

Experimentelle Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität des freien Radikals C₁₄H₁₄O₃N und Vergleich mit der Theorie von van Vleck

Autor(en): **Galavics, Franz**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **6 (1933)**

Heft VII

PDF erstellt am: **24.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-110283>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Experimentelle Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität des freien Radikals $C_{14}H_{14}O_3N$ und Vergleich mit der Theorie von van Vleck

von Franz Galavies (E. T. H. Zürich).

(19. IX. 33).

Zusammenfassung. Nach der heutigen physikalischen Auffassung vom Wesen der chemischen Bindung ist die unpolare chemische Bindung weitgehend gleichbedeutend mit der Absättigung von Spinnmomenten der Elektronen, die zu „Zweiergruppen“ zusammentreten. Eine unabgesättigte freie Valenz ist verbunden mit freiem Spinnmoment. Es ist daher interessant, freie organische Radikale, bei welchen eine Valenz unabgesättigt bleibt, auf ihr magnetisches Verhalten zu untersuchen. Das hier gemessene freie Radikal $C_{14}H_{14}O_3N$ zeigt ein paramagnetisches Verhalten, das völlig in Einklang mit den quantentheoretischen Anschauungen über den Valenzbegriff steht.

§ 1. Einleitung.

Unter Radikalen versteht man elektrisch neutrale Moleküle, bei welchen noch freie unabgesättigte Valenzen vorhanden sind. Diese Körper sind seit langem Gegenstand intensiver chemischer Forschung, doch sind Konstitutionsfragen seit GOMBERG'S Entdeckung des freien Radikales Triphenylmethyl (1900) und durch die nachfolgenden Untersuchungen von SCHLENK, SCHOLL, WIELAND und andern völlig geklärt.

Es ist verständlich, dass sich die Radikale infolge dieser unabgesättigten chemischen Valenz durch spezielle Eigenschaften auszeichnen. So ist z. B. das magnetische Verhalten der Radikale interessant: Die Quantenmechanik verlangt von diesen Substanzen einen Paramagnetismus ganz bestimmter Grösse.

Die nicht polare Valenzbindung, wie wir diese in der organischen Chemie meistens antreffen, ist gebunden an die gegenseitige Absättigung der Spinnmomente von zwei Elektronen. Jedes der sich verbindenden Atome gibt ein Elektron zu einem solchen magnetisch antiparallel stehenden Paar, welches der Chemiker durch einen Valenzstrich charakterisiert. Nach mehr qualitativen

Überlegungen von LEWIS haben LONDON und HEITLER, HUND, HÜCKEL und andere die Quantenmechanik der chemischen Bindung mit gutem Erfolg theoretisch behandelt.

Freie Radikale müssen entsprechend ihrer freien Valenz ein Elektron mit nicht abgesättigtem Spinnmoment aufweisen und sich daher durch Paramagnetismus auszeichnen. Ein mehratomiges Molekül kann nach der Quantentheorie, auch wenn es hochsymmetrisch ist, gewöhnlich kein resultierendes Bahnmoment aufweisen¹⁾; es zeigt also nur dann temperaturabhängigen Paramagnetismus, wenn es einen resultierenden Spin besitzt. (Die sogenannten „hochfrequenten Bahnelemente“ tragen nur zum temperaturunabhängigen Teil der Suszeptibilität paramagnetisch bei.)

Die Quantentheorie ergibt für die Molsuszeptibilität folgenden Ausdruck:

$$\chi_M = \frac{4 N \beta^2 S (S + 1)}{3 k T} + N \cdot \alpha. \quad (1)$$

Hier bedeuten:

N = Avogadro'sche Zahl

β = Bohr'sches Magneton

S = Spinquantenzahl

T = Absolute Temperatur

k = Boltzmann'sche Konstante

α = den diamagnetischen Anteil der Suszeptibilität und den kleinen Resteffekt der hochfrequenten Elemente.

In § 4 werden die theoretischen Verhältnisse noch etwas ausführlicher dargestellt.

