

Nichtlineare Welleneinkopplung in ein Plasma erhöhter Elektronentemperatur

G. Glomski, B. Heinrich und H. Schlüter

Institut für Experimentalphysik II, Ruhr-Universität Bochum

(Z. Naturforsch. 31a, 1566–1571 [1976]; eingegangen am 5. August 1976)

Nonlinear Wave Coupling to a Plasma of Enhanced Electron Temperature

In continuation of former investigations radio waves of different amplitude in the domain of lower hybrid resonance were coupled to a plasma of enhanced electron temperature. Under linear conditions no dependence of resonance behaviour on the wave amplitude was observed. Exceeding a threshold maximum of absorption and electron density decreased significantly; both observations may be explained by onset of nonlinear and parametric effects. Increasing the amplitude the discharge only could be maintained by increasing the neutral gas pressure. In the power range of 15 to 20 kW electron density grew rapidly at resonance.

1. Einleitung

In einer vorhergehenden Arbeit¹ war über lineare Welleneinkopplung in ein Plasma erhöhter Elektronentemperatur berichtet worden. Dabei wurde das Verhalten des Plasmaleitwertes in Abhängigkeit von ω_0/ω durch Variation von $B \sim \omega_0$ bestimmt ($\omega_0/2\pi$ = untere Hybridfrequenz, $\omega/2\pi$ = Senderfrequenz, B = magnetische Induktion). Es konnte experimentell nachgewiesen werden, daß auch unter diesen Bedingungen deutliches, resonanzartiges Verhalten in der Umgebung der unteren Hybridresonanz beobachtet wird. Vergleiche mit den Vorhersagen theoretischer Modelle zeigten, daß zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie gefunden werden konnte, wenn man effektive Stoßfrequenzen in der Größenordnung der Senderkreisfrequenz in die Rechnungen einführte. Es wurde nachgewiesen, daß für die Bedingungen des Experiments ermittelte Landaudämpfungskoeffizienten diese Größe erreichen.

In einer weiteren Arbeit² wurde u. a. der Effekt systematischer Änderungen der Einkoppelgeometrie untersucht; dieser Effekt erwies sich als klein und unkritisch für das Resonanzverhalten des Plasmas. Ebenfalls konnte nachgewiesen werden, daß das Verhalten des Plasmaleitwertes in Abhängigkeit von ω_0/ω unabhängig davon ist, ob ω_0 oder ω variiert wird, zumindest in den Bereichen von ω_0/ω , die bei diesen Experimenten betrachtet wurden ($\omega_0/\omega \approx 0,4$ bis $\omega_0/\omega \approx 2,5$).

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. H. Schlüter, Institut für Experimentalphysik II, Ruhr-Universität Bochum, D-4630 Bochum.

In beiden Arbeiten war die eingekoppelte Wirkleistung konstant gehalten worden: sie lag bei etwa 400 μ W.

Im Anschluß daran soll hier über Untersuchungen berichtet werden, bei denen die Wirkleistung systematisch erhöht wurde.

Auf den experimentellen Aufbau soll hier nicht eingegangen werden, da er dem in I ausführlich behandelten entspricht. Zwischen Steuersender und Koppelpulpe (Abb. 1 in I) wurde hier jedoch noch (bei den mittleren und höheren Leistungen) ein Leistungssender (maximal 20 kW) geschaltet. Das Arbeitsgas war wie bei den vorhergehenden Untersuchungen Wasserstoff; die über eine Einwindungspulpe eingekoppelte Senderfrequenz $\omega/2\pi$ betrug wieder 14 MHz. Die wichtigsten Plasmaparameter entsprechen zunächst den in I angegebenen; die sich im Verlauf der Untersuchungen ergebenden Änderungen werden an den entsprechenden Stellen erwähnt.

