Mágneses monopólusok ?

(Atomcsill 2015 február)

Palla László

ELTE Elméleti Fizikai Tanszék

- Maxwell egyenletek
    - potenciálok, mértéktranszformáció
    - legegyszerűbb e.m. mezők
- A klasszikus $e\ g$ rendszer
- A monopólus vektorpotenciálja
    - klasszikus elméletben
    - kvantummechanikában
- A Dirac féle kvantálási feltétel
- Monopólusok mértékelméletekben
- Kísérleti monopólus kutatás

Vektoranalizis és koordinátarendszerek összefoglalás

$$\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z) = v_x\mathbf{i} + v_y\mathbf{j} + v_z\mathbf{k} \qquad v_{x,y,z}(\mathbf{r}, t) \qquad \mathbf{r} = (x, y, z)$$

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right) \qquad \mathrm{div}\mathbf{v} \equiv \nabla \cdot \mathbf{v} = \partial_x v_x + \partial_y v_y + \partial_z v_z$$

$\mathrm{rot}\mathbf{v} = \nabla \times \mathbf{v}$ $\quad \Phi(\mathbf{r}, t)$ függvény $\quad \mathrm{grad}\Phi \equiv \nabla\Phi = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \frac{\partial \Phi}{\partial z}\right)$

gömbkoordináta rendszer $\quad r \;\; \theta \;\; \varphi$

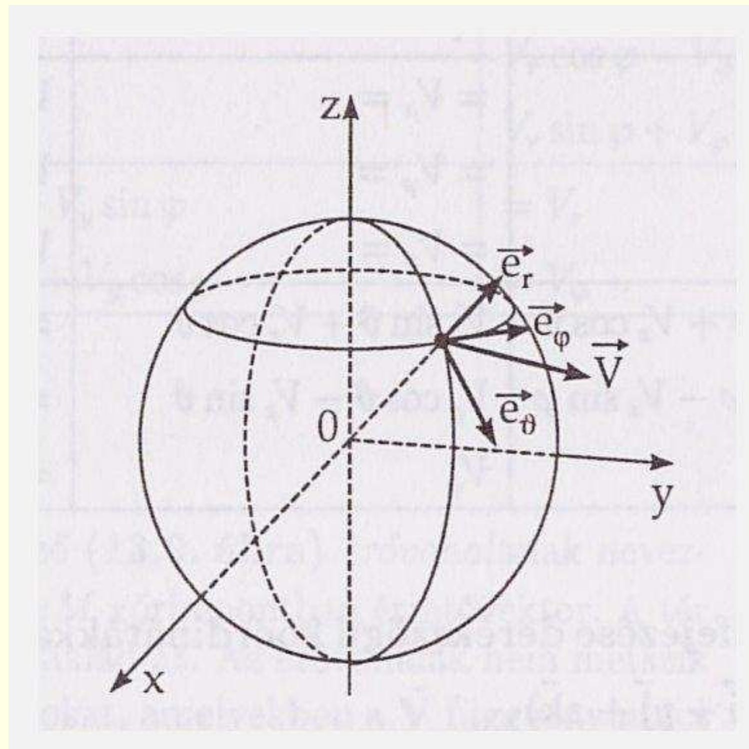
$0 \leq r \leq \infty \quad 0 \leq \theta \leq \pi \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi$

$$\mathbf{e}_r \equiv \frac{\mathbf{r}}{r} = (\cos\varphi \sin\theta, \sin\varphi \sin\theta, \cos\theta)$$

$$\mathbf{e}_\theta = (\cos\theta \cos\varphi, \cos\theta \sin\varphi, -\sin\theta)$$

$$\mathbf{e}_\varphi = (-\sin\varphi, \cos\varphi, 0)$$

$$\mathbf{v} = v_r\mathbf{e}_r + v_\theta\mathbf{e}_\theta + v_\varphi\mathbf{e}_\varphi$$



A Maxwell egyenletek

elektromágneses mező $\mathbf{E}$ $\mathbf{B}$ $(\mathbf{r},\ t)$ függvényei ME vákuumban

Gauss törvény $\mathrm{div}\mathbf{E} = 4\pi\rho$ (II)

$\nexists$ mágneses monopólus $\mathrm{div}\mathbf{B} = 0$ (IV)

gerjesztési törvény $\mathrm{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ (I)

indukció törvény $\mathrm{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ (III)

$\rho,\ \mathbf{j}$ (töltés, áram s.) források nélkülük $\mathbf{E}, \mathbf{B} \rightarrow \mathbf{B}, -\mathbf{E}$ szimmetria

relativisztikusan invariáns e.m. hullámok (fény) 10^{-16} cm-ig

Az elektromágneses potenciálok

$\Phi(\mathbf{r},t) \quad \mathbf{A}(\mathbf{r},t)$ írjuk (III) és (IV) megoldásait

$$\mathbf{B} = \mathrm{rot}\mathbf{A} \qquad \mathbf{E} = -\mathrm{grad}\Phi - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

$\Phi \quad \mathbf{A}$ nem egészen fizikai ‘mértéktranszformáció’