Messungen an anorganischen Radikalen sind ausgeführt worden an ClO_2 und NO_2 . TAYLOR²⁾ findet bei ClO_2 Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und nach der van Vleck'schen Formel berechneten Wert für $S = \frac{1}{2}$ und bei Vernachlässigung der hochfrequenten Elemente. SONÉ³⁾ erhielt bei NO_2 einen gegenüber der Theorie fünfmal zu kleinen Wert. Diese Diskrepanz wurde einer eventuellen Polymerisation zugeschrieben. HAVEN'S⁴⁾ neuere Messungen bestätigten auch für NO_2 die Formel.

¹⁾ VAN VLECK, The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities. H. BETHE, Ann. d. Phys. **3**, 133, 1929; Zeitschr. f. Phys. **60**, 218, 1929.

²⁾ N. W. TAYLOR, J. Amer. Chem. Soc. **48**, 854, 1926.

³⁾ TAKÉ SONÉ, Sci. Rep. Tah. Imp. Univ. **11**, 139, 1922.

⁴⁾ G. G. HAVENS, Phys. Rev. **41**, 337, 1932.

Das organische Radikal Diparaanisylstickstoffoxyd



aus der Gruppe der Diarylstickstoffoxyde, welches in der vorliegenden Arbeit untersucht wird, ist wegen der sterischen Behinderung der freien Valenz sehr stabil, zeigt keine Polymerisation, so dass es sich gut zur Prüfung der van Vleck'schen Formel eignet. Die Messwerte (s. u.) stimmen auch tatsächlich innerhalb der Fehlergrenze mit dem theoretischen Wert für $S = \frac{1}{2}$ und bei Vernachlässigung der hochfrequenten Elemente überein.

§ 2. Messmethode und Apparatur.

Um den Einfluss des molekularen Feldes zu eliminieren, wurde die Suszeptibilität der Substanz in Acetonlösung in grosser Verdünnung gemessen. Das Messverfahren besteht im wesentlichen in der Pascal'schen Wägungsmethode. An der einen Wagschale einer höchstempfindlichen Wage, die über einem Elektromagneten festmontiert ist, hängt ein leichtes, mit der Lösung gefülltes Quarzrohr, das zwischen die Magnetpole hineinragt. Die andere Wagschale ist mit einer Torsionswage von $\frac{1}{100}$ mg Ablesegenauigkeit verbunden. Die Kraftmessung geschieht mit der Torsionswage, die erstere Wage, auf welcher der Spiegel zur Ablesung befestigt ist, dient nur zur Tarierung des Systems. Wird der Elektromagnet eingeschaltet, so erfährt das Quarzrohr eine Kraft, die sich für die gegebene Anordnung folgendermassen berechnet:

$$K = K_L + K_{Qu} \quad \text{wobei} \quad K_L = \frac{1}{2} [(\kappa_L - \kappa_0) q_L (H^2 - H_0^2)],$$

$$K_{Qu} = \frac{1}{2} [(\kappa_{Qu} - \kappa_0) q_{Qu} (H^2 - H_0^2)] \quad (2)$$

ist. Es bedeuten:

- K_L = die auf die Lösung ausgeübte Kraft,
- K_{Qu} = die auf das Quarzrohr ausgeübte Kraft,
- κ_L = Volumsuszeptibilität der Lösung,
- κ_{Qu} = „ des Quarzes,
- κ_0 = „ der Luft,
- q_L = Querschnitt der Lösung im Rohr,
- q_{Qu} = Wandquerschnitt des Quarzrohres,
- H = Feldstärke zwischen den Magnetpolen,
- H_0 = „ am oberen Ende des Quarzrohres.

¹⁾ Wir danken Herrn Prof. Wieland für die freundliche Überlassung der Substanz auch an dieser Stelle.

Die Kraft K wird jeweils mit der Torsionswaage gemessen. K_{Qu} ist nur sehr wenig temperaturabhängig, da κ_{Qu} konstant ist, und nur κ_0 , welche κ_{Qu} gegenüber klein ist, ändert. K_{Qu} kann direkt gemessen werden, indem man das Rohr mit Luft füllt. Sie wurde für die Temperatur 19°C bestimmt, für andere Temperaturen lässt sie sich berechnen, da die Suszeptibilität der Luft $\chi_0 = \frac{\kappa_0}{\epsilon_0}$ dem Curie'schen Gesetze folgt. κ_0 und K_{Qu} sind in Fig. 1 als Funktion der Temperatur aufgetragen.

