

A rész és a másik rész

Kvantumos párok távkapcsolatai

Koniorczyk Máttyás

Pécsi Tudományegyetem TTK Fizikai Intézet

ATOMCSILL, ELTE, 2012. április 12.

Tartalom

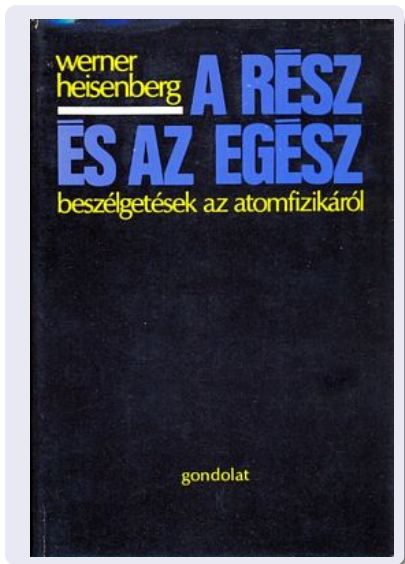
- Einstein-Podolsky-Rosen: a paradoxon
- Bell: a rejtett paramétereiktől az egyenlőtlenségig
- Optikai kísérletek
- Sokrészű rendszerek
- Egy kis kvantuminformatika
- Összefoglalás

A Heisenberg-reláció

$$\Delta p \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}$$

A Heisenberg-reláció

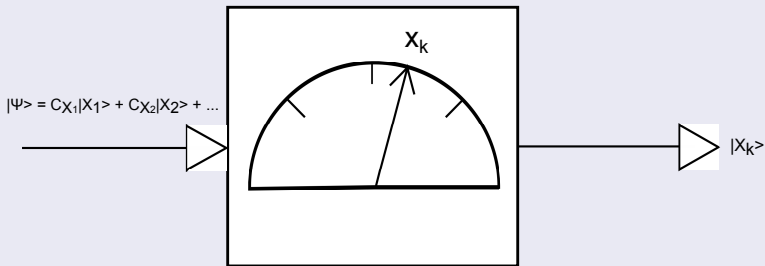
$$\Delta p \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}$$



1 részecske

p és x nem mérhető együtt.

A MÉRÉS



$$p_{x_k} = |C_{x_k}|^2$$

kvantumállapot: $|\Psi\rangle$ (vektor)

$|x_k\rangle$ -k merőlegesek

$$\langle x | \Psi \rangle = \sum_k p_{x_k} x_k$$

2 részecske

- nem mérhető együtt: (x_1, p_1) , (x_2, p_2)

2 részecske

- nem mérhető együtt: (x_1, p_1) , (x_2, p_2)
- együtt mérhető: (x_1, x_2) , (p_1, p_2) , (x_1, p_2) , (p_1, x_2)

2 részecske

- nem mérhető együtt: (x_1, p_1) , (x_2, p_2)
- együtt mérhető: (x_1, x_2) , (p_1, p_2) , (x_1, p_2) , (p_1, x_2) de

$$(x_2 - x_1, p_1 + p_2)$$

is!

2 részecske

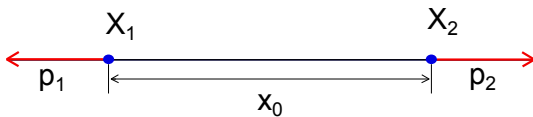
- nem mérhető együtt: $(x_1, p_1), (x_2, p_2)$
- együtt mérhető: $(x_1, x_2), (p_1, p_2), (x_1, p_2), (p_1, x_2)$ de

$$(x_2 - x_1, p_1 + p_2)$$

is!

$$|x_2 - x_1 = x_0, p_1 + p_2 = 0\rangle$$

$$|x_2 - x_1 = \underline{x}_0, p_1 + p_2 = 0\rangle$$



Az 1. részecskén:

- Mérem x_1 -et $\Rightarrow x_2 = x_1 + \underline{x}_0$
- Mérem p_1 -et $\Rightarrow p_2 = -p_1$

Pedig nem nyúltam a 2. részecskéhez!
Sőt! \underline{x}_0 akármekkora lehet!

Einstein

- *„Ha a rendszer bármiféle megzavarása nélkül képesek vagyunk bizonytalanság nélkül (1 valószínűséggel) megjósolni egy fizikai mennyiség értékét, akkor létezik a valóságnak egy eleme, amely ahhoz a fizikai mennyiséghez tartozik.”*
- Egy teljes fizikai elméletben a valóság minden elemének kell legyen megfelelője.
- Két eshetőség van:
 - 1 A kvantummechanika nem teljes, vagy
 - 2 A hely és az impulzus nem elemei egyszerre a valóságnak: nem mérhetők egyszerre, és értéküket egy másik rendszeren végzett mérés befolyásolja.

