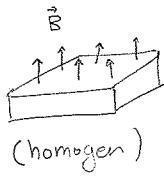


3.3 Diracs magnetischer Monopol

[Sakurai 2.6]

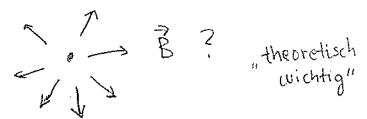
Kapitel 3.1-2:



"technologisch wichtig"

(homogen)

Jetzt:



"theoretisch wichtig"

Hintergrund: Maxwell-Gleichungen im statischen Limes:

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{E} = 0 \\ \nabla \cdot \vec{E} = 4\pi g \end{cases}$$

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \cdot \vec{j} \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0 \end{cases}$$

Ohne Ladungen und Ströme wären die Gleichungen also invariant unter $\vec{E} \leftrightarrow \vec{B}$; mit \vec{s}, \vec{j} gibt es eine „Asymmetrie“ wegen Abwesenheit von magnetischen Ladungen.

Im Prinzip könnte es aber sein, dass es magnetische Ladungen („Monopole“) gibt; die kommen aber so selten vor (Elementarteilchen mit sehr großer Masse??), dass bis heute keine experimentell gesehen worden sind.

Ausgangspunkt: Was wenn eine magnetische Elementarladung existierte?

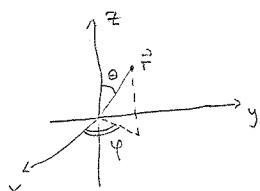
$$\vec{B} := q_m \frac{\vec{r}}{r^3}$$



$$\nabla \cdot \vec{B} = 4\pi q_m \delta^{(3)}(\vec{r})$$

$$\Phi_B = \int_{|\vec{r}|=R} r^2 d\Omega \hat{e}_r \cdot \vec{B} = 4\pi q_m R^2 \cdot \frac{1}{R^2} = 4\pi q_m .$$

Quantenmechanische Beschreibung: Wir benötigen wieder das entsprechende Vektorpotential, $\vec{A} = \nabla \times \vec{A}$. Benutze Kugelkoordinaten:



$$\nabla \times \vec{A} = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \cdot$$

$$\begin{vmatrix} \hat{e}_r & \hat{e}_\theta & \hat{e}_{\phi} \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \\ A_r & r A_\theta & r \sin \theta A_\phi \end{vmatrix} .$$

Natürlich wird \vec{A} nicht eindeutig sein; in einer Eichtransformation $\vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \nabla \chi$ ist

$$\nabla \chi = \hat{e}_r \frac{\partial \chi}{\partial r} + \hat{e}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial \theta} + \hat{e}_\phi \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \chi}{\partial \phi} .$$

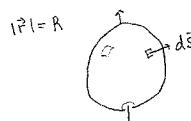
Erster Ansatz:

$$\vec{A} = q_M \underbrace{\frac{1-\cos\theta}{r \sin\theta}}_{A_\varphi} \hat{e}_\varphi$$

$$\text{Check 1: } \nabla \times \vec{A} = \frac{1}{r^2 \sin\theta} \begin{vmatrix} \hat{e}_r & \hat{e}_\theta & r \sin\theta \hat{e}_\varphi \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ 0 & 0 & q_M (1-\cos\theta) \end{vmatrix} = \frac{q_M \hat{e}_r}{r^2 \sin\theta} \partial_\theta (1-\cos\theta)$$

$$= \frac{q_M \hat{e}_r}{r^2} \quad \text{OK!}$$

$$\text{Check 2: } \int d\vec{S} \cdot \nabla \times \vec{A} \stackrel{\text{Stokes}}{=} \oint d\vec{l} \cdot \vec{A}$$



Südpol abgeschnitten



Rand

$$= \lim_{\theta \rightarrow \pi^-} \int_0^{2\pi} \underbrace{r \sin\theta \hat{e}_\varphi d\varphi}_{d\vec{l}} \cdot \underbrace{q_M \frac{1-\cos\theta}{r \sin\theta} \hat{e}_\varphi}_{d\vec{A}} d\theta$$

$$= \frac{q_M \hat{e}_r}{r^2} \cdot 2\pi \cdot q_M \cdot 2 = 4\pi q_M \quad \text{OK!}$$

Problem (?): \vec{A} ist singulär bei $\theta = \pi$,

d.h. auf der negativen z-Achse.

Zweiter Ansatz:

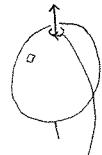
$$\vec{A}' = -q_M \underbrace{\frac{1+\cos\theta}{r \sin\theta}}_{A_\varphi} \hat{e}_\varphi$$

$$\text{Check 1: } \nabla \times \vec{A}' = \frac{1}{r^2 \sin\theta} \begin{vmatrix} \hat{e}_r & \hat{e}_\theta & r \sin\theta \hat{e}_\varphi \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ 0 & 0 & q_M (-1-\cos\theta) \end{vmatrix} = \frac{q_M \hat{e}_r}{r^2 \sin\theta} \partial_\theta (-1-\cos\theta)$$

$$= \frac{q_M \hat{e}_r}{r^2} \quad \text{OK!}$$

$$\text{Check 2: } \int d\vec{S} \cdot \nabla \times \vec{A}' \stackrel{\text{Stokes}}{=} \oint d\vec{l} \cdot \vec{A}' = \lim_{\theta \rightarrow 0^+} \int_0^{2\pi} \underbrace{-r \sin\theta \hat{e}_\varphi d\varphi}_{d\vec{l}} \cdot \underbrace{q_M \frac{-1-\cos\theta}{r \sin\theta} \hat{e}_\varphi}_{d\vec{A}} d\theta$$

Nordpol abgeschnitten



Rand

$$= 2\pi \cdot q_M \cdot 2 = 4\pi q_M \quad \text{OK!}$$

Problem (?): \vec{A}' ist singulär bei $\theta = 0$,

d.h. auf der positiven z-Achse.