Die Apparatur enthielt einen mittelgrossen, wassergekühlten Elektromagneten. Die Verbindung der Torsionswaage mit der Wagschale, so wie die Aufhängung des Quarzrohres geschah mit dünnen

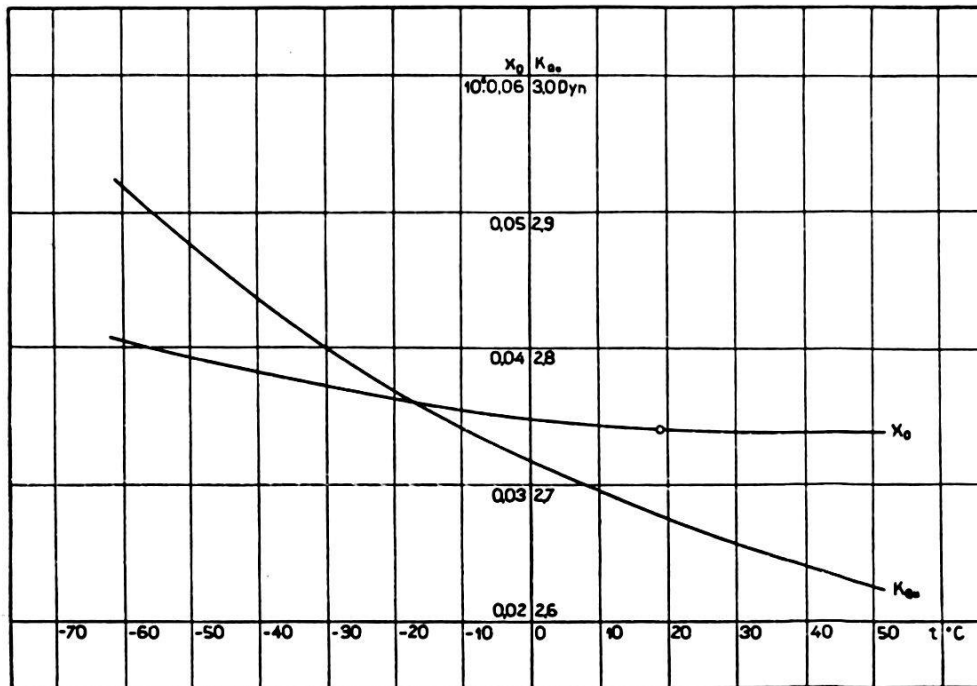


Fig. 1.

Broncebändchen. Die verschiedenen Temperaturen sind in einem, zwischen den Magnetpolen festmontierten Dewargefäss erzeugt worden. Als Kühlflüssigkeit diente mit fester Kohlensäure gekühlter Alkohol, höhere Temperaturen wurden mit heissem Ölumlaufer erzeugt. Das Quarzrohr ist durch einen Kupferzylinder von der Kühlflüssigkeit bzw. vom Heizbad getrennt. Bei tiefen Temperaturen bildete der sich auf das Quarzrohr niederschlagende Wasserdampf eine Schwierigkeit, die jedoch durch Durchströmen von trockener, mit der Kühlflüssigkeit vorgekühlten Luft vor und zwischen den Messungen beseitigt werden konnte.

Die Feldstärke hatte bei allen Messungen den gleichen Wert, 6930 Gauss. Die Konstanz des Magnetstromes und die Temperatur der Pole ist während den Messungen dauernd kontrolliert worden.

§ 3. Messresultate.

Wie aus Formel (2) hervorgeht, sind zunächst die Werte K_{Qu} und $q_L \cdot H^2$ zu ermitteln. (H_0^2 ist vernachlässigbar klein neben H^2 .) Der erste Wert ergibt sich aus der Messung der Kraft bei mit Luft, der zweite bei mit Wasser gefülltem Quarzrohr. Tabelle 1 enthält die diesbezüglichen Resultate.