$\mathbf{A} \to \mathbf{A} + \mathrm{grad}\,\chi(\mathbf{r},t) \qquad \Phi \to \Phi - \frac{1}{c}\frac{\partial\chi}{\partial t} \qquad \mathbf{E}\ \mathbf{B}$ nem változik

töltött részecske mozgás egyenlete $m\ddot{\mathbf{r}} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}$ de

$$L = \frac{m}{2}(\dot{\mathbf{r}})^2 + \frac{e}{c}\mathbf{A}\cdot\dot{\mathbf{r}} - e\Phi \qquad \mathbf{p} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{r}}} = m\dot{\mathbf{r}} + \frac{e}{c}\mathbf{A}$$

$$H = \frac{1}{2m}\left(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2 + e\Phi$$

igy kvantummechanikában a potenciálok jelennek meg

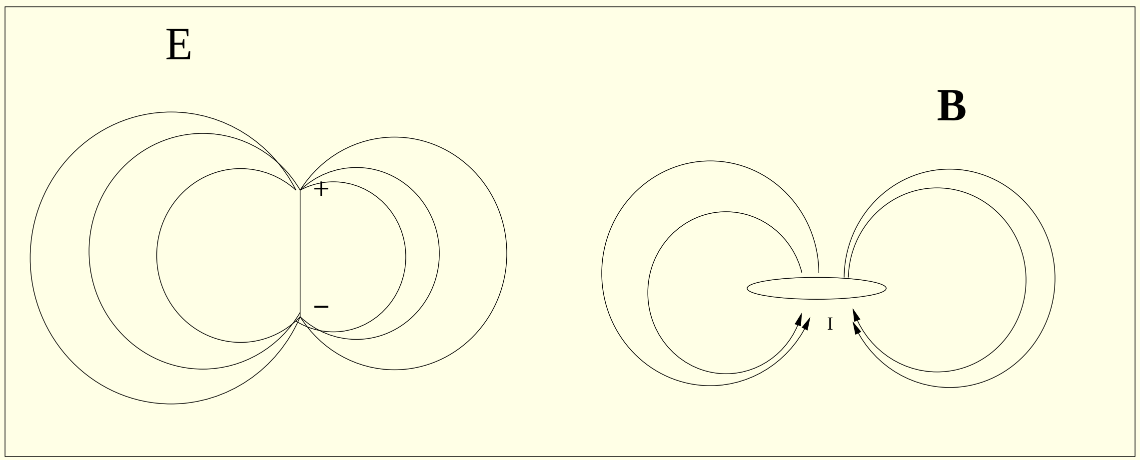
$\mathrm{div}\mathbf{E} = 4\pi\rho \qquad \mathrm{div}\mathbf{B} = 0 \qquad \mathrm{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \qquad \mathrm{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$

$\mathbf{E}$ forrásai töltések $\qquad$ $\mathbf{B}$ forrásai áramok

ponttöltés $\qquad \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{e(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|^3} \sim \frac{1}{r^2} \qquad \Phi(\mathbf{r}) = \frac{e}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}$

kis áram hurok $\qquad \mathbf{m} = \frac{I}{c}\mathbf{f} \qquad \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \left(\frac{3(\mathbf{m}\cdot\mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{m}}{r^3}\right) \sim \frac{1}{r^3} \qquad \mathbf{A} = \frac{\mathbf{m}\times\mathbf{r}}{r^3}$

elektromos dipólus $\qquad \mathbf{p} = e\mathbf{d} \qquad \mathbf{E} = \mathbf{B}(\mathbf{m} \to \mathbf{p}) \qquad \Phi = \frac{(\mathbf{p}\cdot\mathbf{r})}{4\pi r^3}$



monopólus $\qquad$ olyan $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ mint ponttöltés $\mathbf{E}(\mathbf{r})$-je $\qquad$ de $\mathbf{B} = \mathrm{rot}\mathbf{A}$

A klasszikus $e\ g$ rendszer

nem rel. mozgás egyenlet $m = \frac{m_e m_g}{m_e + m_g}$ $\mathbf{r}(t)$ relativ táv.

$$m\ddot{\mathbf{r}} = \frac{e}{c}\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B} = \frac{eg}{cr^3}\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{r} \qquad \mathbf{L} = m\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}$$

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = m\mathbf{r} \times \ddot{\mathbf{r}} = -\frac{eg}{cr^3}\Big(\mathbf{r}(\mathbf{r}\cdot\dot{\mathbf{r}}) - \dot{\mathbf{r}}r^2\Big) = \frac{eg}{c}\frac{d}{dt}\Big(\frac{\mathbf{r}}{r}\Big) \neq 0$$

a megmaradó mennyiség: $\mathbf{J} = \mathbf{L} - \frac{eg}{c}\Big(\frac{\mathbf{r}}{r}\Big)$ és $E = \frac{1}{2}m(\dot{\mathbf{r}})^2$

$\dot{\mathbf{r}} \equiv 0$ megoldásra ($\forall$ nyugalomban) $\mathbf{J} = -\frac{eg}{c}\Big(\frac{\mathbf{r}}{r}\Big) \neq 0$

a töltés monopólus rendszer elektromágneses terének impulzus momentuma

imp. sűrűség $\mathbf{i} = \frac{1}{4\pi c}\Big(\mathbf{E} \times \mathbf{B}\Big)$

mi lesz $\mathbf{J} = -\frac{eg}{c}\Big(\frac{\mathbf{r}}{r}\Big)$-vel a kvantummechanikában?