Abdeckung des ganzen Raumwinkels:

Weil \vec{A} und \vec{A}' dasselbe \vec{B} liefern, müssten sie Eichtransformationen voneinander sein.

$$\vec{A}' - \vec{A} = -\frac{2q_m}{r \sin \theta} \hat{e}_\varphi \stackrel{?}{=} \nabla \chi$$

$$\text{Seite } 39 \Rightarrow \chi = -2q_m \varphi !$$

(χ ist nicht kontinuierlich / differenzierbar auf der φ -Achse, und auch nicht eindeutig:
 $\chi(\varphi=0^+) \neq \chi(\varphi=2\pi^-)$.)

Wir könnten also bei $0 \leq \theta < \pi$ das Vektorpotential \vec{A} benutzen; im Bereich $0 < \theta < \pi$ die Eichtransformation χ durchführen; und bei $0 < \theta \leq \pi$ das Vektorpotential \vec{A}' verwenden.

Wellenfunktion:

Wenn eine Eichtransformation $\vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \nabla \chi$ durchgeführt wird, muss auch die Wellenfunktion transformiert werden (Seite 31):

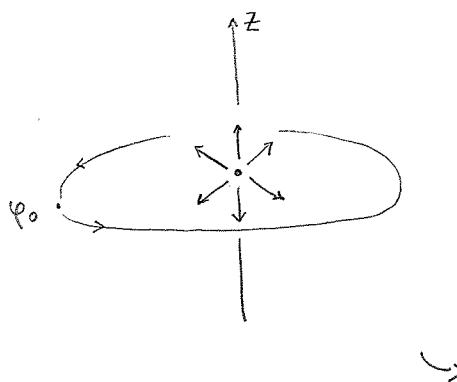
$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{\frac{i q \chi}{\hbar c}} \Psi$$

Jetzt also:

$$\Psi'(r, \theta, \varphi) = e^{-\frac{2iqm\varphi}{\hbar c}} \Psi(r, \theta, \varphi)$$

Gedankenexperiment:

Betrachte Wellenfunktion auf einer Kugel um den Monopol. Gehe einmal entlang des Äquators ($\theta = \frac{\pi}{2}$) zum Ausgangspunkt zurück ($\varphi = \varphi_0 \rightarrow \varphi_0 + 2\pi$).



Dabei müssen Ψ und Ψ' als Lösungen der Schrödinger-Gleichung eindeutig sein, d.h. in sich selbst übergehen:

$$\begin{cases} \Psi(r, \theta, \varphi_0) = \Psi(r, \theta, \varphi_0 + 2\pi) \\ \Psi'(r, \theta, \varphi_0) = \Psi'(r, \theta, \varphi_0 + 2\pi) \end{cases}$$

$$\Rightarrow e^{-\frac{2iqq_M\varphi_0}{\hbar c}} = e^{-\frac{2iqq_M\varphi_0}{\hbar c}} e^{-\frac{4iqq_M\pi}{\hbar c}}$$

$$\Rightarrow \frac{4qq_M\pi}{\hbar c} = 2\pi n, \quad n \in \mathbb{Z}$$

$$\Leftrightarrow qq_M = \frac{\hbar c}{e} n, \quad n \in \mathbb{Z}.$$

Folge 1: Der magnetische Fluss ist quantisiert in Einheiten von $\Phi_0 = \frac{\hbar c}{e}$:

$$\Phi_B = \underbrace{4\pi q_M}_{\text{Seite 39}} = \frac{2\pi \hbar c}{e} n = \underline{\underline{\frac{\hbar c}{e} \cdot n}}, \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (\text{vgl.: Seite 34; Aufgaben 6.1-2})$$

Folge 2: „Dualität“: q „klein“ \Rightarrow q_M „groß“, und umgekehrt.

Folge 3: Bestimme elektrische Ladung:

$$q = \frac{\hbar c}{2q_M} \cdot n, \quad n \in \mathbb{Z}$$

\Rightarrow Wenn es nur einen Monopol mit Ladung q_M gibt, müssen sämtliche geladenen Teilchen im Universum elektrische Ladungen haben, die Vielfachen von $\frac{\hbar c}{2q_M}$ sind!

[Kann das Argument richtig sein?? Soll $q = e \cdot n$ oder $q = \frac{e}{3} \cdot n$ oder noch etwas Anderes sein?]

Neben diesen spekulativen Betrachtungen spielt ähnliche Physik (insbesondere Quantisierung des magnetischen Flusses) eine wichtige Rolle auch bei ganz konkreten, experimentell realisierbaren Systemen, wie bei supraleitenden Wirbeln oder beim sogenannten Aharonov-Bohm-Effekt \Rightarrow Blatt 6.