D. Bohm rejtett paraméteres elmélete

David Bohm, 50-es évek.

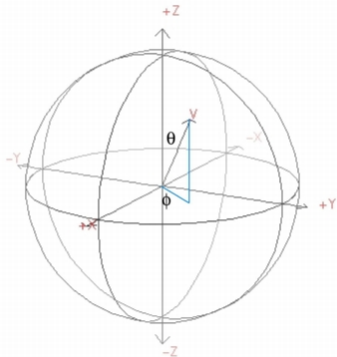
$$\langle M \rangle_{|\psi\rangle} \longrightarrow \langle M(\lambda) \rangle_{\lambda} = \int p(\lambda) M(\lambda) d\lambda$$

Visszaadja az egyrészecske kvantummechanika minden eredményét!

J.S. Bell, 60-as évek

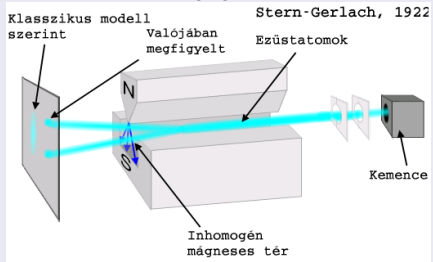
Bell: rejtett paramétereiktől az egyenlőtlenségig

Bloch-gömb, feles spin



Stern-Gerlach kísérlet

P. G. Kwiat, A. Zeilinger, 90-es évek



http://hu.wikipedia.org/wiki/Stern-Gerlach_kísérlet

Spinek: EPR



$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle)$$

- Mérés: pl. z irányba vagy x irányba.

Spinek és rejtett paraméterek

- A, B : mérendő mennyiségek, értékük ± 1
- a, b : a műszer beállítása az egyes helyeken
- λ : rejtett paraméterek

Lokális elmélet:

$$A(a, \lambda) \quad B(b, \lambda)$$

Az egyenlőtlenség (Bell-CHSH)

$$\langle A(a)B(b) \rangle + \langle A(a)B(b') \rangle + \langle A(a')B(b) \rangle - \langle A(a')B(b') \rangle \leq 2$$

(Clauser-Horne-Shimony-Holt, 60-as évek)

Bell: rejtett paramétereiktől az egyenlőtlenségig

Az egyenlőtlenség (Bell-CHSH)

$$\langle A(a)B(b) \rangle + \langle A(a)B(b') \rangle + \langle A(a')B(b) \rangle - \langle A(a')B(b') \rangle \leq 2$$

(Clauser-Horne-Shimony-Holt, 60-as évek)

Levezetés

$B(b, \lambda) + B(b', \lambda) = 0$ vagy $B(b, \lambda) - B(b', \lambda) = 0$, tehát

$$\begin{aligned} A(a, \lambda)B(b, \lambda) + A(a, \lambda)B(b', \lambda) + A(a', \lambda)B(b, \lambda) - A(a', \lambda)B(b', \lambda) \\ = A(a, \lambda)(B(b, \lambda) + B(b', \lambda)) + A(a', \lambda)[B(b, \lambda) - B(b', \lambda)] \\ \leq 2 \end{aligned}$$

ami a várható értékre is igaz.

Bell: rejtett paramétereiktől az egyenlőtlenségig

Az egyenlőtlenség

$$\langle A(a)B(b) \rangle + \langle A(a)B(b') \rangle + \langle A(a')B(b) \rangle - \langle A(a')B(b') \rangle \leq 2$$

Az egyenlőtlenség

$$\langle A(a)B(b) \rangle + \langle A(a)B(b') \rangle + \langle A(a')B(b) \rangle - \langle A(a')B(b') \rangle \leq 2$$

Kvantumosan

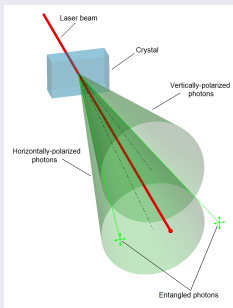
pl.

- $a = "z"$
- $a' = "x"$
- $b = -("z" + "x")$ (45°)
- $b' = "z" - "x"$ (-45°)

$$\langle A(a)B(b) \rangle + \langle A(a)B(b') \rangle + \langle A(a')B(b) \rangle - \langle A(a')B(b') \rangle = 2\sqrt{2} > 2$$

!!!

