

Ueber Driftwellen in einem zylindrischen Plasma und ihre magnetischen Komponenten

Autor(en): **Egger, E. / Vaucher, B.G. / Saysov, Yu.S.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **59 (1986)**

Heft 3

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-115706>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ueber Driftwellen in einem zylindrischen Plasma und ihre magnetischen Komponenten¹⁾

By E. Egger, B. G. Vaucher, Yu. S. Sayasov und H. Schneider

Physikinstitut der Universität, CH-1700 Freiburg (Schweiz)

(10. VIII. 1985)

Abstract. Single mode coherent oscillations in a weakly ionized rf-plasma have been studied experimentally and identified as drift dissipative waves propagating mainly in the azimuthal direction, in the same sense as the electron diamagnetic drift and having an azimuthal mode number $m = 6$. The magnetic field oscillations accompanying these drift waves have been observed. The relation between the amplitude of the magnetic field fluctuations and the density fluctuation level is given.

The experiment was performed in a helium plasma. The plasma parameters are: mean density $\bar{n} = 2.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, neutral gas pressure $p_0 = 5 \text{ mTorr}$, mean electron temperature $\bar{T}_e = 3.5 \text{ eV}$, magnetic field $B_0 = 770 \text{ Gauss}$.

Zusammenfassung. In einem schwach ionisierten Mikrowellenplasma wurden kohärente Fluktuationen untersucht und als dissipative Driftwellen mit azimuthalen Mode $m = 6$ identifiziert. Diese Wellen breiten sich hauptsächlich azimuthal in Richtung der diamagnetischen Driftbewegung der Elektronen aus. Die Magnetfeldkomponenten dieser Driftwellen wurden experimentell nachgewiesen. Der Zusammenhang zwischen dem Dichtefluktuationsgrad und den Amplituden der Magnetfeldfluktuationen wird hergeleitet.

Die Experimente wurden in einem Helium Plasma durchgeführt. Die Plasmaparameter sind: mittlere Dichte $\bar{n} = 2.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, Neutralgasdruck $p_0 = 5 \text{ mTorr}$, mittlere Elektronentemperatur $\bar{T}_e = 3.5 \text{ eV}$, Magnetfeld $B_0 = 770 \text{ Gauss}$.

1. Einleitung

In stromfreien magnetisierten Plasmen sind die Driftinstabilitäten die wohl interessantesten Erscheinungen, weil sie unter anderem für die anomale Diffusion des Plasmas senkrecht zum Magnetfeld mitverantwortlich sein können [1, 2]. Auch die gestörte Ausbreitung von Radiowellen in der Ionosphäre kann auf Unregelmässigkeiten in der Elektronendichte dieses Plasmas zurückgeführt werden [3]. Eine Bedingung für die Erscheinung der Driftinstabilität ist eine Inhomogenität, z.B. ein Dichtegradient. In unseren Laborplasmen ist ein Dichtegradient senkrecht zum Magnetfeld für die Entstehung der Instabilität verantwortlich. Damit eine Instabilität entsteht, muss der Gradient einen bestimmten kritischen Wert überschreiten, welcher abhängt von der Plasmalänge,

¹⁾ Diese Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

der Neutralteilchendichte, vom Magnetfeld, von der Stosszahl der Ionen mit den Neutralteilchen, von der Elektronentemperatur und von der Ionenmasse [4]. Das Auftreten der Driftinstabilität ist also an viele Bedingungen gebunden. Driftwellen wurden bereits in vielen Maschinen, sowohl mit linearer, als auch mit toroidaler Geometrie, in stossfreien, wie auch in stossdominierten Plasmen beobachtet. Die hier zu beschreibenden Experimente wurden in einer linearen Maschine durchgeführt. In dieser Maschine wurden bereits früher Driftwellen beobachtet und in einer Arbeit über Turbulenz beschrieben [5]. Die vorliegenden Experimente unterscheiden sich aber wesentlich von den in [5] beschriebenen, weil die Plasmamparameter systematisch geändert wurden, um möglichst ausgeprägte kohärente Driftwellen und möglichst wenig inkohärente Turbulenz zu erhalten. Dies gelang hauptsächlich durch Uebergang zu schwächerem Magnetfeld und diese Systematik ist auch in guter Uebereinstimmung mit den Beobachtungen anderer Autoren [6]. Auch theoretisch wurden Driftwellen eingehend untersucht, und es existieren schon mehrere Uebersichtsartikel [4, 7, 8, 9].

Im allgemeinen werden die Driftwellenfelder als elektrostatische Felder betrachtet. Verschiedentlich wird aber die Möglichkeit erwähnt, dass Driftwellenfelder nicht rein elektrostatisch sind, sondern auch von magnetischen Komponenten begleitet werden können [10]. In Plasmen, in denen der Teilchendruck viel kleiner ist als der Magnetfelddruck, d.h. $\beta \ll 1$ ($\beta = (nkT)/(B^2/8\pi)$), haben die Driftwellen einen vorwiegend elektrostatischen Charakter. Diese elektrostatische Natur beruht darauf, dass das Plasma unfähig ist, die von aussen vorgegebene Magnetfeldkonfiguration zu verändern. In Plasmen mit grösserem β hingegen werden die elektromagnetischen Eigenschaften der Wellen von grösserer Bedeutung. Nach Krall [7] können die magnetischen Eigenschaften vernachlässigt werden, solange $\beta < m/M$ (m : Elektronenmasse, M : Ionenmasse). Diese Bedingung gilt allerdings nur für stossfreie Plasmen. Zweben und Taylor [11, 12] haben Dichte- und Magnetfeldfluktuationen beobachtet, aber keinen Zusammenhang zwischen den beiden nachgewiesen.

