

setzes, der Quasineutralitätsbedingung und der Massenwirkungsgesetze berechnet. Als Ionisationsgleichung diente die SAHA-Gleichung. Die Auswertung ergab

$$Q_{eH} = (30 \pm 10) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2,$$

in guter Übereinstimmung mit kürzlich veröffentlichten experimentellen<sup>3,4</sup> und theoretischen<sup>5,6</sup> Werten.

Mit  $Q_{eH} = 30 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  führt die Aufintegration nach Gl. (1) für den 10- und 20 A-Bogen zu Überein-

stimmung mit der gemessenen Stromstärke. Im Falle des 5 A-Bogens traten Differenzen auf, die jedoch innerhalb der oben angegebenen Fehlergrenze liegen und auf Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht zurückgeführt werden.

In Abb. 1 ist die mit den angegebenen Querschnitten  $Q_{eH^+}$ ,  $Q_{eH}$  und  $Q_{eH_2}$  nach Gl. (2) berechnete elektrische Leitfähigkeit des Wasserstoffplasmas bei 1 atm Gesamtdruck als Funktion der Temperatur dargestellt.

<sup>3</sup> V. N. KOLESNIKOV u. V. V. OBUKOV-DENISOV, Zh. Eksperim. Teor. Fiz. (USSR) **42**, 1001 [1962].

<sup>4</sup> W. L. WIESE, VI<sup>ème</sup> Conf. Int. sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz (Paris) **1**, 5 [1963].

<sup>5</sup> H. S. W. MASSEY u. B. L. MOISEWITSCH, Proc. Roy. Soc., Lond. A **205**, 483 [1951].

<sup>6</sup> L. MOWER, Phys. Rev. **89**, 947 [1953].

## Das Bandenspektrum des PtH und PtD

Von H. NEUHAUS und R. SCULLMAN

Physikalisches Institut der Universität Stockholm  
(Z. Naturforsch. **19 a**, 659–660 [1964]; eingegangen am 1. März 1964)

Der Gegenstand dieser Mitteilung ist eine vorläufige Analyse des zum ersten Mal beobachteten Spektrums des Platinhydrids, mit welcher gleichzeitig der letzte Abschnitt einer Untersuchungsserie über die Hydride und Deuteride der Elemente der Nickel-Gruppe erreicht worden ist.

In den früheren Arbeiten über die Hydride und Deuteride der genannten Gruppe des periodischen Systems sind die vorläufigen Daten der Spektren von NiH und NiD bzw. PdD (ANDERSÉN u. Mitarbeiter<sup>1</sup> bzw. LAGERQVIST u. Mitarbeiter<sup>2,3</sup> veröffentlicht.

Die Moleküle PtH und PtD wurden in einem elektrischen Widerstandsofen nach KING bei 600 bzw. 200 Torr Wasserstoff- bzw. Deuteriumdruck erzeugt und die Absorptionsspektren mit einem großen Konkavgitterspektrographen (Gitter von BAUSCH & LOMB, Krümmungsradius 10,7 Meter, Dispersion 0,47 Å/mm bei 4300 Å) photographiert. Daß der Deuteriumdruck niedriger als der Wasserstoffdruck gehalten wurde, war durch die geringe Kapazität des Elektrolyseapparates, welcher für die Herstellung des Deuteriums aus D<sub>2</sub>O benutzt wurde, bedingt.

Da der Schmelz- bzw. Siedepunkt des Platins 1769 bzw. 4530 °C ist, war es notwendig, das Heizrohr möglichst hoch zu erhitzen. Dies wurde mit einem Rohr aus Graphit folgender Dimensionen erreicht: Länge 70 mm, Wanddicke 1,5 mm und innerer Durchmesser 13 mm. Die Stromstärke durch das Rohr betrug ca. 1300 Amp.

Um die Temperatur des Heizrohres schätzen zu können, wurde ein Stückchen Wolframmetall im Rohr erwärmt. Es erwies sich, daß das Wolframmetall bei gleicher Stromstärke, die bei der Erzeugung von PtH und

PtD verwendet wurde, in etwa 15 sec vollkommen geschmolzen war. Der Schmelzpunkt des Wolframs ist 3380 °C. Eine instrumentelle Messung der Temperatur konnte nicht ausgeführt werden, da das Pyrometer, das zu unserer Verfügung stand, nur bis 3000 °C reichte.

Durch die hohe Temperatur wurde die Lebensdauer des Heizrohres auf 30–45 sec herabgesetzt. Daß man in einer so kurzen Zeit genügend stark geschwärzte Platten erhalten konnte, ist u. a. der intensiven Xenon-Hochdrucklampe (OSRAM XBO 1000 W) zu verdanken, welche zur Erzeugung des kontinuierlichen Spektrums verwendet wurde. Als photographisches Material wurden die ziemlich kontrastreichen ILLFORD-Zenith-Platten benutzt.