Parametrikus konverzió, BBO



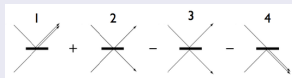
1 UV foton \rightarrow 2 látható foton

β -bárium-borát

http://en.wikipedia.org/wiki/Spontaneous_parametric_down-conversion

További eszközök

Nyalábosztók (Hong-Ou-Mandel):
polarizátorok, fotodetektorok...



Monogámia, többrészű összefonódás

- Greeneberger-Horne-Zeilinger: $|000\rangle + |111\rangle$
 - Egyik pár sem összefonódott
 - De együtt összefonódottak
 - Egyenlőtlenség helyett egyenlőség!

Monogámia, többrészű összefonódás

- Greeneberger-Horne-Zeilinger: $|000\rangle + |111\rangle$
 - Egyik pár sem összefonódott
 - De együtt összefonódottak
 - Egyenlőtlenség helyett egyenlőség!
- Coffman-Kundu-Wootters
 - Ha ketten teljesen összefonódottak
 - mással már nem lehetnek összefonódottak.

Összefonódott struktúrák.

Titkosítás

- Számításelméleti biztonság

Titkosítás

- Számításelméleti biztonság
- Fizikai biztonság
 - $|0\rangle, |1\rangle$ és $|\pm\rangle \propto |0\rangle \pm |1\rangle$ állapotokba is kódolunk.
 - A qubitek nem másolhatók. Kvantumtitkosítás (Bennett, Brassard 1984)

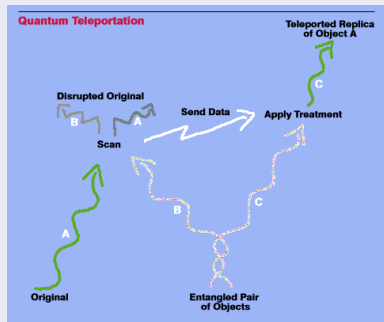
Titkosítás

- Számításelméleti biztonság
- Fizikai biztonság
 - $|0\rangle, |1\rangle$ és $|\pm\rangle \propto |0\rangle \pm |1\rangle$ állapotokba is kódolunk.
 - A qbitek nem másolhatók. Kvantumtitkosítás (Bennett, Brassard 1984)
 - Pl. fénystaféta, 2005. április 19. (képek...)

Kvantumteleportáció

C. H. Bennett, 1993

Kísérlet: A. Zeilinger, 1997.



ábra: IBM research

A Vernam-kód kvantumos változata.

Vernam-kód

Bemenet	1	0	1	0	1	0
A	1	0	0	1	1	0
<hr/>						
B	0	1	1	0	0	1
Továbbított	0	0	1	1	0	0
Kimenet	1	0	1	0	1	0

Kvantumteleportáció



- Erőforrás:

$$|\Psi_C\rangle \propto |0\rangle|1\rangle - |1\rangle|0\rangle$$

- Mérés A-B-n:

$$|\Psi^\pm\rangle \propto |0\rangle|1\rangle \pm |1\rangle|0\rangle$$

$$|\Phi^\pm\rangle \propto |0\rangle|0\rangle \pm |1\rangle|1\rangle$$

- Állapot: $|\Psi_C\rangle = U_k|\Psi_A\rangle$

Kvantumszámítógép

- Inherens párhuzamosság
- Összefonódottság
- Kvantum bonyolultsági osztályok

(A teljesség igénye nélkül)

- Geszti Tamás: Kvantuminformáció, Fizikai Szemle 2006/6. B3.o.
 - Koniorczyk M, Tóth G: Bevezetés a kvantummechanikai összefonódottsághoz In: Heiner ZS, Osvay K (szerk.) A kvantumoptika és -elektronika legújabb eredményei, Szeged: Szegedi Tudományegyetem, 2005. pp. 95-106.
-
- A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen, Phys. Rev. 47, 777–780 (1935)
 - J. S. Bell: Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics (Collected papers on quantum philosophy), Cambridge University Press (July 29, 1988)
 - David Bohm, Phys. Rev. 85, 166–179 (1952), Phys. Rev. 85, 180 (1952).
 - C. H. Bennett et al, PhyPhys. Rev. Lett. 70, 1895–1899 (1993)
 - D. Bouwmeester et al, Nature. 390, 575–579 (1997).
 - C. H. Bennett and G. Brassard, Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing, Bangalore, p. 175 (1984)
 - David P. DiVincenzo (1995). "Quantum Computation". Science 270 (5234): 255–261.