$\mathbf{J} = \mathrm{konst.} \;\rightarrow$ nem sikmozgás

hanem $\mathbf{J}$ körüli kúp palástján $\mathrm{cotg}\alpha = \frac{eg}{c|\mathbf{L}|}$

A monopólus vektorpotencálja

A monopólus vektorpotencálja

ötlet: félvégtelen végtelen vékony tekercs vége

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{g}{r}\frac{\mathbf{n}\times\mathbf{r}}{r-(\mathbf{n}\cdot\mathbf{r})} \qquad \mathbf{n} = (0,0,1)$$

A monopólus vektorpotencálja

ötlet: félvégtelen végtelen vékony tekercs vége

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \tfrac{g}{r}\tfrac{\mathbf{n}\times\mathbf{r}}{r-(\mathbf{n}\cdot\mathbf{r})} \qquad \mathbf{n} = (0,0,1)$$

$$\mathbf{A} = \frac{g}{r}\,\frac{\sin\theta}{1-\cos\theta}\,\mathbf{e}_\varphi = \frac{g}{r}\,\frac{1+\cos\theta}{\sin\theta}\,\mathbf{e}_\varphi = \frac{g}{r}\,\mathrm{cotg}\frac{\theta}{2}\,\mathbf{e}_\varphi \qquad \mathrm{rot}\mathbf{A} = -\frac{g}{r^2}\,\mathbf{e}_r$$

A monopólus vektorpotencálja

ötlet: félvégtelen végtelen vékony tekercs vége

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{g}{r}\frac{\mathbf{n}\times\mathbf{r}}{r-(\mathbf{n}\cdot\mathbf{r})} \qquad \mathbf{n} = (0,0,1)$$

$$\mathbf{A} = \frac{g}{r}\frac{\sin\theta}{1-\cos\theta}\mathbf{e}_\varphi = \frac{g}{r}\frac{1+\cos\theta}{\sin\theta}\mathbf{e}_\varphi = \frac{g}{r}\mathrm{cotg}\frac{\theta}{2}\mathbf{e}_\varphi \qquad \mathrm{rot}\mathbf{A} = -\frac{g}{r^2}\mathbf{e}_r$$

$$\Downarrow \qquad \downarrow \qquad \downarrow$$

$\Downarrow \quad \theta \to 0 \ : \infty \qquad \theta = \pi \ : 0$ igy $\theta \neq 0$

A monopólus vektorpotencálja

ötlet: félvégtelen végtelen vékony tekercs vége

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{g}{r}\frac{\mathbf{n}\times\mathbf{r}}{r-(\mathbf{n}\cdot\mathbf{r})} \qquad \mathbf{n} = (0,0,1)$$

$$\mathbf{A} = \frac{g}{r}\frac{\sin\theta}{1-\cos\theta}\mathbf{e}_\varphi = \frac{g}{r}\frac{1+\cos\theta}{\sin\theta}\mathbf{e}_\varphi = \frac{g}{r}\mathrm{cotg}\frac{\theta}{2}\mathbf{e}_\varphi \qquad \mathrm{rot}\mathbf{A} = -\frac{g}{r^2}\mathbf{e}_r$$

$$\Downarrow \qquad \downarrow \qquad \downarrow$$

$$\Downarrow \quad \theta \to 0 \ : \infty \qquad \theta = \pi \ : 0$$ igy $\theta \neq 0$

$$\Downarrow \quad \theta = 0 \ : 0 \qquad \theta \to \pi \ : \infty$$ igy $\theta \neq \pi$

$$\Downarrow \qquad \uparrow \qquad \uparrow$$

$$\mathbf{A}' = -\frac{g}{r}\frac{\sin\theta}{1+\cos\theta}\mathbf{e}_\varphi = \frac{g}{r}\frac{-1+\cos\theta}{\sin\theta}\mathbf{e}_\varphi = -\frac{g}{r}\mathrm{tg}\frac{\theta}{2}\mathbf{e}_\varphi \qquad \mathrm{rot}\mathbf{A}' = -\frac{g}{r^2}\mathbf{e}_r$$

$$\mathbf{n} = (0,0,-1)$$

A monopólus vektorpotencálja

ötlet: félvégtelen végtelen vékony tekercs vége

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \tfrac{g}{r}\tfrac{\mathbf{n}\times\mathbf{r}}{r-(\mathbf{n}\cdot\mathbf{r})} \qquad \mathbf{n} = (0,0,1)$$

$$\mathbf{A} = \frac{g}{r}\frac{\sin\theta}{1-\cos\theta}\mathbf{e}_\varphi = \frac{g}{r}\frac{1+\cos\theta}{\sin\theta}\mathbf{e}_\varphi = \frac{g}{r}\mathrm{cotg}\frac{\theta}{2}\mathbf{e}_\varphi \qquad \mathrm{rot}\mathbf{A} = -\frac{g}{r^2}\mathbf{e}_r$$

$$\Downarrow \qquad \downarrow \qquad \downarrow$$

$\Downarrow$ $\quad \theta \to 0 \ : \infty \qquad \theta = \pi \ : 0$ $\quad$ igy $\theta \neq 0$

$\Downarrow$ $\quad \theta = 0 \ : 0 \qquad \theta \to \pi \ : \infty$ $\quad$ igy $\theta \neq \pi$