In der vorliegenden Arbeit werden Dichte- und Magnetfeldfluktuationen in einem Mikrowellenplasma untersucht und als dissipative Driftwellen mit azimuthaler Modezahl $m = 6$ identifiziert. Diese Wellen breiten sich hauptsächlich azimuthal in derselben Richtung wie die diamagnetische Drift der Elektronen aus. Die Magnetfeldfluktuationen weisen dieselbe Frequenz auf, wie der dominierende Driftmode. Zwischen Dichte- und Magnetfeldfluktuationen konnte zudem eine feste Phasenbeziehung nachgewiesen werden. In unserem Plasma sind also die Driftwellenfelder nicht mehr rein elektrostatisch. Ferner finden wir, dass die magnetischen Fluktuationen auch im Falle $\beta < m/M$ vorhanden sind, was auch schon von Pécseli [13] vermutet wurde, allerdings ohne experimentellen Nachweis. Ihre Amplitude ist aber in diesem Falle so klein, dass sie nur schwer nachweisbar ist ($B/B_0 < 10^{-4}$). Wir erklären den Zusammenhang zwischen Dichte- und Magnetfeldfluktuationen in einem zylindrischen Plasma mit Hilfe der Ströme, die durch die Driftwellenbewegung entstehen.

Zudem untersuchen wir das Verhalten der Fluktuationen in Funktion des

äusseren Magnetfeldes. Wir finden, dass bei kleinen Magnetfeldern kohärente Driftwellen vorhanden sind. Bei Erhöhen des Magnetfeldes verschwinden die kohärenten Spektralkomponenten. Es findet ein Uebergang zu Driftwellenturbulenz statt.

2. Experimentelle Untersuchungen

2.1. Experimenteller Aufbau

Die Experimente werden in einem Zylinder aus rostfreiem Stahl (Länge 160 cm, Innendurchmesser 17.4 cm) durchgeführt. Figur 2.1 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau. Auf beiden Seiten befindet sich eine Verbindung zu einem Pumpsystem. Dieses besteht aus je einer Rotationspumpe zur Erzeugung des Vorvakuums und einer Oeldiffusionspumpe. Damit kann ein Basisdruck von ca. 10^{-6} Torr erreicht werden. Das Füllgas strömt durch eine "Dusche" am Gitter kontinuierlich durch das Entladungsgefäss. Um einen Dichtegradienten in z-Richtung zu vermeiden, wird während den Experimenten die Verbindung zum Pumpsystem Nr. 1 durch eine Klappe geschlossen.

Mit zwanzig wassergekühlten Spulen kann ein axiales Gleichstrommagnetfeld von bis zu 4000 Gauss erzeugt werden. Durch die gewählte Anordnung der

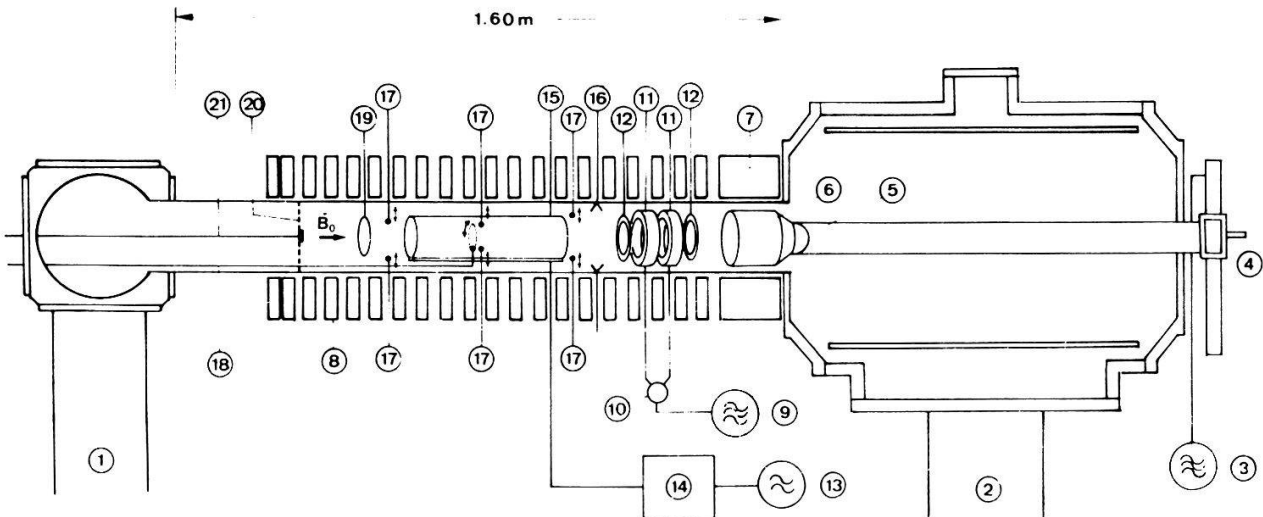
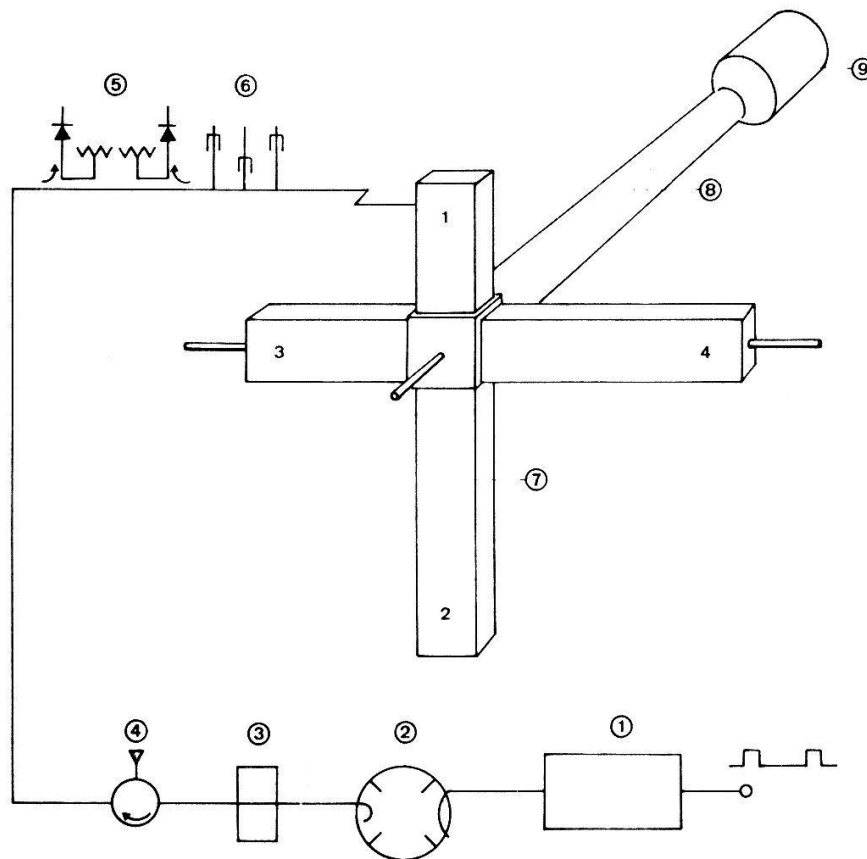