2. Experimentelle Ergebnisse

2.1 Kleine Blindleistungen

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse entsprechen vom Leistungsbereich her den in I und II beschriebenen Messungen. Die verwendete Oszillationsenergie ist so klein, daß noch von linearer Welleneinkopplung gesprochen werden kann; die von der Einwindungspulpe angebotene Blindleistung wurde hier ausgehend von 0,25 mW bis auf 25 mW erhöht. Für diesen Bereich entsprechen die wichtigsten Plasmaparameter den in I gemessenen: Elektro-



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-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.

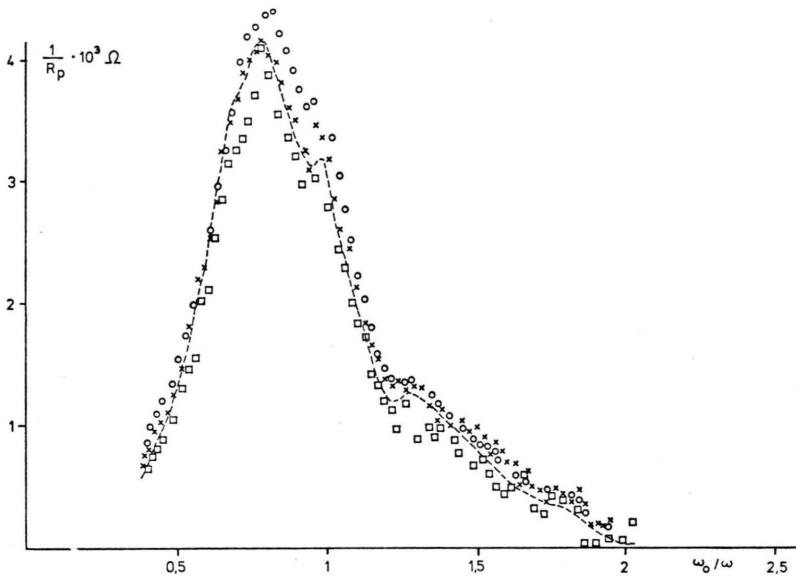


Abb. 1. $1/R_p$ als Funktion von ω_0/ω für vier verschiedene Blindleistungen: \square 0,25 mW, \times 0,75 mW, \circ 2,4 mW, \diamond 23,6 mW.

nentemperatur $T_e \approx 10^6$ K, Elektronendichte $n_e \approx 3 \cdot 10^{11}$ cm $^{-3}$, Neutralgasdruck $p = 8 \cdot 10^{-5}$ Torr. In der Abb. 1 ist der Plasmaleitwert in Abhängigkeit von ω_0/ω für vier verschiedene Blindleistungen dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, daß in diesem Leistungsbereich das Resonanzverhalten des Plasmas völlig unabhängig von der Blindleistung ist, die sichtbaren geringfügigen Unterschiede im Verlauf der einzelnen Plasmaleitwerte sind unsystematisch und im Rahmen der Meßgenauigkeit zu vernachlässigen. Auch das in I besprochene Meßergebnis (erhalten bei einer Blindleistung von 7,5 mW) paßt gut zu den in Abb. 1 dargestellten Messungen. Die gleichzeitig ermittelten Werte der Elektronendichte zeigen ebenfalls einen einheitlichen Verlauf.

Von der Theorie her ist natürlich zu erwarten, daß der Verlauf des Lastwiderstandes unabhängig von Änderungen der eingekoppelten Leistung ist, solange die zugeführte Energie so gering ist, daß lineare Bedingungen gelten. Die beobachtete Konstanz des maximalen Plasmaleitwertes in diesem Leistungsbereich bedeutet natürlich nicht, daß vom Plasma tatsächlich aufgenommene Wirkleistung ebenfalls für alle Blindleistungen gleich ist, vielmehr steigt diese Wirkleistung entsprechend der Beziehung $P = U^2/R_p$ proportional zum Quadrat der an der Spule abfallenden Spannung an. Es zeigt sich, daß in diesem Leistungsbereich die eingekoppelte Wirkleistung in der Resonanz etwa 5% der Blindleistung beträgt. Dies entspricht also Wirkleistungen von etwa 12,5 μ W bis 1,25 mW.

