

Resonanzverschiebungen in HF-Entladungen bei axialem Magnetfeld

B. Lammers, U. Oberlack und H. Schlüter

Ruhr-Universität Bochum

(Z. Naturforsch. **31 a**, 1122–1130 [1976]; eingegangen am 6. Juli 1976)

Resonance Shifts in High Frequency Discharges in Axial Magnetic Field Configurations

The pressure dependence of the lower hybrid resonance is investigated in a hydrogen plasma generated by a high frequency discharge. Appreciable shifts of the absorption peak with the neutral gas pressure are observed only in a mirror like magnetic field configuration. The measurements show that this shift cannot be explained by a change of the ion composition of the plasma, but must be attributed to two other mechanisms: The composition of the spectrum of the $k_{||}$ -components is influenced by the axial electron density profile so that at low pressure the higher modes of the spectrum are dominant. With higher pressure the formation of radial modes is favoured which leads to an additional apparent shift of the resonance.

I. Einführung

In zahlreichen Untersuchungen^{1–4} zum Dispersionsverhalten einer Wasserstoff-Entladung in der Nähe der unteren Hybridresonanz zeigte sich, daß die Resonanzfolge von dem theoretisch erwarteten Wert bei dem geometrischen Mittel aus Elektronen- und Ionenzyklotronfrequenz abweicht. Insbesondere trat eine symmetrische Verschiebung der Resonanzlage zu niedrigeren Frequenzen mit steigendem Gasdruck in der Entladung auf. Eine derartige Abhängigkeit kann möglicherweise durch eine Änderung der Ionenzusammensetzung des Plasmas hervorgerufen werden. Sind nämlich mehrere Ionensorten im Plasma vorhanden, so tritt in Entladungen hoher Elektronendichte die Resonanz bei $\omega_0^2 = \omega_e \sum_j x_j \omega_j$ auf, worin x_j die relative Dichte der Ionensorte j angibt.

Eine Anreicherung des Plasmas mit Molekülonen könnte die beobachtete Resonanzverschiebung verursachen. Wegen der in diesen Experimenten auftretenden Elektronentemperaturen von etwa 10 eV sollte zwar kein wesentlicher Anteil an molekularen Ionen erwartet werden; er kann andererseits jedoch nicht ausgeschlossen werden, da massenspektrometrische Messungen an HF-Entladungen^{5, 6} – wenn auch bei anderen Plasmaparametern – speziell in dem hier relevanten Druckbereich eine drastische Änderung der Ionenzusammensetzung zeigen. Außerdem scheint es geboten, durch eine massenspektrometrische Ionenanalyse zu klären, inwieweit die An-

nahme eines reinen H^+ -Plasmas in früheren experimentellen und theoretischen Arbeiten gerechtfertigt ist.

Zur Erklärung der Resonanzverschiebung müssen jedoch noch weitere Mechanismen in Betracht gezogen werden. Dazu zählt vornehmlich die Ausbildung radialer Eigenmoden (stehende Wellen über dem Gefäßdurchmesser) in der Umgebung der Resonanz, wodurch effektive Leistungseinkopplung in einem größeren Bereich um die Resonanzstelle möglich wird. Da der Leistungsübertrag in diesen Eigenresonanzen deutlich wirkungsvoller ist als in der „intrinsic“-Resonanz wird durch sie das gesamte Absorptionsverhalten wesentlich geprägt und auch die Lage des Absorptionsmaximums bestimmt. Außerdem ist aufgrund der Einkoppelstruktur ein Spektrum von Ausbreitungskonstanten $k_{||}$ parallel zum Magnetfeld vorgegeben. Die Zusammensetzung dieses Spektrums und das Gewicht der einzelnen Komponenten haben, wie Rechnungen^{7, 8} zeigen, starken Einfluß auf die Lage des Absorptionsmaximums.

In dieser Arbeit wird über Messungen berichtet, die zu einer Klärung der für die Resonanzverschiebung verantwortlichen Mechanismen führen. Simultan zu den Resonanzuntersuchungen werden hierzu massenspektrometrische Messungen der Ionenzusammensetzung im Plasma durchgeführt.

II. Experimenteller Aufbau und Meßmethoden

a) Das Plasma

Die Untersuchungen werden an einer Hochfrequenzentladung durchgeführt. Der verwendete Ver-

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. H. Schlüter, Institut für Experimentalphysik II der Universität Bochum, Postfach 2148, D-4630 Bochum-Querenburg, Bundesrepublik Deutschland.



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.

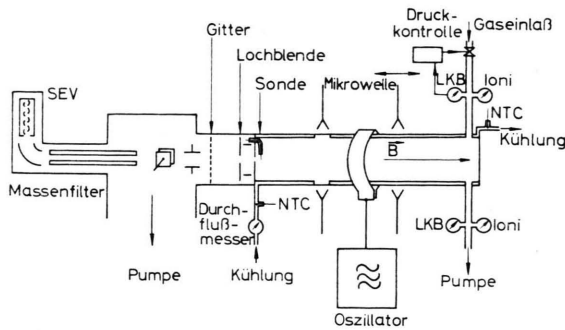


Abb. 1. Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.

suchsaufbau ist in Abb. 1 dargestellt und gliedert sich im wesentlichen in zwei Teile: den Plasma-bereich einschließlich Plasmaerzeugung und den massenspektrometrischen Bereich. Der Plasmateil ist ähnlich der in früheren Arbeiten verwendeten Anordnung⁹ und dort näher beschrieben.