Die typischen Hydrid- bzw. Deuteridspektren, von welchen angenommen wird, daß sie von PtH bzw. PtD herrühren, erstrecken sich von 3500 Å bis 5000 Å. Auf den Platten treten auch Absorptionslinien des Pt-Atoms auf, ein Umstand, der hinsichtlich des Dampfdruckes des Platins auf das Vorhandensein günstiger Bedingungen für die Bildung des PtH-Moleküls hinweist.

Es sind zwei, nach rot schattierte, PtH-Banden analysiert worden. Die Banden, die einen gemeinsamen unteren Zustand besitzen und eine Dublettstruktur zeigen, bestanden aus R-, Q- und P-Zweigen. Jeder der Zweige beginnt mit der Rotationsquantenzahl  $J=5/2$ ,  $5/2$  und  $7/2$ , woraus man schließen kann, daß die beiden Elektronenzustände durch einen  $\Omega$ -Wert der Größe  $5/2$  charakterisiert sein müssen. Mit Rücksicht auf den Umstand, daß der Grundzustand des Pt-Atoms ein  $^3D_3$ -Term ist, bieten die vielen Kombinationen, welche bei der Zusammensetzung der  $J$ -,  $L$ - und  $S$ -Vektoren der beiden Atome entstehen, eine Möglichkeit für Elektronenzustände, die durch so hohe  $\Omega$ -Werte wie  $5/2$  gekennzeichnet sind. Es werden die  $^2A_{5/2}$ -Terme für die untersuchten Übergänge in PtH vorgeschlagen.

Keine der PtH-Banden zeigt eine Struktur, die als Isotopieaufspaltung gedeutet werden kann. Die theore-

<sup>1</sup> E. ANDERSÉN, A. LAGERQVIST, H. NEUHAUS u. N. ÅSLUND, Proc. Phys. Soc., Lond. **82**, 637 [1963].

<sup>2</sup> A. LAGERQVIST, H. NEUHAUS u. R. SCULLMAN, Proc. Phys. Soc., Lond. **83**, 498 [1964].

<sup>3</sup> Ausführliche Mitteilungen über die Hydridspektren der Nickel-Gruppe sind in Vorbereitung und werden im Archiv für Physik veröffentlicht.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

tisch berechnete Rotationsisotopieaufspaltung zwischen die Isotopenlinien 194 und 196 für die höchsten Rotationslinien ist  $\Delta\sigma_r = 0,03 \text{ cm}^{-1}$ . Angenommen, daß die untersuchten Banden zu den Schwingungsübergängen (0-0) und (1-0) gehören, ist die theoretische Schwingungsisotopieaufspaltung  $\Delta\sigma_v = 0,05 \text{ cm}^{-1}$  für die (1-0)-Bande. Die experimentell bestimmte Auflösungsgrenze in dem aktuellen Spektralgebiet ist  $0,13 \text{ cm}^{-1}$ .

Die Bandenkonstanten in  $\text{cm}^{-1}$  sind in der Tabelle angegeben.

Herrn Professor A. LAGERQVIST, der uns mit wertvollen Ratschlägen unterstützt hat, sprechen wir unseren besten Dank aus.

Zustand	$B_v$	$D_v$	Übergang $v' - v''$	Lage des Bandenkopfes in Ångström
$X^2\Delta_{5/2}$ $v = 0$	7,10	$2,5 \cdot 10^{-4}$		
$^2\Delta_{5/2}$ $v = 0$	5,54	$3,7 \cdot 10^{-4}$	0 - 0	4547,2
$^2\Delta_{5/2}$ $v = 1$	5,25	$3,8 \cdot 10^{-4}$	1 - 0	4245,4

Tab. 1.

## Dielektrische Messungen an Plexiglas mit Freiraumwellen bei 36 und 42 GHz

### Dielektrische Untersuchungen an Kunststoffen im Bereich der cm- und mm-Wellen. 4. Mitteilung<sup>1</sup>

VON JOACHIM HAASE, EBERHARD SISTIG UND WERNER ZEIL

Lehrstuhl für Chemische Physik der Universität Kiel \*

(Z. Naturforsch. **19 a**, 660—661 [1964]; eingegangen am 9. März 1964)

Mit den zu höheren Frequenzen hin abnehmenden Dimensionen der Hohlleiter und der Verkürzung der Wellenlänge wird dem Verfahren, zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten das Stehwellenfeld mit Hilfe von Meßleitungen abzutasten, aus Gründen der mechanischen Genauigkeit eine Grenze gesetzt. Zudem steigt die Eigendämpfung der Hohlleiter mit abnehmender Wellenlänge stark an. Es wurde daher versucht, das aus der Optik bekannte Interferenzverfahren zur Messung des Brechungsindex in den Mikrowellenbereich zu übertragen.