Dieses Verhalten des Plasmaleitwertes ändert sich erst, wenn der betrachtete Leistungsbereich zu höheren Blindleistungen hin erweitert wird.

2.2 Mittlerer Leistungsbereich

In der Abb. 2 ist der Resonanzverlauf für verschiedene Blindleistungen von 2,5 bis 200 Watt dar-

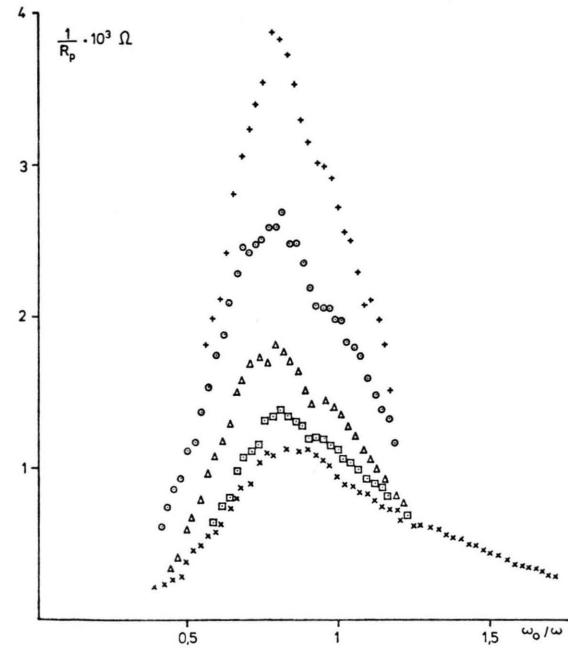


Abb. 2. $1/R_p$ als Funktion von ω_0/ω für fünf verschiedene Blindleistungen: $+$ 2,5 W, \circ 22 W, \triangle 60 W, \square 120 W, \times 200 W.

gestellt. Hier ergibt sich – anfangend bei 2,5 Watt – ein deutlicher Abfall des Plasmaleitwertes für erhöhte Senderleistung; diese Abhängigkeit findet sich nur im eigentlichen Resonanzgebiet, während in den Flügeln der Resonanz der Leitwert wieder unabhängig von der Blindleistung wird. Das Maximum des reziproken Plasmawiderstandes schließt sich bei der kleinsten angebotenen Senderleistung von 2,5 Watt recht gut an die im Milliwattbereich gefundenen Ergebnisse an (Abb. 1), sinkt dann aber bis auf etwa $\frac{1}{3}$ dieses Wertes für eine Blindleistung von 200 Watt ab. Dieses Absinken ist, wie unten gezeigt wird, nicht nur durch den Einfluß gleichzeitig sinkender Elektronendichte zu erklären.

Der Betrag der Wirkleistung steigt also nicht mehr proportional zur Senderleistung an; hier ergibt sich ein schwächerer Zusammenhang. Während im Bereich kleiner angebotener Leistungen immer eine konstante Maximalleistung von etwa 5% der Blindleistung wirklich in das Plasma eingekoppelt wurde, ergibt sich im jetzt betrachteten Leistungsgebiet die in Abb. 3 dargestellte Abhängigkeit der prozentual

nicht mehr unabhängig von der Senderleistung bleibt; offensichtlich bricht bei diesen Leistungen die lineare Näherung zusammen.

2.3 Bereich hoher Leistungen

Bei den im folgenden beschriebenen Untersuchungen wurden dem Plasma über die Einwindungsspule Blindleistungen zwischen 0,8 kW und 16 kW angeboten. In diesem Bereich war es nicht mehr möglich, den hochohmigen Ausgang des Leistungssenders direkt an die kleine Spulenimpedanz (bei 14 MHz betrug sie etwa 10Ω) anzupassen. Daher wurde parallel zur Einkoppelpule ein Kondensator geschaltet, der mit der Spule einen Parallelschwingkreis bildete. Der Resonanzwiderstand betrug etwa 600Ω .