Ein Wasserstoff-Plasma wird in einem zylindrischen Quarzgefäß von 60 cm Länge und 6 cm Innendurchmesser mit einem selbsterregten 10 kW-Colpitts-Oszillator gezündet, dessen einwindige Schwingkreisspule das Gefäß konzentrisch umgibt. Der Sender erzeugt einerseits das Plasma und strahlt andererseits Wellen mit einer Frequenz von 27,6 MHz ein. Dem Plasma ist ein statisches Magnetfeld B_0 überlagert, dessen Konfiguration sich durch Widerstände parallel zu den Magnetfeldspulen variieren läßt. Auf diese Weise läßt sich sowohl ein homogenes als auch spiegelförmiges Magnetfeld erzielen. Da die Frequenz der Welle fest vorgegeben ist, wird die Resonanz durch Variation des Magnetfeldes ausgemessen.

b) Resonanzmessung

Als geeignete Meßgröße zur Resonanzbestimmung erweist sich der Lastwiderstand R_L des Systems Spule-Plasma. Er wird aus der in das Plasma eingekoppelten Leistung P und der an der Senderspule anliegenden effektiven Umfangsspannung U_c ermittelt:

$$R_L = U_c^2 / P.$$

Die effektive HF-Spannung wird mit einem HF-Voltmeter über einen kapazitiven Teiler direkt an der Einkoppelspule bestimmt.

Die Leistungsmessung erfolgt kalorimetrisch. Dazu wird das Entladungsgefäß auf der gesamten Länge von einem Kühlmittel umströmt, aus dessen Erwärmung zwischen Zu- und Ablauf die im Plasma dissipierte Leistung ermittelt werden kann. Als Kühlmittel wird im allgemeinen destilliertes Wasser

verwendet, das jedoch wegen seiner Absorptionseigenschaften für 8-mm-Mikrowellen bei Messungen des axialen Elektronendichteprofiles ungeeignet ist. In diesen Fällen wird das Plasmagefäß mit Paraffin gekühlt.

c) Messung der Elektronendichte

Zur Bestimmung der Elektronendichte im Plasma stehen zwei 8-mm-Mikrowelleninterferometer zur Verfügung, von denen das eine stationär montiert ist. Die Mikrowelle durchstrahlt das Plasma durch zwei gegenüberliegende Fenster im Kühlmantel, so daß auch bei Kühlung des Gefäßes mit Wasser eine Elektronendichtebestimmung erfolgen kann. Mit einem zweiten Interferometer, das entlang des Entladungsgefäßes mit Hilfe eines Motors verschoben werden kann, wird das axiale Elektronendichteprofil ausgemessen. Während die Messungen mit dem stationären Interferometer relativ unproblematisch sind und gute Übereinstimmung mit spektroskopisch ermittelten Elektronendichten liefern, machen sich in den Messungen mit dem fahrbaren Interferometer Störungen aufgrund von Inhomogenitäten in der Quarzwandung und im Paraffinmantel bemerkbar. Jedoch können diese Ergebnisse an jene, die mit dem stationären Interferometer erhalten werden, angeschlossen werden, wenn vor jeder Profilmessung eine Untergrundkurve ohne Plasma aufgenommen wird, mit der das gemessene Elektronendichteprofil korrigiert wird.

d) Massenanalyse

Zur Massenanalyse werden die Ionen durch eine kleine Öffnung in einem Endfenster des Entladungsgefäßes extrahiert und in ein Quadrupol-Massensfilter fokussiert. Der selektierte Ionenstrom wird mit einem Teilchenmultiplier nachgewiesen, durch einen Elektrometerverstärker weiter verstärkt und mit einem Schreiber aufgezeichnet. Da die Ionenströme über die Ionenzusammensetzung im Plasma Auskunft geben sollen, muß sowohl eine Störung des Plasmas als auch eine Massendiskriminierung durch den Extraktionsvorgang vermieden werden. Aus diesem Grund erweist sich die Verwendung einer metallischen Extraktionsdüse, die in das Entladungsgefäß eingeschmolzen wird, als ungünstig. Denn durch die aufgeprägte Saugspannung wird der Potential- und Feldverlauf am Plasmarand gestört und die Dicke der Wandschicht verändert^{10, 11}. Statt dessen bietet sich eine Ionenextraktion aufgrund von ambipolarer Effusion der Ladungsträger durch eine feine Düse in der Quarzwandung an. Hierbei sind Störungen des Plasmas und Diskriminierungseffekte nicht zu erwarten, wenn die folgenden beiden Be-

dingungen an die Größe der Extraktionsdüse gestellt werden:

- 1) Der Durchmesser d der Öffnung darf die mittlere freie Weglänge λ^+ der Ionen im Plasma nicht überschreiten^{12, 13}:

$$d < \lambda^+ = 1/n_0 \sigma$$

(n_0 ist die Neutralgasdichte, σ der über die Stoßenergie gemittelte totale Ionenstoßquerschnitt).

- 2) Die Länge l der Düse darf nicht größer als deren Radius sein^{13, 14}:

$$l \leq d/2.$$

Die Erfüllung dieser beiden Bedingungen gewährleistet, daß keine gravierende Störung des Potentialverlaufs in der Wandschicht hervorgerufen wird und ionenoptische Effekte vermieden werden, und daß außerdem das Neutralgas molekular durch die Düse strömt, wodurch eine Mitnahme von Ladungsträgern ausgeschlossen wird. Weiterhin werden Diskriminierungseffekte durch einen Verlust niederenergetischer Ionen bzw. durch Stöße der Ionen im Extraktionskanal weitgehend reduziert.

Diese für magnetfeldfreie Plasmen abgeleiteten Bedingungen können auf Magnetoplasmen übertragen werden, wenn an die Stelle der mittleren freien Weglänge der Ionen der Gyrationradius r_i der Ionen tritt, was im allgemeinen eine Verschärfung der oben genannten Bedingungen darstellt. Da zudem die Debye-Länge des Plasmas kleiner als r_i ist, werden die Ionen praktisch stoßfrei extrahiert.