Tabelle 1.

Füllsubstanz	t °C	K_{Dyn}	K_{Qu} Dyn	$\kappa_L \cdot 10^3$	$\kappa_{Qu} \cdot 10^6$	$q_L \cdot H^2 \cdot 10^{-6}$
Luft . . .	19	2,74	2,74	0,0275	- 1,1	—
Wasser . .	19	13,15	2,74	- 0,7199	- 1,1	27,85

Der nächste Schritt bestand in der Messung der Suszeptibilität des Lösungsmittels. Tabelle 2 enthält ausser der Volumsuszeptibilität κ auch die Massensuszeptibilität $\chi = \frac{\kappa}{\rho}$.

Tabelle 2.

t °C	K_{Dyn}	$\kappa_{Ac} \cdot 10^6$	$\chi_{Ac} \cdot 10^6$
50	9,46	- 0,460	- 0,608
19	9,87	- 0,484	- 0,612
- 4,5	10,19	- 0,502	- 0,614
- 31	10,45	- 0,508	- 0,600
- 60,5	10,93	- 0,533	- 0,606

Wie aus der letzten Kolonne ersichtlich, ist χ_{Ac} temperaturunabhängig. Der Mittelwert beträgt

$$\chi_{Ac} = - 0,608 \cdot 10^{-6}.$$

Im folgenden wird mit diesem mittleren Wert gerechnet.

Tabelle 3 enthält die Messresultate bei den Lösungen und die aus diesen nach den folgenden Gleichungen bestimmten Suszeptibilitäten der Substanz.

$$\chi_S = \frac{\kappa_S}{\varrho_{SL}}, \quad \kappa_S = \kappa_L - \kappa_{Ac}, \quad \varrho_{SL} = \frac{1}{\frac{1}{c \varrho_{Ac}} + \frac{1}{\varrho_S}} \quad (3)$$

Es bedeuten:

- κ_{AC} = Volumsuszeptibilität des Acetons,
- κ_L = „ „ der Lösung,
- κ_S = „ „ der Substanz,
- χ_S = Massensuszeptibilität der Substanz,
- χ_P = Massensuszeptibilität der Substanz nach Abzug von Diamagn.
- χ_M = Molsuszeptibilität der Substanz nach Abzug von Diamagn.
- ϱ_{Ac} = Dichte des Acetons,
- ϱ_S = „ „ der Substanz
- ϱ_{SL} = „ „ „ in der Lösung,
- c = Gewichtsverhältnis der Substanz zum Aceton.

Tabelle 3.

$c \cdot 10^2$	t °C	K_{Dyn}	$\kappa_L \cdot 10^5$	$\kappa_{AC} \cdot 10^6$	$\kappa_S \cdot 10^6$	$\varrho_{SL} \cdot 10^2$	$\chi_S \cdot 10^3$	$\chi_P \cdot 10^6$	$\chi_M \cdot 10^3$
1,015	19	9,31	-0,444	-0,481	0,037	0,800	4,63	5,22	1,28
1,015	37	9,13	-0,434	-0,469	0,035	0,799	4,49	5,08	1,24
1,015	51	8,97	-0,426	-0,459	0,033	0,765	4,32	4,91	1,20
1,65	50	8,73	-0,408	-0,460	0,052	1,188	4,37	4,96	1,21

In grösseren Temperaturintervallen konnte bei den gewählten Konzentrationen nicht gemessen werden, da die untere Temperaturgrenze durch die Sättigung der Lösung, die obere Grenze durch die Siedetemperatur des Acetons (56° C) gegeben ist. Kleinere Konzentrationen hätten einen zu grossen Messfehler verursacht. Die Messwerte für zwei verschiedene Konzentrationen stimmen gut überein. In Fig. 2 sind die Resultate von Tabelle 2 und 3 aufgetragen.