Im Abschnitt 2.2 wurde schon angedeutet, daß mit zunehmender Blindleistung in der Einkoppelpule die Elektronendichte im Targetplasma absank. Diese Tendenz setzt sich im Bereich höherer Leistungen in zunehmendem Maße fort und führte schließlich dazu, daß bei Blindleistungen um 500 Watt die Entladung nicht mehr aufrechterhalten werden konnte. Um dieses Verlöschen der Entladung zu verhindern, erwies es sich als notwendig, den Neutralgasdruck im Plasma um etwa einen Faktor 3 auf 2 bis $3 \cdot 10^{-4}$ Torr zu erhöhen. Dadurch wurden im Targetplasma Elektronendichten erreicht, die rund 30% höher als die Dichten in dem Plasma mit der niedrigen Neutralgasdichte lagen. Die Hf-Einkopplung führte auch hier zunächst mit zunehmender Blindleistung zu absinkenden Elektronendichten in der Plasmaresonanz. Bei sehr hohen Leistungen in der Hf-Einkoppelpule (≈ 16 kW) stieg die Elektronendichte in der Umgebung von $\omega_0/\omega \approx 1$ jedoch steil an. Mit $n_e \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ wurde hier ein Ionisationsgrad von ungefähr 30% erreicht. Dies ist für eine elektrodenlose stationäre Entladung ungewöhnlich hoch.

In Abb. 4 ist wieder der Plasmaleitwert als Funktion von ω_0/ω dargestellt. Er erreicht für jede der angegebenen Leistungen sein Maximum für Werte $\omega_0/\omega \approx 0,8$, d. h. in dem Bereich von ω_0/ω , wo sich bei niedrigen Einkoppelleistungen geometrische Resonanzen nachweisen ließen^{1, 2}. Bei den hier benutzten hohen Blindleistungen scheint das Ansteigen der absorbierten Leistung jedoch im wesentlichen auf ein Anwachsen der Elektronendichte n_e zurückzuführen zu sein. Dies wird durch die Abb. 5 verdeutlicht. Hier ist der durch n_e dividierte Plasmaleitwert

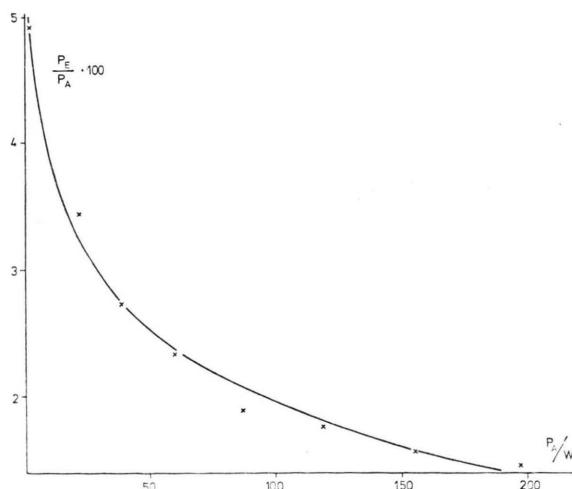


Abb. 3. Abhängigkeit der prozentual eingekoppelten Wirkleistung von der Blindleistung (P_A).

eingekoppelten Wirkleistung von der angebotenen Senderleistung: es zeigt sich ein gleichmäßiges Absinken von etwa 5% bis auf ungefähr 1,5% der Blindleistung. Demgegenüber stieg der Absolutwert der absorbierten Wirkleistung von ungefähr 0,1 Watt bis fast 3 Watt an; dabei wurde jeweils der Maximalwert bei $\omega_0/\omega \approx 0,8$ betrachtet. Es ist also festzuhalten, daß bei Wirkleistungen über einer Schwelle von etwa 0,1 Watt der gemessene Plasmawiderstand

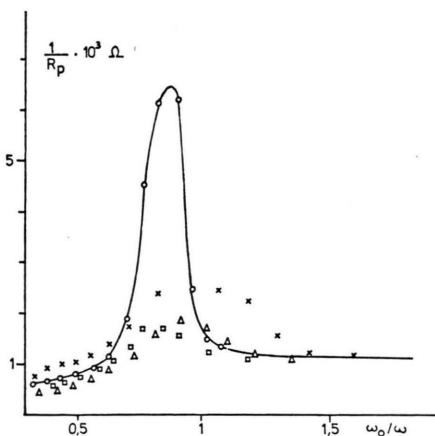


Abb. 4. $1/R_p$ als Funktion von ω_0/ω für vier verschiedene Blindleistungen: \times 0,9 kW, \triangle 3,2 kW, \square 7,2 kW, \circ 16 kW.