Zur Konstruktion der Extraktionsdüse wurde in eine runde Quarzplatte (ϕ 60 mm, Dicke 3 mm) genau in der Mitte eine kegelförmige Vertiefung (ϕ ca. 5 mm) mit einem feinen Brenner eingeschmolzen, bis eine Wandstärke von einigen Zehntelmillimetern stehen blieb. Die Dicke des Quarzes konnte unter einem Meßmikroskop vermessen werden. Anschließend wurde die Gegenseite der Quarzplatte soweit abgeschliffen, daß eine Schicht von 0,1 mm übrigblieb. Mit einem sehr feinen Wasserstoff-Brenner wurde die Mitte der kegelförmigen Vertiefung vorsichtig erhitzt, bis die Quarzschicht an dieser Stelle aufriß. Es zeigte sich, daß sich auf diese Weise eine exakt runde Öffnung erzielen ließ, die gegebenenfalls durch weiteres Erhitzen vergrößert werden konnte. Die in den Versuchen benutzte Extraktionsöffnung hatte einen Durchmesser von 200 μ m und eine Länge von 100 μ m und entsprach damit den oben aufgestellten Forderungen. Die gesamte Quarzplatte wurde anschließend als Endfenster in das Entladungsgefäß eingeschmolzen.

Hinter der Extraktionsöffnung werden die Ionen von den gleichzeitig effundierenden Elektronen getrennt und nachbeschleunigt. Hierzu dienen ein kurzer axialer Zylinder als Elektronenfänger und eine

Lochblende (Blendenspannung 1–2 kV). Mit Hilfe eines Gitters, zwei Paaren von Ablenkplatten und eines vor der Eintrittsöffnung des Massenfilters montierten Blendensystems wird der Ionenstrahl in den Massenanalysator fokussiert. Sämtliche Spannungen zur Strahlführung werden auf Plasmapotential bezogen, das durch eine Sonde definiert wird, die im Abstand von 1 cm vor der Extraktionsöffnung in das Plasma ragt.

Da der Selektionsmechanismus des Quadrupol-Massenfilters sehr empfindlich gegen magnetische Störfelder ist, wird der größte Teil des Ionenstrahlweges und das gesamte Massenfilter durch einen doppelten Mantel aus verschiedenen Weicheisenmaterialien abgeschirmt. Außerdem wird das störende magnetische Streufeld durch dicke Joche aus Weicheisen reduziert. Als Kriterien für die Güte der Abschirmung wurde das Restgasspektrum im Analysatorraum herangezogen, in dem keine durch das Magnetfeld verursachte Veränderung festgestellt werden konnte.

Das Massenfilter kann durch eine Programmierereinheit gesteuert werden, die es erlaubt, selektiv verschiedene Massen anzuwählen. Dadurch ist es möglich, während einer Resonanzmessung die Ionenströme der relevanten Massen sequentiell zu registrieren.

III. Versuchsergebnisse

Die Untersuchungen wurden bei Neutralgasdrücken im Millitorr-Bereich durchgeführt. In Abbildung 2 sind charakteristische Resonanzmessungen

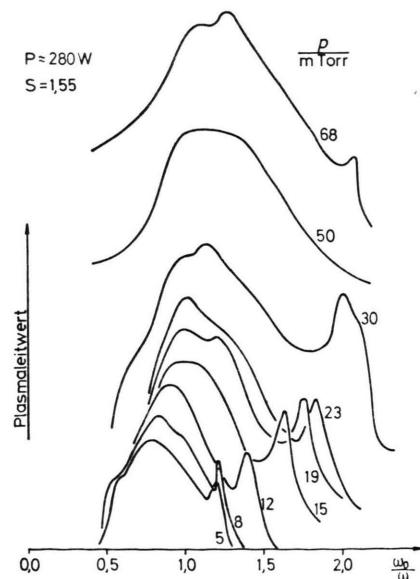


Abb. 2. Verlauf des Plasmaleitwerts $1/R_L$ als Funktion von ω_0/ω bei Variation des Neutralgasdrucks.

an Wasserstoffentladungen in einem spiegelförmigen Magnetfeld mit dem Spiegelverhältnis $S = B_{\max}/B_{\min} = 1,55$ dargestellt. Aufgetragen ist, mit dem Neutralgasdruck als Parameter, der Plasmaleitwert $1/R_L$, gegen die dem äußeren Magnetfeld proportionale Größe ω_0/ω , in der ω_0 das geometrische Mittel aus den Zyklotronfrequenzen der Elektronen und der leichtesten Ionensorte (H^+) und ω die fest vorgegebene Wellenfrequenz bedeuten. Die Kurven sind in Ordinateurichtung jeweils gegeneinander versetzt. Charakteristisch treten zwei Absorptionsstellen auf: eine in der Umgebung von $\omega_0/\omega \approx 1$ und eine weitere bei höherem Magnetfeld. Während die letzte durch die Grundmode der radialen Eigenresonanzen hervorgerufen wird, wird das erste Absorptionsmaximum der unteren Hybridresonanz zugeordnet, wenn auch, wie weiter unten ausgeführt, diese Absorptionsstelle wesentlich durch die höheren radialen Eigenmoden beeinflusst wird.

Die Welleneinkopplung erfolgt bei sämtlichen Experimenten im Minimum des Spiegelfeldes, auf das auch die Skalierung der ω_0/ω -Skala bezogen ist. Man erkennt, daß Verschiebungen der Resonanzfeldstärken von $\omega_0/\omega \approx 0,78$ bei niedrigem Druck $p = 5$ m Torr bis zu $\omega_0/\omega = 1,28$ bei $p = 68$ m Torr auftreten. Die Resonanzstellen wandern somit nicht in eindeutiger Weise von $\omega_0/\omega = 1$ weg in eine Richtung, sondern variieren um diese Stelle. Jedoch kann keiner der eingangs aufgeführten Mechanismen eine Resonanzverschiebung sowohl zu kleineren als auch größeren Magnetfeldern erklären. Daher müssen mehrere Prozesse gleichzeitig in Betracht gezogen werden.

a) Massenspektrometrische Untersuchungen

Eine Verschiebung der Resonanzlage zu $\omega_0/\omega > 1$ kann durch eine Anreicherung des Plasmas mit Molekülonen hervorgerufen werden. In Abbildung 3 sind die Ergebnisse der massenspektrometrischen Untersuchungen dargestellt. Nachgewiesen werden die Wasserstoff-Ionen H^+ , H_2^+ und H_3^+ sowie als Verunreinigungen geringen Mengen von Wasser. deren Anteil jedoch wenigstens um eine Größenordnung unter der H_3^+ -Ionenkonzentration liegt. Eindeutig dominiert mit über 90% die Konzentration der H^+ -Ionen über die der molekularen Ionen, von denen H_2^+ mit etwa 5% und H_3^+ mit etwa 3% vertreten sind.

