

Nach der erwähnten Theorie hängt  $\nu_{0m}$  von der Senderfrequenz  $f$  mit  $\nu_{0m} \sim \sqrt{f}$  und der Stoßfrequenz  $\gamma$  mit  $\nu_{0m} \sim \sqrt{\gamma}$  ab. Abschätzungen zeigen, daß bei den betrachteten Versuchen zumindest annähernd  $\gamma \sim p$  gilt (es handelt sich im wesentlichen um Stöße der Elektronen, evtl. auch der Protonen, mit dem Neutralgas). Daraus kann man  $\nu_{0m} \sim \sqrt{p}$  erwarten. In Abb. 4 ist  $\nu_{0m}$  als Funktion von  $p$  bei sonst konstanten Bedingungen aufgetragen (etwa 7,4 MHz, 4 kV). Eine gute Annäherung für die gemessenen Werte ist  $\nu_{0m} \sim p^s$  mit  $s = 0,5$  ( $0,43 \leq s \leq 0,62$ ).

Die theoretisch zu erwartende Frequenz- und Druckabhängigkeit für  $\nu_{0m}$ , nämlich  $\nu_{0m} \sim \sqrt{f \cdot p}$ , wird also durch die Versuchsergebnisse — Abb. 3 und 4 — gut bestätigt.

Messungen bei niedrigen Drucken lassen erkennen, daß  $\nu_{0m} \sim \sqrt{f \cdot p}$  ungültig wird (mit fallendem  $p/\nu_{0m}$ );  $\nu_{0m}$  wird, in Übereinstimmung mit der Theorie, weitgehend unabhängig von  $p$  und linear zu  $f$ . Bei dem beschriebenen Aufbau sind unterhalb des Druckbereichs von 0,1 bis 0,6 Torr die Bedingungen schwer konstant zu halten; es treten zusätzliche Effekte auf, z. B. sprunghafte Entladungsänderungen und — bei hohen Drucken nicht beobachtete — Abhängigkeiten von der Anodenspannung. Daher sind bei niedrigen Drucken die Zusammenhänge unsicher.

Ersetzt man bei sonst gleichen Bedingungen ( $f$  und  $p$  konstant) Wasserstoff durch Deuterium, kann man theoretisch wegen  $\nu_{0m} = \frac{1}{2\pi} \frac{ZeH_m}{\sqrt{m_i m_e}}$  Resonanzen bei  $\sqrt{2}$ -mal höherem  $H_m$  erwarten (bei unverändertem  $f$  und  $p$  sollten die Dämpfungsverstimmungen praktisch gleich sein). Wiederholte Messungen ergeben in Übereinstimmung damit für Deuterium um den Faktor  $1,48 \pm 0,15$  höhere  $H_m$ -Werte. Für Luft und Argon liegen einige Beobachtungen vor, die ebenfalls die Theorie zu bestätigen scheinen.

Die induktiven Entladungswiderstände sind relativ klein und wachsen monoton mit steigender Feldstärke des statischen

Magnetfeldes, wie sich aus der geringen Frequenzänderung am selbsterregten Sender entnehmen läßt. Abb. 5 gibt ein typisches Beispiel (0,26 Torr Wasserstoff, 4 kV, vierwindige Senderspule).

Die theoretischen Untersuchungen von KÖRPER und die beschriebenen Versuche ergeben Übereinstimmungen, obwohl die Voraussetzungen der Theorie den Versuchsbedingungen nicht in allen Punkten entsprechen. In der Theorie sind im Gegensatz zu den Experimenten statisches Magnetfeld und Einkoppelungsspule als homogen, in axialer Richtung unendlich ausgedehnt angenommen. Eine starke Neutralgaskomponente kompliziert die experimentellen Verhältnisse gegenüber den theoretischen Voraussetzungen. Bei den Versuchen wird die Ankoppelung eines Hochfrequenzsenders an ein Plasma untersucht, das von demselben Sender erzeugt wird; die Theorie behandelt die Einkoppelung von Hochfrequenzenergie in ein bereits existentes, von anderen Prozessen unabhängiges Plasma.

Um die Versuchsergebnisse genauer mit der Theorie vergleichen zu können, soll bei einer verbesserten Apparatur das Plasma mit einer starken Energiequelle erzeugt und die Einkoppelung von Hochfrequenzenergie getrennt davon mit einem leistungsschwächeren Sender gemessen werden; hierbei soll die Frequenz des Senders variiert werden, während die Feldstärke des statischen Magnetfeldes konstant bleibt. An dieser Apparatur können Abhängigkeiten von der Geometrie<sup>9</sup> und die Zusammenhänge bei niedrigem Druck eingehender untersucht werden. Es ist zu hoffen, daß die in Teil I erwähnten Untersuchungen (spektroskopische Aufnahmen, Mikrowellen- und Sondenmessungen) zu einem detaillierteren Verständnis der in Teil II beschriebenen Resonanzercheinungen beitragen.