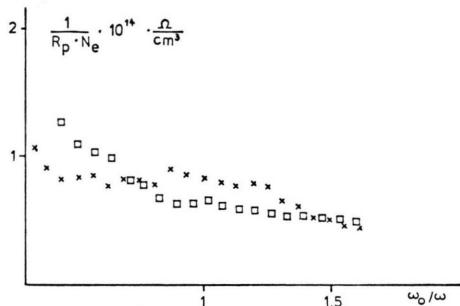


Abb. 5. $1/(R_p \cdot n_e)$ als Funktion von ω_0/ω für zwei verschiedene Blindleistungen: \times 0,8 kW, \square 16 kW.

in Abhängigkeit von ω_0/ω dargestellt. Wegen der besseren Übersicht wurden in Abb. 5 nur zwei Kurven für zwei extrem unterschiedliche Blindleistungen eingezeichnet. Die Kurven für 3,2 kW und 7,2 kW zeigen ein gleiches Verhalten: Die pro Elektron vom Plasma absorbierte Leistung ist im betrachteten Leistungs- und ω_0/ω -Bereich nahezu konstant. Damit spiegeln die in Abb. 4 gezeigten Absorptionskurven gleichzeitig auch den Verlauf der Elektronendichte wider.

Bei 16 kW Blindleistung wurde 1 kW, d. h. 6% der angebotenen Leistung ins Plasma eingekoppelt. Wie aus Abb. 4 hervorgeht, betrug der Plasmawiderstand im Absorptionsmaximum nur 150Ω . Dieser Plasmawiderstand ist parallel zum Schwingkreis geschaltet (Definition von R_p) und führte damit zu einer starken Herabsetzung des Resonanzwiderstandes. Die sich hieraus in der Umgebung von $\omega_0/\omega = 1$ ergebende Fehlanpassung an den Hf-Leistungssender und damit das Zusammenbrechen der

Spulenspannung waren der Hauptgrund dafür, daß für noch höhere Blindleistungen keine Absorptionskurven mehr ermittelt werden konnten. Es besteht jedoch kein Zweifel daran, daß durch eine bessere Anpassung im Bereich des Absorptionsmaximums sowohl höhere Ionisationsgrade als auch höhere Absolutwerte der vom Plasma absorbierten Hf-Leistung zu erzielen sind. Dies haben vorläufige Beobachtungen gezeigt, die allerdings wegen experimenteller Schwierigkeiten noch nicht reproduzierbar sind.

3. Diskussion der Ergebnisse

Die Untersuchung der Abhängigkeit des Plasmaleitwertes von der angebotenen Blindleistung hat gezeigt, daß zunächst (bei Blindleistungen im Milliwattbereich) konstante prozentual eingekoppelte Wirkleistung beobachtet wird. Die Ergebnisse entsprachen den in I näher untersuchten Resonanzkurven. Dort war gezeigt worden, daß die im Vergleich zu theoretischen Modellen sehr starke Dämpfung der radialen Eigenmoden durch das Auftreten von Landau-Dämpfung erklärt werden kann.

Bei Erhöhung der Blindleistung über einige Watt hinaus wurde weitere, relativ starke Dämpfung (zumindest im Resonanzgebiet) beobachtet. Die dabei eingekoppelten Wirkleistungen von weniger als 3 Watt erscheinen jedoch als zu gering, um zu einer merklichen Erhöhung der Elektronentemperatur und damit zu weiterer verstärkter Landau-Dämpfung zu führen; dies macht ein Vergleich mit der auf Grund der Mikrowellenabsorption eingekoppelten Leistung von mehr als 500 Watt augenscheinlich.