Eine signifikante Änderung dieser Ionenzusammensetzung durch Resonanzen im Plasma ist nicht

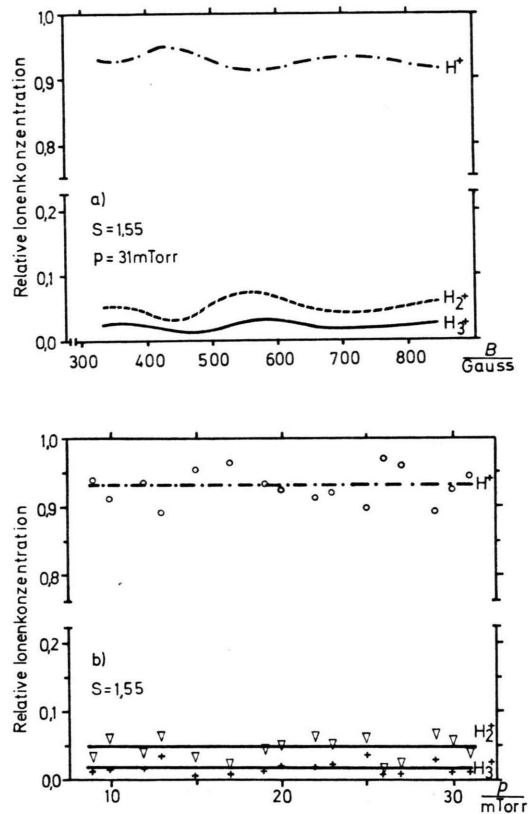


Abb. 3. a) Ionenzusammensetzung des Plasmas in der Umgebung der unteren Hybrid-Resonanz; b) Ionenzusammensetzung des Plasmas bei der unteren Hybrid-Resonanz als Funktion des Neutralgasdrucks.

festzustellen. Hiermit steht auch im Einklang, daß eine Erhöhung der in das Plasma eingekoppelten Leistung keine wesentlich veränderte Ionenzusammensetzung hervorruft. Ebenso wenig kann eine deutliche Abhängigkeit der Konzentrationsverhältnisse vom Neutralgasdruck festgestellt werden, wie Abb. 3 b eindeutig belegt. Insgesamt erweist sich die Plasmazusammensetzung in einem großen Bereich als weitgehend unabhängig von den Versuchsparametern. Eine Erklärung der beobachteten Resonanzverschiebungen durch eine Anreicherung des Plasmas mit Molekülonen muß daher eindeutig verworfen werden. Der gemessene geringe Anteil an Molekülonen verschiebt die Resonanzlage lediglich zu $\omega_0/\omega = 1,02$, während die beobachtete Verschiebung zu $\omega_0/\omega \approx 1,3$ einen Molekülanteil von mehr als 50% erfordern würde. Andererseits rechtfertigt dieses Meßergebnis nachträglich die Annahme eines reinen H^+ -Ionen-Plasmas in früheren experimentellen und theoretischen Arbeiten (z. B. Ref. 1, 2, 8, 9, 15, 16).

Die hier gemessene Ionenzusammensetzung des Plasmas unterscheidet sich deutlich von den Ergebnissen anderer Autoren^{5, 6}, die an HF-Entladungen im relevanten Druckbereich einen dominierenden Anteil an H_3^+ -Ionen (>70%) gefunden haben. Während für diese Ionenkomposition im wesentlichen Ionen-Molekül-Reaktionen verantwortlich sind, sind in unserem Plasma aufgrund der hohen Elektronentemperatur von ca. 10 eV⁷ die Schwellenenergien für reaktive Elektronenstöße überschritten, so daß die Ionenzusammensetzung hauptsächlich durch diese Stöße bestimmt wird.

Wie im Anhang näher ausgeführt, ist in dem vorliegenden Temperaturbereich die Reaktionsgeschwindigkeit für die Dissoziation der H_2 -Moleküle so hoch, daß das Neutralgas weitgehend atomar vorliegt. Somit führen reaktive Elektronenstöße vornehmlich zur Bildung von H^+ -Ionen und nur ein vergleichsweise geringer Teil zu H_2^+ -Ionen. H_3^+ -Ionen können über die Ionen-Molekülreaktion $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$ gebildet werden, wodurch die H_2^+ -Konzentration weiter vermindert wird.

b) Radiale Eigenmoden

Aus Abb. 2 ist zu entnehmen, daß mit steigendem Gasdruck die Resonanzkurven breiter und in der Nähe des Absorptionsmaximums strukturierter werden, während der Anstieg auf dem hochfrequenten Flügel monoton und ziemlich steil verläuft. Diese Form der Absorptionskurve ist durch radiale Eigenmoden bestimmt: Unter den hier vorliegenden Versuchsbedingungen — hohe Stoßfrequenzen, langes Entladungsgefäß — bilden sich nur auf dem niederfrequenten Flügel der unteren Hybridresonanz radiale Eigenmoden aus, die zwar im einzelnen nicht aufgelöst werden, sondern nur in Andeutungen erkennbar sind und zur Strukturierung der Absorptionskurve führen. Jedoch wird hierdurch der Flügel angehoben und die gesamte Resonanzkurve einseitig verbreitert. Dadurch verschiebt sich der Schwerpunkt der Kurve und täuscht eine Verschiebung der Resonanzlage vor. Es verschiebt sich also nicht die Lage der unteren Hybridresonanz, sondern nur die Stelle maximaler Absorption, die jedoch wesentlich von radialen Eigenresonanzen bestimmt wird.

