

keit des Zählrohres die im Mittel pro β -Zerfall ausgesandte γ -Energie bestimmt. Sie beträgt $0,88 \pm 0,08$ MeV, während nach dem Schema 1a $1,04$ MeV zu erwarten wären. Die Halbwertszeit des Mg^{27} wurde zu $9,51 \pm 0,03$ min bestimmt.

2. Das β -Spektrum wurde genauer in einem eisenfreien magnetischen Doppellinsenspektrometer mittlerer Auflösung und hoher Lichtstärke aufgenommen. Die Fermi-Analyse ergab folgende Komponenten:

$$\begin{aligned}\beta_1 &= 1,592 \pm 0,005 \text{ MeV}, 41,4\% \text{ Intensität}, \log(ft) = 4,78, \\ \beta_2 &= 1,754 \pm 0,004 \text{ MeV}, 58,2\% \text{ Intensität}, \log(ft) = 4,75, \\ \beta_3 &= 2,65 \pm 0,14 \text{ MeV}, 0,34\% \text{ Intensität}, \log(ft) = 7,8.\end{aligned}$$

Hierbei wurden Fermi-Funktionen erlaubter Übergänge benutzt. Die Statistik reichte nicht aus, um Angaben über die Form des sehr schwachen neuen Teilspektrums β_3 machen zu können; jedoch wurde die Zugehörigkeit von β_3 zu Mg^{27} durch eine Halbwertszeitmessung im Spektrometer bei $1,95$ MeV, Resultat $9,5 \pm 0,3$ min, erhärtet. Die Fermi-Kurve für β_1 erwies sich bis etwa $0,65$ MeV hinab als linear; darunter störte die Quellendicke. Ein Teilspektrum von $0,79$ MeV konnte jedenfalls nicht gefunden werden. Die im gleichen Spektrometer aufgenommenen Photoelektronenspektren aus dünnen Pb- und Au-Konvertern zeigten nur zwei γ -Linien von $\gamma_1 = 1,020 \pm 0,008$ MeV und $\gamma_2 = 0,839 \pm 0,008$ MeV an. Die $0,64$ MeV γ -Linie von Itoh³ dürfte durch die Compton-Spitze der $0,84$ MeV γ -Strahlung vorgetäuscht worden sein.

3. Die γ -Strahlung wurde außerdem mit einem NaJ(Tl)-Szintillationskristall nach der Methode von Hofstadter und McIntyre⁷ untersucht. Es ergaben sich wieder nur γ -Linien von $1,00 \pm 0,03$ MeV und $0,84 \pm 0,05$ MeV. Zur Aufstellung des Zerfallsschemas wurden Koinzidenzmessungen gemacht zwischen β -Teilchen und γ -Strahlung bestimmter Energie, die mit

einem Einkanal Diskriminator aus dem Spektrum eines Szintillationszählers ausgesondert wurde. Die β -Spektren wurden mit einem zweiten NaJ-Kristall aufgenommen und entweder oszillographisch oder durch Zählung mit einem Diskriminator registriert. Dabei ergab sich, daß mit der γ -Linie von 1 MeV ein β -Spektrum von $1,54 \pm 0,1$ MeV Grenzernergie koinzidiert und mit der γ -Linie von $0,84$ MeV ein β -Spektrum von $1,78 \pm 0,1$ MeV. γ — γ -Koinzidenzen, die nach dem Zerfallsschema Abb. 1a auftreten sollten, wurden mit einer ähnlichen Anordnung gesucht und bei Quanten oberhalb von $0,4$ MeV innerhalb der Meßgenauigkeit ($0,5\%$ aller Zerfälle) nicht gefunden.

