

Archiv von Heisenbergs Briefen

von: Werner Heisenberg

an: Pauli

Datum: 04.11.1934

Stichworte: Licht an Licht Streuung, Magnetisches Moment von Proton, Neutron, Deuteron

Ursprung: Pauli Archiv in Genf

Kennzeichen im Pauli Archiv in Genf: heisenberg_0017-083r

Meyenn-Nummer: 393

Veröffentlichung mit freundlicher Genehmigung der Familie Heisenberg und des Pauli-Archivs in Genf.

Copyright (c) Heisenberg-Gesellschaft e. V., München, VR 204617, 2016

Reproduktion (auch auszugsweise) nur mit Erlaubnis der Rechteinhaber.

Leipzig 4. 11. 34,

Lieber Pauli!

NACHLASS
PROF. W. PAULIde = 0?
Neg. Testen
Verm. - add. (1/2) a
Schwere Kerne

Vielen Dank für die Legende und deinen etwas auf
hiesmachen abgestellten Brief. Zunächst einige Fragen
zu deiner Arbeit: In welcher Weise wird bei Dir die
Selbstenergie ^{des Elektrons} unendlich? Ich ~~vermute~~ ~~vermutete~~ könnte mir
nämlich denken, dass die Selbstenergie immer um eine
Potenz höher unendlich würde als die „Selbstladung“,
dann würde bei Dir die Selbstenergie $\sim \int \frac{dk}{k^2}$, die
Selbstladung $\int \frac{dk}{k}$, während in der Löchertheorie die
Selbstenergie $\int \frac{dk}{k}$ und die Ladung endlich wird. Da
Du die verschiedenen Selbstenergien angerechnet hast, möchte
ich die Arbeit nicht nochmal machen. Ferner würde ich
gerne genaueren Aufschluss haben über die Behauptung,
dass Deine Theorie mit der Bose-Einstein-Statistik durchgeführt
werden kann: Aus den wenigen Sätzen auf S. 722 konnte
ich nicht genug verstehen. —

Die Trennung von Licht an Licht ist jetzt ziemlich fertig
gerechnet; das Resultat heißt: Man kann die Trennung
ausdrücken durch Zusatz zu Legendefunktionen der

Maxwell'schen Theorie, die im Grunde dann etwa so lautet:

$$L = \frac{1}{8\pi} (\dot{\varphi}^2 - \dot{y}^2) + \frac{e^4 \hbar}{m^4 c^7} \left[\alpha_1 (\dot{\varphi}^2 - \dot{y}^2)^2 + \alpha_2 (\dot{\varphi} \dot{y}) (\dot{\varphi}^2 - \dot{y}^2) + \alpha_3 (\dot{\varphi} \dot{y})^2 \right] \\ + \frac{e^4 \hbar}{m^4 c^7} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 \beta_1 (\dot{\varphi}^2 - \dot{y}^2) \left(\frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial x} \frac{\partial \dot{y}}{\partial x} + \dots \right) + \dots$$

Von den Koeffizientenkonstanten $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ ist bisher α_1 berechnet, es ist $\alpha_1 = \frac{1}{360 \pi^2}$; die beiden anderen Zahlen α_2 u. α_3 werden in den nächsten Tagen fertig. Die höheren Glieder mit $\frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial x}$ u. s. w. sind für die Streuung von Licht an Licht unwichtig, solange die Wellenlänge des Lichtes ^{genau} klein gegen $\frac{\hbar}{mc}$ ist.

Gegenüberwirft das ganze Verfahren nicht, wenn man es auf das Delbrücksche Problem anwendet, da beim Coulombfeld die Glieder mit $\frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial x}$ wichtiger sind als die mit $\dot{\varphi}$. Für das Delbrücksche Problem ergibt sich trotzdem ein endlicher und vernünftiger Wirkungsquerschnitt, wenn man exakt rechnet — jedenfalls nicht so aus.

Die Zusatzglieder zur Lagrangefunktion sehen ähnlich aus, wie in der Theorie von Born und Infeld, sind aber etwa 20 mal größer als jene bei B. u. I.