Dieses Ergebnis wird unterstützt durch den Verlauf der Elektronendichte (Abbildung 4). Mit steigendem Gasdruck nimmt einmal der Absolutwert der Dichte zu. Dadurch erhöht sich der Brechungs-

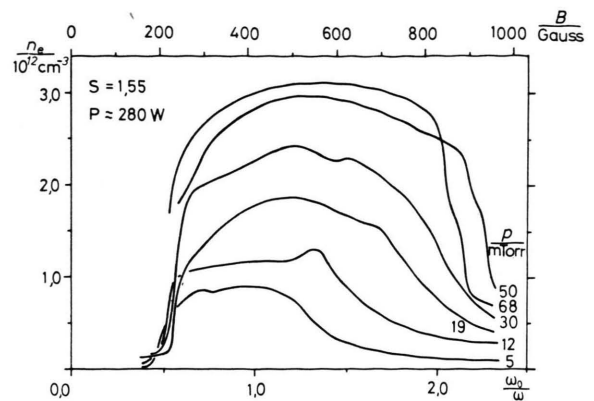


Abb. 4. Verlauf der Elektronendichte n_e als Funktion von ω_0/ω bei Variation des Neutralgasdrucks.

index N des Plasmas, der näherungsweise ($\omega_p^2 \gg \omega_e^2$) durch

$$N^2 = \omega_p^2 / [\omega_0^2 - \omega^2(1 + i\gamma)]$$

gegeben ist. ($\gamma = \nu/\omega$ ist das Verhältnis von effektiver Stoßfrequenz zu Wellenfrequenz.) Somit begünstigt die wachsende Elektronendichte die Ausbildung radialer Eigenmoden.

Außerdem breitet sich das Gebiet, in dem die Elektronendichte hohe Werte annimmt, mit höherem Gasdruck zu größeren Magnetfeldern aus, so daß radiale Moden in einem weiteren Bereich oberhalb der Resonanz auftreten können. Beide Effekte zusammen beeinflussen das Absorptionsverhalten und die Form der Resonanzkurve stärker bei höherem Neutralgasdruck, wodurch der niederfrequente Flügel kräftiger angehoben und die Kurve stärker verbreitert wird. Im hohen Druckbereich zeigt der Elektronendichteverlauf ein Sättigungsverhalten. Eine weitere Steigerung des Neutralgasdrucks beeinflusst den Absolutwert und den Verlauf nur unwesentlich. Somit ändern sich auch die Bedingungen für die Ausbildung der radialen Eigenresonanzen kaum. Dementsprechend kommt die scheinbare Verschiebung der Resonanz bei hohem Gasdruck zum Stillstand (Kurven $p = 50$ mTorr und $p = 68$ mTorr in Abbildung 2).

Durch die radialen Eigenresonanzen kann die Resonanzverschiebung zu $\omega_0/\omega > 1$ zufriedenstellend erklärt werden. Insbesondere zeigt sich, daß auch in Plasmen, in die Leistungen von einigen hundert Watt eingekoppelt werden, das Absorptionsverhalten wesentlich durch die Eigenresonanzen bestimmt wird. Die gemessenen Resonanzkurven müssen als Überlagerung der eigentlichen unteren Hybridreso-

nanz mit radialen Eigenresonanzen interpretiert werden. Jedoch treten in den Messungen die radialen Moden nicht in der von der Theorie⁸ geforderten Schärfe zutage. Sie sind, bis auf die Grundmode, nur in strukturellen Ansätzen nachweisbar.

Ebenso wie in früheren Arbeiten^{9, 18} unter veränderten Versuchsbedingungen muß auch in diesem Experiment eine erhöhte Dämpfung aufgrund von kollektiven Phänomenen und anomalen Verlusten angenommen werden.

c) Resonanzverschiebung zu niedrigeren Magnetfeldern

Während die Verschiebung der Resonanzlage zu $\omega_0/\omega > 1$ durch radiale Eigenmoden hervorgerufen wird – und somit spielen hierfür die radialen Komponenten der Plasmamparameter und der Randbedingungen die wesentliche Rolle –, wird für die Resonanzverschiebung zu $\omega_0/\omega < 1$ die Auswirkung der Axialkomponenten auf die Wellenausbreitung bedeutend.

Der Grad der Resonanzverschiebung ändert sich mit der axialen Inhomogenität des Magnetfeldes: Im homogenen Feld wird keine Abhängigkeit der Resonanzlage vom Gasdruck beobachtet, mit steigendem Spiegelverhältnis jedoch nimmt die Verschiebung zu (Abbildung 5). Dieses Verhalten der Resonanzstelle resultiert aus einer entscheidenden Formung des axialen Elektronendichteprofiles. Abbildung 6 zeigt Messungen dieses Profils im homogenen und spiegelförmigen Magnetfeld bei verschiedenen Gasdrucken. Aufgetragen ist jeweils die normierte Elektronendichte gegen den Abstand von der Mitte der Entladung. Im homogenen Feld bleibt die Dichte im mittleren Entladungsbereich relativ konstant, erst in den äußeren Zonen fällt sie ab. Eine signifikante Änderung mit dem Druck ist nicht festzustellen, insbesondere bleibt das Gebiet etwa konstanter Dichte unabhängig vom Druck etwa gleich lang. Demgegenüber wird durch die Spiegelwirkung im Flaschenfeld die relative Dichte in der Gefäßmitte angehoben, so daß sich ein deutlich inhomogenes Dichteprofil mit höherem Druck einstellt. Bei niedrigem