Nach diesen Messungen ist das Zerfallsschema Abb. 1a nicht haltbar. Dagegen sind alle unsere Messungen im Einklang mit dem Schema Abb. 1b. Die mittlere γ -Energie pro β -Zerfall beträgt bei diesem Schema $0,91$ MeV, in Übereinstimmung mit der Messung. Die hiernach existierenden Niveaus in Al^{27} sind auch mehrfach bei Kernreaktionen gefunden worden⁸. Die aus den drei Zerfallszweigen berechnete gesamte Zerfallsenergie des Mg^{27} beträgt $2,603 \pm 0,019$ MeV, in Übereinstimmung mit der aus Kernreaktionen erhaltenen Massendifferenz Mg^{27} — Al^{27} von $2,610 \pm 0,020$ MeV⁹. Die von Beneš u. a. angegebene β -Komponente von $0,79$ MeV ist sicher nicht vorhanden. Damit entfällt die Schwierigkeit wegen des zu kleinen $\log(ft)$ -Wertes von $3,8$ für diese Komponente. Dagegen birgt die Deutung des Überganges β_3 Schwierigkeiten in sich. Die Paritäten von Mg^{27} und Al^{27} sind höchstwahrscheinlich beide gerade, so daß nach den Fermischen oder Gamow-Tellerschen Auswahlregeln nur erlaubte Übergänge [$\log(ft)$ etwa 5] oder mindestens zweifach verbotene [$\log(ft)$ größer als 12]¹⁰ in Frage kommen sollten. Es kann jedoch ein erlaubter Übergang mit extrem kleinem Matrixelement vorliegen.

Die Messungen werden später ausführlich beschrieben.

⁷ R. Hofstadter u. J. A. McIntyre, Physic. Rev. **80**, 631 [1950].

⁸ K. Way, L. Fano, M. R. Scott u. K. Thew, Nuclear Data, NBS Circular 499 und Suppl. [1950 ff.].

⁹ D. M. Van Patter, A. Sperduto, P. M. Endt, W. W. Buechner u. H. A. Enge, Physic. Rev. **85**, 142 [1952].

¹⁰ M. G. Mayer, S. A. Moszkowski u. L. W. Nordheim, Rev. mod. Physics **23**, 315 [1951].

Ein neues Massenspektrometer ohne Magnetfeld

Von Wolfgang Paul und Helmut Steinwedel
Physikalisches Institut der Universität Bonn

(Z. Naturforsch. **8a**, 448—450 [1953]; eingegangen am 27. Mai 1953)

Im folgenden wird ein Massenspektrometer beschrieben, welches nur ein quasistationäres elektrisches Wechselfeld benutzt, bei dem der Betrag der Feldstärke proportional dem Abstand von einer vorgegebenen Geraden, z. B. der z -Achse, ist. Derartige Felder $|\mathcal{E}| \sim r^m$ wurden in statischer Form von Scherzer¹

¹ O. Scherzer, Optik **5**, 497 [1949].

² H. Friedburg, u. W. Paul, Naturwiss. **38**, 159 [1951]; H. Friedburg, Z. Physik **130**, 493 [1951].

zur Korrektur von Elektronenlinsen verwendet, während Friedburg und Paul² ein entsprechendes statisches Magnetfeld zur Fokussierung neutraler Atome benutzten. Ein magnetisches Vierpolfeld mit räumlicher Periodizität zur Fokussierung von Protonen wurde vor kurzem von Courant, Livingston und Snyder³ angegeben.

Die Ionen werden in z -Richtung in ein Feld mit dem Potential

$$\varphi(x, y, t) = \frac{U + V \cos \omega t}{a^2} \cdot \frac{(x^2 - y^2)}{2} \quad (1)$$

³ E. D. Courant, M. S. Livingston u. H. S. Snyder, Physic. Rev. **88**, 1190 [1952].



eingeschossen. Dieses Feld wird erzeugt durch vier hyperbelförmige Elektroden mit dem Abstand a von der z -Achse, die abwechselnd an der Spannung

$$\pm \frac{1}{2} (U + V \cos \omega t)$$

liegen, d. h. zwischen zwei benachbarten Elektroden liegt jeweils eine Gleichspannung U und eine Wechselspannung $V \cos \omega t$ (vgl. Abb. 1). Die Bewegungsgleichungen für ein Ion der Ladung e und Masse M lauten dann

$$\begin{aligned} \text{a) } \ddot{x} + \frac{e}{Ma^2} (U + V \cos \omega t) x &= 0, \\ \text{b) } \ddot{y} - \frac{e}{Ma^2} (U + V \cos \omega t) y &= 0, \\ \text{c) } \ddot{z} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

