Archiv von Heisenbergs Briefen

von: Werner Heisenberg
an: Pauli
Datum: 06.11.1933
Stichworte: Löchertheorie mit relativistisch- und eich-invarianten Größen
Ursprung: Pauli Archiv in Genf
Kennzeichen im Pauli Archiv in Genf: heisenberg_0017-060r
Meyenn-Nummer: 326

Leipzig 6. 11. 33.

Lieber Pauli!

Da ich in der letzten Woche wieder ~~einmal~~ über unsere Diskussionen zur Löchertheorie nachgedacht habe, möchte ich einige unfertige Versuche an Dich schreiben, um durch Deine Kritik mehr Klarheit zu bekommen:

In unserer früheren Korrespondenz war die unendliche Ladungswolke à la Dirac eliminiert worden durch ein von Dir und Peierls vermitteltes Schema in folgender Weise: Man setze die (q-Zahl) Wellenfunktion $\psi = \varphi + \chi^*$, wobei φ ~~den auf [illegible]~~ den kräftefreien Elektronen positiver Energie, χ^* den Zuständen negativer Energie zugeordnet war. Dann ersetze man jeweils den Operator

$$\psi^* O \psi \text{ durch } \varphi^* O \varphi + \varphi^* O \chi^* + \chi O \varphi - \chi^* O \chi. \quad (1)$$

Hierbei gelten die V. R.

$$\left.\begin{aligned} &[\varphi_p^* \varphi_{p'}]_+ + [\chi_{p'}^* \chi_{p}]_+ = \delta_{pp'}; \\ &[\varphi \chi]_+ = 0, \ [\varphi^* \chi]_+ = 0 \text{ u.s.w.} \end{aligned}\right\} (2).$$

Die V. R. zwischen χ^* und χ einzeln war keine einfache δ-Funktion, konnte aber aus der Annahme, dass die Einteilung von ψ in $\varphi + \chi^*$ bei kräftefreien Elektronen vorgenommen werden soll, berechnet werden und ergab dann sich eine Funktion vom $\sqrt{\Delta}$-Typus. Umgekehrt wird durch diese V. R. die Einteilung von ψ in $\varphi + \chi^*$ festgelegt.

Dieses Schema ist, wegen der Scheusslichkeit der ~~let~~ letztgenannten Funktion $\sqrt{\Delta}$ weder eich- noch relativistisch invariant.

Nun habe ich ein anderes Verfahren eingeschlagen, bei dem zunächst die Annahmen (1) und (2) beibehalten werden (ohne Festlegung der Einteilung $\psi+\chi^*$). Um die Einteilung von ψ in $\varphi+\chi^*$ ~~zu~~ genauer festzulegen, soll aber jetzt folgende Annahme dienen: Der Ausdruck $[\chi_p^*\chi_{p'}]_+$ soll mit allen anderen Grössen vertauschbar sein; in Formeln

$$(3) \qquad \left[[\chi_p^*\chi_{p'}]_+ , \varphi_{p''}\right]_- = 0 \text{ etc., wenn } p\to p';\ p'\to p'',\ p\to p'' \text{ raumartige Vektoren.}$$

Diese Annahme sagt weniger ~~aus~~ als die frühere. Trotzdem genügt sie, um die Vertauschung aller physikalisch vorkommenden Grössen vom Typus (1) eindeutig festzulegen. Nun scheint mir, dass die Annahmen (1), (2), (3) zusammen relativistisch und eichinvariant sind; denn (1) und (2) verhalten sich nicht anders als in der bisherigen nicht-Löcher-Theorie, und (3) ist trivialerweise invariant.

Die Resultate eines Schemas dieser Art habe ich noch nicht genau durchgedacht. Jedenfalls scheint mir zu folgen, dass man zu einem bestimmten Resultat für (z.B.) die Dichte kommt, wenn man zunächst mit kräftefreien Elektronen anfängt, dort die übliche Einteilung in $\varphi + \chi^*$ vornimmt und dann die äusseren Felder langsam oder schnell einschaltet; der genaue zeitliche Ablauf für die Dichte etc. muss ja bestimmt sein, wenn alle V.R. bekannt sind. Allerdings könnte sich ergeben, dass die durch (1) definierte Dichte von der Vorgeschichte abhängt; d.h. dass auch die Polarisation des Vakuums von der Vorgeschichte abhängt. Das kann ich noch nicht recht übersehen.

Also, es würde mich interessieren, Deine Meinung zu Gl. (3) zu hören und ausserdem zu wissen, ob Du selbst weitergekommen bist.

Viele herzliche Grüsse

Dein

W. Heisenberg.

$$[\Psi^* \Psi', \Psi'']_- = \psi^* (\psi', \psi'')_+ - (\psi^* \psi'')_+ \psi'$$

$$- \delta(\cdot '') \psi'$$

$$[X^* X', X'']$$

$$(\varphi X', X''^* \varphi^*)_-$$

$$\varphi X', X^{*''}$$

$$\boxed{[X^*, \varphi' X'']}$$

$$= [X^*, \varphi']_+ X'' - \varphi' [X^*, X'']_+ = -\varphi' \cdot D_-$$

$$[\varphi X', X^{*''} \varphi^*]_- = (\varphi X', X^{*''})_- \varphi^* + X^{*''} (\varphi X', \varphi^*)$$

$$- \varphi' \varphi^* D_- + X^* X' D_+ + X^{*''} D_+$$

~~aber nicht für~~ $\phi_0 = 0$

Vielleicht doch alles invariant

unendliche Feldstärken

$$\phi_k = f(t) \frac{\partial \lambda(x)}{\partial x_k}$$

$$\phi_0 = 0$$

Ein E solange $f'(t) \neq 0$, $H = 0$

Nachher kein E.

$$\phi_k = \frac{\partial \lambda}{\partial x_k}$$

Man kommt der bleibenden Strom

Schwierigkeit bleibt, so lange Eich-inv. nicht erreicht!

Nicht so phänomenologisch! Wie, wenn für ϕ gefordert ein gesetzt?