Figure 2.1

Experimenteller Aufbau. ① und ② Pumpsystem, ③ Mikrowellengenerator, ④ Drehkreuzverbindung, ⑤ Glasfenster, ⑥ Hornantenne, ⑦ Magnetfeldspule zur Erzeugung des ECR-Feldes, ⑧ Magnetfeldspulen zur Erzeugung des B_0 -Feldes, ⑨ Mikrowellengenerator, ⑩ Leistungsteiler, ⑪ Doppelringstruktur, ⑫ Limiter, ⑬ Kurzwellengenerator ($f = 0.3 - 30$ MHz, $P = 1$ kW), ⑭ Anpassungsschaltung mit Richtkoppler, ⑮ Lange einwindige Spule (zur Erzeugung von magnetoakustischen Wellen), ⑯ 8 mm Interferometer, ⑰ Durchführungen für radial verschiebbare Sonden (Langmuirsonden, Doppelsonden, kapazitive Sonden, Magnetfeldsonden, Energy-Analyser), ⑱ azimuthal und radial verschiebbare Doppelsonde, ⑲ Diamagnetische Spule, ⑳ Gitter, ㉑ Gaseinlass. Das Mikrowellensystem ⑨, ⑩, ⑪, sowie die Spule ⑰ und der Sender ⑬, ⑭ wurden in unseren Experimenten nicht benutzt.



Figur 2.2
Mikrowellensystem. ① Steuerelektronik, ② Magnetron (Mikrotron L-5001/8838), ③ RF-Coupling-Struktur, ④ Zirkulator mit Wasserlast, ⑤ Richtkoppler, ⑥ Dreifache Anpass-Stichleitung, ⑦ Drehkreuzverbindung, ⑧ Zirkularhohlleiter, ⑨ Hornantenne.

Spulen wird in der Experimentierzone eine Homogenität von $(\Delta B/B_0) < 1\%$ erreicht.

Das Plasma wird 50 mal pro Sekunde durch eine Mikrowellenentladung ($f = 2.45$ GHz, $P = 1.2$ kW, Pulsdauer $T = 1.2$ ms) erzeugt. Das zur Plasmaproduktion benötigte Mikrowellensystem ist in Figur 2.2 dargestellt. Die aus dem Magnetron ausgekoppelte Leistung wird zunächst als H_{10} -Welle in einen Rechteckhohlleiter übertragen, durch einen Zirkulator mit Lastwiderstand geleitet und auf eine koaxiale Leitung übertragen. Die Welle erreicht über einen Richtkoppler und ein Anpassungsglied eine Drehkreuzverbindung in der durch einen Antennenstift im Arm 1 der H_{10} -Mode (Rechteckhohlleiter) angeregt wird. Arm 2 ist mit einem Wellenwiderstand abgeschlossen. Arm 3 und 4 sind in entsprechenden variablen Abständen kurzgeschlossen, sodass durch den runden Hohlleiter eine H_{11} -Welle in das Entladungsgefäß eingestrahlt wird [14].

Unser Plasma wird unter ECR-Bedingung (Electron-Cyclotron-Resonance) produziert, d.h. dass für eine Mikrowelle der Frequenz $f = 2.45$ GHz ein Magnetfeld von $B = 872$ Gauss vorhanden sein muss. Diese Bedingung wird mit Hilfe einer wassergekühlten Spule (Fig. 2.1, Nr. 7) erfüllt.

