FIZIKA 3.

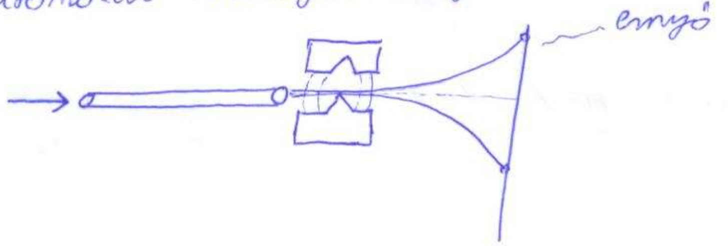
8 EA

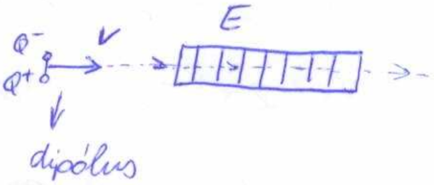
Stern - Gerlach kísérlet   Ag

ezüst atomok - elpárologtatták - hosszú csőben engedték el

atomok egymással ll-osan - ezért kell a cső

atomokat inhomogén mágneses térbe engedték a cső után



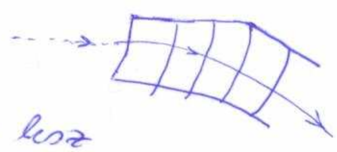


homogén mágneses mezőn keresztül küldve egyenesen halad

inhomogén esetén eltérül

azt várnánk, hogy ezüst atom nem térül el,

de eltérül



Magyarázat: lenni kell mágneses dipólmomentumának

Ag^{47} - 1 db külső héjon lévő elektron

1 db - s pálya, $l=0$ gömbszimmetrikus a héj - ebből nem lesz mágn. dip. mom

héjnak van saját mágneses dipól momentuma - SPIN

nem a pályamozgásától ered, hanem saját

spin vetülete 2 lehet

$M = 0, \pm 1 \ \pm 2 \ \dots \ \pm l$ - egész számok

$2l+1$ - vetület

$2l+1=2$

$2s+1=2 \Rightarrow s = \pm \frac{1}{2}\hbar$ - elektron spinje feles spinű

e^- feles spinű részecske

másnéven fermion

Pauli-féle kizárási elv: négy kvantumszám közül legalább egyiknek különböznie kell a többitől

Periódusos rendszer

www. ptable. com/?lang=hu

He : $1s^2$ $n=1$ $m=0$ $l=0$

Li : $1s^2 2s^1$ – $n=2$ $m=0$ $l=0$

Be : $1s^2 2s^2$ – $n=2$ $m=0$ $l=0$

B : $1s^2 2s^2 2p^1$ – $n=2$ $m=-1$ $l=1$

Ne : $1s^2 2s^2 2p^6$ – telített állapot $n=2$ $m=1$ $l=1$

$l=2$ – d pálya

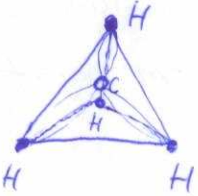
Schrödinger – egyenlet:

$a\Psi_s + b\Psi_p$ – megoldás (kevert, másképp nem tiszta)

pl. : Ψ_s tiszta állapot

Hibridizáció: (gyémánt, Si kristály, Ge kristály)

CH_4 – szabályos tetraéder



sp^3 orbitals:

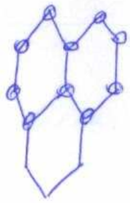
1. $sp^3 = 1/2\, s - 1/2\, p_x - 1/2\, p_y + 1/2\, p_z$
2. $sp^3 = 1/2\, s - 1/2\, p_x + 1/2\, p_y - 1/2\, p_z$
3. $sp^3 = 1/2\, s + 1/2\, p_x - 1/2\, p_y - 1/2\, p_z$
4. $sp^3 = 1/2\, s + 1/2\, p_x + 1/2\, p_y + 1/2\, p_z$

skalár szorzat:

$\cancel{n.sp^3}$ $(n.sp^3;\ m.sp^3) = 0$

grafit

CH_3



síkban van

<u>Tétel:</u> hermitikus operátor különböző sajátértékeihez tartozó sajátfv-ek ortogonálisak

<u>Bizonyítás.</u> $\varphi_k \neq \varphi_l$

$$O\varphi_k = \lambda_k \varphi_k \quad / \cdot \varphi_l$$

$$\cdot \varphi_k / \quad O\varphi_l = \lambda_l \varphi_l$$

$$(O\varphi_k, \varphi_l) = (\lambda_k \varphi_k ; \varphi_l)$$

$$(\varphi_k, O\varphi_l) = (\varphi_k ; \lambda_l \varphi_l)$$

$$(O\varphi_k, \varphi_l) = (\varphi_k, O\varphi_l)$$

$$(\lambda_k \varphi_k ; \varphi_l) = (\varphi_k, \lambda_l \varphi_l)$$

$$\Rightarrow \quad \lambda_k^*(\varphi_k, \varphi_l) - \lambda_l(\varphi_k, \varphi_l) = 0$$

$$(\lambda_k - \lambda_l)(\varphi_k ; \varphi_l) = 0$$

$$\downarrow$$

$$(\varphi_k ; \varphi_l) = 0$$

$$\downarrow$$

ez volt az állítás

Bra Ket vektorok

$\langle \varphi_1 |$ $\quad$ $| \varphi_2 \rangle$

$$\langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_1^* \varphi_2 \, dx$$

$$\hat{O} | \varphi_k \rangle = \lambda_k | \varphi_k \rangle$$

$$\langle \varphi_l | \hat{O} | \varphi_k \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_l^* O \varphi_k \, dx$$

de Broigle féle hullám

fény (foton) impulzusa : $p = \frac{E}{c}$ — foton energiája, — fénysebesség

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$$

fénynek van részecske és hullámtermészete is

MO Sch:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = E \psi$$

MO : $\psi = e^{ikx} = \cos(kx) + i \sin(kx)$

hullámszám $k = \left(\frac{2mE}{\hbar^2} \right)^{1/2}$ $\qquad$ $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – hullámszám, λ hullámhossz

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \qquad E = \frac{p^2}{2m}$$

$$\boxed{p = \hbar k}$$

De Broigle : $p = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \Rightarrow \boxed{\lambda = \frac{h}{p}}$ — anyag hullámtermészetét írja le

Időfüggő Schrödinger-egyenlet

Heisenberg féle felcs. törvény $p_x ; x$ – kanonikusan konjugáltak

$$(-H) ; t$$

$$[-H ; t] \neq 0$$

idő operátor:

$$\hat{t} = t \cdot \qquad \hat{H} = -\frac{\hbar}{i}\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta \Psi(x, y, z, t) + V(x, y, z, t) \cdot \Psi(x, y, z, t)$$

Hamilton op.

$$\hat{H} = \left[-\frac{\hbar}{i}\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{-\hbar^2}{2m}\Delta \Psi(x, y, z, t) + V(x, y, z, t) \cdot \Psi(x, y, z, t) \right]$$

időfüggő Schr.-egyenlet

nem relativisztikus

Kontinuitási egyenlet

$$\left.\begin{aligned} \frac{\hbar}{i}\frac{\partial \Psi}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + V\Psi = 0 \\ + \frac{\hbar}{i}\frac{\partial \Psi^*}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi^* - V\Psi^* = 0 \end{aligned}\right\}$$

$$\frac{\hbar}{i}\frac{\partial(\overbrace{\Psi^*\Psi}^{\text{jelöljük } \rho\text{-val}})}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2m}\left(\Psi^*\Delta\Psi - \Psi\Delta\Psi^*\right) = 0$$

$$\Delta \Psi = \operatorname{divgrad} \Psi \qquad (\operatorname{divgrad} \Psi^*)\cdot\Psi - \Psi^*(\operatorname{divgrad}\Psi) =$$

$$= \operatorname{div}(\Psi \operatorname{grad} \Psi^* - \Psi^* \operatorname{grad} \Psi)$$

