Archiv von Heisenbergs Briefen

von: Werner Heisenberg
an: Pauli
Datum: 20.11.1935
Stichworte: Fehler in Heisenbergs Korrektur der Klein-Nishina-Formel, “Maxwellsche Theorie a la Euler-Kockel”
Ursprung: Pauli Archiv in Genf
Kennzeichen im Pauli Archiv in Genf: heisenberg_0017-093r
Meyenn-Nummer: 423

20. 11. (lag unter 1935)

Lieber Pauli!

Es war nett, wieder einmal von Dir zu hören. Mit Deiner Behauptung über die Klein-Nishinaformel, die mir übrigens Weisskopf praktisch zur gleichen Zeit mitteilte (gibts es Gedankenübertragung ?!), bin ich ganz einverstanden. Was ich in meiner Arbeit geschrieben hatte, war offenbar falsch. Bei der Arbeit von Uehling und Serber fiel mir noch ein, dass die U. S.schen Zusatzglieder, ähnlich wie die ~~Born~~-Euler-Kockelschen die Frage der Selbstenergie entscheidend verändern können; ich hab das aber noch nicht weiter durchgedacht. In der Hauptsache hab ich mich (mit Euler) mit den Änderungen der Maxwellschen Theorie à la Euler-Kockel beschäftigt und die Lagrangefunktion in Abhängigkeit der Felder (unter Vernachlässigung der Glieder mit $\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial x}, \frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{\partial x^2}$ u.s.w.) für beliebig grosse Felder ~~[illegible]~~ berechnet. Das Verfahren ist, wenn man's mal weiss, sehr einfach: Man setzt zwei konstante und parallele Felder $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ an und rechnet die Energiedichte der Diracschen See mit den exakten Eigenfunktionen aus. Das Resultat heisst etwa so: Die Lagrangefunktion wird eine Funktion der beiden Invarianten $(\mathfrak{E}^2-\mathfrak{H}^2)$ und $(\mathfrak{E}\mathfrak{H})^2$. Wenn $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H} \ll \frac{e^2}{\hbar c}\cdot\frac{e}{(e^2/mc^2)^2}$, so erhält man wieder die Euler-Kockel Glieder u. höhere Entwicklungsglieder, die nicht besonders interessant sind. Für den entgegengesetzten Grenzfall $\mathfrak{H} \gg \frac{e^2}{\hbar c}\frac{e}{(e^2/mc^2)^2} = \mathfrak{H}_D$, ~~erhält man~~ aber $\mathfrak{E} \ll \mathfrak{H}_D$ erhält man

$$L = \frac{1}{8\pi}(\mathfrak{E}^2-\mathfrak{H}^2) + \frac{m^4c^5}{8\pi^2\hbar}\left\{\left(\frac{\mathfrak{H}^2-\mathfrak{E}^2}{\mathfrak{H}_D^2}\right)\left(\frac{2}{3}\log\frac{\mathfrak{H}^2-\mathfrak{E}^2}{\mathfrak{H}_D^2}-3{,}06\right)+\frac{4\sqrt{\mathfrak{H}^2-\mathfrak{E}^2}}{\mathfrak{H}_D}\left(\frac{1}{2}\log\frac{\mathfrak{H}^2-\mathfrak{E}^2}{\mathfrak{H}_D^2}\right.\right.$$

$$\left.\left.-0{,}145\right)+\log\frac{\mathfrak{H}^2-\mathfrak{E}^2}{\mathfrak{H}_D^2}+3{,}23\right\} + \frac{m^4c^5}{8\pi^2\hbar}\frac{(\mathfrak{H}\mathfrak{E})^2}{\mathfrak{H}_D^4}\left(\text{Gl.}\ \mathfrak{H}^2=\mathfrak{E}^2\right) \quad -0{,}124$$

(Würde man diese Lagrangefunktion auf Selbstenergiefragen anwenden, so erhielte man keine endliche Selbstenergie.)

Den anderen Fall $\mathfrak{E} \gg \mathfrak{H}_D$ hab ich nicht ausgerechnet, weil er physikalisch sinnlos ist: Für so grosse elektr. Felder entstehen sofort beliebig viele Paare. Das Gebiet mittlerer Felder kann man noch numerisch behandeln, das ist aber nicht sehr interessant. Im Ganzen sieht ~~es~~ das ganze Resultat aber der Bornschen Theorie in mancher Hinsicht recht ähnlich.

Sonst weiss ich nicht viel Neues. Wenn das Manuskript der Arbeit fertig ist, will ich dir einen Durchschlag schicken.

Dir und Deiner Frau herzliche Grüsse!

Dein

W. Heisenberg.