Archiv von Heisenbergs Briefen

von: Werner Heisenberg
an: Pauli
Datum: 12.11.1936
Stichworte: Wechselwirkung zwischen Neutrinos
Ursprung: Pauli Archiv in Genf
Kennzeichen im Pauli Archiv in Genf: heisenberg_0017-103r
Meyenn-Nummer: 443

12. 11. 36.

Lieber Pauli!

Über die Eigenschaften unseres besprochenen Modells weiss ich zwar noch nichts wirklich sicheres; ich glaube aber, gute Plausibilitätsgründe gegen die Vermutungen Deiner Karte zu haben und möchte sie Dir schreiben.

Zunächst glaube ich garnicht, dass die δ-artige Wechselwirkung zwischen den Neutrinos für den Fall mehrerer Teilchen zu Schwierigkeiten führt. Z. B. kann ich (für $d=0$) doch in die Schrödingergleichung für drei Teilchen die Wechselwirkung $f\left[\delta(r'-r'') + \delta(r''-r''') + \delta(r'-r''')\right]$ einführen; aus der zugehörigen Variationsaufgabe $E = \text{Min.}$ erkennt man (da E garnicht singulär wird), dass keinerlei Schwierigkeiten entstehen. Ich vermute übrigens, dass sich der Fall dreier Teilchen für endliche d ähnlich durchrechnen lässt, wie Du es für zwei Teilchen in Deinem Brief getan hast; Deine Lösung dort war sehr hübsch. Ich nehme also jetzt an, zwischen je zwei Neutrinos bestünde stets die Wechselwirkung $f\delta(r'-r'')$. Ich will jetzt eine Art Thomas-Fermimethode für den Zustand tiefster Energie versuchen.

~~[illegible]~~

~~Absatz~~ 2. Die tiefste Energie eines freien Neutrinos wird, wie man leicht ausrechnen kann (bis auf den Faktor $\hbar c$) $-\frac{\sqrt{3}}{d}$, sie ~~bitte~~ gehört zur Wellenlänge $4d$ in jeder der drei Raumrichtungen. Entwickelt man nach Abweichungen von diesem Zustand, so erhält man, wenn man ~~$\frac{1}{\lambda_i} = \frac{1}{4d} + \frac{1}{\lambda'}$~~ den Wellenvektor $k_i = \frac{1}{4d} + k_i'$ setzt, für die Energie $-\frac{\sqrt{3}}{d} + \frac{d\pi^2}{\cancel{4}\sqrt{3}}(k_1'^2 + k_2'^2 + k_3'^2)$. Das zweite Glied wird also für $d \to 0$ unwichtig. Nennt man nun die Dichte der Neutrinos ρ, so erhält man für die Gesamtenergie pro ccm die Formel

$$\varepsilon = -\frac{\sqrt{3}}{d} \cdot \rho + \frac{1}{2} f \rho^2 .$$

Das zweite Glied rührt von der Wechselwirkung her. Das Minimum liegt bei $\rho = \frac{\sqrt{3}}{df}$, in Übereinstimmung mit dem, was ich im letzten Brief schrieb. Fügt man zu diesem Grundzustand der Dichte $\frac{\sqrt{3}}{df}$ noch ein Teilchen dazu oder nimmt eines weg, so wird sich die Energie dabei (wegen des Minimumcharakters des Normalzustandes) beliebig wenig ändern; also muss man auf ~~x~~ ein Teilchen der Ruhmasse Null schliessen. Diese Teilchen haben aber auch untereinander die Wechselwirkung $f\delta(r'-r'')$. Denn für ~~ρ~~ $\rho = \frac{\sqrt{3}}{fd} + \Delta\rho$ wird

$$\varepsilon = -\frac{3}{2d^2 f} + \underline{\frac{1}{2} f (\Delta\rho)^2} .$$

Aus dieser Wechselwirkung scheint mir nun auch die Entstehung von Schauern zu folgen. An sich hat ja ~~das~~ schon ein einzelnes Teilchen mit allen Teilchen der „Dirac-See" diese Wechselwirkung; aber die kann sich nicht auswirken, da der Energie-Impulssatz die Zerlegung eines Teilchens in einen Schauer unmöglich macht (alle Teilchen haben Ruhmasse Null). Wenn jedoch zwei Teilchen hoher Energie zusammenstossen, so wird sich deren Energie über die Dirac-See verbreiten (vermöge der Wechselwirkung f·δ), d.h. ein Schauer entstehen.

In diesen ganzen Überlegungen ist allerdings eine höchst hypothetische Voraussetzung enthalten; nämlich, dass die beschriebene Lösung sich für $d = 0$ relativistisch invariant verhält. Dieser Punkt scheint mir sehr problematisch und ich könnte mir gut denken, dass an dieser Stelle alles schief geht. Um dies zu entscheiden, muss man aber die besprochene Lösung noch genauer studieren. Ich weiss aber noch nicht, wie man das mathematisch macht. – Sonst gibt's nichts Neues.

Viele Grüsse!

Dein W. Heisenberg.