(2c) hat die triviale Lösung $v_z = \dot{z} = \text{const.}$ (2a) geht durch die Substitution

$$\omega t = 2\zeta, \quad \frac{4eU}{Ma^2\omega^2} = \lambda, \quad \frac{4eV}{Ma^2\omega^2} = q$$

über in die Mathieu-Gleichung

$$\frac{d^2x}{d\zeta^2} + (\lambda + q \cos 2\zeta) x = 0. \quad (3)$$

Diese Gl. (3) hat nur in gewissen Bereichen der Parameter λ und q sog. „stabile“ Lösungen, d. h. Lösungen, die bei beliebigen Anfangsbedingungen für alle Werte von ζ beschränkt bleiben⁴. Außerhalb dieser Stabilitätsbereiche wachsen die allgemeinen Lösungen exponentiell mit ζ an, d. h. die betreffenden Ionen werden schon nach kurzer Zeit auf die Elektroden fliegen.

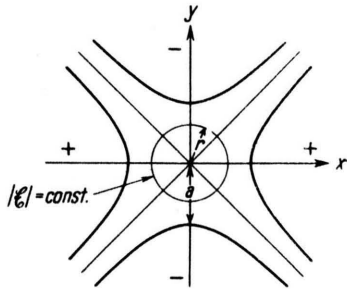


Abb. 1. Elektrisches 4-Polfeld, in dem $|\mathcal{E}| = \frac{U + V \cos \omega t}{a^2} \cdot r$ ist. Äquipotentialflächen (Elektroden) dick ausgezogen. Die eingezeichneten +- und --Zeichen bedeuten $+\frac{1}{2}(U + V \cos \omega t)$ bzw. $-\frac{1}{2}(U + V \cos \omega t)$.

In Abb. 2 ist der tiefste Stabilitätsbereich in Abhängigkeit von λ und q gezeichnet⁵. Da die Bewegungsgleichung für y aus (3) im wesentlichen durch die Substitution $\lambda \rightarrow -\lambda$ hervorgeht, müssen die Parameter λ, q so gewählt werden, daß mit dem Punkt $\{\lambda; q\}$ auch der Punkt $\{-\lambda; q\}$ innerhalb des stabilen Bereichs liegt, wenn das Ion das Feld passieren soll. Bei vorgegebener

Frequenz ω und vorgegebenen Spannungen U, V ist das Verhältnis $\lambda/q = U/V$ unabhängig von der Masse M . Nach dem oben gesagten können also nur diejenigen Ionen das Feld passieren, für die die beiden Punkte $\{\lambda = \pm (U/V)q; q\}$ im stabilen Bereich liegen. Bezeichnen wir mit q_1 und q_2 die Abszissen der Schnittpunkte der Geraden

$$\lambda = \pm (U/V)q$$

mit den Grenzen des stabilen Bereichs (vgl. Abb. 2),

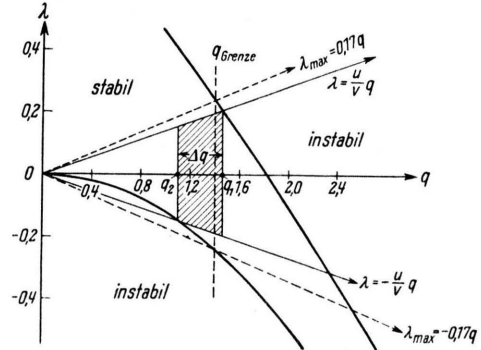


Abb. 2.

