

scheinlichkeit des Elektrons an den Silberionen – z. B. für Schwefelzusatz in AgCl den Ausdruck

$$\frac{\xi^2}{6(1+\xi^2)} |\psi_{i\text{Ag}}|^2 = 2,23 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}$$

zu berechnen. Wäre  $|\psi_{i\text{Ag}}|^2$  aus anderen Messungen genau bekannt, so könnte man daraus  $\xi$  bestimmen. Differenzen der Linienbreiten für die einzelnen Zusätze können dann auch von verschiedenen  $\xi$  herrühren.

Aus den verschiedenen Linienbreiten für Schwefelzusatz in AgBr und AgCl kann man nach KIP, KITTEL, LEVY und PORTIS<sup>8</sup> unter den dort beschriebenen Voraussetzungen auch die Quadrate der Wellenfunktionen an den Halogenionen berechnen. Man erhält

$$\begin{aligned} |\Phi(\text{Ag})|^2 &= 2,15 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}, \\ |\Phi(\text{Cl})|^2 &= 0,62 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}, \\ |\Phi(\text{Br})|^2 &= 1,32 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}. \end{aligned}$$

Danach müßte man bei Einkristallen mit Schwefelzusatz gut eine Hyperfeinaufspaltung in 7 Linien messen können. Auf alle Fälle sind für eingehende Linienbreitenuntersuchungen genauere Meßergebnisse nötig.

### Untersuchungen an einer Hochfrequenzapparatur mit statischem Magnetfeld

Von H. SCHLÜTER

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München  
(Z. Naturforsch. 15 a, 281—284 [1960]; eingegangen am 15. Februar 1960)

Es wird eine Hochfrequenzapparatur beschrieben, die sich für verschiedenartige Untersuchungen an Plasmen im statischen Magnetfeld eignet. Über die bisherigen Versuche in zwei Richtungen, über spektroskopische Untersuchungen und über Messungen von Entladungswiderständen, wird ein Überblick gegeben.

#### 1. Spektroskopische Untersuchungen

Bei spektroskopischen Aufnahmen von Hochfrequenzentladungen in Wasserstoff ist es sehr schwierig, das Molekülspektrum und das Spektrum von Verunreinigungen so weit zu reduzieren, daß hohe BALMER-Linien und das Rekombinationskontinuum beobachtet werden können<sup>1</sup>. Um ein großes Verhältnis zwischen der Intensität des BALMER-Spektrums und des Störspektrums und gleichzeitig konstante und reproduzierbare Versuchsbedingungen zu erzielen, wurde die im folgenden beschriebene Apparatur nach drei Gesichtspunkten gebaut:

1. Die Gasfüllung sollte von hoher Reinheit und konstantem Druck sein.
2. Der Einfluß von Wandeckten während der Entladung mußte weitgehend vermindert werden.
3. Die elektrodenlose Hochfrequenzringentladung mußte genügend stark sein.

Als Entladungsgefäß diente ein Quarzrohr (6 cm Innendurchmesser, 50 cm lang) mit aufgeschmolzenem

<sup>1</sup> G. HERZBERG, Ann. Phys., Lpz. 84, 553, 565 [1927].

Mit einer Eigenfunktion der Form (2) erhalte man statt  $\Delta g_{\perp} = -\lambda/\Delta E$ :  $\Delta g_{\perp} = -\lambda[(1+\xi^2)\Delta E]$ ,

was zu einer Verkleinerung der geforderten  $\Delta E$ -Werte führte.

Zwei beobachtete thermische Eigenschaften der Resonanzen, die Abnahme ihrer Intensität nach 12-stündiger Lagerung der Kristalle bei Zimmertemperatur auf etwa 2/3 und das Nichtauftreten der Resonanz nach Bestrahlung langsam abgekühlter Kristalle, lassen sich durch Ausscheidung des Zusatzes erklären. Die Tatsache, daß bei zu hohen Bestrahlungstemperaturen (oberhalb  $-60^\circ\text{C}$ ) keine Resonanz auftritt, läßt sich erst klären, wenn man die Abhängigkeit von der Bestrahlungstemperatur genauer untersucht.