Die diamagnetische Suszeptibilität wurde nach dem Additivitätsgesetz abgeschätzt. Sie ergibt sich zu:

$$\chi_D = -0,59 \cdot 10^{-6}.$$

Zur Kontrolle kann Paraazoanisol mit sehr ähnlicher Struktur $2[(CH_3O \cdot C_6H_4)_2N]$ erwähnt werden. Die nach dem Additivitätsgesetz für diese Substanz berechnete Suszeptibilität $-0,6 \cdot 10^{-6}$ stimmt gut mit dem gemessenen Wert $-0,61 \cdot 10^{-6}$ überein, so dass die Korrektur auf Diamagnetismus als gesichert gelten kann.

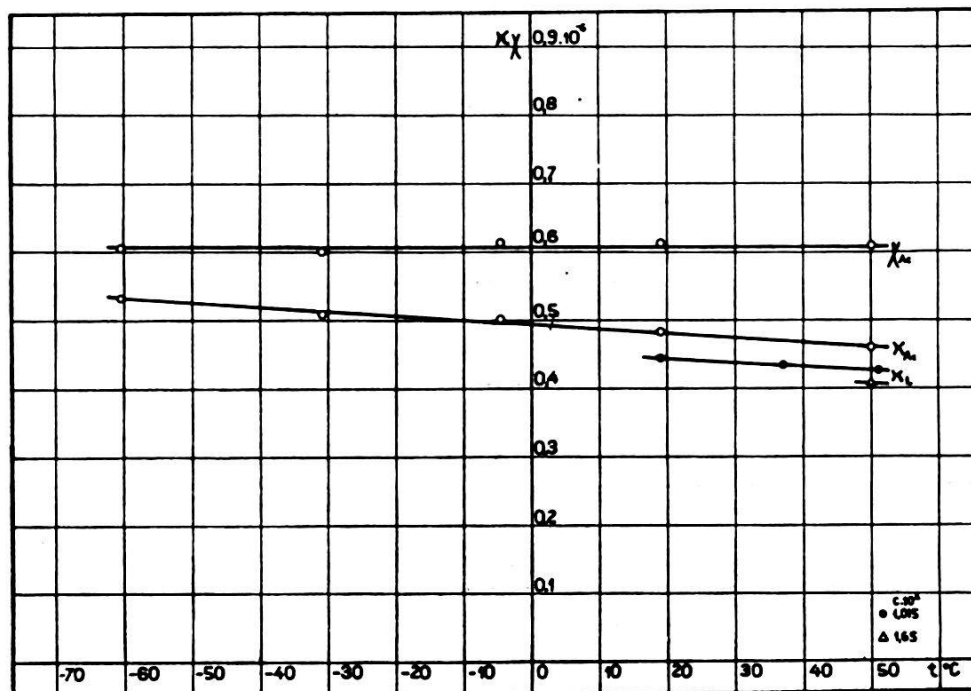


Fig. 2.

Die paramagnetische Suszeptibilität ergibt sich nach dem Vorausgegangenen zu:

$$\chi_P = \chi_S - \chi_D.$$

Fig. 3 enthält den Vergleich der Messwerte mit den theoretischen nach der Van Vleck'schen Formel berechneten Werten, für $S = \frac{1}{2}$ und bei Vernachlässigung der hochfrequenten Elemente. Sie zeigen *durchaus befriedigende Übereinstimmung* innerhalb der Fehlergrenze (5%).

§ 4. Theoretische Übersicht.

Nach der Theorie von VAN VLECK¹⁾ über elektrische und magnetische Suszeptibilität ergibt sich der zeitliche Mittelwert des magnetischen Momentes für einen gegebenen stationären Zustand

¹⁾ l. c.

im Magnetfeld H den Diagonalelementen der Momentenmatrix entsprechend zu:

$$p_M(n, j, m; n, j, m) = p_M^{\circ}(n, j, m; n, j, m) + 2H \sum'_{n', j', m'} \frac{|p_M^{\circ}(n, j, m; n', j', m')|^2}{h \cdot \nu(n', j', m'; n, j, m)} \quad (1)$$

NB. Der Diamagnetismus ist nicht inbegriffen.