Erster Stabilitätsbereich der Mathieu-Gleichung (3).

so muß $q_1 > q > q_2$ sein. Nach der Definition von q [vgl. (3)] entspricht diesem q -Bereich dann bei vorgegebener Frequenz ω und Spannung V ein Massenbereich $M_2 > M > M_1$, wobei

$$M_i = \frac{4eV}{\omega^2 a^2} \cdot \frac{1}{q_i}.$$

Im ersten Stabilitätsbereich (vgl. Abb. 2) existieren dann zwei Grenzfälle:

1. Bei $U = 0$ ist $q_2 = 0, M_2 = \infty, q_1 = 1,84, M_1 = 2,2 eV/\omega^2 a^2$, es werden also alle Massen $M > M_1$ durchgelassen.
2. Bei $U = 0,17V$ ist $q_1 = q_2$ also $M_2 = M_1$, es wird exakt die Masse $M = M_1 = M_2 = 2,85 eV/\omega^2 a^2$ durchgelassen.

Das beschriebene Feld wirkt somit als Massenfilter, dessen Durchlaßbereich man leicht durch Veränderung des Verhältnisses U/V variieren kann. Das Auflösungsvermögen ist unabhängig von Richtung und Betrag der Anfangsgeschwindigkeit der Ionen.

Von Interesse sind ferner noch die maximalen Amplituden, welche die Ionen beim Durchgang durch das Feld erreichen können. Leider sind die Lösungen der Mathieu-Gleichung nur für bestimmte Spezialfälle tabelliert; eine einfache Abschätzung liefert jedoch

$$\begin{aligned} x_{\max} &\sim a \sqrt{\frac{2Vt}{V-U}} e^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{q-\lambda}, \\ y_{\max} &\sim a \sqrt{\frac{2Vt}{V+U}} e^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{q+\lambda}, \end{aligned} \quad (4)$$

⁴ Vgl. dazu den zusammenfassenden Bericht von M. J. O. Strutt, *Ergebn. Mathematik* 1, 199 [1932], dortselbst weitere Literaturhinweise.

⁵ Die höheren Stabilitätsbereiche sind bei Strutt

l. c. ⁴ aufgezeichnet. Da die Stabilitätseigenschaften der Lösungen der Gl. (3) vom Vorzeichen von q unabhängig sein müssen, liegen die Bereiche symmetrisch zur λ -Achse.

wenn man Ionen betrachtet, die auf der z -Achse mit einer transversalen Geschwindigkeitskomponente

$$v_t = \sqrt{2eV_t/M}$$

in x - bzw. y -Richtung starten. Im ersten Stabilitätsbereich ist

$$\sqrt{q + \lambda} < 1,1, \quad \exp\left\{\frac{\pi}{2}\sqrt{q + \lambda}\right\} < 9,$$

während im zweiten

$$\sqrt{q + \lambda} \sim 4, \quad \exp\left\{\frac{\pi}{2}\sqrt{q + \lambda}\right\} \sim 400$$

ist. Für die praktische Durchführung muß man ferner noch verlangen, daß die Elektrodenlänge L in z -Richtung so groß ist, daß die Ionen während vieler Perioden im Feld verbleiben, damit die falschen Massen mit Sicherheit eliminiert werden; mithin muß $L \gg 2\pi v_z/\omega$ sein.

Zum Abschluß sei noch ein Zahlenbeispiel angeführt: Wenn wir $a = 1$ cm, $V = 1500$ Volt, $M = 100$ ME wählen, ergibt sich im ersten Bereich für den Grenzfall 2 (vgl. oben) $\omega/2\pi = 1$ MHz, $U = 256$ Volt. Da die maximale Amplitude y_{\max} den Wert a nicht überschreiten darf, erhalten wir $V_t < 10$ Volt, was experimentell ohne weiteres zu realisieren ist. Werden die Ionen in z -Richtung mit 100 Volt vorbebeschleunigt, so muß $L \gg 1$ cm sein, d. h. $L = 50$ cm reicht sicher aus, um Ionen falscher Masse wegen des exponentiellen Anwachsens der Amplituden auszuscheiden.