2.2. Diagnostikmethoden und Signalverarbeitung

Zur Bestimmung der verschiedenen Plasmaparameter wurden folgende Messmethoden benutzt: Ein 8 mm Interferometer liefert die mittlere Elektronen-

dichte. Das Dichteprofil wird mit vorgespannten Doppelsonden im Ionensättigungsstrom gemessen. Die Elektronentemperatur wird aus der Strom-Spannungscharakteristik der Doppelsonden bestimmt. Eine ausführliche Beschreibung der angewandten Diagnostikmethoden ist in [15] zu finden.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Fluktuationen eines Mikrowellenplasmas. Dabei muss zwischen Dichte-, Potential- und Magnetfeldfluktuationen unterschieden werden. Dichtefluktuationen werden mit vorgespannten Doppel- oder Einfachsonden untersucht. Auch mit Doppel- oder Einfachsonden, aber ohne Vorspannung, werden Schwankungen des 'Floating' Potentials beobachtet. Fluktuationen des elektrischen Feldes werden mit kapazitiven Sonden nachgewiesen. Verschiedene Magnetfeldsonden wurden konstruiert, um die drei Komponenten der Magnetfeldfluktuationen \vec{B}_θ , \vec{B}_r und \vec{B}_z bis zu einer Frequenz von 30 MHz untersuchen zu können. Diese Sonden wurden geeicht, sodass die Amplitude der Magnetfeldfluktuationen bestimmt werden kann.

Die Fluktuationssignale werden über einen Differentialverstärker und Filter (Tektronix 7A22) mit einem Zweikanal Transienten Recorder aufgenommen (Tektronix 7612D, maximale Abtastrate 200 MHz, 8 bit Auflösung, 2048 Speicher pro Kanal). Mit dem Filter werden Frequenzkomponenten oberhalb der Nyquistfrequenz abgeschnitten, die sonst das Spektrum der beobachteten Fluktuationen verfälschen würden [16]. Die Daten werden von einem Computer (PDP 11/34) auf Magnetband abgespeichert und verarbeitet.

2.3. Digitale Spektralanalyse

Wichtigstes Werkzeug unserer Untersuchung ist die digitale Spektral- und Bispektralanalyse [17, 18]. Sie erlaubt uns Amplitude, Frequenz, Wellenlänge und Kohärenz jeder vorhandenen Welle zu bestimmen. Mit Hilfe zweier Sonden, die sich im Abstand Δx voneinander befinden, werden zwei Signale $S_1(t)$ und $S_2(t)$ aufgenommen und mittels schneller Fouriertransformation vom Zeitraum in den Frequenzraum transformiert:

$$S_1(t) \xrightarrow{\text{FFT}} F_1(\omega) = A_1(\omega)e^{i\theta_1(\omega)}$$

$$S_2(t) \xrightarrow{\text{FFT}} F_2(\omega) = A_2(\omega)e^{i\theta_2(\omega)}$$

Aus diesen Werten werden die Leistungsspektren berechnet:

$$P_{11}(\omega) = E[F_1(\omega)F_1^*(\omega)]$$

$$P_{22}(\omega) = E[F_2(\omega)F_2^*(\omega)]$$

(F^* bedeutet die konjugiert komplexe Größe, E stellt den Erwartungswert dar, der durch Mittelung über 25 Aufnahmen erreicht wird). Das Kreuzleistungsspektrum ergibt sich zu:

$$P_{12}(\omega) = E[F_1(\omega)F_2^*(\omega)] = |P_{12}(\omega)| e^{i\theta_{12}(\omega)}$$

Es gelten folgende Zusammenhänge:

$$P_{11}(\omega) = A_1^2(\omega) \quad P_{22}(\omega) = A_2^2(\omega)$$

$$\theta_{12} = \theta_1 - \theta_2$$

wobei $A(\omega)$ die Amplitude jeder Spektralkomponente und $\theta_{12}(\omega)$ die Phasenverschiebung zwischen Messpunkt 1 und Messpunkt 2 darstellen.

Für jede Spektralkomponente beträgt die Wellenlänge:

$$\lambda = \frac{2\pi \cdot \Delta x}{\theta_{12}}$$

Das Kohärenzspektrum berechnet sich zu:

$$\text{coh}(\omega) = \frac{|P_{12}(\omega)|}{(P_{11}(\omega)P_{22}(\omega))^{1/2}}$$

wobei $0 \leq \text{coh}(\omega) \leq 1$. Falls $\text{coh}(\omega) = 0$ ist, gibt es für die betreffende Spektralkomponente keine Kohärenz, falls $\text{coh}(\omega) = 1$ ist, sind die Spektralkomponenten kohärent, d.h. es gibt eine feste Phasenbeziehung zwischen $S_1(t)$ und $S_2(t)$. Liegen die Werte von $\text{coh}(\omega)$ zwischen 0 und 1, so spricht man von teilweise kohärenten Wellen.

Zusammenfassend können wir sagen, dass uns die digitale Spektralanalyse erlaubt festzustellen, welche Spektralkomponenten an zwei Messpunkten auftreten und ob sie sich von einem Messpunkt zum andern ausbreiten.

Die Bispektralanalyse dient dazu, zwischen selbsterregten und gekoppelten Spektralkomponenten zu unterscheiden. Dazu wird das Bispektrum berechnet:

$$B(\omega_1, \omega_2) = E[F(\omega_1)F(\omega_2)F^*(\omega)]$$

wobei $\omega = \omega_1 + \omega_2$. Daraus kann das Bikohärenzspektrum entnommen werden:

$$b(\omega_1, \omega_2) = \frac{|B(\omega_1, \omega_2)|}{(P(\omega_1)P(\omega_2)P(\omega))^{1/2}}$$