Das zweite Glied in Gleichung (1) bringt zum Ausdruck, dass das mittlere magnetische Moment $p_M(n, j, m; n, j, m)$ von

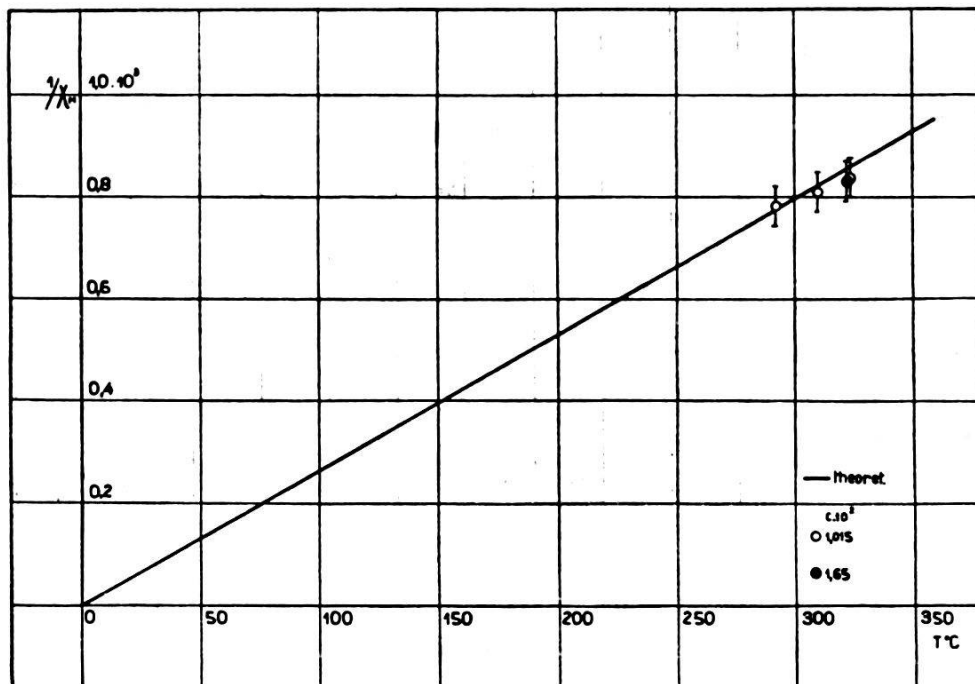


Fig. 3.

einem Atom oder Molekül in Anwesenheit des Magnetfeldes nicht mit dem mittleren Moment $p_M^{\circ}(n, j, m; n, j, m)$ im ungestörten Zustand übereinstimmt. Das ist verständlich, da die Anwesenheit des Feldes die Elektronenbewegung stört und das Atom polarisiert, so dass es ein dem zweiten Glied entsprechendes induziertes Moment gibt. Das zweite Glied lässt sich folgendermassen deuten. Die nicht diagonalen Elemente $p_M^{\circ}(n, j, m; n', j', m')$ der Momentenmatrix haben in dem Masse Einfluss, als die Störungsenergie $H \cdot p_M^{\circ}(n, j, m; n', j', m')$ mit den Energieniveaus $h \cdot \nu(n', j', m'; n, j, m)$ der verschiedenen Zustände vergleichbar ist.

Die Molsuszeptibilität wird nach LANGEVIN-DEBYE berechnet.

$$\chi_M = \frac{N}{H} \cdot \frac{\sum_{n, j, m} p_M(n, j, m; n, j, m) \cdot e^{-W_{njm}/kT}}{\sum_{n, j, m} e^{-W_{njm}/kT}} \quad (2)$$

