Archiv von Heisenbergs Briefen

von: Werner Heisenberg
an: Pauli
Datum: 07.06.1958
Stichworte: Neue Form der Gl.(21), (22) des Preprints, neue Tabelle für die p, p̄, n, n̄ Eigenfunktionen
Ursprung: Pauli Archiv in Genf
Kennzeichen im Pauli Archiv in Genf: heisenberg_0017-192r
Meyenn-Nummer: 3007

Göttingen 7.6.58.

Lieber Pauli!

Inzwischen bist Du wohl in Zürich angekommen; damit Du hörst, wie es bei uns mit der Physik steht, will ich Dir einen kurzen Bericht schicken, den ausführlichen aber auf unser Zusammensein in Genf verschieben.

Wir (d.h. Dürr, Schlieder, Yamasaki u. ich) haben sehr viel Arbeit auf die Klärung des λ-Formalismus und der Quantenzahl l verwendet, aber wir glauben jetzt die zum Teil sehr kniffligen mathematischen Fragen gut verstanden zu haben. In dem Manuskript, das in einiger Zeit geschrieben werden wird, soll die Darstellung der Theorie – zunächst nur für Nukleonen + π-Mesonen – etwa nach folgendem Schema erfolgen:

Man geht zunächst von <u>einem</u> Operator ψ aus (ψ wird zunächst weder gebraucht noch definiert) und rechnet die tiefsten Eigenwerte nach unserem alten Verfahren aus. Dabei wird auch nur von <u>einem</u> Vakuum Gebrauch gemacht und nur die Gl. (21) unseres preprints in der Form

$$\langle \psi_\alpha(x)\, \psi^\dagger_\beta(x') \rangle = -\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} F(s) \approx \frac{1}{i}\int dp\, e^{ip(x-x')} \frac{p_\nu \gamma_\nu \kappa^4}{(p^2)^2(p^2+\kappa^2)}$$

(aber kein Massenglied.)

benützt. Es gibt hier noch keine Gleichung (22).

Dabei stellt sich heraus: Die ~~Ge~~ Eigen~~we~~wert-gleichung der Fermionen erhält die Form

$$\partial_\nu \gamma_\nu f(\partial_\nu^2, \kappa^2)\varphi = 0 .$$

(Dies tritt an die Stelle der Gl. (31) der Mitter-Kortel-Arbeit).

Physikalisch bedeutet dies: Für die Baryonen bekommt man nicht eine Dirac-Gl., sondern eine Klein-Gordon-Gleichung! Daher gibt es genau 4 Baryonen ($P, \bar{P}, N, \bar{N}$). Für die Leptonen aber bekommt man eine Dirac-Gl. ($\partial_\nu \gamma_\nu = 0$), die man dahin interpretieren muss, dass es vier Leptonen, aber nur vom <u>2</u>-Komponententypus, gibt. (Das geht natürlich nur, solange die Ruhmasse wirklich verschwindet).

Erst nachdem man dies alles hat, kann man auch eine Grösse $\hat{\psi}$ definieren, indem man für die Baryonen eine Dirac-Gürsey-Gleichung fordert:

$$\langle \Psi | \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} \psi | \Omega \rangle = \langle \Psi | \kappa \hat{\psi} | \Omega \rangle$$

oder, wenn man statt ψ u. $\hat{\psi}$ zweierlei Vakua verwendet:

$$\langle \Psi | \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} \psi | \Omega_1 \rangle = \langle \Psi | \kappa \psi | \Omega_2 \rangle$$

(Die beiden Vakua will ich für später durch eine Quantenzahl $\Sigma_3 = \pm 1$ unterscheiden). Die Matrixelemente von $\hat{\psi}$ für die Leptonen verschwinden natürlich. Diese $\hat{\psi}$ für die Baryonen sind nötig, wenn man etwas über die Paritätseigenschaften der Nukleonen u. π-Mesonen sagen will; sie sind ausserdem vielleicht zweckmässig, um durch eine geeignete Symmetrisierung die T. D.-Gleichungen zu verbessern, doch ist dieser Punkt nicht sehr wichtig.

Wenn man den Operator ψ noch durch die Quantenzahl $= l_N = \pm 1$ in zwei Anteile zerlegt erhält man dann für Gl (21) u. (22) unseres Erachtens die Form

$$\langle \psi_\alpha(x)\,\psi^+_\beta(x')\rangle = -\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} F(s) + \Sigma_1(1+\gamma_5\Sigma_3\, l)\cdot G(s)$$

$$\approx \tfrac{1}{2}\int dp\, e^{ip(x-x')}\left[\frac{p_\nu\gamma_\nu\,\kappa^4}{(p^2)^2(p^2+\kappa^2)} + \Sigma_1(1+\gamma_5\Sigma_3\, l)\frac{\kappa^3}{p^2(p^2+\kappa^2)}\right]$$

Der Projektionsoperator steht also tatsächlich beim Massenglied, nicht beim Hauptglied. Deine früheren gegenteiligen Vermutungen haben sich hier als unrichtig erwiesen.

Nötig ist aber $\hat{\psi}$ nur für die Paritätsfrage.

Wenn man ~~statt~~ $\gamma_5 = \pm 1$ durch die Indizes r und l unterscheidet, kommt man von unserer Quantenzahlentabelle zu folgender Tabelle:

P	N
$\psi_r \quad \hat{\psi}_l$	$\psi_r^+ \quad -\hat{\psi}_l^+$
$\bar{P}$	$\bar{N}$
$\psi_l^+ \quad -\hat{\psi}_r^+$	$\psi_l \quad \hat{\psi}_r$

Das (−)Zeichen in N und $\bar{P}$ ist notwendig wegen Deiner Transformation, die einerseits von P nach N bzw. von $\bar{P}$ nach $\bar{N}$ führen soll, andererseits aber für ψ und $\hat{\psi}$ mit dem <u>entgegengesetzten</u>

Vorzeichen von γ_5 behaftet ist. Man kann nun die Paritätsoperation nur so definieren, dass man fordert: es solle r mit l und ^ mit (nicht-^) vertauscht werden. (Ohne die $\hat{\psi}$ gibt es keine sinnvolle Paritätsdefinition!). Man kann ferner ~~so~~ das Proton als Parität +1 definieren. Dann folgt, dass ~~d~~ Neutron und Antiproton die Parität −1 haben, das Antineutron wieder +1.

Für das π-Meson ergibt sich ~~aus~~ bei dieser Definition der Paritätsoperation aus der Rechnung, dass das π^0-Meson pseudoskalar, das $\pi^\pm$-Meson jedoch skalar ist. Das ist mit den Experimenten in Einklang, wenn Proton u. Neutron entgegengesetzte Parität haben, aber es ist nicht das bisher meist angenommene. Doch bin ich überzeugt, dass es auch in Wirklichkeit so ist.

Die Masse des π-Mesons ergibt sich ~~etc~~ ~~jedoch~~ ~~etwas~~ als erheblich kleiner als die Nukleonmasse, leider hängt aber die best noch stark vom Näherungsverfahren ab (z. B. von der Frage, ob man nur mit ψ rechnet, oder aber ψ und $\bar{\psi}$ symmetrisiert); darüber hab ich noch keine bestimmte Meinung.

Über die Frage der strange particles habe ich ~~[illegible]~~ bestimmte Meinungen, aber das ist noch nicht ausgearbeitet. Wir können darüber in Genf reden.

Also einstweilen viele Grüße von Haus zu Haus

Dein W. Heisenberg