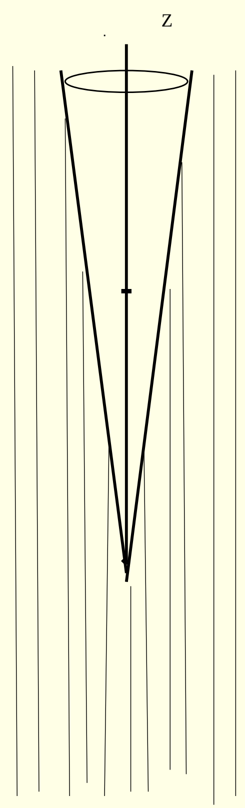
$$\Downarrow \qquad \uparrow \qquad \uparrow$$

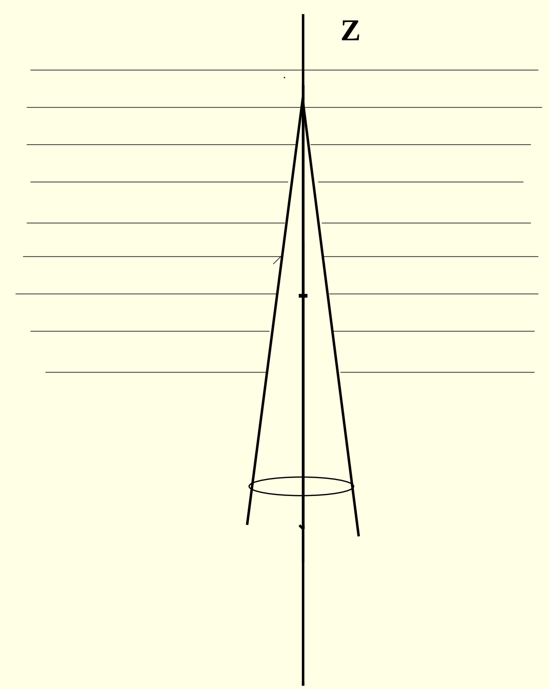
$$\mathbf{A}' = -\frac{g}{r}\frac{\sin\theta}{1+\cos\theta}\mathbf{e}_\varphi = \frac{g}{r}\frac{-1+\cos\theta}{\sin\theta}\mathbf{e}_\varphi = -\frac{g}{r}\mathrm{tg}\frac{\theta}{2}\mathbf{e}_\varphi \qquad \mathrm{rot}\mathbf{A}' = -\frac{g}{r^2}\mathbf{e}_r$$

$$\mathbf{n} = (0,0,-1)$$

$\mathbf{A}' = \mathbf{A} - \frac{2g}{r\sin\theta}\mathbf{e}_\varphi = \mathbf{A} - \nabla|_\varphi(2g\varphi)$ $\qquad$ mértéktranszf. köti össze

$\mathbf{A}(\mathbf{r})$ ért. tart. $\mathcal{D}$ $\mathbf{A}'(\mathbf{r})$ ért. tart. $\mathcal{D}'$





Dirac "szál" $\theta = 0$-ban $\theta = \pi$-ben

$\mathcal{D} \cup \mathcal{D}'$ lefedi R^3-t mindenhol $\mathbf{B} = \frac{g}{r^2}\frac{\mathbf{r}}{r}$

mértéktranszformáció $\mathcal{D} \cap \mathcal{D}'$-ben újdonság $\mathcal{D} \cup \mathcal{D}'$

'Dirac véto' kérdése érdektelenné válik

Kvantummechanika

Kvantummechanika

$\psi(\mathbf{r}, t)$ hullámfüggvény

Schrödinger egyenlet külső e.m. térben

$$\hbar i \frac{\partial \psi}{\partial t} - e\Phi\psi = \frac{1}{2m}\left(\frac{\hbar}{i}\nabla - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2 \psi$$

Kvantummechanika

$\psi(\mathbf{r}, t)$ hullámfüggvény

Schrödinger egyenlet külső e.m. térben

$$\hbar i \frac{\partial \psi}{\partial t} - e\Phi\psi = \frac{1}{2m}\left(\frac{\hbar}{i}\nabla - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2 \psi$$

alapvető fázis szabadság $\psi \to e^{i\gamma(\mathbf{r},t)}\psi_0$ nincs fizikai következménye

Kvantummechanika

$\psi(\mathbf{r},t)$ hullámfüggvény Schrödinger egyenlet külső e.m. térben

$$\hbar i \frac{\partial\psi}{\partial t} - e\Phi\psi = \frac{1}{2m}\left(\frac{\hbar}{i}\nabla - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2 \psi$$

alapvető fázis szabadság $\psi \to e^{i\gamma(\mathbf{r},t)}\psi_0$ nincs fizikai következménye

$\psi_0(\mathbf{r},t)$ is Schrödinger e. de $\Phi \to \Phi + \frac{\hbar c}{e}\frac{1}{c}\frac{\partial\gamma}{\partial t}$ $\mathbf{A} \to \mathbf{A} - \frac{\hbar c}{e}\nabla\gamma$