wobei

$$P(\omega_1) = E[F(\omega_1)F^*(\omega_1)]$$

$$P(\omega_2) = E[F(\omega_2)F^*(\omega_2)]$$

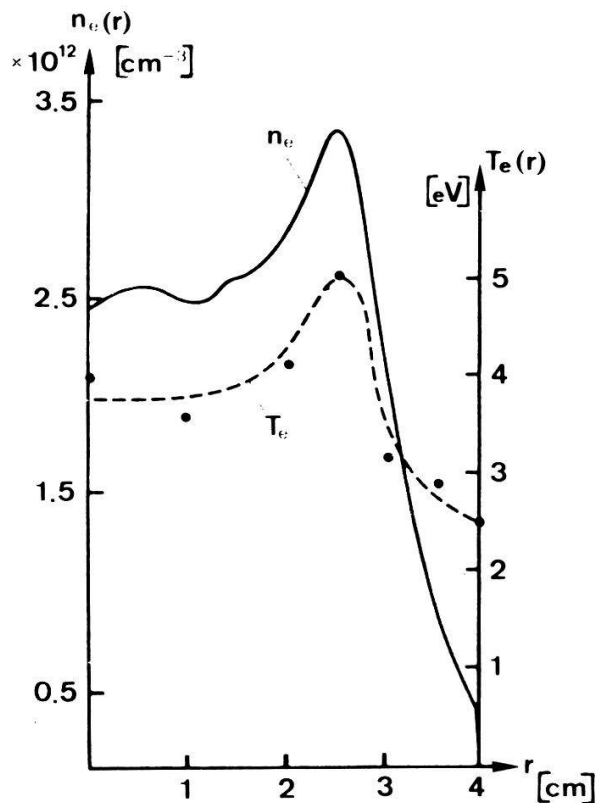
$$P(\omega) = E[F(\omega)F^*(\omega)]$$

Es gilt auch hier $0 \leq b(\omega_1, \omega_2) \leq 1$. Falls $b(\omega_1, \omega_2) = 0$ ist, gibt es keine Kopplung zwischen den Spektralkomponenten, d.h. die Wellen mit den Frequenzen ω_1 , ω_2 und ω sind unabhängig voneinander, werden also spontan erzeugt. Falls $b(\omega_1, \omega_2) = 1$ ist, sind die Spektralkomponenten untereinander durch eine nichtlineare (in diesem Fall eine quadratische) Wechselwirkung gekoppelt, d.h. die Welle mit der Frequenz ω entsteht aus den Wellen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 .

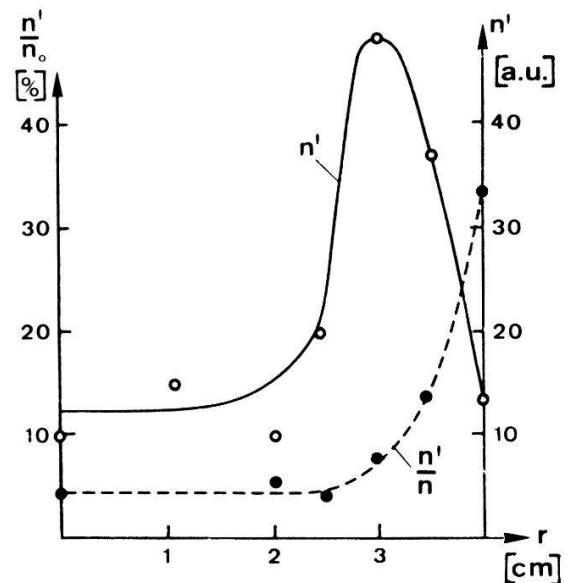
2.4. Plasmaparameter

Die Experimente wurden in einem Helium-Plasma durchgeführt. Die Plasmaparameter sind: mittlere Elektronendichte $\bar{n}_e = 2.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, mittlere Elektronentemperatur $\bar{T}_e = 3.5 \text{ eV}$, Neutralgasdruck $p_0 = 5 \text{ mTorr}$, Magnetfeldstärke $B_0 = 770 \text{ Gauss}$.

Figur 2.3 zeigt das gemessene radiale Dichteprofil und das Elektronentemperaturprofil. Auffallend ist der steile Dichteabfall am Rande mit einer charakteristischen Länge $\kappa^{-1} = ((1/n)(dn/dr))^{-1} \cong 1 \text{ cm}$. Auf Fig. 2.4 ist die Amplitude der Fluktuationen n' und der Fluktuationsgrad n'/n in Funktion des Radius aufgetragen. Wie erwartet sind die Fluktuationen in den Randschichten am ausgeprägtesten, dort wo der Dichteabfall am steilsten ist.



Figur 2.3
Gemessene Dichte und Temperatur der Elektronen in Funktion des Radius.

