

zieht. Man über sieht auch leicht, welchen zusätzlichen Fehler die Ersetzung des Resonanznenners e in der Integralgleichung (9) für g_{ik} durch die Differenz der „Einteilchenenergien“ des i -ten und k -ten Teilchens nach sich zieht.

Schließlich resultiert aus unserer Ableitung eine einfache Begründung der von WATSON² für seine Streutheorie vorgeschlagenen Näherung:

Bei ihm macht die Ersetzung des Nenners $E - \hat{H}$ in (9) durch $E - \hat{H} - \sum g_{cik}$ (g_{cik} = Diagonalteil von g_{ik}) Schwierigkeiten: Diese ist allenfalls plausibel (als mittleres Potential für das i -te und k -te Nukleon). Das folgt ganz zwangsläufig, wenn man neben der Transformation F noch die Transformation Ω_c mit $\chi = \Omega_c \varphi$ und

² N. C. FRANCIS, K. M. WATSON, Phys. Rev. **92**, 291 [1953], s. auch: K. M. WATSON, Phys. Rev. **103**, 489 [1956], wo in Abschnitt V eine etwas strengere Form der Streutheorie steht.

$$\bar{g}_{ik} = g_{cik}, \left(\sum \hat{H}_i - \hat{E} \right) \varphi = 0 \quad (13)$$

untersucht: Die Zerlegung der Transformation Ω von φ nach ψ (gemäß $\psi = \Omega \varphi$) in zwei Schritte ($\Omega = F \Omega_c$) führt dann zu der Gl. (9) [bzw. deren exakten Vorläufer (5)]. DA BRUECKNER seine Theorie mit der genäherten WATSONSchen begründet hat³, hat er dieselbe Schwierigkeit. Diese ist jetzt durch die Betrachtung der exakten Transformation beseitigt.

Eine ausführliche Darstellung wird voraussichtlich an anderer Stelle erscheinen.

Für zahlreiche Diskussionen habe ich den Herren Dr. GRAWERT, Dr. KLOSE und insbesondere Herrn Dr. ROLLNIK zu danken.

³ K. A. BRUECKNER, C. A. LEVINSON u. H. M. MAHMOUD, Phys. Rev. **95**, 217 [1954].

BESPRECHUNGEN

Lineare Operatoren im Hilbertschen Raum. Von WERNER SCHMEIDLER. B. G. Teubner, Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1954. VI, 89 S.; Preis kart. DM 7.80.

Die Theorie der Linearen Räume gehört zu den wichtigsten Bauten, die die Mathematik unseres Jahrhunderts errichtet hat: Sie ist ebenso aus geradliniger Fortsetzung der Koordinatengeometrie aus niedrigen Dimensionen in abzählbar hohe Dimension entstanden, wie sie aus den großen physikalischen Problemstellungen der Atomtheorie heraus heute unentbehrliches Rüstzeug geworden ist. Sie bietet die sachgemäße Auffassung vieler Gegenstände der modernen Analysis, insbesondere der Integralgleichungen, der Lehre von den Darstellungen „willkürlicher“ Funktionen durch Orthogonalentwicklungen, die der klassischen wie der modernen mathematischen Physik eigentümliche Hilfsmittel geben.

Der Verf., der jetzt die weitverbreiteten Bücher RUDOLF ROTHES neu herausgibt, hat, etwa in den Umfang dieser klassischen Darstellungen eingepaßt, eine knappe aber zugängliche Darstellung für dieses Gebiet geschrieben, das in dem Werk ROTHES bislang nicht berücksichtigt war. Diese in sich abgeschlossene Schrift wird für viele wertvoll sein, welche den mathematischen Rückhalt zu neueren physikalischen Theorien zu sichern wünschen. Es entspricht der Sache, wenn der Gegenstand abstrakter eingeführt und aufgebaut wird, doch bleibt die Durchführung stets lebendig; sie beleuchtet von der Höhe einer geordneten Theorie hinab eine weite Landschaft, die dem Blicke zahlreiche Anwendungen darbietet, und läßt sie aus der gewonnenen Überschau verständlich werden. E. ULLRICH, Gießen

Praktische Physik, Bd. 2, F. KOHLRAUSCH. Herausgegeben von H. EBERT und E. JUSTI. 20. Auflage, B. G. Teubner, Stuttgart 1956.