‘magyarázat’ a mértéktranszformációra ! $\mathcal{D} \cap \mathcal{D}'$ -ban

Kvantummechanika

$\psi(\mathbf{r},t)$ hullámfüggvény Schrödinger egyenlet külső e.m. térben

$$\hbar i\frac{\partial\psi}{\partial t} - e\Phi\psi = \frac{1}{2m}\left(\frac{\hbar}{i}\nabla - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2\psi$$

alapvető fázis szabadság $\psi \to e^{i\gamma(\mathbf{r},t)}\psi_0$ nincs fizikai következménye

$\psi_0(\mathbf{r},t)$ is Schrödinger e. de $\Phi \to \Phi + \frac{\hbar c}{e}\frac{1}{c}\frac{\partial\gamma}{\partial t}$ $\mathbf{A} \to \mathbf{A} - \frac{\hbar c}{e}\nabla\gamma$

‘magyarázat’ a mértéktranszformációra ! $\mathcal{D}\cap\mathcal{D}'$ -ban

$$\frac{\hbar c}{e}\gamma = 2g\varphi \qquad \to \qquad e^{i\gamma(\mathbf{r},t)} = \exp\left(i\frac{2ge}{\hbar c}\varphi\right)$$

Kvantummechanika

$\psi(\mathbf{r},t)$ hullámfüggvény Schrödinger egyenlet külső e.m. térben

$$\hbar i \frac{\partial \psi}{\partial t} - e\Phi\psi = \frac{1}{2m}\left(\frac{\hbar}{i}\nabla - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2 \psi$$

alapvető fázis szabadság $\psi \to e^{i\gamma(\mathbf{r},t)}\psi_0$ nincs fizikai következménye

$\psi_0(\mathbf{r},t)$ is Schrödinger e. de $\Phi \to \Phi + \frac{\hbar c}{e}\frac{1}{c}\frac{\partial \gamma}{\partial t}$ $\mathbf{A} \to \mathbf{A} - \frac{\hbar c}{e}\nabla\gamma$

'magyarázat' a mértéktranszformációra ! $\mathcal{D} \cap \mathcal{D}'$ -ban

$\frac{\hbar c}{e}\gamma = 2g\varphi \quad \to \quad e^{i\gamma(\mathbf{r},t)} = \exp\left(i\frac{2ge}{\hbar c}\varphi\right)$

de $\varphi = 0$ és $\varphi = 2\pi$ ugyanaz a pont

$\exp\left(i\frac{2ge}{\hbar c}2\pi\right) = 1$ azaz $\boxed{\frac{ge}{\hbar c} = \frac{N}{2} \quad N \in \mathbb{Z}}$ Dirac kvantálási feltétel

$$\frac{ge}{\hbar c} = \frac{N}{2} \quad N \in \mathbb{Z}$$

Dirac kvantálási feltétel

$\frac{ge}{\hbar c} = \frac{N}{2} \quad N \in \mathbb{Z}$ Dirac kvantálási feltétel

- $-e$ elektron töltése $\frac{e^2}{\hbar c} \equiv \alpha \sim \frac{1}{137}$ g értékei $g = 68.5e,\ 137e, \ldots$

$\frac{ge}{\hbar c} = \frac{N}{2} \quad N \in \mathbb{Z}$ Dirac kvantálási feltétel

- $-e$ elektron töltése $\frac{e^2}{\hbar c} \equiv \alpha \sim \frac{1}{137}$ g értékei $g = 68.5e,\ 137e, \ldots$
- $e - g$ rendszer e.m. imp. mom. $\mathbf{J} = -\frac{eg}{c}\frac{\mathbf{r}}{r}$ $|\mathbf{J}| = \frac{eg}{\hbar c}\hbar = \frac{N}{2}\hbar$

$\frac{ge}{\hbar c} = \frac{N}{2} \quad N \in \mathbb{Z}$ Dirac kvantálási feltétel

- $-e$ elektron töltése $\frac{e^2}{\hbar c} \equiv \alpha \sim \frac{1}{137}$ g értékei $g = 68.5e,\ 137e, \ldots$
- $e - g$ rendszer e.m. imp. mom. $\mathbf{J} = -\frac{eg}{c}\frac{\mathbf{r}}{r}$ $|\mathbf{J}| = \frac{eg}{\hbar c}\hbar = \frac{N}{2}\hbar$
- ha van monopólus és kv.mech. igaz minden részecskére
  minden részecske töltése $e = \frac{\hbar c}{2g}$ többszöröse töltéskvantálás
  ezt látjuk proton, müon, pion, stb. töltése $= \pm|e|$

$\frac{ge}{\hbar c} = \frac{N}{2} \quad N \in \mathbb{Z}$ Dirac kvantálási feltétel

- $-e$ elektron töltése $\frac{e^2}{\hbar c} \equiv \alpha \sim \frac{1}{137}$ g értékei $g = 68.5e,\ 137e, \ldots$
- $e - g$ rendszer e.m. imp. mom. $\mathbf{J} = -\frac{eg}{c}\frac{\mathbf{r}}{r}$ $|\mathbf{J}| = \frac{eg}{\hbar c}\hbar = \frac{N}{2}\hbar$
- ha van monopólus és kv.mech. igaz minden részecskére

  minden részecske töltése $e = \frac{\hbar c}{2g}$ többszöröse töltéskvantálás

  ezt látjuk proton, müon, pion, stb. töltése $= \pm|e|$

  kvarkok tört töltésűek $2e/3 \ -e/3$ szintöltésük is van

  csak hadronokban léteznek, szabadon nem

  sértetlen szimm. $U(1)_{\text{em}} \times \underbrace{SU(3)_{\text{szin}}}_{H}$ Q töltésmátrix