Herrn Dr. G. v. GIERKE und Herrn Dr. H. WULFF danke ich für ihr förderndes Interesse und ihre Anregungen. Für Diskussionen über Hochfrequenzfragen und die Konstruktion des Senders danke ich Herrn F. MELZNER.

<sup>9</sup> K. KÖRPER, Dissertation, Göttingen 1959.

## Zum Zerfall des Ta<sup>182</sup>

Von H. DANIEL

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg  
(Z. Naturforsch. 15 a, 284—285 [1960]; eingegangen am 15. März 1960)

Ta<sup>182</sup> (115 d) zerfällt<sup>1</sup> unter  $\beta^-$ -Emission direkt in W<sup>182</sup>-Niveaus von 1,222 MeV (2+), 1,290 MeV (2-), 1,554 MeV (4-) und wahrscheinlich noch 1,374 MeV (3-). Weitere schwache weiche Teilspektren sind wahrscheinlich. Die Grenzenergie der  $\beta$ -Gruppe zum 1,222 MeV-Niveau beträgt 0,514 MeV, die Intensität etwa 50% und der Wert des  $\log ft$  8,2.  $\beta$ -Übergänge zum Grundzustand (0+) und zu angeregten Niveaus von 0,100 MeV (2+) und 0,329 MeV (4+) wurden nicht beobachtet. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, eine obere Intensitätsgrenze insbesondere für den Übergang zum (2+)-Niveau bei 0,100 MeV zu bestimmen.

Gemessen wurde mit einem doppelfokussierenden  $\beta$ -Spektrometer. Als Detektor diente ein Szintillationszähler mit Einkanal diskriminierung<sup>2</sup>, als Quelle im Reaktor bestrahltes Pulver aus Ta-Metall. Es wurden keine energiereichen  $\beta$ -Übergänge gefunden. Aus den Messungen ergaben sich obere Grenzen von 0,5% pro Zerfall für einen etwaigen  $\beta$ -Übergang zum Niveau von 0,100 MeV und von 0,2% pro Zerfall für einen etwaigen  $\beta$ -Übergang in den Grundzustand; die entsprechenden unteren Grenzen des  $\log ft$  betragen 12,1 bzw. 12,6.

Obwohl Spin und Parität des Ta<sup>182</sup> nicht bekannt sind, ergibt sich aus den beobachteten  $\beta$ -Übergängen zu den hoch angeregten Niveaus, daß die Übergänge zu

<sup>1</sup> D. STROMINGER, J. M. HOLLANDER u. G. T. SEABORG, Rev. Mod. Phys. 30, 585 [1958] und dort zitierte Literatur. — B. S. DJELEPOV u. L. K. PECKER, Zerfallsschemata radioaktiver Isotope, Moskau 1957.

<sup>2</sup> H. DANIEL, Z. Phys. 150, 144 [1958].



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 digitized 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-NonDerivs 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.

den  $(2+)$ -Niveaus in  $W^{182}$  mit der Spinänderung Null oder Eins verknüpft sein müssen; diese Übergänge sind also „non-unique“ einfach verboten oder erlaubt. Dann bleibt zu erklären, warum der Übergang zum  $(2+)$ -Niveau von  $0,100$  MeV so stark retardiert ist: Die oben angegebene Intensitätsgrenze entspricht einer Verzögerung um etwa den Faktor  $10^5$  gegenüber einem „durchschnittlichen“ einfach verbotenen Übergang mit Spinänderung Null oder Eins. Das Schalenmodell mit starker Spin-Bahn-Kopplung<sup>3</sup> erlaubt in diesem Gebiet keine sichere Konfigurationszuordnung. Eine starke Bahndrehimpuls-Änderung bei der Umwandlung des Neutrons in ein Proton ist durchaus möglich. Andererseits können auch kollektive Effekte ausschlaggebend

sein. Im Rahmen des Rotationsmodells ist die starke Verzögerung durch K-Verbotenheit erklärbar<sup>4</sup>.

Im Fall des  $\beta$ -Überganges in den Grundzustand können die gleichen Verhältnisse vorliegen. Es ist aber auch möglich, daß dieser Übergang aus Spin- und Paritätsgründen zweifach oder dreifach verboten ist.

Für die Untersuchung wurden Apparate der Deutschen Forschungsgemeinschaft mitverwendet.

<sup>3</sup> M. GOEPPERT-MAYER u. J. H. D. JENSEN, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, John Wiley & Sons, New York 1955. — P. F. A. KLINKENBERG, Rev. Mod. Phys. **24**, 63 [1952].

<sup>4</sup> G. ALAGA, K. ALDER, A. BOHR u. B. R. MOTTELSON, Dan. Mat. Fys. Medd. **29**, no. 9 [1955].

