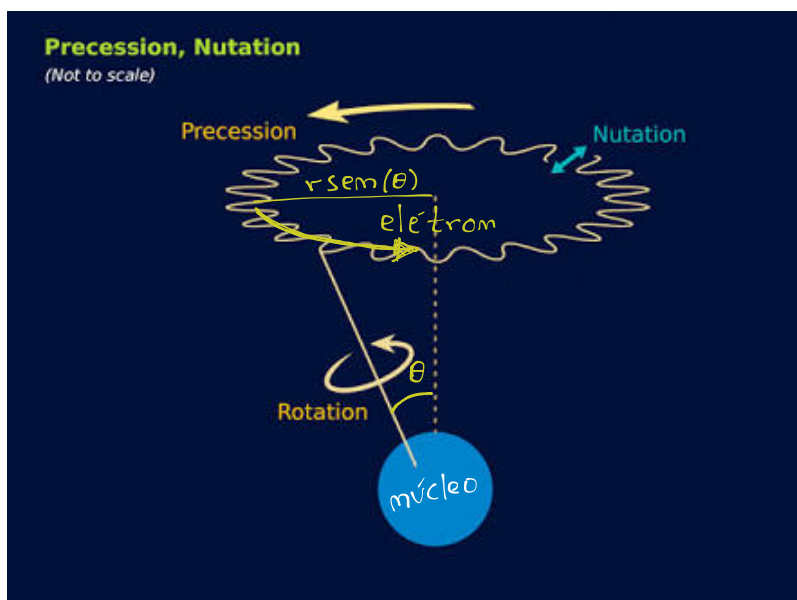
$$\vec{\mu} = - \frac{g \mu_B}{\hbar} \vec{L} ,$$

temde a alinhar-se com o campo $\vec{B}$ como se fosse uma bússola. Contudo, em vez de alinha-se imediatamente o momento magnético $\vec{\mu}$ precessiona em torno do campo $\vec{B}$.



O giro de precessão impõe um novo perímetro de giro para o elétron. Sua característica ondulatória obriga que o perímetro de giro será igual a um número inteiro de comprimento de onda.

Algo do tipo:



$$2\pi r \sin(\theta) = m_l \lambda \quad (1)$$

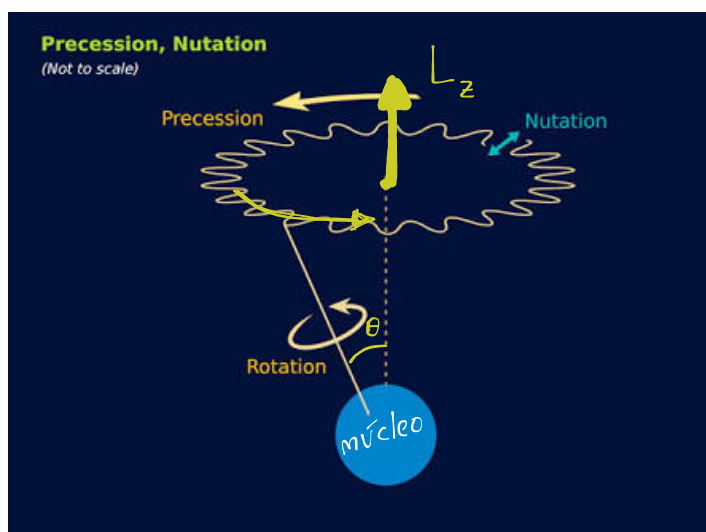
$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (2)$$

de (1) e (2) $\Rightarrow$

$$p = \frac{h}{2\pi r \sin(\theta)} \cdot m_l$$

$$m_l v r \sin(\theta) = \hbar m_l$$

Note que esta é a componente do momento angular devida ao giro de precessão.



$$\Rightarrow L_z = m_l \hbar$$

"z" é comumente escolhido como o eixo de aplicação do campo externo $\vec{B} = B_0 \hat{z}$

Significa que o número quântico m_l está associado com a componente z do momento angular $\vec{L}$.

No entanto, esta quantização só é percebida quando da aplicação de um campo externo $\vec{B}$; por este motivo m_l é denotado de número quântico magnético.

Então, um átomo no estado n, l, m_l , possui Energia e raio médio de órbita associados com o número quântico n .

Ex: Para o hidrogênio $E = -\frac{13,6}{n} \text{ eV}$.

Adicionalmente possui momento angular

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

e componente z do momento angular dada por

$$L_z = m_l \hbar$$

Os momentos magnéticos μ e μ_z podem ser obtida pelas relações já obtidas acima.

