Archiv von Heisenbergs Briefen

von: Werner Heisenberg
an: Pauli
Datum: 05.06.1957
Stichworte: Begleitbrief zum Entwurf der Lee-Modell Arbeit, Versuche mit Tamm-Dancoff Methode, Skizze für stationäre Zustände
Ursprung: Pauli Archiv in Genf
Kennzeichen im Pauli Archiv in Genf: heisenberg_0017-1651r
Meyenn-Nummer: 2632

Göttingen 5.6.57.

Lieber Pauli!

Vielen Dank für Deinen 'preprint' über den Erhaltungssatz der Leptonenladung! Mit dem Inhalt, über den wir ja in Oberwolfach gesprochen haben, bin ich völlig einverstanden. Man weiss nur noch zu wenig über die Experimente.

Mit der gleichen Post schicke ich Dir die Lee-Modell Arbeit in einem ersten Entwurf. Die Seite 1 mit 'abstract' fehlt noch, und vielleicht sollte man noch an Kap. III ändern. Zuerst war geplant, dass III ausführlicher werden sollte u. von Haag ausgearbeitet werden sollte. Inzwischen hat sich herausgestellt, dass Haag noch längere Zeit brauchen wird u. dass dabei so eine Art mathematisches Handbuch der Feldtheorie entsteht, das doch nicht in die Arbeit mehr passen würde. Dieses Handbuch soll also gesondert geschrieben u. gedruckt werden u. wir haben uns in III mit einem kurzen Abriss begnügt. Wie ich schon in Zürich sagte, würde ich mich freuen, wenn Du, eventuell nach Abänderungen, die Arbeit mitunterzeichnen würdest, wenn Du keine Einwände mehr hast. Aber ich will nicht in Dich drängen und Du sollst für nichts die Verantwortung übernehmen, von dem Du nicht ganz überzeugt bist. Beim Aufschreiben haben sich für mich keine neuen Gesichtspunkte mehr ergeben.

Inzwischen bin ich an zwei Stellen noch etwas weitergekommen: Ich habe probiert, ob man die renormierten Gleichungen (62) zum Ausgangspunkt der Theorie machen u. mit der neuen Tamm-Dancoff-methode integrieren kann. Das hat den Vorteil, dass g_0 nicht mehr vorkommt, man also nicht mehr renormieren muss u. dass man das gleiche Verfahren anwendet, das ich beim Spinormodell verwendet habe. Es hat sich herausgestellt, dass, wenigstens bei den Sektoren $\begin{pmatrix} N + z\theta \\ V + (z-1)\theta \end{pmatrix}$, die τ-Funktionen

$$\tau(k_1 \dots k_z) = \langle 0 | a(k_1) \dots a(k_z) \Psi_N | \Psi \rangle \quad \text{und}$$

$$\tau(k_1 \dots k_{z-1}) = \langle 0 | a(k_1) \dots a(k_{z-1}) \Psi_V | \Psi \rangle$$

bis auf die wegzulassenden g_0-Faktoren identisch ~~sind~~ sind mit den Schrödingerfunktionen $\varphi(k_1 .. k_z)$ u. $\varphi(k_1 .. k_{z-1})$, und dass man aus den Gl. 62a u. b. genau die Schrödingergleichung ~~erhält~~ für die τ-Funktionen erhält. In diesem speziellen Fall gibt die neue Tamm-Dancoff-methode also sogar exakte Resultate. – Die τ-Funktionen sind aber nicht quadrat-integrierbar!

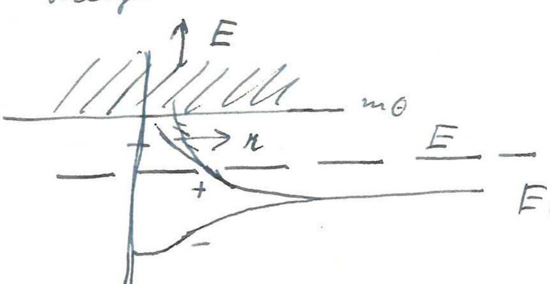
Wenn man, zum Zweck der Normierung, die

kontravarianten Darstellungen sucht, d.h. Ψ durch Anwendung der renormierten (!) ψ_V^* (u. ψ_N^*, a^*) auf $|0\rangle$ darstellen will, so geht das nicht mehr mit den ψ_V^* u. ψ_N^* auf einem Zeitschnitt $t = \text{const}$. Vielmehr muss man z.B. im untersten Sektor etwa schreiben:

$$\Psi = \left(c \int f(t-t')\,dt'\,\psi_V^*(t') + \int \varphi(k)\,dk\,\psi_N^*(t)\,a^*(k,t) \right) | 0 \rangle$$

Dann ~~ist c~~ hängt c von der Breite der Funktion $f(t-t')$ ab (die ~~k~~ z.B. eine Gaussfunktion sein kann); für abnehmende Breite (bei gleichbleibendem $\int f(t-t')\,dt'$) geht c proportional dem Logarithmus der Breite gegen unendlich. ——

Auch über die stationären Zustände im Sektor $2N+\theta$ hab ich noch etwas nachgedacht. Im Limes sehr grosser Massen hat Källén recht damit, dass die potentielle Energie als Funktion des Abstandes etwa so aussieht:



Es gibt also immer nur zwei reelle (oder auch statt dessen 2 komplexe) ~~des~~ Eigenwerte (des Problems bei festem r.)

Ich vermute jetzt, dass es im Gebiet zwischen E_0 u. m_θ doch diskrete Zustände des H.R.I gibt. In erster Näherung kann man nämlich die Bewegung der Kerne N als adiabatisch betrachten. Dann muss man eine Mischung der beiden Zustände + u. − betrachten, die für grosse r in die Lösung Φ_0 übergeht. Dabei müssen die beiden Zustände zunächst für grosse r die gleiche Amplitude, d.h. auch die gleiche Norm haben. Ausserdem muss die Wellenfunktion, die ja für grosse r sich wie $\frac{e^{i(kr+\delta)}}{r}$ verhält, in den beiden Zuständen die gleiche Phase haben, d.h. das Integral $\int p_r \frac{dr}{\hbar}$, genommen vom Punkt r (sehr weit aussen) zum innersten Punkt der Bahn (der in den beiden Zuständen verschieden ist) u. zurück darf sich in den beiden Zuständen nur um ein ganzzahliges Vielfaches von h unterscheiden. Das wäre die Quantenbedingung bei W.K.B.-Methode, und es sieht so aus, als gäbe es bei grossen Massen der N,V-Teilchen ein ganzes Bandenspektrum solcher Zustände. Die Norm dieser Zustände wäre im Grenzfall beliebig grosser Massen genau Null. Bei endlichen Massen bewirkt die Abweichung vom adiabatischen Verhalten eine gewisse Beimischung der Kontinuumszustände, die zu einer positiven Norm von der Ordnung $\frac{1}{M}$ führt (wenn man die Wellenfunktion für grosse r als unabhängig von M vorgibt). Aber man muss das natürlich noch genauer untersuchen.

Viele Grüsse!

Dein W. Heisenberg