Abgabetermin: Donnerstag, 22.01.09

## (21) Geladenes Klein-Gordon-Feld

4 P.

Die Bewegungsgleichungen einer Feldtheorie folgen aus dem Variationsprinzip, wonach das Wirkungsfunktional

$$S[\varphi] = \int_{V} d^{4}x \ \mathcal{L}(\varphi, \partial_{\mu}\varphi)$$

stationär unter beliebigen Variationen der Felder  $\varphi^i(x) \to \varphi^i(x) + \delta \varphi^i(x)$  ist, die auf dem Rand verschwinden,  $\delta \varphi^i(x) = 0$  für  $x \in \partial V$ . Mit der durch die Entwicklung

$$S[\varphi + \delta \varphi] = S[\varphi] + \int_{V} d^{4}x \sum_{i} \delta \varphi^{i}(x) \frac{\delta S}{\delta \varphi^{i}(x)} + O(\delta \varphi^{2})$$

definierten Variationsableitung  $\delta S/\delta \varphi^i(x)$  der Wirkung nach den Feldern lauten die Bewegungsgleichungen dann

$$\frac{\delta S}{\delta \varphi^i(x)} = 0 \ .$$

a) Bestimmen Sie damit die Bewegungsgleichungen des komplexen geladenen Klein–Gordon-Felds  $\phi(x)$  mit Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L} = (D_{\mu}\phi)^{\dagger} D^{\mu}\phi - m^2 \phi^{\dagger}\phi ,$$

wobei  $D_{\mu}\phi = (\partial_{\mu} + ieA_{\mu})\phi$  die kovariante Ableitung bezeichnet und wir  $\hbar = c = 1$  gesetzt haben. Hier können Sie  $\phi$  und  $\phi^{\dagger}$  als unabhängige Variablen  $\varphi^{1}$  und  $\varphi^{2}$  verwenden.

b) Die Wirkung ist invariant unter globalen Phasentransformationen  $\phi'(x) = e^{i\alpha}\phi(x)$  mit konstantem  $\alpha \in \mathbb{R}$ . Zeigen Sie, daß

$$j^{\mu} = -\sum_{i} \delta \varphi^{i}(x) \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_{\mu} \varphi^{i}(x)} \quad \text{mit} \quad \delta \varphi^{i}(x) = \frac{\partial \varphi^{i\prime}(x)}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha=0}$$

(bis auf einen Faktor 1/2m) der zugehörige aus der Vorlesung bekannte Noether-Strom ist.

## (22) Darstellungen der Clifford-Algebra

4 P.

Drei häufig verwendete irreduzible Darstellungen der Clifford-Algebra  $\{\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}\} = 2\eta^{\mu\nu}$  sind die chirale oder Weyl-Darstellung,

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1} \\ \mathbb{1} & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix},$$

die Dirac-Darstellung,

$$\gamma_D^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & -\mathbb{1} \end{pmatrix}, \quad \gamma_D^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix},$$

und die Majorana-Darstellung,

$$\gamma_M^0 = \begin{pmatrix} \sigma_2 & 0 \\ 0 & \sigma_2 \end{pmatrix}, \quad \gamma_M^1 = \begin{pmatrix} \mathrm{i}\sigma_3 & 0 \\ 0 & \mathrm{i}\sigma_3 \end{pmatrix}, \quad \gamma_M^2 = \begin{pmatrix} 0 & \mathrm{i}\sigma_1 \\ \mathrm{i}\sigma_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_M^3 = \begin{pmatrix} \mathrm{i}\sigma_1 & 0 \\ 0 & -\mathrm{i}\sigma_1 \end{pmatrix}.$$

Zeigen Sie, daß diese Darstellungen unitär äquivalent sind, d.h., daß  $\gamma_D^\mu=U_D\gamma^\mu U_D^{-1}$  sowie  $\gamma_M^\mu=U_M\gamma^\mu U_M^{-1}$  gilt mit Matrizen

$$U_D = rac{1}{\sqrt{2}} egin{pmatrix} \mathbb{1} & \mathbb{1} \ \mathbb{1} & -\mathbb{1} \end{pmatrix}, \quad U_M = rac{1}{\sqrt{2}} egin{pmatrix} \sigma_3 & \mathrm{i}\sigma_1 \ \sigma_2 & \mathbb{1} \end{pmatrix}.$$

Welcher Zusammenhang besteht zwischen den Spinoren  $\psi$  und  $\psi_D$  bzw.  $\psi_M$ , die die Dirac-Gleichung in der jeweiligen Darstellung erfüllen?

## (23) Identitäten für Gamma-Matrizen

3 P.

Zeigen Sie nur unter Benutzung der Clifford-Algebra, ohne auf eine konkrete Darstellung zurückzugreifen, die folgenden Identitäten ( $p \equiv p_{\mu} \gamma^{\mu}$ ):

- a)  $\gamma^{\mu}\gamma_{\mu} = 41$ ,
- b)  $\gamma^{\mu} \not p \gamma_{\mu} = -2 \not p$ ,
- c)  $\gamma^{\mu} p q \gamma_{\mu} = 4p \cdot q \mathbb{1}$ .