Herrn Prof. Dr. STASIW möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein reges förderndes Interesse und Herrn Dipl.-Phys. SEIFERT für seine Mithilfe beim Bau der Apparatur und bei den Messungen herzlich danken.

Mantel für Wasserkühlung. Eine Zuleitung führt zu einem auf beiden Seiten hochevakuierten Pd-Ventil, das mit Wasserstoff oder Deuterium aus Elektrolysezellen mit Spülelektroden beschickt wird. Eine zweite Leitung geht vom Entladungsgefäß zu Hochvakuummeßröhren, Drosseln, Kühlfallen und zwei Quecksilberpumpen. Die starke Gasdurchströmung während der Entladung läßt sich mit der direkten Heizung des Pd-Ventils gut regeln und durch zwei Meßröhren in den beiden Zuleitungen zum Entladungsrohr kontrollieren. Diese Meßröhren sind gegen Ionen aus der Entladung durch magnetische Sperren geschützt. Der gesamte Hochvakuumteil ist ohne Schiffe und Hähne aus Hartglas oder Quarz gebaut und einschließlich Pd-Ventil auf  $450^\circ\text{C}$  ausheizbar. Nach dem Ausheizen werden Endvakua von  $10^{-10}$  Torr erreicht, die mit Anzahl und Länge der Entladung nur langsam auf  $10^{-8}$  Torr sinken. Hiermit ist Forderung 1 erfüllt.

Wegen Forderung 2 werden zwei Magnetspulen benutzt, die parallel zur Senderspule stehen. Sie erzeugen das statische Magnetfeld einer Magnetflasche, d. h. ein rotationssymmetrisches, längs der Achse des Entladungsgefäßes inhomogenes Magnetfeld. Die Magnetspulen sind wassergekühlt und können im Dauerbetrieb 40 kW aufnehmen.

Forderung 3 erfüllt ein selbsterregter Sender mit hoher Blindleistung (maximal 1,5 MW). Er arbeitet mit einwindiger Senderspule bei etwa 27 MHz. Seine Spannung ist bis 6,6 kV kontinuierlich regelbar. Für den Betrieb im Bereich 3 bis 30 MHz sind auswechselbare Drosseln und Senderspulen, sowie zusätzliche Kapazitäten vorhanden. Wie kalorische Messungen am Kühlwasser des Entladungsgefäßes zeigen, kann der Sender maximal 10 kW in Gasentladungen einkoppeln.

Die beschriebene Apparatur ermöglicht spektroskopische Untersuchungen an Plasmen geringer Dichte (etwa  $10^{13}$  Elektronen/cm<sup>3</sup>). Für Wasserstoff liegen re-



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.

produzierbare und quantitativ auswertbare Aufnahmen der BALMER-Serie in höchster Reinheit vor (s. Abb. 1). Die hohen Serienglieder, ihre Verschmelzung und das Rekombinationskontinuum sind störungsfrei zu beobachten. Für quantitative Aufnahmen sind Belichtungszeiten von nur wenigen Minuten notwendig. Andererseits kann die Apparatur bei Bedarf tagelang unter konstanten Bedingungen laufen.

Damit ist es möglich, zwei Ziele zu verfolgen:

1. Mit den hier anwendbaren spektroskopischen Verfahren (siehe z. B. Anm. <sup>2</sup>) werden Zustandsgrößen des Plasmas bestimmt und mit den Ergebnissen anderer Verfahren (z. B. Mikrowellen- und Sondenmessungen) verglichen, um verschiedene Meßmethoden aneinander anzuschließen.

2. Mit möglichst genau und vielfältig bestimmten Zustandsgrößen des Plasmas wird geprüft, wie gut eine Ionisationsformel für nicht-thermodynamische Gleichgewichte (ähnlich der Korona-Ionisationsformel <sup>3</sup>) die Zusammenhänge beschreibt.