Dagegen ist in diesem Bereich durchaus schon mit dem Auftreten parametrischer und nichtlinearer Effekte und der damit oft verbundenen Ausbildung und Verstärkung von Instabilitäten zu rechnen³⁻⁵, deren Einfluß durch eine Erhöhung der effektiven Stoßfrequenz beschrieben werden kann.

Hand in Hand mit verstärkter Dämpfung der Resonanzmaxima könnte bei der Anregung von Instabilitäten eine Erhöhung von Teilchenverlusten gehen. Dies wird im betrachteten Leistungsbereich in der Tat beobachtet, wie die Abb. 6 zeigt. Man sieht, daß – ebenso wie beim Plasmaleitwert – die Elektronendichte mit steigender Blindleistung sinkt und daß diese Abnahme vornehmlich im Resonanzbereich stattfindet. Insgesamt wird eine Verringerung der Maximaldichte von etwa $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ auf $1,7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ gemessen.

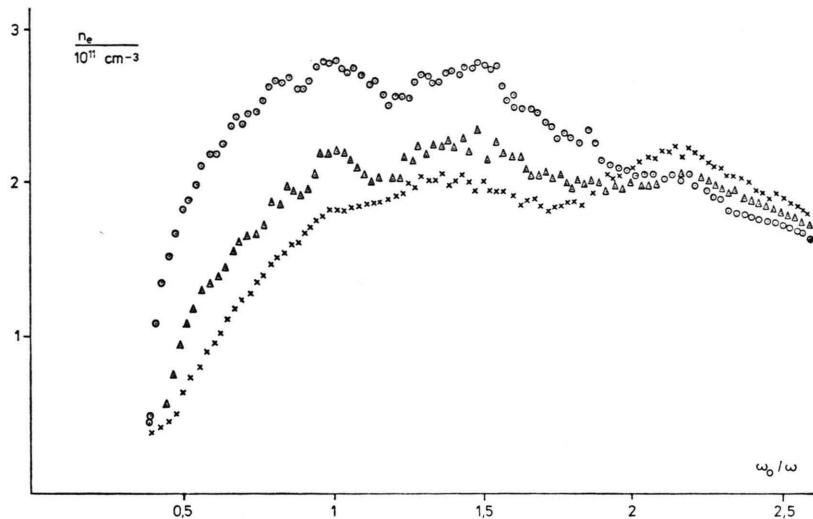


Abb. 6. Elektronendichte als Funktion von ω_0/ω für drei verschiedene Blindleistungen: ○ 22 W, △ 60 W, × 200 W.

Es erhab sich natürlich sofort die Frage, ob der Abfall des reziproken Plasmawiderstandes einfach nur durch das Sinken der Elektronendichte erklärbar ist. Für einfache theoretische Modellrechnungen⁶ kann gezeigt werden, daß die Abhängigkeit des Plasmaleitwertes von der Elektronendichte je nach den Bedingungen des Experimentes zwischen den beiden Grenzen $1/R_p \sim n_e$ und $1/R_p \sim \sqrt{n_e}$ liegt. Frühere Messungen bei variabler Mikrowellenheizung und numerische Untersuchungen zeigen, daß diese Proportionalität für das beschriebene Experiment $1/R_p \sim n_e$ ist. Selbst wenn man diese (starke) Abhängigkeit durch Normierung des Leitwertes auf gleiche Elektronendichte berücksichtigt, wird weiter-

hin deutliche Absenkung der Absorptionsmaxima beobachtet, wie in Abb. 7 zu sehen ist: Aufgezeichnet ist hier der reziproke Plasmawiderstand in Abhängigkeit von der Blindleistung, und zwar ist jeweils der Wert im Resonanzmaximum genommen. Die untere Kurve zeigt den Verlauf der gemessenen Leitwerte. Die obere Kurve erhält man, wenn man die Abhängigkeit des Plasmawiderstandes von der unterschiedlichen Elektronendichte berücksichtigt.