  Dirac kv. feltétel $\exp\left(i\frac{2gQ}{\hbar c}2\pi\right) = k \in H$ centruma $1/3$-t magyarázza

$\frac{ge}{\hbar c} = \frac{N}{2} \quad N \in \mathbb{Z}$ Dirac kvantálási feltétel

- $-e$ elektron töltése $\frac{e^2}{\hbar c} \equiv \alpha \sim \frac{1}{137}$ g értékei $g = 68.5e,\ 137e, \ldots$
- $e - g$ rendszer e.m. imp. mom. $\mathbf{J} = -\frac{eg}{c}\frac{\mathbf{r}}{r}$ $|\mathbf{J}| = \frac{eg}{\hbar c}\hbar = \frac{N}{2}\hbar$
- ha van monopólus és kv.mech. igaz minden részecskére
  minden részecske töltése $e = \frac{\hbar c}{2g}$ többszöröse töltéskvantálás
  ezt látjuk proton, müon, pion, stb. töltése $= \pm|e|$
  kvarkok tört töltésűek $2e/3 \ -e/3$ szintöltésük is van
  csak hadronokban léteznek, szabadon nem
  sértetlen szimm. $U(1)_{\text{em}} \times \underbrace{SU(3)_{\text{szin}}}_{H}$ Q töltésmátrix
  Dirac kv. feltétel $\exp\left(i\frac{2gQ}{\hbar c}2\pi\right) = k \in H$ centruma $1/3$-t magyarázza

Dirac monopólus pontszerű ($\nexists$ belső szerk.) tömege szabad paraméter napjaink elméleti részecskefizikája Nem Abeli Mérték Elméletek

- több ‘foton’-szerű mező $W^{\pm}\ Z$ gluonok nem lineáris egyenletek
- NAME nem Noether féle topológiai töltések

  kvantálást túlélik QFT új szektorok

  legkisebb energia/tömeg megoldások véges méretű monopólusok

  érdekes belső szerkezet véges energia/tömeg számolható M

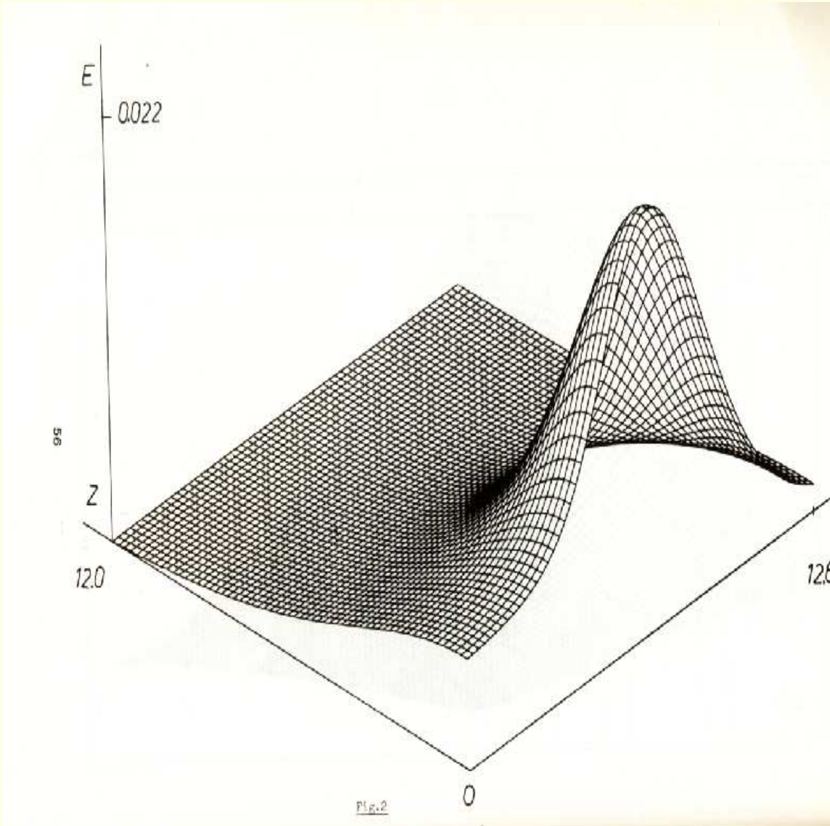
NAME spontán sértéssel $\exists$ tömegskála m_W $M \sim \frac{m_W}{\alpha} \sim 137 m_W$