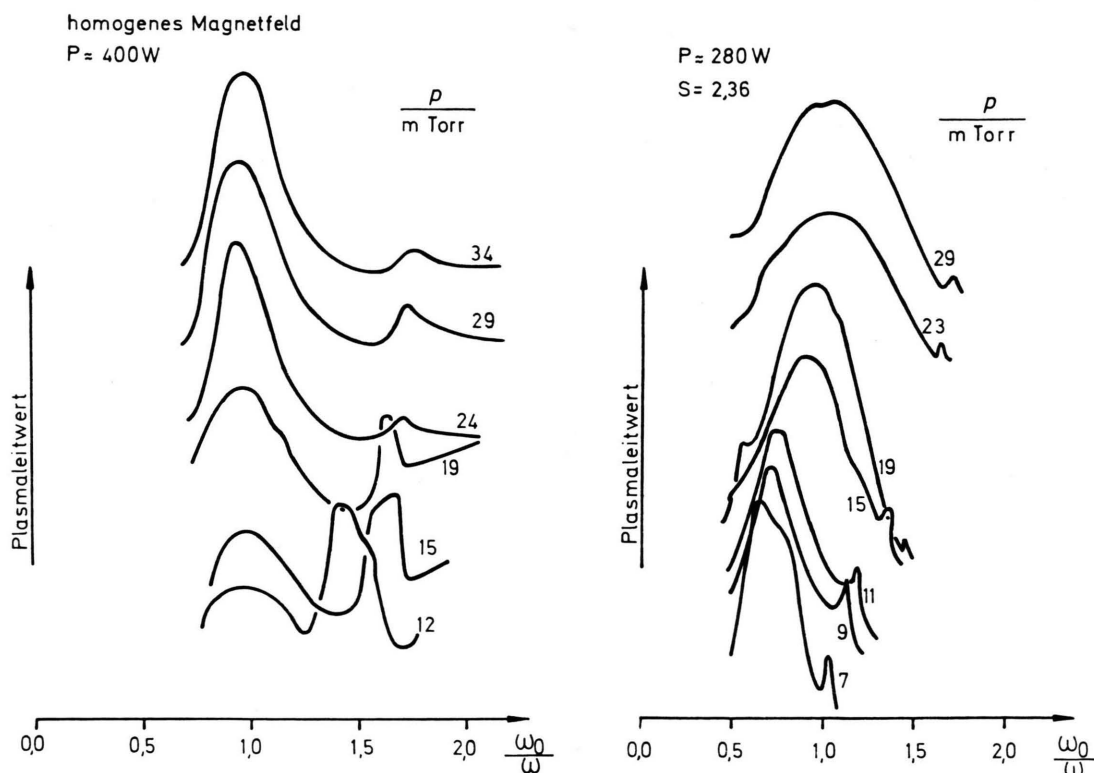


Abb. 5. Verlauf des Plasmaleitwerts $1/R_L$ als Funktion von ω_0/ω bei Variation des Neutralgasdrucks im homogenen Magnetfeld und im Spiegelfeld.

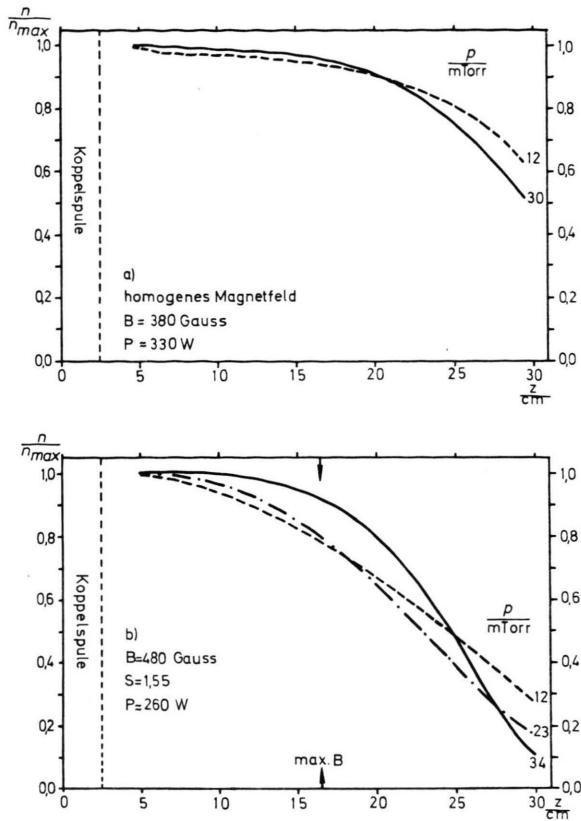


Abb. 6. Druckabhängigkeit des axialen Elektronendichteprofiles im homogenen (a) und spiegelförmigen (b) Magnetfeld.

Druck fällt die Elektronendichte zwar insgesamt nicht so stark ab, jedoch beginnt der Abfall näher zur Rohrmitte hin, während mit steigendem Druck die Länge des homogenen Plasmabereichs größer wird.

Diese unterschiedlichen Dichteprofile wirken sich in entscheidender Weise auf die Wellenausbreitung im Plasma aus. Aufgrund der experimentellen Anordnung besitzt das Wellenfeld ein Spektrum von Komponenten $k_{||}$ des Wellenvektors parallel zum äußeren Magnetfeld, deren Größe außer durch die axiale Randbedingungen durch die Länge des Plasmas bestimmt ist: $k_{||} = m\pi/L$. Die Lage der Resonanzstelle wird nun empfindlich durch die Zusammensetzung des $k_{||}$ -Spektrums beeinflusst: Eine Anreicherung des Spektrums mit höheren $k_{||}$ -Moden verschiebt die Resonanz zu höheren Frequenzen⁸.

Dies ist in den Plasmen mit spiegelförmigem Magnetfeld erklärlich. Als Maß für die relevante Plasmalänge kann das Gebiet konstanter axialer Elektronendichte angesehen werden, d.h. der Bereich, in dem sich der Brechungsindex mit der Dichte

ändert. Durch die Länge dieses homogenen Bereichs wird die Zusammensetzung des $k_{||}$ -Spektrums bzw. das Gewicht der einzelnen $k_{||}$ -Komponenten bestimmt. Im homogenen Magnetfeld, in dem das Gebiet konstanter Elektronendichte weitgehend druckunabhängig ist, erfolgt keine Modifikation des $k_{||}$ -Spektrums, so daß keine Resonanzverschiebung stattfindet. Im Spiegelfeld wird das $k_{||}$ -Spektrum durch die Variation der effektiven Plasmalänge mit dem Gasdruck modifiziert. Bei niedrigerem Druck erhalten die höheren $k_{||}$ -Moden ein stärkeres Gewicht. Demgemäß verschiebt sich das Absorptionsmaximum zu niedrigeren Magnetfeldstärken.