)} Nun noch einiges von Kernphysik. Mit deinem Standpunkt

bin ich versucht einzuwenden. Wenn der Zusammenhang zwischen Bethe, und Fermi und Austauschkraft schon richtig ist, so bedeutet das zunächst, dass man an Stelle eines kontinuierlichen möglichen Funktionen, die Auswahl zwischen ein paar Ausdrücken für die Wechselwirkungsenergie hat, die durch Invarianzforderungen etc. abgegrenzt werden. Man wird wahrscheinlich aus der Form der kontinuierlichen β -Strahlenspektren sehr bald die exakte Form der Wechselwirkungsenergie kennen. Ferner bedeutet diese Reduktion auf die Fermi-Wechselwirkung einen grossen prinzipiellen Fortschritt. Z.B. steht es mit dem magnet. Moment des Protons und Neutrons so: geht man in der Fermischen Theorie zu zweiter Näherung, so erhält man im Störungsverfahren auf dem Weg

1.) Entstehen von Elektron + Neutrino 2.) Verschwinden von Elektron + Neutrino
die Austauschkraft $\frac{g^2}{hc} \frac{1}{r^5}$ bei Fermi, $\frac{g^2}{hc} \frac{1}{r^9}$ bei Bethe, ferner eine Selbstenergie von $\frac{g^2}{hc} \frac{1}{r_0^5}$ " $\frac{g^2}{hc} \frac{1}{r_0^9}$ " " , wenn r_0 den Kernradius bedeutet, bei dem abgebrochen wird.

geht man (für ein Proton ^{im äusseren Feld} od. Neutron) zur 3. Näherung, so erhält man auf dem Weg 1.) Entstehen von Elektron + Neutrino 2.) Beeinflussung des Elektrons durch das äussere Feld 3.) Verschwinden von Elektron + Neutrino

ein Zusatzglied zur Energie in der Wellengleichung des Protons, das die Form hat

$$\psi_r (\psi_r - \frac{e}{c} \Phi_r) + i M c^2 + \frac{\hbar e g^2}{M c^3 r_0^3} \propto \frac{e g^2}{\hbar^2 c^2 r_0^3} \text{ bei Fermi}$$

$$\text{bzw. } \frac{\hbar e}{M c^3 r_0^3} \propto \frac{e g^2}{\hbar^2 c^2 r_0^3} \text{ bei Bethe}$$

$$c \psi_r (\psi_r - \frac{e}{c} \Phi_r) + i M c^2 + \alpha \frac{e g^2}{\hbar^2 c^2 r_0^3} \psi_r \psi_r F^{\nu\mu} \text{ bei Fermi} = 0$$

$$+ \alpha \frac{e g^2}{\hbar^2 c^2 r_0^3} \psi_r \psi_r F^{\nu\mu} \text{ bei Bethe} = 0.$$

α ist ein Zahlfaktor der Größenordnung 1. Das diesem
glied entsprechende magnetische Zusatzmoment des Protons
bzw. Neutrons hat also die Größenordnung des Kernmagnetons,
da $\frac{g^2}{\hbar^2 c^2 r_0^3} \sim M c^2$ da ferner für das Proton im Zwischenzustand
ein Positron, für das Neutron ein Negatron ~~bestehen~~ vorhanden
ist, so wird in erster Näherung das Moment des
Neutrons $-x$, wenn das Moment des Protons $1+x$ (in
Gaußen) ist (die 1 rührt vom gewöhnlichen Diracmoment her).—
Wegen der verschiedenen Masse von Neutron u. Proton ist dies
allerdings nicht genau richtig. Die Zusatzglieder $H_2 H_3$ haben
ja ursprünglich die Form

$$H_3 = \sum_{l,m} \frac{H_{kl}^* H_{lm}^* H_{mk}}{(E_k - E_l)(E_l - E_m)}$$

und im Nenner tritt beim Proton statt die zum Zerlegen in

Pos. Zwon + Neutron nötige Energie $\frac{1,0080}{0,00054} \sim 13$ Mass. Einheiten
 $(\sim 2,5 mc^2)$ auf, beim Neutron die Energie $\frac{1,00724}{0,00054} \sim -0,3$ Mass. Einh.

$(\sim -0,1 mc^2)$ betr. Bedeutet man noch, dass die wichtigsten Beiträge zu Z_3 von Elektronen + Neutrinoenergien in der Gegend $\sim 137 mc^2$ herrühren werden, so wird man schätzen, dass das Moment des Protons ungefähr $\sim 1 + 0,98x$ ist, wenn das des Neutrons $-x$ wird. Das Moment des Deutons sollte "also" etwas kleiner als 1 sein. Dies passt doch sehr gut zum Sternschen Resultat. —

Somit gibt's nichts Neues. Wirst Du in den Weihnachtsferien in Zürich sein?

Dein Jura

Dein V. Weissberg.