In Abschnitt 2.3 wurde schon erwähnt, daß sich die Tendenz sinkender Elektronendichte bei anwachsenden Blindleistungen auch im Bereich hoher Einkoppelleistungen fortsetzte. Das bedeutet, daß die – wahrscheinlich infolge nichtlinearer Effekte – zunehmenden Teilchenverluste nicht durch eine gleichzeitige Erhöhung der Ionisierungsrate im Plasma ausgeglichen werden konnten. Dies ist verständlich, denn die Elektronentemperatur des – mittels Mikrowellen – fremderzeugten Targetplasmas war für niedrige Neutralgasdrücke ($8 \cdot 10^{-5}$ Torr) so hoch ($\approx 10^6$ K), daß das Maximum der Ionisierungskurve (für Wasserstoff bei etwa $0.8 \cdot 10^6$ K) schon überschritten war. Ein Anstieg der Elektronentemperatur bzw. eine Erhöhung der Oszillationsenergie der Elektronen durch die zusätzlich eingeckoppelte Hf-Leistung konnte somit im Targetplasma nicht die Teilchengewinne durch Ionisation erhöhen. Bei Hf-Leistungen um 1 kW waren die Teilchenverluste so hoch, daß die Entladung nicht mehr aufrechterhalten werden konnte.

Durch eine Erhöhung des Neutralgasdrucks auf $2 - 3 \cdot 10^{-4}$ Torr, und damit durch Vergrößerung der Zahl der inelastischen Stöße im Bereich der

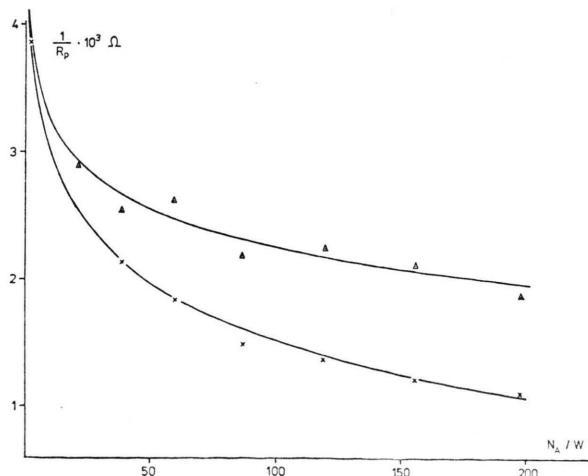


Abb. 7. Maximalwert des Plasmaleitwertes $1/R_p$ als Funktion der Blindleistung N_A : × Meßwerte, △ normiert auf gleiche Elektronendichte.

Zyklotronresonanzheizung konnte die Ausgangselektronentemperatur im Targetplasma so weit abgesenkt werden, daß bei zusätzlicher Hf-Heizung mit ansteigender Elektronenenergie nunmehr die Ionisierungsrate exponentiell anwuchs. Gleichzeitig wurde wegen Erhöhung der Elektronen-Neutralteilchen-Stoßfrequenz die Ionisation durch die Mikrowelle verstärkt. Das führte zu etwa 30% höheren Elektronendichten, als bei der Plasmaerzeugung mit niedrigeren Neutralgasdrücken.

Zur Erklärung der Tatsache, daß in der Resonanz die Elektronendichte auch bei größeren Neutralgasdichten zunächst mit der Erhöhung der Hf-Einkoppelleistung absank, kann angenommen werden, daß die Volumenionisation im Wellenfeld der Hochfrequenz zunächst klein war. Die erhöhten Teilchenverluste mit wachsender Oszillationsenergie der Elektronen konnten noch nicht ausgeglichen werden.

Erst bei weiterer Erhöhung der Hf-Blindleistung auf etwa 20 kW nahm die Oszillationsenergie der Elektronen, allerdings nur in unmittelbarer Umgebung der Plasmaresonanz, so stark zu, daß die mit der Elektronenenergie exponentiell ansteigende Volumenionisation die erhöhten Verluste mehr als ausgleichen konnte. Das führte, wie ein Vergleich der Abb. 4 und 5 für die 16 kW-Kurve zeigt, zu einem steilen Anwachsen der Elektronendichte in dem ω_0/ω -Bereich, in dem bei den linearen Experimenten^{1, 2} geometrische Resonanzen der Plasmasäule beobachtet wurden.