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} j = 0}$$ – kontinuitási egyenlet

$$j = \frac{i\hbar}{2m}(\Psi \operatorname{grad} \Psi^* - \Psi^* \operatorname{grad} \Psi)$$

Ha egy potenciál nem függ az időtől, akkor a dolog visszavezethető statikus Schr. egyenletre

dinamikai (időfüggő) egyenlet mo, ha

$$V(x,y,z) \neq V(x,y,z,t)$$ – nem tartalmaz időfüggést a pot.

$$\frac{\hbar}{i}\frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + V(x,y,z)\cdot\psi = 0$$

próbafv:

$$\psi(x,y,z,t) = \varphi(x,y,z)\cdot T(t)$$

$$\frac{\hbar}{i}\frac{dT}{dt}\varphi(x,y,z) - \frac{\hbar^2}{2m}\Delta\varphi(x,y,z)\cdot T(t) + V(x,y,z)\,\varphi(x,y,z)\,T(t) = 0$$

$$: \varphi(x,y,z)\cdot T(t)$$

$$\frac{\hbar}{i}\frac{1}{T(t)}\frac{dT}{dt} + \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\varphi(x,y,z) + V(x,y,z)\,\varphi(x,y,z)\right]\frac{1}{\varphi(x,y,z)} = 0$$

1. eset

$$\frac{\hbar}{i}\frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial t} = -\alpha$$

$$T(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}\alpha t}$$

2. eset: nagy zárójel $= \alpha$
helyfüggő rész

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\varphi(x,y,z) + V(x,y,z)\,\varphi(x,y,z) = \alpha\,\varphi(x,y,z)$$

$$\alpha = E$$

megkaptuk a stacionárius Schrödinger-egyenletet

$$\psi(x,y,z,t) = \varphi(x,y,z)\,e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$$

tartózkodási vség:

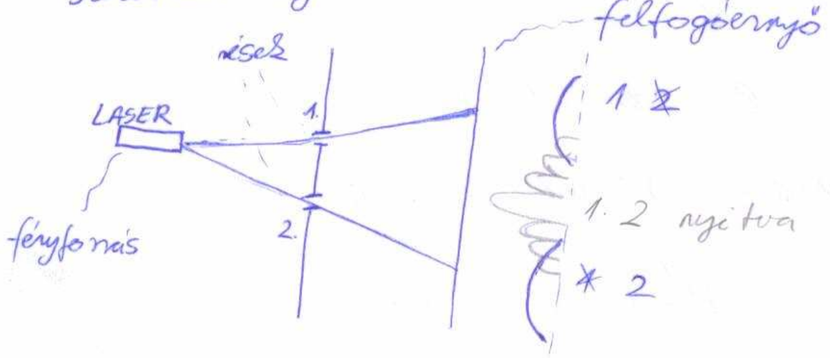
$$\psi^*\psi = \varphi^*(\;)\,e^{+\frac{i}{\hbar}Et}\cdot\varphi(\;)\,e^{-\frac{i}{\hbar}Et} = \varphi^*(\;)\,\varphi(\;)$$

potenciál időfüggetlen

FIZIKA 3

9 EA

Jönsson-féle kísérlet - 1961 - elektronok hullámtermészetét szeretnék megmutatni



Jönson megcsinálta ezt a kísérletet LASER helyett elektronágyúval

2 rés távolsága: 1 μm

rés vastagsága: 0,3 μm

felfogóernyő : 35 cm-re

az eredmény ugyanaz lett

	FOTONOK	RÉSZECSKE
nyugalmi tömeg	$m_0 = 0$	m_0 $\quad m(v) = \dfrac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ - v sebességgel mozog
sebesség	c	$v < c$
impulzus	$p = \dfrac{h}{\lambda} = \dfrac{h\nu}{c}$	$p = mv = \dfrac{m_0 v}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$
energia	$E = h\nu = \hbar\omega$	$E = mc^2 = \dfrac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$