Nach dem Erscheinen des 2. Bandes der 20. Auflage liegt die „Praktische Physik“ völlig neubearbeitet als Gesamtwerk vor. In mühevoller Kleinarbeit ist es den Herausgebern und ihren 6 mitverantwortlichen Redakteuren gelungen, die alte Tradition des „KOHLRAUSCH“ als Standardwerk der modernen Experimentierkunst zu festigen. Infolge der immer stärkeren Spezialisierung innerhalb der Physik war es dazu notwendig, für den 2. Band die Zahl der qualifizierten Mitarbeiter auf 38 zu erhöhen. Daß diese vielen Einzelartikel sich zu einer homogenen Gesamtdarstellung vereinen und die Aufteilung der Bearbeitung für das Ganze nur Vorteile und keine Nachteile bringt, verdient uneingeschränkte Anerkennung.

Die sachliche Gliederung der einzelnen Stoffgebiete ist übersichtlich und klar. Modernste Meßmethoden der Kern- und Quantenphysik werden ebenso ausführlich beschrieben wie die klassischen Verfahren zur Bestimmung von Induktivitäten, Kapazitäten und elektrischen Widerständen. Auch die außergewöhnliche Entwicklung der Wechselstrommeßtechnik und des Magnetismus findet ihren Niederschlag. In weiteren Hauptkapiteln werden meßtechnische Probleme der Elektronen-, Ionen- und RÖNTGEN-Physik behandelt. Sehr zu begrüßen ist die Zusammenstellung mathematischer Näherungsmethoden und Formeln am Schluß des Buches sowie die Vermehrung des Tabellenanhangs um über 50% gegenüber den älteren Auflagen. Die gute äußere Ausstattung durch den Verlag gibt einen ge-

fälligen Rahmen für die durchweg gelungene Darstellung. Im neuen Gewande dürfte der „Kohlrausch“ zu seinen alten Anhängern zahlreiche neue Freunde gewinnen.

G. LAUTZ, Braunschweig

Theoretische Physik. 3. Band: Wärmelehre und Quantentheorie. 2., neubearbeitete Auflage des 4. und 5. Bandes der Einführung in die theoretische Physik. Von FR. HUND. Verlag B. G. Teubner, Stuttgart 1956. VIII, 400 S. mit 93 Abb.; Preis kart. DM 27.60, Halbleinen DM 29.60.

Die bekannte „Einführung in die theoretische Physik“ von FRIEDRICH HUND in 5 Bändchen kommt nun in neuer Fassung in 3 Bänden als „Theoretische Physik“ heraus. Als erster liegt der Band III, Wärmelehre und Quantentheorie, fertig vor.

Auch die Neubearbeitung setzt sich die Aufgabe, den Leser in die Denkweise der theoretischen Physik einzuführen, das begriffliche Gerüst klar herauszuarbeiten

und durch einfache Beispiele allmählich die schwierigen Abstraktionen verständlich zu machen.

Wer die alte Ausgabe kennt, weiß bereits den klaren Aufbau und die geschickte Didaktik zu schätzen, die die Darlegungen des Verfassers auszeichnen. Diese Vorteile treten in der neuen Auflage eher noch in erhöhtem Maß hervor. In Beschränkung auf das Wesentliche und Notwendige wird zuerst in 6 Kapiteln die klassische Thermodynamik, dann in einigen weiteren Kapiteln, die bereits zur Quantentheorie überleiten, die Statistik behandelt. Die Quantentheorie selbst wird, vor allem in ihrer Anwendung auf die Struktur der Materie, im Teilchenbild und im Wellenbild dargestellt und am Schluß durch ein ganz neu geschriebenes Kapitel mit den wichtigsten Elementen der systematischen Quantenmechanik abgerundet. Das Buch gibt damit eine gründliche, tiefgehende und dabei doch gut faßliche Einführung in diesen gar nicht einfachen Teil der Theoretischen Physik.