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß bei hohen Hf-Einkoppelleistungen das Targetplasma seine ursprüngliche Bedeutung verliert. Es dient hier lediglich als ein Anfangsplasma, das die Bedingungen für das Auftreten geometrischer Resonanzen – im wesentlichen genügend hohe Elektronendichte bei ausreichend kleiner Stoßfrequenz – erfüllt. Die zusätzlich eingekoppelte Hochfrequenz hoher Leistung verändert die Plasmaparameter. Dies gilt in besonderem Maße für den Bereich der Resonanz, in dem die Elektronendichte stark anwächst. Somit scheinen auch bei nichtlinearer Welleneinkopplung das Gebiet der unteren Hybridfrequenz und insbesondere die geometrischen Resonanzen für die

Plasmaerzeugung und -heizung eine wichtige Rolle zu spielen.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Bei der Einkopplung von Radiowellen in ein Plasma erhöhter Elektronentemperatur wird auch bei Vergrößerung der Wellenamplitude deutliche Resonanzabsorption im Bereich der unteren Hybridresonanz beobachtet. Dabei wurde zunächst – bei linearer Welleneinkopplung – konstante prozentual eingekoppelte Wirkleistung erhalten, d. h. der Lastwiderstand des Plasma ist unabhängig von der Blindleistung. Bei Überschreiten einer Schwelle (Blindleistung 2,5 W, Wirkleistung etwa 0,1 Watt) tritt jedoch ein deutliches Absinken des Plasmaleitwertes (damit der prozentual eingekoppelten Leistung) zusammen mit einer Verminderung der Elektronendichte auf. Beides läßt auf die Anregung und Verstärkung von Instabilitäten infolge parametrischer und nichtlinearer Effekte schließen, zumal Schwellwerte von etwa 0,1 Watt für die eingekoppelte Wirkleistung schon beobachtet wurden⁵. Diese Effekte führen dazu, daß für hohe eingekoppelte Blindleistungen bei niedrigen Neutralgasdrücken ($8 \cdot 10^{-5}$ Torr) die Entladung nicht mehr aufrechterhalten werden konnte. Durch Erhöhung des Neutralgasdrucks konnte die Elektronentemperatur im Targetplasma abgesenkt und die Stoßfrequenz für Volumenionisation erhöht werden. Damit war es möglich, die bei Steigerung der eingekoppelten Leistung anwachsenden Teilchenverluste mehr und mehr auszugleichen. Bei Blindleistungen um 20 kW wurde schließlich sogar ein starkes Anwachsen der Elektronendichte im Bereich der geometrischen Resonanzen beobachtet. Hier werden Ionisationsgrade um 30% erreicht.

Ob die beobachtete überraschend starke Senkung der Elektronendichte bei steigender Wellenenergie auch in anderen Konfigurationen auftritt, muß in zukünftigen Untersuchungen geklärt werden.

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

¹ G. Glomski, B. Heinrich u. H. Schlüter, Lineare Welleneinkopplung in ein Plasma erhöhter Elektronentemperatur bei der unteren Hybridresonanz, Z. Naturforsch. **31 a**, 1551 [1976], im folgenden I genannt.

² G. Glomski, B. Heinrich u. H. Schlüter, Einfluß von Spiegelanordnungen bei der unteren Hybridresonanz, Z. Naturforsch. **31 a**, 1559 [1976], im folgenden II genannt.

³ W. M. Hooke u. S. Bernabei, Princeton-Bericht (1973).

⁴ T. K. Chen, S. Bernabei u. R. W. Motley, Phys. Rev. Lett. **31**, 211 [1973].

⁵ A. K. Sundaram u. P. K. Kaw, Nucl. Fus. **13**, 901 [1973].

⁶ K. Körper, Z. Naturforsch. **15 a**, 220, 226, 235 [1960].