Aufbauend auf der von RABENHORST<sup>2</sup> beschriebenen Anordnung wurde die Mikrowelle von einer Sendeanenne auf die dielektrische Platte gestrahlt und die reflektierte Welle wieder mit einer Antenne empfangen. Während der Sendehornstrahl fixiert war, ließ sich die Empfangsantenne auf einem Halbkreis bewegen. Im Zentrum des Laufkreises war zur Befestigung der Plexiglasplatte eine Metallplatte so verschiebbar angebracht worden, daß sich die den Antennen zugekehrte Kunststoffoberfläche stets im Drehpunkt befand. Zur Konstruktion der Hornantennen\*\* wurden die Diagramme von RHODES<sup>3</sup> und SILVER<sup>4</sup> herangezogen und die Dimensionierung nach dem günstigsten Kompromiß zwischen Anpassung und Gewinn ausgewählt. Als Oszillatoren standen die Klystrons 35V10 und 40V10 der Fa. Oki, Tokyo, zur Verfügung.

Im 36 GHz-Bereich (Hohlleiternorm RG-96/U) ließ sich die Frequenz mit Hilfe einer Mikrowellenfrequenz-

dekade FD 3 und eines Synkriminator FDS 3 der Fa. Schomandl KG München stabilisieren, indem ein Teil der Mikrowellenstrahlung über einen Richtkoppler auf einen Mischkopf des Typs V 517 der Fa. Narda geführt wurde. Da im 42 GHz-Gebiet (Hohlleiternorm RG-97/U) kein Richtkoppler vorhanden war, wurde ein Übergangsstück von RG-96/U auf RG-97/U gebaut, um die V-Band-Anlage benutzen zu können. Mit dieser Anordnung gelang es unter Verwendung der 42. Oberwelle des Klystron bei 42,03364 GHz auf  $\pm 10 \text{ kHz}$  direkt zu stabilisieren. Als Misch- und Empfangsdioden dienten speziell ausgewählte Exemplare des Typs 1 N 446 und 1 N 53 der Fa. Sylvania. Die Anzeige erfolgte über einen DC-Mikrovolt-Ammeter-Verstärker der Fa. Hewlett-Packard.

Zur Berechnung wurde vorläufig angenommen, daß die Abhängigkeit des Realteils der Dielektrizitätskonstanten von den dielektrischen Verlusten vernachlässigbar ist. Mit der MAXWELL-Beziehung  $\epsilon = n^2$  ergab sich unter Berücksichtigung des Phasensprunges an der Metallplatte die aus der Optik bekannte Gleichung:

$$\epsilon' = \frac{(2m+1)^2}{(2d)^2} \frac{(\lambda_0)^2}{4} + \sin^2 \alpha.$$

Hierbei bedeuten:  $\alpha$  = Winkel des Interferenzminimums,  $m$  = Anzahl der Ordnungen,  $d$  = Dicke der dielektrischen Platte,  $\lambda_0$  = die Wellenlänge im freien Raum.

### Ergebnisse

An vier Plexiglasplatten verschiedener Dicke wurden bei Zimmertemperatur (22 °C bis 24 °C) folgende Werte gemessen:

Dicke mm	$\epsilon'$ bei 36 GHz	$\epsilon'$ bei 42 GHz
47,3	2,561	2,588
46,2	2,561	2,557
27,6	2,535	2,534
24,3	2,538	2,552

<sup>1</sup> 1. Mitteilung: J. HAASE, E. SISTIG u. W. ZEIL, Z. Naturforsch. **18 a**, 883 [1963]. — 2. Mitteilung: W. ZEIL u. E. SISTIG, Kolloid-Z., im Druck. — 3. Mitteilung: E. SISTIG u. W. ZEIL, Z. phys. Chem., N.F., im Druck.

\* Gültige Anschrift: Karlsruhe, Hertzstr. 16, Bau 35 (Westhochschule).

<sup>2</sup> H. RABENHORST, Ann. Phys., Lpz. (6. Folge), **16**, 163 [1955].

\*\* Die Antennen wurden von Fräulein Dr. E.-M. AMRHEIN konstruiert, der wir auch an dieser Stelle danken.

<sup>3</sup> D. RHODES, Proc. I.R.E. **36**, 1101 [1948].

<sup>4</sup> S. SILVER, Microwave Antenna Theory and Design, McGraw-Hill, New York 1949.