wo $W_{n j m}$ die Energieniveaus der stationären Zustände des gestörten Systems bedeuten. Im weiteren zeigt sich, dass die Störung sowohl zum temperaturabhängigen, wie auch zum temperaturunabhängigen Teil der magnetischen Suszeptibilität beiträgt. Das zweite Glied in Gleichung (1) lässt sich nämlich in zwei Teile zerlegen. Der erste Teil, wo die Hauptquantenzahl n nicht ändert, ergibt, falls die Multiplettstruktur $h \cdot \nu(n, j, m; n', j', m')$ klein gegenüber kT ist, mit $p_M^\circ(n, j, m; n, j, m)$ zusammen den temperaturabhängigen Teil, $\frac{N \bar{\mu}^2}{3 k T}$. Mit der Schreibweise μ anstatt p wird betont, dass es nur Terme enthält, bei welchen die Hauptquantenzahl nicht ändert. Mit $\bar{\mu}^2$ wird das statistische mittlere Quadrat des Momentes μ bezeichnet. Der Doppelstrich drückt aus, dass es gemittelt wird über die Zeit, und über die verschiedenen Normalzustände, j, m den Boltzmann-Faktoren entsprechend.

Der zweite Teil des induzierten Momentes enthält nur „hochfrequente“ Terme, das heisst Terme, bei welchen die Hauptquantenzahl ändert $n' \neq n$. Dieses Glied vereinfacht sich infolge der Summenregel

$$(\sum_{j', m'} |p^0(n, j, m; n', j', m')|^2)$$

ist unabhängig von den Indizes j, m und unter der Annahme, dass die Energieniveaus $h \cdot \nu(n, j, m; n', j', m')$ der angeregten Zustände (diese werden ersetzt durch $h(n'; n)$ da ja die Multiplettstruktur klein gegenüber kT ist) $n' \neq n$ gross gegenüber kT sind, zu:

$$\frac{2}{3} N \sum_{n' (n' \neq n)} \frac{|p_M^\circ(n; n')|^2}{h \cdot \nu(n'; n)}.$$

Die magnetische Molsuszeptibilität ist nach diesem:

$$\chi_M = \frac{N \bar{\mu}^2}{3 k T} + \frac{2}{3} N \sum_{n' (n' \neq n)} \frac{|p_M^\circ(n; n')|^2}{h \cdot \nu(n'; n)}. \quad (3)$$

Die Verhältnisse bei mehratomigen Molekülen sind indessen einfach, da der temperaturabhängige Teil der Suszeptibilität bei Molekülen mit resultierendem Spin in erster Linie dem Spin zuzuschreiben ist. Ein mittleres Bahnmoment in Abwesenheit des äusseren Feldes kann nicht auftreten, da dies eine mindestens zweifache Entartung bedingen würde, mit anderen Worten das Vorhandensein einer Symmetrieachse, welche, da der Rotationsinn um sie herum unwesentlich ist, zwei Zustände von gleicher

Energie liefert. Bei mehratomigen Molekülen gibt es indessen keine Symmetrieachse, wie z. B. die Figurenachse bei zweiatomigen Molekülen. Für manche Fälle, wo eine Kernanordnung von so hohem Symmetriegrad auftritt, dass eine andere Entartung entsteht, zeigt BETHE¹⁾, dass gerade die Zustände von kleinster Quantenzahl kein mittleres Bahnmoment liefern. Die Existenz eines mittleren magnetischen Momentes ist also bei mehratomigen Molekülen mit dem Spin verknüpft. Die Kopplungsenergie zwischen Spin und Molekülrest ist klein gegenüber kT , wie dies auch aus der Multiplettstruktur zu ersehen ist. Dieser kleine Wert folgt aus der Tatsache, dass das mittlere Bahnmoment verschwindet. $\overline{\mu^2}$ ergibt sich also zu:

$$\overline{\mu^2} = g_s^2 \cdot S(S+1) \cdot \beta^2, \quad g_s = 2, \quad \beta = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{e}{2mc} \quad (4)$$

und die Molsuszeptibilität

$$\chi_M = \frac{4N \cdot \beta^2 S(S+1)}{3kT} + N \cdot \alpha \quad (5)$$

wobei nochmals betont sei, dass der Einfluss der hochfrequenten Elemente klein ist.

Es sei mir gestattet, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, auf dessen Anregung hin vorliegende Untersuchung vorgenommen wurde, meinen herzlichsten Dank auszusprechen für seine Ratschläge und das entgegengebrachte Interesse.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

¹⁾ l. c.