Die Untersuchungen in diesen beiden Richtungen erfolgen in einer Gemeinschaftsarbeit <sup>4</sup>; sie werden zusammengefaßt veröffentlicht.

Abb. 1 bringt einen Ausschnitt aus einem BALMER-Spektrum. Bei diesem Beispiel handelt es sich um eine Plasmaballung intensiv blauer Farbe in einem Ende der Magnetflasche relativ weit außerhalb der Senderspule. Solche Plasmaballungen (in einem oder beiden Enden der Magnetflasche) haben Elektronendichten in der Größenordnung  $10^{13}$  Elektronen/cm<sup>3</sup> und Elektronentemperaturen in der Größenordnung  $10^4$  °K. Die Elektronendichten sind aus der Verschmelzung der BALMER-Linien mit der INGLIS-TELLER-Beziehung <sup>3, 5</sup> und aus Mikrowellenmessungen (Absorptionsmessungen mit 8-mm-Wellen) bestimmt. Die Elektronentemperaturen ergeben sich aus dem Abfall der Kontinuumsintensität mit der Wellenlänge. Die Absolutintensität des Kontinuums paßt zu den angegebenen Werten für Elektronendichte und -temperatur.

Die verschiedenen Versuchsbedingungen rufen eine Fülle von Entladungsformen hervor. Günstige Bedingungen für das genannte Beispiel (Abb. 1) sind 0,20 bis 0,26 Torr Gasdruck und 2 bis 3 kV Anodenspannung bei etwa 27 MHz mit einwindiger Spule oder 4 kV bei 14 MHz mit zweiwindiger Spule. Die Feldstärke des statischen Magnetfeldes ist ungefähr so zu wählen, daß der OHMSche Entladungswiderstand in der Nähe seines Minimalwertes liegt; der folgende Abschnitt bringt dazu Näheres.

## II. Messungen von Entladungswiderständen

An der für spektroskopische Aufnahmen gebauten Apparatur wurden Ankoppelungsbedingungen für Hochfrequenzentladungen untersucht. Gute Ankoppelungen ergaben sich bei Feldstärken des statischen Magnetfeldes, für die das geometrische Mittel aus Ionen- und

Elektronengyrofrequenz  $\nu_0$  von der Größenordnung der Senderfrequenz  $f$  ist.  $\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{ZeH}{\sqrt{m_i m_e}}$  ( $H$  Magnetfeldstärke;  $m_i$ ,  $m_e$  Ionen-, Elektronenmasse;  $Z$  Ladungszahl) spielt eine wichtige Rolle in einer theoretischen Arbeit von KÖRPER <sup>6</sup> über Resonanzen bei Hochfrequenzheizung. Für  $\gamma/\nu_0 \ll 1$  ( $\gamma$  Stoßfrequenz) können Resonanzen auftreten, wenn  $\nu_0 = f$  ist. Eine Abschätzung von KÖRPER <sup>7</sup> für  $\gamma/\nu_0 \gg 1$  zeigt, daß Dämpfungsverstärkungen hinzukommen und dadurch  $\nu_0 = f$  übergeht in  $\frac{f}{\gamma} = \frac{2\pi\nu_0}{\gamma}$ , d. h.  $\nu_0 \sim \sqrt{f\gamma}$ . Die Theorie behandelt den Brechungsindex für Hochfrequenzwellen; die Versuche behandeln eine eng damit verbundene Größe, den OHMSchen Entladungswiderstand. Theorie und Versuche ergeben übereinstimmende Gesetzmäßigkeiten. Daher sind die Versuchsergebnisse im Hinblick auf die Theorie geordnet.