Ein Vergleich mit dem theoretischen Modell nach⁸ bestätigt das gemessene Resonanzverhalten. Der Druckeffekt wird durch eine Verkürzung der Plasmalänge simuliert (Abbildung 7). Tendenz-

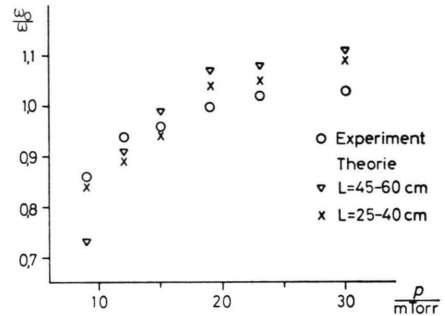


Abb. 7. Vergleich der gemessenen Resonanzlagen mit den nach⁸ berechneten. Zur Simulation des Druckeffektes sind die in den Rechnungen angenommenen Plasmalängen von 45 cm (▽) bzw. 25 cm (×) bei $p = 9$ mTorr bis 60 cm (▽) bzw. 40 cm (×) bei $p = 30$ mTorr verändert worden.

mäßig zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Eine quantitative Übereinstimmung kann jedoch auch nicht erwartet werden, da hierzu eine exakte Kenntnis der Plasmalänge und der Zusammensetzung des $k_{||}$ -Spektrums erforderlich ist.

IV. Zusammenfassung

Die Untersuchungen zur Druckabhängigkeit der Lage der unteren Hybridresonanz zeigen, daß diese Resonanz entscheidend von der Konfiguration des äußeren Magnetfeldes beeinflusst wird. Während im homogenen Magnetfeld keine wesentliche Resonanzverschiebung nachgewiesen werden kann, sind für die Resonanzlage im spiegelförmigen Magnetfeld zwei Mechanismen verantwortlich. Verschiebungen zu $\omega_0/\omega > 1$ mit steigendem Neutralgasdruck treten nur scheinbar auf. Die Ausbildung geometrischer

Eigenresonanzen auf dem niederfrequenten Flügel der intrinsic-Resonanz führt zu einer Anhebung der Flanke der Absorptionskurve und damit zu einer scheinbaren Verschiebung der Resonanz. Es verschiebt sich jedoch nicht die untere Hybridresonanz, sondern die Stellen, an denen radiale Eigenmoden auftreten.

Für das beobachtete Verhalten der Verschiebungen zu $\omega_0/\omega < 1$ ist die Existenz eines axialen Dichtegradienten erforderlich und bedeutsam. Hierdurch wird die für die Welleneinkoppelung relevante Plasmalänge verkürzt, so daß im $k_{||}$ -Spektrum die höheren Moden angereichert werden. Ein Vergleich mit dem vorliegenden theoretischen Modell bestätigt tendenzmäßig dieses Verhalten.

Die massenspektrometrischen Messungen zeigen eine druckunabhängige Ionenzusammensetzung, in der die atomaren Wasserstoff-Ionen mit ca. 90% dominieren. Der molekulare Anteil verteilt sich auf H_2^+ und H_3^+ in vergleichbarer Konzentration. Resonanzverschiebungen aufgrund veränderter Ionenzusammensetzung können ausgeschlossen werden. Diese Ergebnisse rechtfertigen die bisherige Annahme eines reinen H^+ -Ionen-Plasmas. Aufgrund des starken Dissoziationsgrades des Neutralgases erfolgt unter den in diesem Experiment vorliegenden Bedingungen die Bildung der H^+ -Ionen durch Elektronenstoßionisation der Wasserstoffatome, während bei hohen Elektronentemperaturen die Dissoziation des H_2^+ -Ions einen wesentlichen Beitrag zum Bildungsmechanismus liefert.

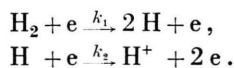
Diese Untersuchungen wurden im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 162 „Plasmaphysik Bochum/Jülich“ durchgeführt.

Anhang

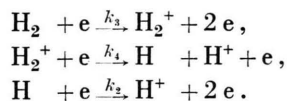
Diskussion des Bildungsweges von H^+

Der dominierende Anteil an H^+ -Ionen kann, ausgehend von dem stets frisch in die Entladung einströmenden molekularen Wasserstoffgas, prinzipiell über zwei Reaktionskanäle gebildet werden:

Kanal 1



Kanal 2



Hierin bezeichnen die k_i die Reaktionsraten ($k_i = \overline{\sigma v}$).

Wegen des sehr hohen Wirkungsquerschnitts und der sehr niedrigen Schwellenergie¹⁹ läuft die Reaktion 4 mit großer Geschwindigkeit ab, so daß Kanal 2 prinzipiell bedeutsam für die Protonenbildung wird. Welcher Prozeß unter den vorliegenden Versuchsbedingungen dominiert, läßt sich an einer Betrachtung der totalen Reaktionsgeschwindigkeiten V der beiden Kanäle entscheiden.