Es ist natürlich auch möglich, im zweiten Stabilitätsbereich zu arbeiten, dessen Durchlaßbreite schon bei $U = 0$ nur wenige % beträgt. Hier würde sich eine Frequenz $\omega/2\pi = 0,3$ MHz ergeben, während $L \gg 3$ cm sein müßte. Kritisch wird dagegen die Forderung, daß $V_t < 0,01$ Volt sein müßte.

Über den Bindungszustand im Ru_3Sn_7 -Typ

Von K. Schubert

Max-Planck-Institut für Metallforschung
in Stuttgart

(Z. Naturforschg. 8a, 450–451 [1953]; eingeg. am 10. Juni 1953)

Nial¹ bestimmte für die Phase Ru_3Sn_7 aus Pulveraufnahmen die Kristallstruktur² und konnte zeigen, daß das Ir_3Sn_7 vom gleichen Typ ist. Weitere Isotypen sind Ir_3Ge_7 , Pt_3In_7 , Pd_3Ga_7 , Pt_3Ga_7 ^{3,4}. Schließlich wurden für Ni_2Ga_8 , $\text{Ni}_{28}\text{In}_{72}$, $\text{Pd}_{25}\text{In}_{75}$ von Hellner und Laves⁴ kubische Gitterkonstanten und Atomzahlen je Zelle von 36 bis 38 gefunden. Die aus dem unten angeführten Bindungsstrukturvorschlag folgende Systematik macht es wahrscheinlich, daß hier ebenfalls verwandte Strukturen vorliegen.

Nun wurden für chemisch verwandte Phasen Deutungen für den Bindungsmechanismus vorgeschlagen⁵. Danach soll einerseits im CuAl_2 (C 16)-Typ eine gitterartige Ortskorrelation von 11 Elektronen je Cu-Atom und 3 Elektronen je Al-Atom vorliegen, die bei Berücksichtigung der Spins ein B 1-Gitter bilden, in welchem die Na-Lage von der einen Spinsorte und die Cl-Lage von der anderen Spinsorte besetzt ist. Andererseits soll im PtSn_4 -Typ⁶ eine Durchdringungsverbindung⁷ vorliegen, an der 8 Elektronen je Pt und 4 Elektronen je Sn beteiligt sind⁵. Versucht man nun den Ru_3Sn_7 -Typ in dieses Schema einzufügen, so bietet sich folgender Vorschlag für die Elektronenstruktur dar: Mit den 4 Valenzelektronen des Sn stehen in B1-Ortskorrelation die 8 Elektronen außerhalb der

4s- und 4p-Elektronenschale des Ru. Wir haben damit beim Ru_3Sn_7 eine Durchdringungsbindung wie im C 16-Typ, die im Gegensatz zum Bindungszustand des PtSn_4 nicht so weit geht, auch die 4s- und 4p-Elektronen in die Ortskorrelation einzubeziehen. Es befinden sich $6^3 = 216$ Elektronenplätze in der Ru_3Sn_7 -Elementarzelle, die ein kubisch primitives Gitter bil-

Phase	Elektronen je Molekül Ru_3Sn_7 (ideal 54)	Elektronen je Molekül „ RuSn_2 “
Ru_3Sn_7	52	16
Pd_3Ga_7	51	16
Ir_3Ge_7	55	17
Ir_3Sn_7	55	17
Pt_3Ga_7	51	16
Pt_3In_7	51	16
Ni_2Ga_8	44	16
$\text{Ni}_{2,8}\text{In}_{7,2}$	50	16
$\text{Pd}_{2,5}\text{In}_{7,5}$	48	16

Tab. 1. Elektronenzahlen bei Verbindungen vom Ru_3Sn_7 -Typ.

den, dessen Achsen denen der Kristallzelle parallel laufen. Der Punkt 000 der Kristallzelle (Aufstellung von Nial) befindet sich in der Mitte eines Elektronenwürfels, ebenso die Ru in 12 (e) und die Sn in 16 (f). Die Sn in 12 (d) würden nach dem Strukturvorschlag von Nial in der Mitte eines Elektronenquadrats liegen, so

¹ O. Nial, Inauguraldissertation Stockholm (1945); Svensk kem. Tidskr. 59, 172 [1947].