## Dielektrische Untersuchungen an polykristallinem Selen

Von W. LUDWIG

Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin,  
Physikalisch-Technisches Institut,  
Bereich Elektronische Halbleiter

(Z. Naturforsch. **15 a**, 285—286 [1960]; eingegangen am 12. Februar 1960)

Das Dispersionsverhalten der DK und des Verlustwinkels  $\operatorname{tg} \delta(\omega)$  von hochgereinigtem polykristallinem Selen<sup>1-3</sup> mit einer Dotierung von  $0,1$  Gew.-% Br wurde im Frequenzbereich von  $0,5$  —  $1000$  kHz, und zwar zwischen  $+40^\circ\text{C}$  und  $-160^\circ\text{C}$ , untersucht. Für relativ große Verluste, d. h. für  $\operatorname{tg} \delta > 1$ , diente eine modifizierte NERNST-Brückenanordnung, für kleine Verluste wurde mit einer SCHERING-Brückenanordnung nach einem Substitutionsverfahren gemessen. Als Kondensator diente ein koaxiales Elektrodensystem aus Pt-Blech. Dieses System befand sich in einem Glasegefäß, in das das Selen unter Hochvakuum eindestilliert wurde. Vor den Messungen wurden die Proben jeweils 160 Std. bei  $95^\circ\text{C}$  und  $210^\circ\text{C}$  getempert.

### Die Frequenzabhängigkeit der komplexen DK

$$\bar{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i \varepsilon''(\omega) \quad \text{mit} \quad \operatorname{tg} \delta(\omega) = \varepsilon''(\omega) / \varepsilon'(\omega)$$

zeigt ein für eine anomale Dispersion typisches Frequenzverhalten, dem zusätzlich Leitfähigkeitsverluste überlagert sind (Abb. 1). Berücksichtigt man diese zusätzlich auftretenden Leitfähigkeitsverluste, die den proportional  $1/\omega$  verlaufenden Anstieg des gemessenen  $\operatorname{tg} \delta(\omega)$  bei kleinen Frequenzen bedingen, so erhält man für  $\varepsilon''(\omega)$  glockenförmige Kurven mit entsprechenden Maxima bei den Dispersionsfrequenzen  $\omega_0(T)$ , die stark temperaturabhängig sind (Abb. 2). Wird  $\varepsilon''(\omega)$  über  $\varepsilon'(\omega)$  bei einer Meßtemperatur  $T = 133,8^\circ\text{K}$  aufgetragen, so erhält man einen COLE-Kreis<sup>4</sup>, dessen Mittelpunkt eindeutig unterhalb der Abszisse liegt. Die Meßwerte lassen sich durch das folgende Dispersions-

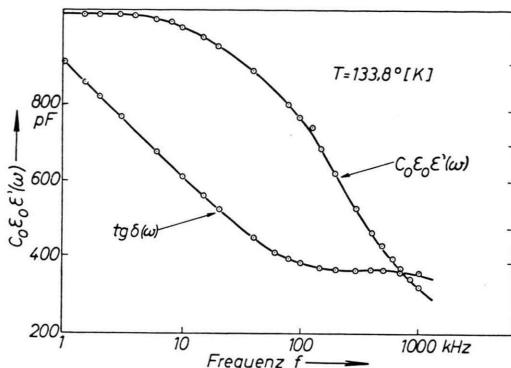


Abb. 1.  $C_0 \epsilon_0 \epsilon'(\omega)$  in Abhängigkeit von der Frequenz  $f$ .  $C_0 \epsilon_0$  ist die Leerkapazität des Elektrodensystems mit ca.  $6 \cdot 10^{-12}$  F.

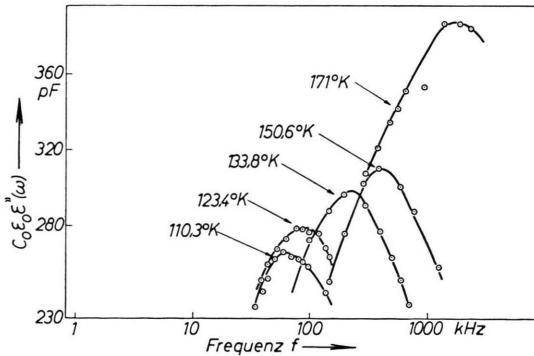


Abb. 2.

schemata beschreiben:

$$\bar{\varepsilon}(\omega) - \varepsilon_\infty' = \frac{[\varepsilon_s' - \varepsilon_\infty']}{1 + (i \omega \tau_0)^{1-\alpha}} ; \quad \alpha = 0,26 .$$

$\varepsilon_s'$  ist der Wert von  $\varepsilon'(\omega)$  bei  $\omega=0$ ;  $\varepsilon_\infty'$  ist der Wert von  $\varepsilon'(\omega)$  für bezüglich der Dispersionsfrequenz  $\omega_0$

<sup>1</sup> F. ECKART, Ann. Phys., Lpz. **14**, 233 [1954].

<sup>2</sup> F. ECKART u. H. BERG, Naturwiss. **45**, 335 [1958].

<sup>3</sup> Spektralanalytisch wurden unter optimalen Anregungsbedingungen lediglich gerade noch nachweisbare Spuren

von Ca, Mg und As gefunden. Über den Halogengehalt können zunächst keine Angaben gemacht werden.

<sup>4</sup> R. H. COLE, J. Chem. Phys. **25**, 493 [1955].