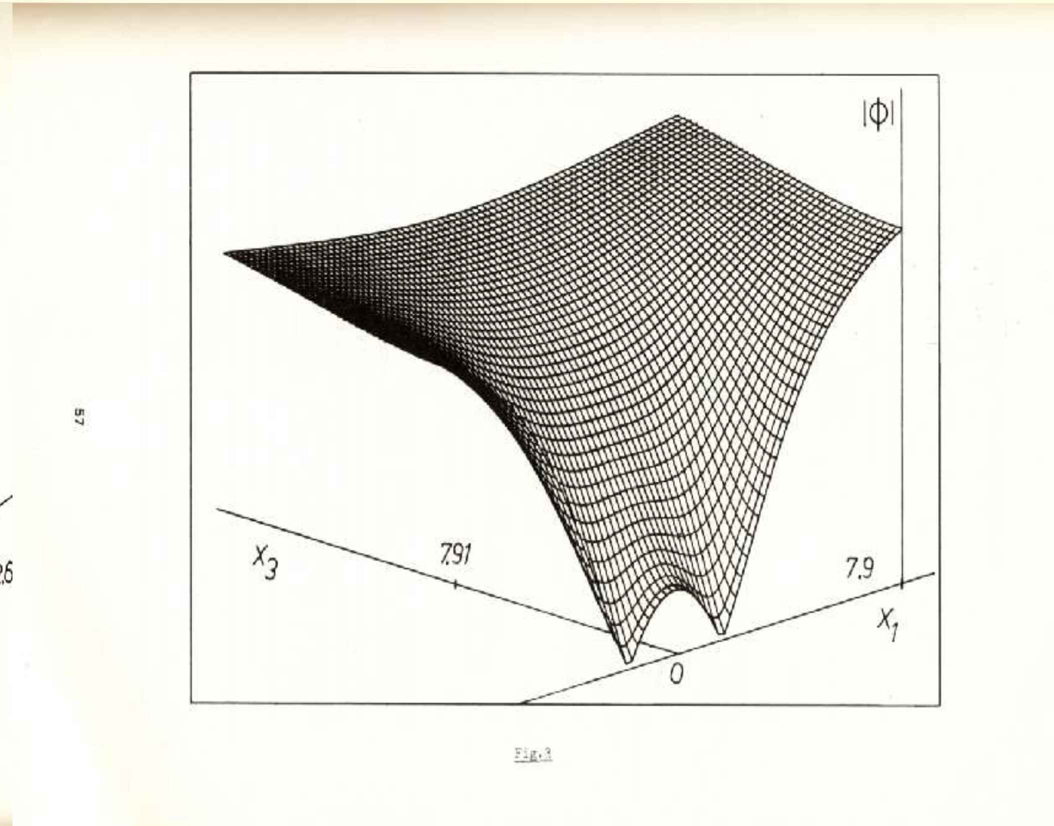
egyszerű modell NAME $+$ skalármező 0 tömeggel

monopólusok között $\nexists$ erő Coulomb taszítás $+$ skalár csere kiejtés

sztatikus multiMP-k léteznek szoliton elméleti módszerek

1MP gömbszimm. multi MP tengely szimm. összes MP egy helyen





Az 5 monopólus energiasűrűsége

tengelyszimm.

‘Széthúzott’ 2 MP

nincs szimmetriája

Kísérleti monopol kutatás

- gyorsítós kísérletek $MP\,\bar{M}P$ párkeltés $M_{MP} \geq 10 - 20\, m_p$
- ionizációs kísérletek (kozmikus sugárzás)
- szupravezető áram hurok

ionizációs kísérletek: g töltésű $\mathbf{v}$ seb. MP külső e.m. térben

erő $\mathbf{F} = g\mathbf{B} - \frac{g}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{E}$ ionizáló képesség

közeg e töltéseire mozgó MP keltette $\mathbf{E}$ $F \sim \frac{v}{c}\frac{ge}{b^2}$ b ütközési paraméter

MP átadott impulzus $\Delta q = F \cdot t \sim F \cdot \frac{2b}{v} \sim \frac{2ge}{cb}$ nem függ $\mathbf{v}$ -től

átadott energia $\Delta E = \frac{(\Delta q)^2}{2m}$ hosszegységre jutó energiaveszteség

$$\frac{dE}{dl} = \frac{4\pi e^2 g^2 n}{mc^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \qquad e_1 \text{ töltésé} \qquad \frac{dE_t}{dl} = \frac{4\pi e^2 e_1^2 n}{mv^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \sim \frac{1}{v^2}$$

v független $g \sim 68,5e \quad 137e \ldots$

ionizációs nyomok különböznek MP azonosítható

L. Pinski et al. PRL 35 (1975) 487 léggömbös kozmikus sugárzás detektálás

egy monopol szerű nyom $g \sim 137e$ -el

utóbb kiderült $2c/3$ -al mozgó Au mag is lehetett nem bizonyíték

szupravezető áram hurok: ha MP áthalad szupravezető hurkon áram indukálódik

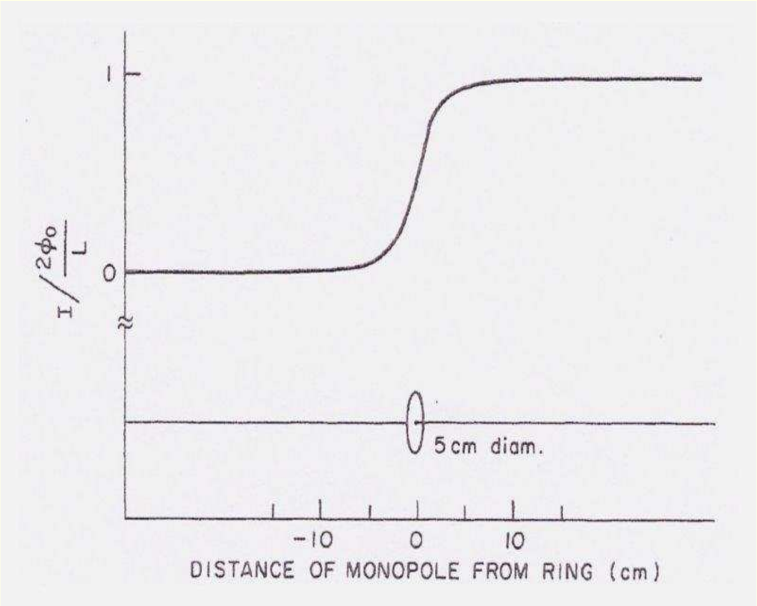
MP és szupravezető kv. állapot közötti hosszú távú kh.-on

