

## **Archiv von Heisenbergs Briefen**

von: Werner Heisenberg

an: Pauli

Datum: 06.01.1958

Stichworte: Vorschlag eines Formalismus für Paulis Operatoren in dessen Version der nichtlinearen Theorie der Elementarteilchen

Ursprung: Pauli Archiv in Genf

Kennzeichen im Pauli Archiv in Genf: heisenberg\_0017-172r

Meyenn-Nummer: 2826

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.

Göttingen 6. 1. 58.

Vorläufig beantwortet 9. I.

NACHLASS  
PROF. W. PAULI 1/147

Lieber Pauli!

Meinem gestrigen langen Brief will ich einen Kommentar anfügen, der unsere Verständigungsschwierigkeiten wenigstens zum Teil beseitigen soll.

Mit der gruppentheoretischen Seite Deiner Überlegungen bin ich jetzt völlig einverstanden, insbesondere damit, dass in der „grossen Welt“ nur die Isogruppe (also  $\text{Det} = 1$ ) zugelassen werden darf. Aber hinsichtlich des Formalismus bin ich mit Deinem Vorschlag noch nicht recht zufrieden. Wahrscheinlich kann man ja viele Formalismen erfinden, die den gruppentheoretischen Sachverhalt abbilden, und wir müssen viel Sorgfalt darauf verwenden, einen möglichst einfachen u. durchsichtigen zu finden, um nicht in der Beweisführungs-Komödie hereinzufallen.

Ich möchte nun einen bestimmten Formalismus vorschlagen, der sich nicht unmittelbar an die undefinierte Begriffsausdrückung (die ist noch einmal eine weitere Komplikation!), der mich aber recht durchsichtig scheint. Der sieht so aus:

Man stelle jedem Hilbertvektor statt wie bisher

durch  $\hat{\psi}$  und  $\psi$  ( $\langle \Phi | \Phi \rangle$ ) durch vier gleich-  
berechtigte Symbole dar:

$$\begin{vmatrix} \langle \Phi & -\hat{\Phi} \rangle \\ \langle \hat{\Phi} & \Phi \rangle \end{vmatrix} \quad (1)$$

Als Norm gelten die Determinante:

$$N = \langle \Phi | \Phi \rangle + \langle \hat{\Phi} | \hat{\Phi} \rangle \quad (2)$$

(Das sieht also zunächst nach definiten herlich aus).

Dementsprechend führen wir zwei Arten der Konjugation  
für Operatoren ein (demnach Brief entsprechend):

$\psi^*$  heiße das tot pseudohermitisch konjugierte zu  $\psi$

$\hat{\psi}$  heiße das  $\wedge$ -konjugierte zu  $\psi$ .

Diesen Operationen entsprechen in der unquantisierten

Welt der komplex-konjugierte  $(*)_{\mathbb{C}}$  und ~~die~~ die  $\wedge$ -

Operation ~~Es~~  $\psi \rightarrow \psi^*$  <sup>(entspricht dem  $\wedge$ )</sup>. Also gilt, demnach

Vorschlag entsprechend,  $\hat{\hat{\psi}} = -\psi$ . Auch die zweite

Operation hat die Eigenschaft, dass das  $\wedge$ -konjugierte

zu  $a\psi$  ( $a$  sei eine komplexe Zahl)  $a^* \hat{\psi}$  ist.

Ferner soll folgende Regel gelten: wenn ein  
neuer Zustand aus  $\Phi$  durch Anwendung des  
Operators  $\psi$  hervorgehen soll - das würde in  
minim. Form Schreibweise lauten:

$$|\chi\rangle = \psi |\Phi\rangle, \quad (3)$$

so soll es gemeint sein im Sinne der Multiplikation der Matrizen:

$$\begin{vmatrix} \langle \phi & -\hat{\phi} \rangle \\ \langle \hat{\phi} & \phi \rangle \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \psi & -\hat{\psi}^* \\ \hat{\psi} & \psi^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \langle \chi & -\hat{\chi} \rangle \\ \langle \hat{\chi} & \chi \rangle \end{vmatrix} \quad (4)$$

Formen die entscheidende Spielregel: Alle Zustände, die auseinander durch eine Transformation mit der Determinante 1 hervorgehen nach

$$\begin{vmatrix} \langle \phi & -\hat{\phi} \rangle \\ \langle \hat{\phi} & \phi \rangle \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} a & b \\ -b^* & a^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \langle \phi' & -\hat{\phi}' \rangle \\ \langle \hat{\phi}' & \phi' \rangle \end{vmatrix} \quad (5)$$

sind physikalisch identisch.

Die Norm von  $\chi$  nach (4) ist einfach

$$N = \langle \phi | \hat{\psi}^* \hat{\psi} + \hat{\psi}^* \hat{\psi} | \phi \rangle + \langle \hat{\phi} | \psi^* \psi + \hat{\psi}^* \hat{\psi} | \hat{\phi} \rangle \quad (6)$$

Ansonsten muss man aus der unquantisierten Theorie noch die Beziehungen übernehmen, die aus den Regeln der Ladungskonjugation folgen, z. B.

$$\hat{\psi}^* \hat{\psi} = -\psi^* \psi \quad (7)$$

(Die Beziehung  $\hat{\psi}^* \hat{\psi} = \psi^* \psi$  steht ja nicht in Widerspruch zu  $\hat{\psi} = -\psi$ !).

Wenn du mit diesem Formalismus einverstanden bist (ich nehme an, dass es dir einigendwie

äquivalent ist), so scheint es mir hinreichend  
bequem, um damit zu rechnen, ohne demselben  
Vorzeichenfehler zu machen.

Man braucht dann nur auch die Aussagen  
über die Behauptungswerte der Produkte

$$\psi^* \psi, \hat{\psi}^* \hat{\psi}, \hat{\psi}^* \psi, \hat{\psi} \psi^* \text{ u. s. v.}$$

mit den ~~zwei~~ Funktionen  $a(s^2)$ ,  $b(s^2)$ ; (ob es  
da gerade zwei gibt, weiß ich nicht genau, vielleicht  
ist doch nur eine Funktion frei  $\frac{1}{2}$ ; aber das  
best du dir doch schon überlegt?). Wenn ich  
diese Produkte hätte, könnte ich sofort die  
Eigenwerte für die Messen aufschreiben, und die  
Girsey'sche Aufteilung für die Eigenfunktionen daraus  
herleiten. Die Tamon-Dancoffmethode nicht dabei  
sehr handlich aus.

So viel für heute. Ich hoffe, wir können in  
der mündlichen Besetzung schnell zu völliger Klarheit  
kommen. Bitte Gussu!

Dein V. Weisberg