² $\text{O}_8 - \text{Jm}3\text{m}$, 12 Ru in 12 (e): $x = 0,34_{2\pm 3}$; 12 Sn in 12 (d), 16 Sn in 16 (f): $x = 0,15_{6\pm 2}$.

³ K. Schubert u. H. Pfisterer, Z. Metallkunde 41, 433 [1950].

⁴ E. Hellner u. F. Laves, Z. Naturforschg. 2a, 177 [1947].

⁵ K. Schubert, Z. Metallkunde 44, 257 [1953].

⁶ K. Schubert u. U. Rösler, Z. Metallkunde 41, 298 [1950].

⁷ Der Bindungsmechanismus bei Ortskorrelationen, an denen d-Elektronen beteiligt sind, ähnelt dem Bindungsmechanismus in Durchdringungsradikalen (W. Biltz) der Komplexchemie; so kann man hier von einer „Durchdringungsbindung“ sprechen.

daß sich im Ru_3Sn_7 ein Valenzelektronenpunkt auf 1,1 kX einem Sn-Kern nähern könnte. Es wäre, wie die Betrachtung der Struktur zeigt, möglich, die Sn der Lage 12 (d) systematisch oder statistisch in die Mitte eines Elektronenwürfels zu legen. Dadurch würde allerdings der an sich schon kleine Abstand Ru-Sn (d) von 2,76 kX noch weiter verkleinert; es ist jedoch bekannt, daß im Falle der Durchdringungsbinding erhebliche Abstandsverkleinerungen möglich sind.

Tab. 1 zeigt, daß die Substanzen des Ru_3Sn_4 -Typs mit dem obigen Bindungsstrukturvorschlag verträglich sind.

Man erkennt, daß aus obigem Vorschlag Regeln herzuleiten sind, die aussagen, wann das Auftreten dieser Kristallstruktur zu erwarten ist. Beispielsweise sind die Systeme, die einen Ru_3Sn_7 -Typ enthalten, an der Stelle „ RuSn_2 “ etwas elektronenärmer als die Systeme, die einen CuAl_2 -Typ enthalten, wenn man die Elektronenabzählung entsprechend dem obigen Vorschlag durchführt.

Durch die Deutung des Ru_3Sn_7 -Typs ergibt sich ein weiteres Beispiel für die Annahme, daß in ein und demselben Legierungssystem bei verschiedenen Phasen verschiedene Elektronengruppen an der Ortskorrelation teilnehmen können.

BESPRECHUNGEN

Größengleichungen, Einheiten und Dimensionen. Von Julius Wallot. Verlag J. Ambrosius Barth, Leipzig 1953. VIII, 216 S.; Preis geb. DM 16.35.

Der Titel des Buches nennt einen Fragenkreis, der zweifellos in die grundlegende Begriffsbildung der Physik gehört; zugleich ist er aber auch offenkundig von unmittelbarer praktischer Bedeutung. Trotzdem herrscht auf diesem Gebiet auch heute noch weithin Unsicherheit. Steht wirklich auf dem Boden der Größenauffassung, wer „einfach“ jedes Formelzeichen als Zahlenwert mal Einheit behandelt? Was ist die hinreichende und vollständige Definition eines „Maßsystemes“? Welche Bedeutung soll man der Kohärenz von Einheiten (ihrer Abstimmung aufeinander) beimessen? Was ist, welche Folgen hat die Rationalisierung der Größen, der Einheiten? — Das neue Buch des Verfassers, der seit dreißig Jahren als Bahnbrecher auf diesem Gebiet bekannt ist, gibt sichere Antworten auf diese und auf zahllose andere Fragen. Zwar will der Verfasser in ihm nur eine „breitere und psychologisch und didaktisch besser ausgewogene Darstellungsform“ seines bekannten Artikels im „Handbuch der Physik“ von 1926 sehen; der aufmerksame Leser aber erkennt in der neuen Darstellung die reife Frucht jahrzehntelangen Nachdenkens, jahrzehntelanger Beobachtung und Bewertung der einschlägigen Arbeiten auf der ganzen Welt, jahrzehntelangen Meinungsaustausches. Das Buch ist nicht nur ein sicherer, sondern auch ein angenehmer Wegweiser durch das behandelte, oft als trocken verschrieene Gebiet, denn es ist überaus anregend und ohne Aufwand an mathematischen Methoden geschrieben. Es beendet zudem in überzeugender Weise den Meinungsstreit über so viele Fragen, daß es aller Wahrscheinlichkeit nach auf lange Zeit hinaus das grundlegende Werk auf seinem Gebiet sein wird.