független MP tömegtől seb.-től csak mágneses töltésre érzékeny

szupravezetés min. fluxus $\Phi_0 = \frac{\hbar c}{2e}$ $\leftrightarrow$ g töltésű MP fluxusa $2\Phi_0 N$

$$I(t) = \frac{\Phi_0}{L}\left(1 + \frac{\gamma v t}{[(\gamma v t)^2 + R^2]^{1/2}}\right) \to \begin{cases} \frac{2\Phi_0}{L} & t \to \infty \\ 0 & t \to -\infty \end{cases}$$

kar. idő $t \sim \frac{R}{\gamma v}$



(B. Cabrera) 4 menetes 5 cm átmérőjű tekercs SQUID magnetométer-hez csatolva mágnesesen izolálva

elemi Dirac MP $8\Phi_0$ ugrás (4×2)

VOLUME 48, NUMBER 20 PHYSICAL REVIEW LETTERS 17 MAY 1982

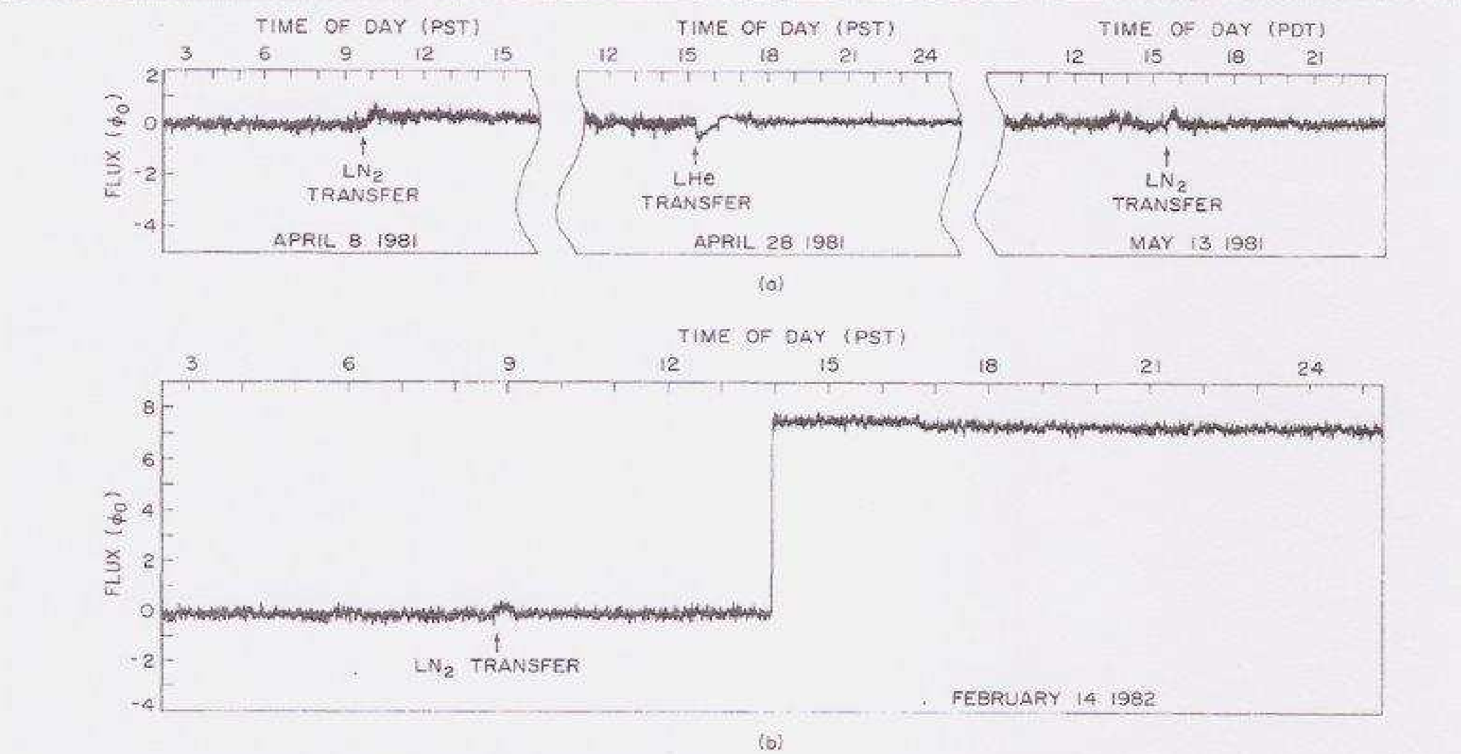


FIG. 2. Data records showing (a) typical stability and (b) the candidate monopole event.

egy esemény