Vetorialmente: $\vec{\mu} = -g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{L}$ e $\vec{\mu}_z = -g \frac{\mu_B}{\hbar} L_z$

Em módulo:

$$\mu = g \frac{\mu_B}{\hbar} \sqrt{l(l+1)} \hbar$$

$$\mu_z = g \frac{\mu_B}{\hbar} m_l \hbar$$

$$\Rightarrow \mu = g \mu_B \sqrt{l(l+1)}$$

$$\Rightarrow \mu_z = g \mu_B m_l$$

Lembrar que g é $\frac{1}{2}$ para movimento puramente orbital,
 g é $\frac{2}{1}$ " " " " " de spin.
 e g é, em geral, uma composição devido às
 diferentes contribuições.

Caso o movimento seja puramente de spin, o número
 quântico a ser considerado é m_s ;

$$m_s = +\frac{1}{2} \quad \text{ou} \quad m_s = -\frac{1}{2}.$$

Resulta, portanto, a existência de quatro números quânticos.

$$n, l, m_l, m_s$$

"Didaticamente", representa-se, na química, como segue:

Exemplo: Se $n=1$

$$\Rightarrow l=0$$

"pois l é no máximo $(n-1)$ "

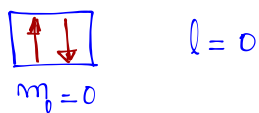
$$\Rightarrow m_l=0$$

"pois m_l pode variar de $-l$ até l ."

$$\Rightarrow m_s = \frac{1}{2} \quad \text{ou} \quad m_s = -\frac{1}{2}$$

m_s independe dos demais
 números quânticos origina-
 dores da solução da
 equação de Schrödinger.

O exemplo acima é representado por uma caixinha.



$n=1 \Rightarrow$ uma caixa. A linha denota o número l e a
 coluna o número m_l . O número m_s é representado
 pelas setas

$$\uparrow \equiv +\frac{1}{2} \quad \text{e} \quad \downarrow \equiv -\frac{1}{2}$$

Exemplo 2)

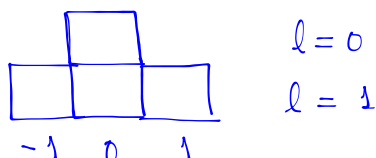
$$n = 2$$

$$\Rightarrow l = 0, 1$$

$$\Rightarrow m_l = -1, 0, 1$$

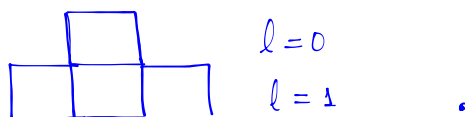
$$\Rightarrow m_s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$$

Representação:

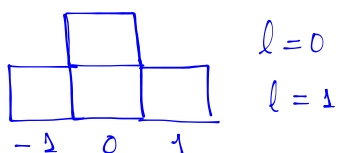


A figura , denota $n=2$

as duas linhas cobrem as possibilidades $l=0$ e $l=1$



As colunas cobrem as possibilidades de m_l .

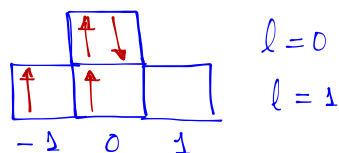
 $n=2$


Estes são os estados quânticos disponíveis. Devem ser preenchidos com a quantidade de elétrons disponíveis.

Note que cada caixa denota um conjunto de números quânticos específicos $n, l, m_l =$ uma das caixas. E cada pode comportar dois elétrons com spins inversos.

Se tivermos, por exemplo, 4 elétrons:

$$m=2$$



Note que não pode haver 2 elétrons com mesmo números quânticos; é preciso diferir pelo menos em um dos m, l, m_l, m_s . (Princípio de exclusão de Pauli $\Rightarrow$ equivale a dizer que dois corpos não podem ocupar o mesmo espaço).