Bekanntlich fällt bei einem Sender mit konstant gehaltener Anodenspannung die Gitterspannung monoton mit fallendem Belastungswiderstand <sup>8</sup>. Die mit einem Röhrenvoltmeter gemessene Gitterspannung gibt daher ein relatives Maß für den Belastungswiderstand des Senders, der hier praktisch gleich dem OHMSchen Entladungswiderstand ist. Im folgenden beziehen sich die Feldstärken des statischen Magnetfeldes  $H$  auf die Mitte einer relativ kurzen Magnetflasche. Die Geometrie des statischen Magnetfeldes und des Entladungsrohres bleibt unverändert. Versuchsparameter sind Senderfrequenz, Gasdruck (d. h. der Druck der kräftigen Durchströmung, der ständig auf seine Konstanz hin kontrolliert wurde), Gasart und Anodenspannung.

Abb. 2 zeigt ein typisches Beispiel für  $U_G$  — ein Maß für den OHMSchen Entladungswiderstand — als Funktion der Magnetfeldstärke  $H$  (etwa 7,4 MHz Senderfrequenz, 0,26 Torr Wasserstoff, 4 kV Anodenspannung, vierwindige Senderspule). Die Feldstärke des statischen Magnetfeldes beim Minimum von  $U_G$ , somit beim Minimum des OHMSchen Entladungswiderstandes, ist mit  $H_m$  bezeichnet. Aus  $H_m$  ist die Gyrofrequenz

$$\nu_{0m} = \frac{1}{2\pi} \frac{ZeH_m}{\sqrt{m_i m_e}}$$

berechnet.

$\nu_{0m}$  hängt von der Senderfrequenz  $f$  und vom Gasdruck  $p$  ab. Abb. 3 enthält die experimentellen Werte für  $\nu_{0m}$  bei verschiedenen Senderfrequenzen, jedoch sonst unveränderten Verhältnissen (0,26 Torr Wasserstoff, 4 kV). Die Frequenz des selbsterregten Senders ist durch Spulen verschiedener Windungszahl und Länge, teilweise mit zusätzlichen Kapazitäten variiert. Die Messungen zeigen deutlich, daß  $\nu_{0m}$  monoton und schwächer als linear mit  $f$  wächst. Ein Ansatz  $\nu_{0m} \sim f^r$  mit  $r=0,5$  ( $0,47 \leq r \leq 0,54$ ) paßt gut zu den Meßwerten.

<sup>2</sup> H. WULFF, Nucl. Instrum. **4**, 352 [1959].

<sup>3</sup> A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Springer-Verlag, Berlin 1955.

<sup>4</sup> Zusammen mit G. v. GIERKE, G. MÜLLER, M. TUTTER, CH. WHARTON u. H. WULFF.

<sup>5</sup> F. L. MOHLER, Astrophys. J. **90**, 429 [1939].

<sup>6</sup> K. KÖRPER, Z. Naturforschg. **12 a**, 815 [1957].

<sup>7</sup> K. KÖRPER, Z. Naturforschg. **15 a**, [1960], im Druck.

<sup>8</sup> H. NEUERT, H. J. STUCKENBERG u. H. P. WEIDNER, Z. angew. Phys. **6**, 303 [1954].