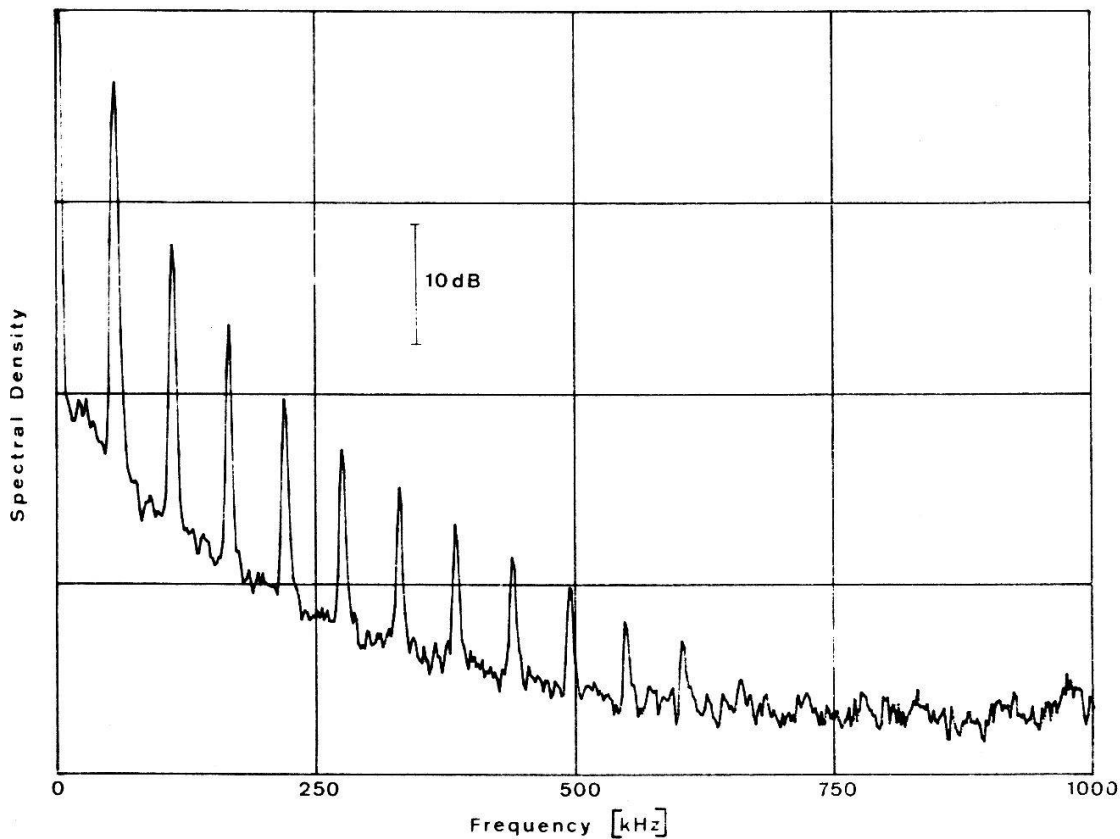


Figur 2.4
Gemessene Amplitude der Fluktuationen n' und Fluktuationsgrad n'/n in Funktion des Radius.

2.5. Identifikation der Instabilität

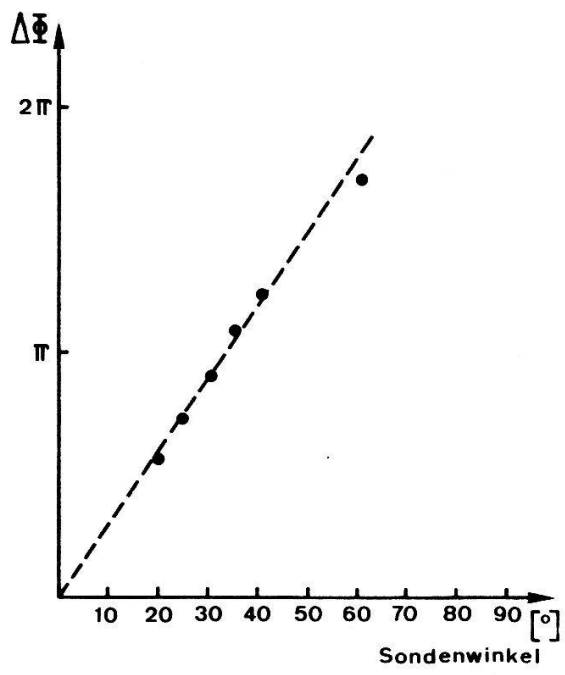
Um diese Fluktuationen zu identifizieren, müssen ihre Frequenz, Wellenlänge, Phasengeschwindigkeit und Propagationsrichtung bekannt sein. Mit Hilfe zweier Doppelsonden und der digitalen Spektralanalyse lassen sich diese Größen bestimmen.

Figur 2.5 zeigt das Spektrum der Dichtefluktuationen am Rande des Plasmas. Man erkennt eindeutig die dominierende Welle mit einer Frequenz



Figur 2.5
 Spektrum der Dichtefluktuationen am Plasmarande ($r = 4$ cm). Willkürliche Einheiten.

$f = 55$ kHz und ihre Oberwellen. Diese sind um mindestens 20 dB schwächer. Auf Fig. 2.6 ist für die dominierende Spektralkomponente die Phasenverschiebung in Funktion des azimuthalen Abstandes zweier Doppelsonden aufgezeichnet. Aus dieser Messung ergibt sich für die Welle der Frequenz $f = 55$ kHz eine azimuthale Wellenlänge $\lambda_\theta = 4$ cm (auf dem Radius $r = 4$ cm), eine azimuthale Wellenzahl $k_\theta = 1.5 \text{ cm}^{-1}$ und eine azimuthale Modezahl $m = 6$. Die Propagationsgeschwin-



Figur 2.6
 Phasenverschiebung der Spektralkomponente $f = 55$ kHz in Funktion des azimuthalen Sondenabstandes auf dem Radius $r = 4$ cm.

digkeit berechnet sich zu $v_\theta = 2.2 \times 10^5$ cm/s. Analoge Messungen ergeben $k_z = 0.05$ cm⁻¹. Diese Welle propagiert azimuthal in Richtung der diamagnetischen Driftbewegung der Elektronen und axial in Richtung des Magnetfeldvektors. Aus diesen Messungen identifizieren wir diese Welle als eine Driftwelle mit dem azimuthalen Mode $m = 6$.

Aehnliche Driftwellen mit $m = 1$ wurden oft in anderen Experimenten beobachtet [4]. Ein Versuch die Entstehung der Driftwellen mit $m \gg 1$ theoretisch zu interpretieren wurde für das ebene Modell in [19] unternommen. Das ebene Modell ist aber nicht direkt auf unsere zylindrischen Plasmen anwendbar.