W. BRAUNBEK, Tübingen.

BERICHTIGUNG

Zu H. HINTENBERGER, H. WENDE und L. A. KÖNIG, Massenspektrographen mit Doppelfokussierung zweiter Ordnung, Band 10 a, 605 [1955].

Die Herren EWALD und LIEBL, München, haben uns freundlicherweise darauf aufmerksam gemacht, daß uns in den Bedingungsgleichungen für die Korrektur der von $\alpha\beta$ bzw. von β^2 abhängigen Bildfehler beim Übergang von der Darstellungsform (19) bzw. (20 a) und (20 b) zu der Form (19') bzw. (20 a') und (20 b') im Falle gleichsinniger Ablenkungen ein Vorzeichenfehler unterlaufen ist. Diese Gleichungen sollen für gleichsinnige Ablenkung lauten:

$$\frac{d}{r_m} = -\frac{1}{L_2} \left\{ -\frac{M_1 K_2}{K_1} \sqrt{-\frac{L_{11}}{N_{11}}} - M_2 + \frac{N_{12} M_1}{2 N_{11}} \right. \quad (19') \\ \left. - \frac{N_{12} M_1}{2 N_{11}} \sqrt{-\frac{N_{11}}{L_{11}}} \right\},$$

$$\frac{d}{r_m} = -\frac{1}{L_2} \left\{ -\frac{M_1 K_2}{K_1} \sqrt{-\frac{L_{11}}{N_{11}}} - M_2 + \frac{N_{12} M_1}{2 N_{11}} \right. \quad (20 \text{ a}') \\ \left. - M_1 \sqrt{\frac{1}{4} \frac{N_{12}^2}{N_{11}^2} - \frac{1}{N_{11}} [N_{22} + L_{22}]} \right\},$$

$$\frac{d}{r_m} = -\frac{1}{L_2} \left\{ -\frac{M_1 K_2}{K_1} \sqrt{-\frac{L_{11}}{N_{11}}} - M_2 + \frac{N_{12} M_1}{2 N_{11}} \right. \quad (20 \text{ b}') \\ \left. + M_1 \sqrt{\frac{1}{4} \frac{N_{12}^2}{N_{11}^2} - \frac{1}{N_{11}} [N_{22} + L_{22}]} \right\}.$$

Das hat zur Folge, daß, mit Ausnahme für einen schmalen Bereich bei kleinen φ_e -Werten in Abb. 9 a, in den Abb. 8 a, 9 a und 10 die d/r_m negativ werden. Damit ist es nicht möglich, die Koeffizienten A_{11} und A_{12} und erst recht nicht die 3 Koeffizienten A_{11} , A_{12} und A_{22} von α^2 , $\alpha\beta$ und β^2 gleichzeitig Null zu machen, wenn außerdem noch Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen gefordert wird. Die Kurve f in Abb. 5 bleibt als formal richtige Lösung von Gl. (21) erhalten, ist aber wegen des negativen d/r_m physikalisch uninteressant. Die in Tab. I und Abb. 11 dargestellten Apparate stellen Instrumente mit Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen und zusätzlicher Richtungsfokussierung zweiter Ordnung in der Mitte der Photoplatte dar. Der Abstand d/r_m zwischen den Feldern kann bei ihnen beliebig gewählt werden. Alle Ergebnisse für gegensinnige Ablenkung und auch für die Richtungsfokussierung zweiter Ordnung bei gleichsinniger Ablenkung bleiben von dieser Vorzeichenänderung unberührt.

Ferner sind 3 Druckfehler zu berichtigen:

1. In Gl. (8) lies

$$N_{22} = \pm \sqrt{2} \sin \sqrt{2} \varphi_e \left\{ 1 + \frac{\sin^2 \sqrt{2} \varphi_e}{2 \sin^2(\varphi_m/2)} \right. \\ \left. \pm \frac{\sqrt{2}}{2} \cot \frac{\varphi_m}{2} \sin \sqrt{2} \varphi_e \right\}.$$

2. In der Unterschrift zu Abb. 8 a lies gleichsinnig statt gegensinnig.

3. In Gl. (20 b) lies vor der Wurzel M_1 statt M_2 .