Adicionalmente, para um $l \neq 0$ (linha 2 no exemplo acima) primeiro deve-se ocupar com spins paralelos (regra de Hund). A regra de Hund é explicada pela mecânica quântica. $\hookrightarrow$

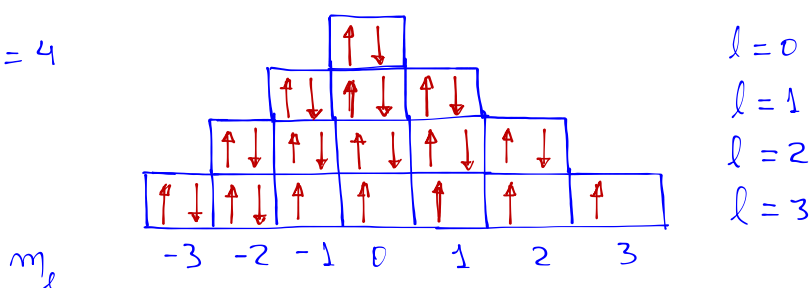
$\Rightarrow$ Spins paralelos fazem com que os elétrons ocupem posições mais distantes, relativamente. Este fato diminui a energia devido à repulsão Coulombiana e, portanto é ocupado por ser menos energético.

— " —

Exercício: Considere o nível energético $n=4$.

- 1) Posicione 27 elétrons.
- 2) Calcule o momento angular m_l total
- 3) " " " " m_s total
- 4) " " momento magnético μ_s .

Solução: $n=4$

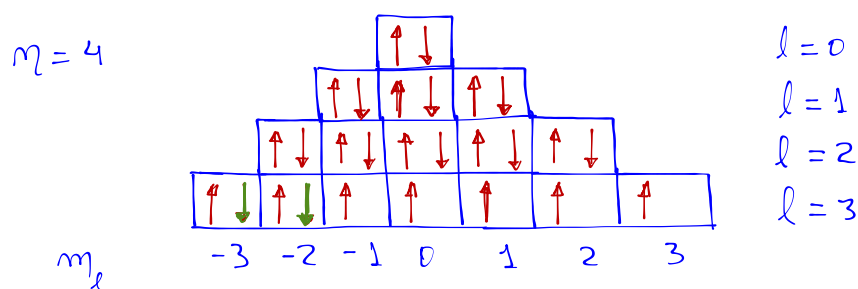


$\Rightarrow$ As linhas $l=0, 1$ e 2 , estão completamente cheias. Posuem, portanto, movimentos orbitais e de spins compensados; não contribuindo para momento angular, de

spin e não contribuindo para magnetismo

A linha $l=3$ não está completa.

Há dois elétrons sem compensação para m_l (os verdes ilustrados abaixo).



Portanto $m_l = -3$ e $m_l = -2$ estão não compensados gerando um momento angular, pode-se considerar apenas a intensidade.

Os dois não compensados possuem $l=3$

Um elétron: $L_1 = \sqrt{3(3+1)} \hbar$

Outro elétron: $L_2 = \sqrt{3(3+1)} \hbar$

Um com projeção $L_{z1} = -3\hbar$

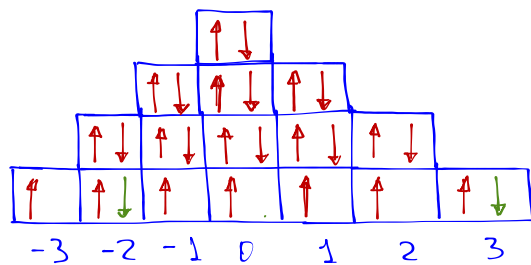
Outro com projeção $L_{z2} = -2\hbar$

Estas projeções pode ser somada resultando em

$L_z = -5\hbar$ de intensidade no estado fundamental.

Contudo, caso o átomo passe por excitado, digamos por uma corrente externa, estes dois elétrons podem transicionar entre os estados possíveis, saindo da configuração fundamental.