2.6. Magnetfeldfluktuationen

Dichtefluktuationen in einem Plasma sind Bewegungen der Elektronen und Ionen, also bewegte Ladungen. Bewegte Ladungen sind Ströme, und Ströme erzeugen Magnetfelder. Demnach sollten in unserem Plasma Magnetfeldfluktuationen zu beobachten sein, die dieselbe Frequenz aufweisen, wie die vorhandenen Driftwellen. In diesem Experiment wurden solche Magnetfeldfluktuationen beobachtet. Die Spektren der verschiedenen Komponenten B_r , B_θ und B_z dieser Schwankungen sind auf Fig. 2.7 zu sehen.

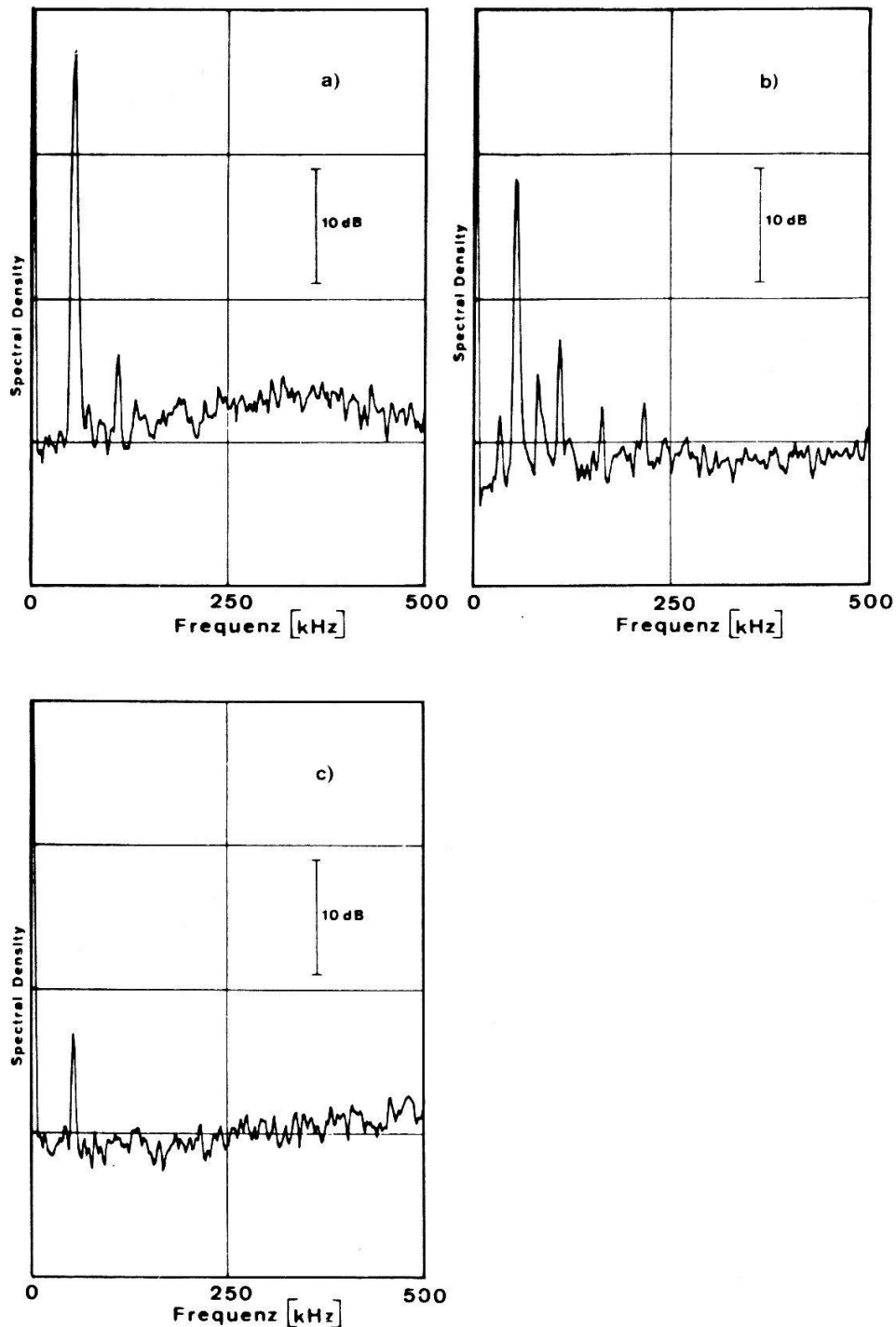
Wir finden als Wichtigstes, dass die im Spektrum der Dichteschwankungen gefundene Grundfrequenz von 55 kHz auch hier im Spektrum der Magnetfeldkomponenten messbar ist. Weiterhin finden wir, dass die B_r -Komponente die weitaus stärkste ist. Die B_θ -Komponente ist etwa eine Grössenordnung schwächer und die B_z -Komponente ist gerade noch nachweisbar. Dieses Verhältnis der Intensitäten der magnetischen Komponenten kann wenigstens qualitativ erklärt werden, wie wir in Kapitel 3 zeigen werden.

Was nun die Oberwellenspektren dieser magnetischen Komponenten betrifft, so finden wir keine so schöne Regelmässigkeit wie bei den Dichteschwankungen in Fig. 2.5 demonstriert wurde. Ueberdies scheint das Oberwellenspektrum bei den drei Komponenten auch noch verschieden zu sein. Der Grund hierfür ist nicht bekannt. In diesem Zusammenhang ist zu bedenken, dass auch im Spektrum der Dichteschwankungen die Kohärenz der Oberwellen nicht die Gleiche ist wie die der Grundfrequenz. Diese Erscheinung konnte in der vorliegenden Arbeit nicht mehr untersucht werden.