Johannes Fischer, Karlsruhe.

Thermal Diffusion in Gases. Von K. E. Grew und T. L. Ibbs. Verlag Cambridge University Press, London, 1952. XI, 143 S. mit 40 Abb.; Preis geb. sh 22.6.

Die große Beachtung, welche der Thermodiffusions-effekt gefunden hat, beruht vornehmlich darauf, daß

er im Clusius'schen Trennrohr zu einer besonders wirksamen Methode der Isotopentrennung geführt hat. Nicht minder wichtig dürfte jedoch die Möglichkeit sein, aus den Thermodiffusionsfaktoren in Gasen in Abhängigkeit von Temperatur, Druck und Konzentration auf die Wechselwirkungsgesetze zwischen den Molekülen zu schließen, denn die Thermodiffusionsfaktoren sind im Gegensatz zur Wärmeleitfähigkeit, zur Viskosität und zum Diffusionskoeffizienten besonders empfindlich gegenüber dem zwischen den Molekülen des Gases angenommenen Kraftgesetz. Dieser Gesichtspunkt wird in der vorliegenden Darstellung des Thermodiffusionseffektes besonders betont und aus diesem Grunde wird die kinetische Theorie des Thermodiffusionseffektes und ihre Ergebnisse, in Anlehnung an die Darstellung von Chapman und Cowling, ausführlich eingegangen. Wenn die Ergebnisse in dieser Hinsicht zur Zeit noch manches zu wünschen übrig lassen, so liegt dies vor allem daran, daß die dazu notwendigen Tabellen von berechneten Thermodiffusionsfaktoren, etwa für das Lennard-Jones'sche Kraftgesetz $ar^{-m}-br^{-n}$ in einem genügend weiten und dichten Bereich der Parameter a, b, m, n fehlen. Hier läge eine wichtige Aufgabe für die modernen elektronischen Rechenmaschinen vor.

Anschließend an die theoretischen Betrachtungen werden die experimentellen Methoden und ihre Ergebnisse geschildert und vom theoretischen Standpunkt aus, insbesondere unter Zugrundelegung der Exponenten $m = 13$ und $n = 7$ im Lennard-Jones'schen Kraftgesetz, diskutiert. Weiter werden der Diffusions-Thermoeffekt von Dufour und Clusius-Waldmann, die Theorie und Anwendung des Clusius'schen Trennrohrs und die Thermodiffusion in Flüssigkeiten (Soret-Effekt) behandelt. In Anhängen werden u. a. die elementare Theorie der Thermodiffusion von Fürth, einige Tabellen für ein Potenzgesetz und für das Lennard-Jones'sche (13,7)-Modell und eine Tabelle von gemessenen Thermodiffusionsfaktoren wiedergegeben.

Die Anwendung der Thermodynamik der irreversiblen Prozesse auf Thermodiffusion und Diffusions-thermik mit der aus ihr folgenden allgemeinen Ungleichung für den Thermodiffusionsfaktor in Gasen und Flüssigkeiten hätte vielleicht kurz auseinandergesetzt