$$m_l = 4$$



$$l=0$$

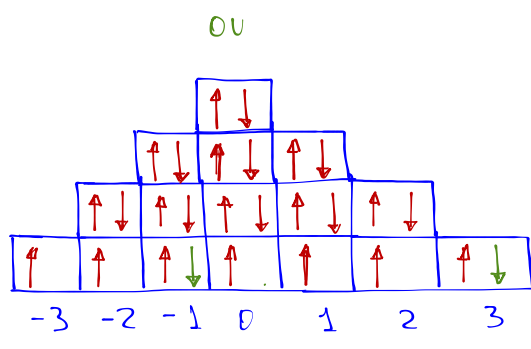
$$l=1$$

$$l=2$$

$$l=3$$

$$L_z = 1\hbar$$

$$m_l = 4$$



$$l=0$$

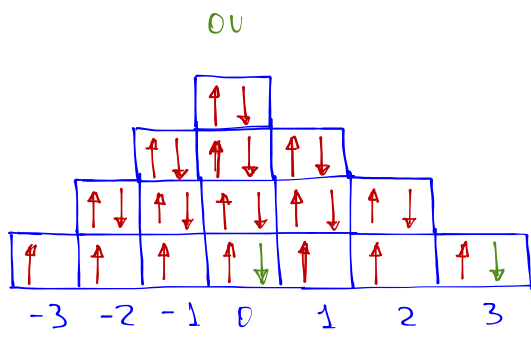
$$l=1$$

$$l=2$$

$$l=3$$

$$L_z = 2\hbar$$

$$m_l = 4$$



$$l=0$$

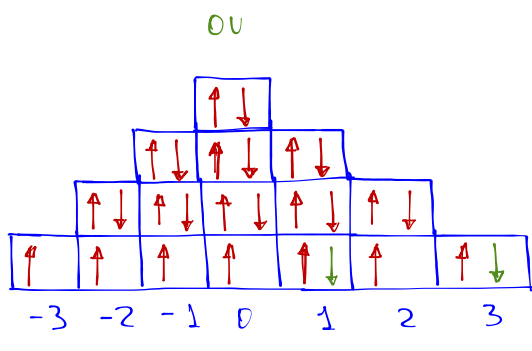
$$l=1$$

$$l=2$$

$$l=3$$

$$L_z = 3\hbar$$

$$m_l = 4$$



$$l=0$$

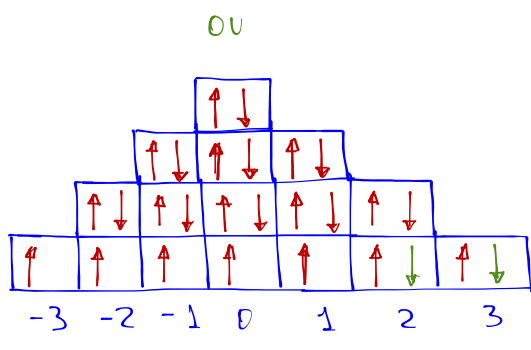
$$l=1$$

$$l=2$$

$$l=3$$

$$L_z = 4\hbar$$

$$m_l = 4$$



$$l=0$$

$$l=1$$

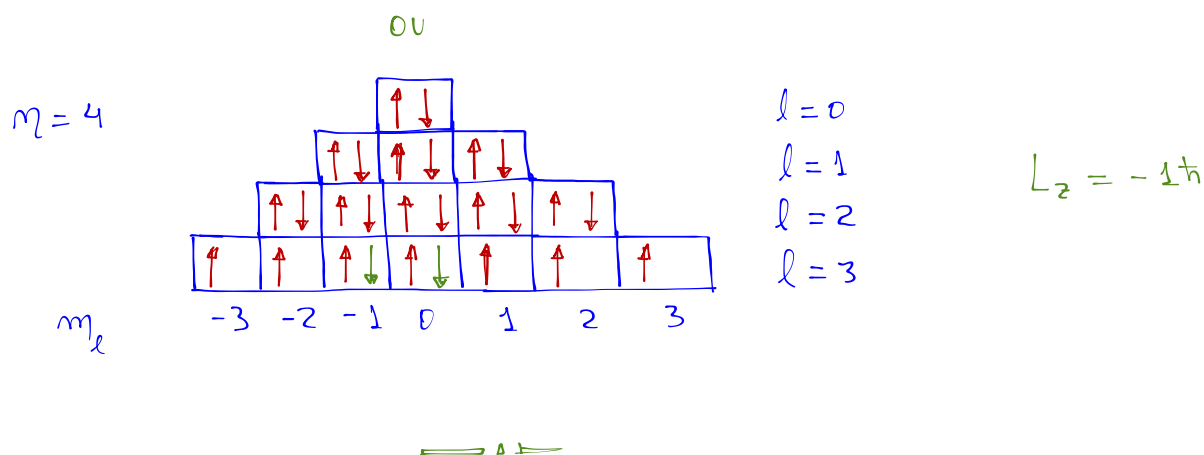
$$l=2$$

$$l=3$$

$$L_z = 5\hbar$$

Note que qualquer outra das configurações possíveis reterá algum dos valores já mencionados acima.