Mit

$$V_1 = 2 k_1 [H_2] n_e \cdot k_2^2 [H]^2 n_e^2$$

für Kanal 1 und

$$V_2 = k_3 [H_2] n_e \cdot k_4 [H_2^+] n_e \cdot k_2 [H] n_e$$

für Kanal 2 wird

$$V_1/V_2 = (2 k_1 k_2/k_3 k_4) [H]/[H_2^+].$$

Die Bedeutung der beiden Kanäle hängt somit wesentlich vom Konzentrationsverhältnis $[H]/[H_2^+]$ ab. Um dies zu bestimmen, wird ein Reaktionsmodell des Plasmas berechnet, in das neben den vier oben aufgeführten Reaktionen noch die folgenden

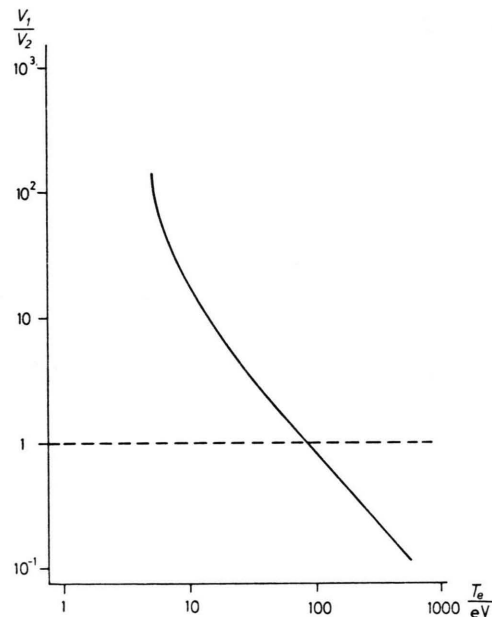
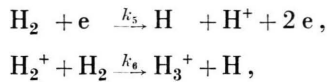


Abb. 8. Verhältnis der totalen Reaktionsgeschwindigkeiten der Kanäle 1 und 2 in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur.

Prozesse eingehen:



sowie elektronische Rekombination und Diffusion der Ladungsträger. Dreierstöße sind wegen der hohen Temperatur und niedrigen Teilchendichte

vernachlässigt. Aus der Stationaritätsbedingung $d/dt[A] = 0$ einer Teilchensorte A lassen sich dann die Konzentrationen der Ladungsträger bestimmen. Berücksichtigt man weiterhin die gemessene Druckunabhängigkeit der relativen Ionenkonzentrationen, was zur Vernachlässigung der Reaktion 6 führt, so ergibt sich für das Konzentrationsverhältnis $[\text{H}]/[\text{H}_2^+]$:

$$\frac{[\text{H}]}{[\text{H}_2^+]} = \frac{1}{k_2 k_3} \left\{ (2k_1 + k_5) \left(k_4 + \alpha_2 - \frac{\Delta[\text{H}_2^+]}{[\text{H}_2^+]} \cdot \frac{D_2}{n_e} \right) + k_3 k_4 \right\}.$$

α_2 und D_2 sind die Rekombinations- bzw. ambipolaren Diffusionskoeffizienten für H_2^+ . Das Verhältnis der Reaktionsgeschwindigkeiten der beiden Kanäle berechnet sich hiermit zu

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{2k_1}{k_3^2} (2k_1 + k_3 + k_5) + \frac{2k_1}{k_3^2 k_4} (2k_1 + k_5) \left(\alpha_2 - \frac{\Delta[\text{H}_2^+]}{[\text{H}_2^+]} \cdot \frac{D_2}{n_e} \right).$$

In Abb. 8 ist dieser Quotient in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur dargestellt. Obwohl die Elektronenstoßdissoziation von H_2^+ (Reaktion 4) gerade bei niedrigen Elektronenenergien mit hoher Geschwindigkeit abläuft, erfolgt die Bildung der H^+ -Ionen bei niedrigen Elektronentemperaturen vornehmlich über die Ionisation des H-Atoms. In diesem Energiebereich ist die Konzentration von H_2^+ -

Ionen zu gering, um einen bedeutsamen Beitrag leisten zu können. Erst bei hohen Energien, wenn die Dissoziation von H_2 gegenüber der Ionisation zurücktritt, wird der Beitrag von Kanal 2 bedeutsam. Für die hier vorliegenden Elektronentemperaturen von ca. 10 eV erfolgt somit die Bildung von H^+ durch Dissoziation des einströmenden molekularen Wasserstoffs mit anschließender Ionisation des H-Atoms.

¹ H. Schlüter and C. J. Ransom, *Ann. Phys. (New York)* **33**, 360 [1965].

² U. Oberlack, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum 1970.

³ V. E. Golant, *Sov. Phys.—Techn. Phys.* **12**, 1980 [1972].

⁴ M. Krämer, *Plasma Physics* **17**, 373 [1975].

⁵ I. B. Ortenburger, M. Herzberg, and R. A. Ogg jr., *J. Chem. Phys.* **33**, 579 [1960].

⁶ B. M. Novak and G. Waidmann, *Z. Angew. Phys.* **31**, 300 [1971].

⁷ C. R. Skipping, Dissertation, Universität von Texas, Austin 1968.

⁸ C. R. Skipping, M. E. Oakes, and H. Schlüter, *Phys. Fluids* **12**, 1886 [1969].

⁹ B. Lammers, U. Oberlack, and H. Schlüter, *Z. Naturforsch.* **30 a**, 204 [1975].

¹⁰ D. K. Böhme and J. M. Goodings, *J. Appl. Phys.* **37**, 4261 [1966]; *Rev. Sci. Instrum.* **37**, 362 [1966].

¹¹ H. H. Brömer and J. Hesse, *Z. Naturforsch.* **23 a**, 1960 [1968].

¹² G. Hinzpeter, *Ann. Phys.* **7**, Folge **10**, 86 [1962]; **12**, 343 [1966].

¹³ M. Pahl, *Z. Naturforsch.* **18 a**, 1276 [1963].

¹⁴ M. Pahl, *Z. Naturforsch.* **12 a**, 632 [1957].

¹⁵ R. Babu and H. Schlüter, *Z. Naturforsch.* **26 a**, 856 [1971].

¹⁶ R. Babu, B. Lammers, and H. Schlüter, *Z. Naturforsch.* **27 a**, 930 [1972].

¹⁷ C. J. Ransom, Dissertation, Universität von Texas, Austin 1967.

¹⁸ H. D. Leppert and H. Schlüter, *Phys. Lett.* **55 A**, 146 [1975].

¹⁹ B. Peart and U. T. Dolder, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.* **5**, 860 [1972]; **5**, 1554 [1972].