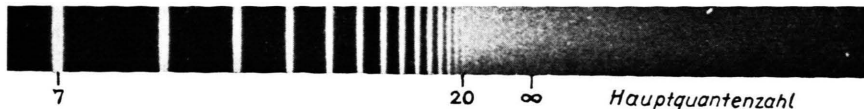
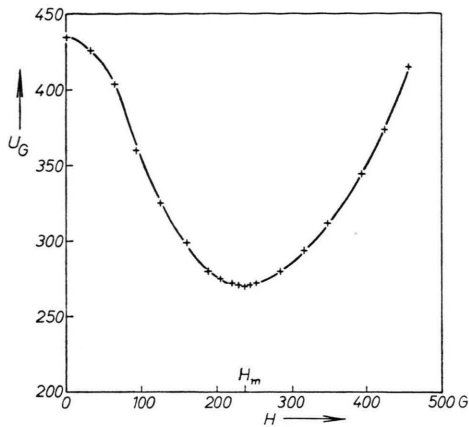
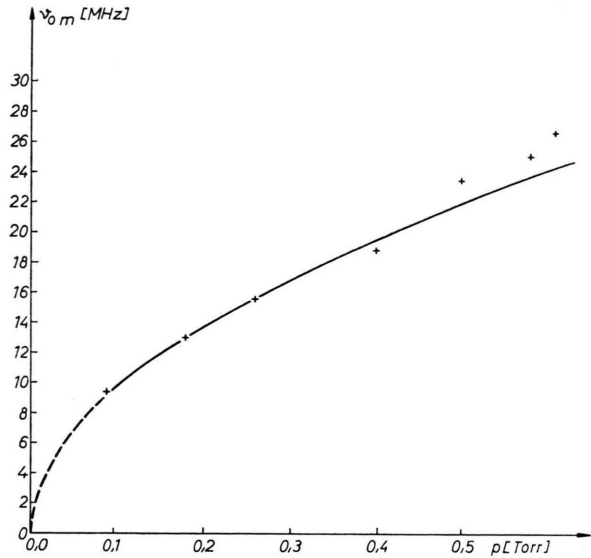
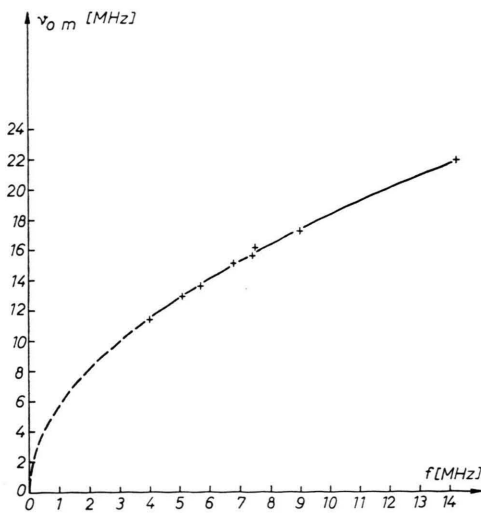
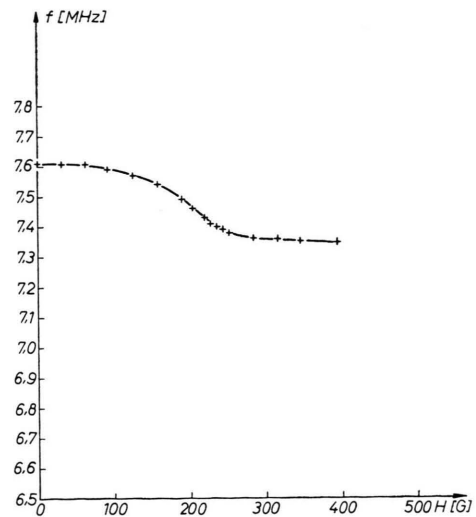


Abb. 1. BALMER-Spektrum von 4000 Å bis 3450 Å.

Abb. 2. Gitterspannung  $U_G$  als Funktion der Feldstärke  $H$  des statischen Magnetfeldes (etwa 7,4 MHz, 0,26 Torr Wasserstoff, 4 kV).Abb. 4.  $\nu_{0m} = \frac{1}{2\pi} \frac{ZeH_m}{\sqrt{m_i m_e}}$  ( $H_m$  siehe Abb. 2) in Abhängigkeit vom Wasserstoffdruck  $p$  (etwa 7,4 MHz, 4 kV).Abb. 3.  $\nu_{0m} = \frac{1}{2\pi} \frac{ZeH_m}{\sqrt{m_i m_e}}$  ( $H_m$  siehe Abb. 2) in Abhängigkeit von der Senderfrequenz  $f$  (0,26 Torr Wasserstoff, 4 kV).Abb. 5. Frequenz  $f$  des selbsterregten Senders als Funktion der Feldstärke des statischen Magnetfeldes (0,26 Torr Wasserstoff, 4 kV).

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). Daher 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 stati-

schen 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 Resonanzerscheinungen 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. Naturforschg. 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 etw. 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 Einkanaldiskriminierung<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].