Ex:



Portanto m_l passa pelos valores

$$-5, -4, -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4, 5$$

$$\text{Como } m_l \leq |l| \implies l=5$$

$$L = \sqrt{5(5+1)} \hbar$$

$$L = \sqrt{30} \hbar$$

Obs: Experimentalmente, l é verificado através do desdobramento energético provocado pela ação do campo externo $\vec{B}$, pois surge um novo fator energético

$$E = - \vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

$$E = - \mu B \cos(\theta)$$

$$E = - \underbrace{\mu \cos(\theta)}_{\mu_z} B$$

$$E = - \mu_z B$$

$$\text{Mas } \mu_z = \frac{g \mu_B m_l \hbar}{\hbar}$$

$$\mu_z = g \mu_B m_l$$

$$\rightarrow E_{m_l} = g \mu_B B m_l$$

Porém, transições entre os níveis seguem uma regra de seleção (quando envolve a emissão de fótons).

$$\Delta l = \pm 1$$

Este fato é explicado pela conservação de momento angular. Fótons tem momento angular total $l=1$. Portanto, ao ser emitido, a fonte emissora, o átomo deve perder este valor.

Efeito Zeeman: Como o fóton emitido possui $l=1$ ($L = \sqrt{1(1+1)} \hbar$), ele possui projeções

$$m_l = -1; m_l = 0 \text{ ou } m_l = 1.$$

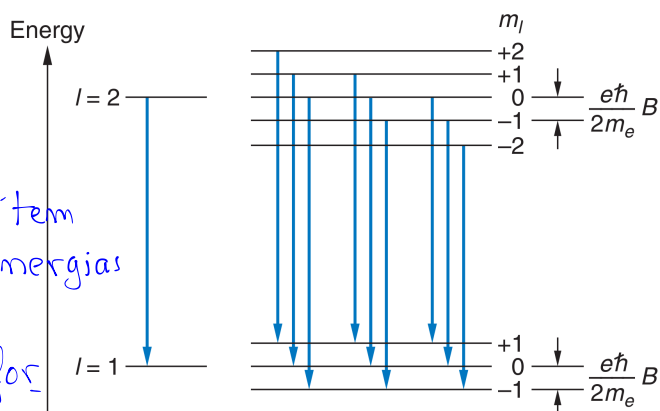
Se estes valores aparecem no fóton emitido, então o átomo só pode perder estes m_l

O átomo só pode, portanto, perder estas quantidades.

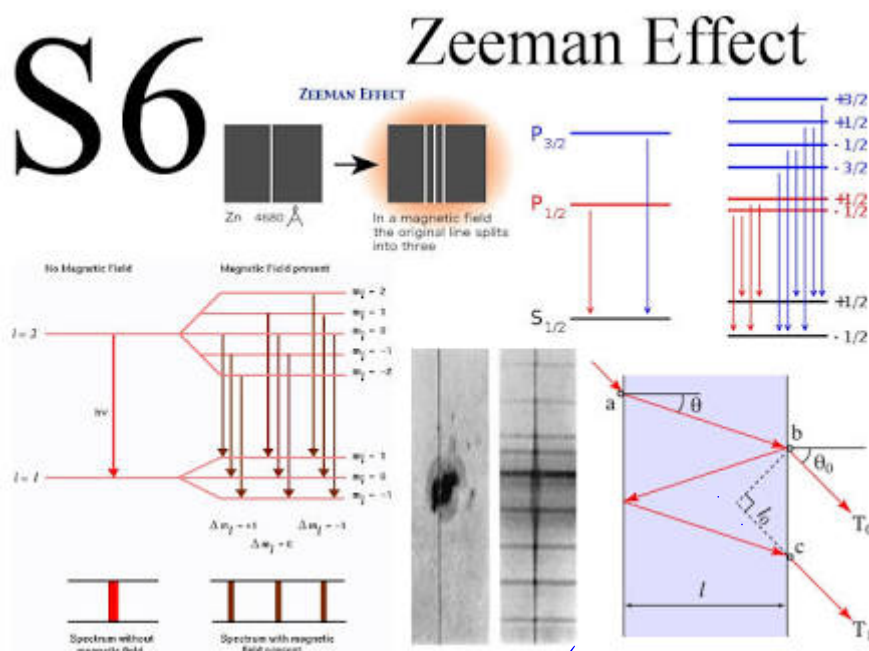
$$\Delta m_l = 0, \pm 1$$

Um exemplo.

A queda dos níveis emitem luz. Da quantidade de energias visualizadas obtém-se, experimentalmente, informações dos níveis atômicos.



Experimento (Ex:)



Obs: Os efeitos apresentados acima têm como objetivo introduzir o leitor à efeitos detectados experimentalmente que validam a abordagem quântica resultante da **Equação de Schrödinger**. Contudo, é importante frisar que uma abordagem com maior profundidade é necessária para entender-se efeitos complementares; tais como: Momentos linear e magnético totais (orbital + spin), acoplamento spin-órbita, transições anômalas, etc...