Der radiale Amplitudenverlauf jeder Komponente der dominierenden Welle ($f = 55$ kHz) wurde ebenfalls gemessen (siehe Fig. 3.1).

2.6. Einfluss des äusseren Magnetfeldes

2.6.1. *Dichtefluktuationen.* Aus dem Spektrum der Dichtefluktuationen (vgl. Fig. 2.5) ist klar ersichtlich, dass nicht Driftwellenturbulenz herrscht. In diesem Plasma sind ausschliesslich diskrete Spektralkomponenten vorhanden, wobei der $m = 6$ Mode dominant ist. Seine Oberwellen weisen eine Amplitude auf, die mindestens um eine Grössenordnung kleiner ist. Es ist bekannt [8], dass das



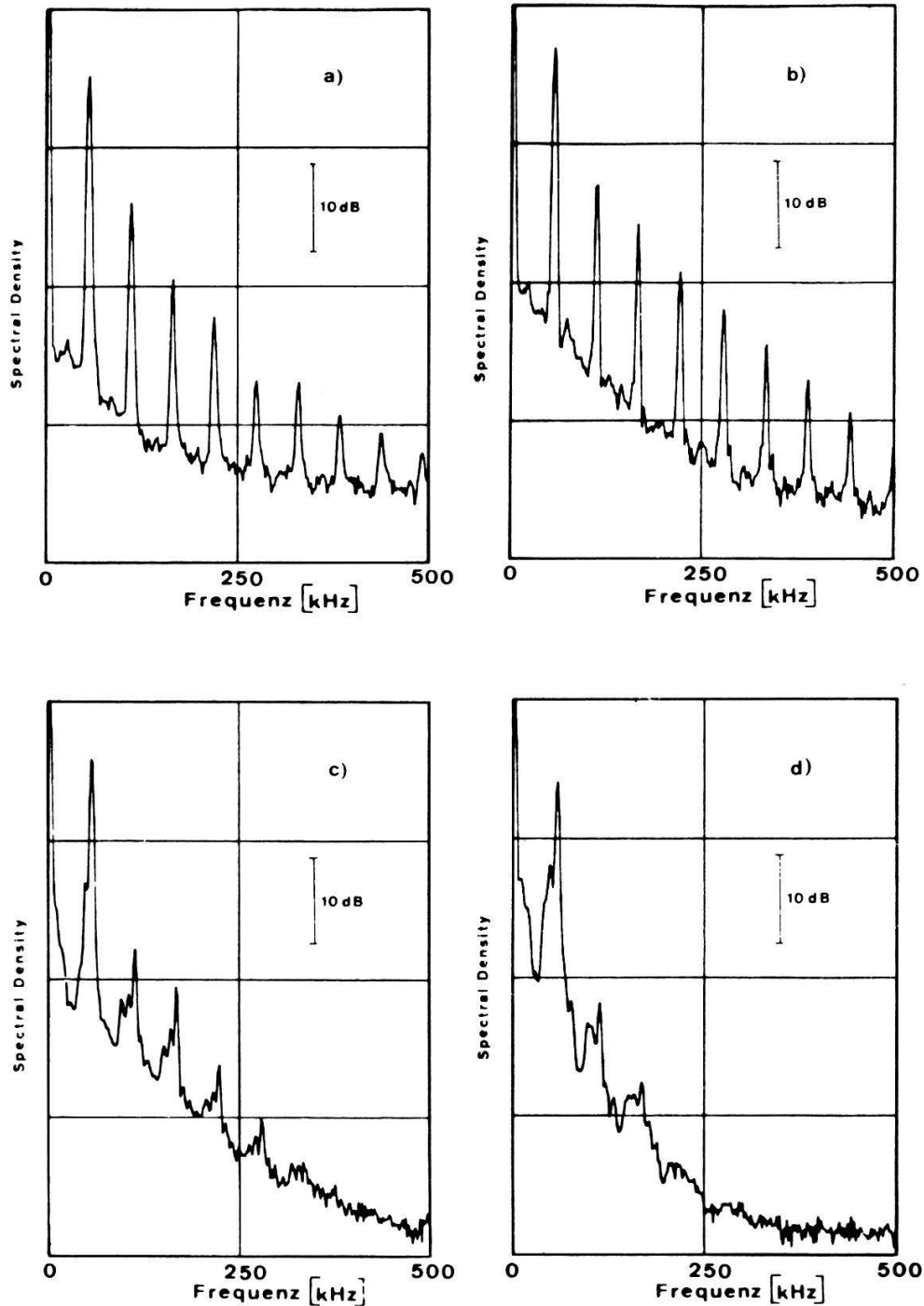
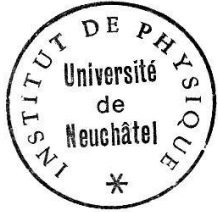
Figur 2.7
 Spektrum der Magnetfeldfluktuationen. a) B_r -Komponente, b) B_θ -Komponente, c) B_z -Komponente in den Randschichten aufgenommen ($r = 3$ cm). Willkürliche Einheiten.

Spektrum turbulent wird, wenn das äussere Magnetfeld erhöht wird. In Fig. 2.8 ist das Spektrum der Dichtefluktuationen für verschiedene Magnetfelder aufgezeichnet. Mit zunehmender Magnetfeldstärke verschwinden zuerst die höheren Harmonischen und das Spektrum wird im Niederfrequenzbereich (unter 50 kHz) langsam aufgefüllt.

Der Zustand der voll entwickelten Turbulenz wird allerdings in diesen Plasmen noch nicht erreicht.

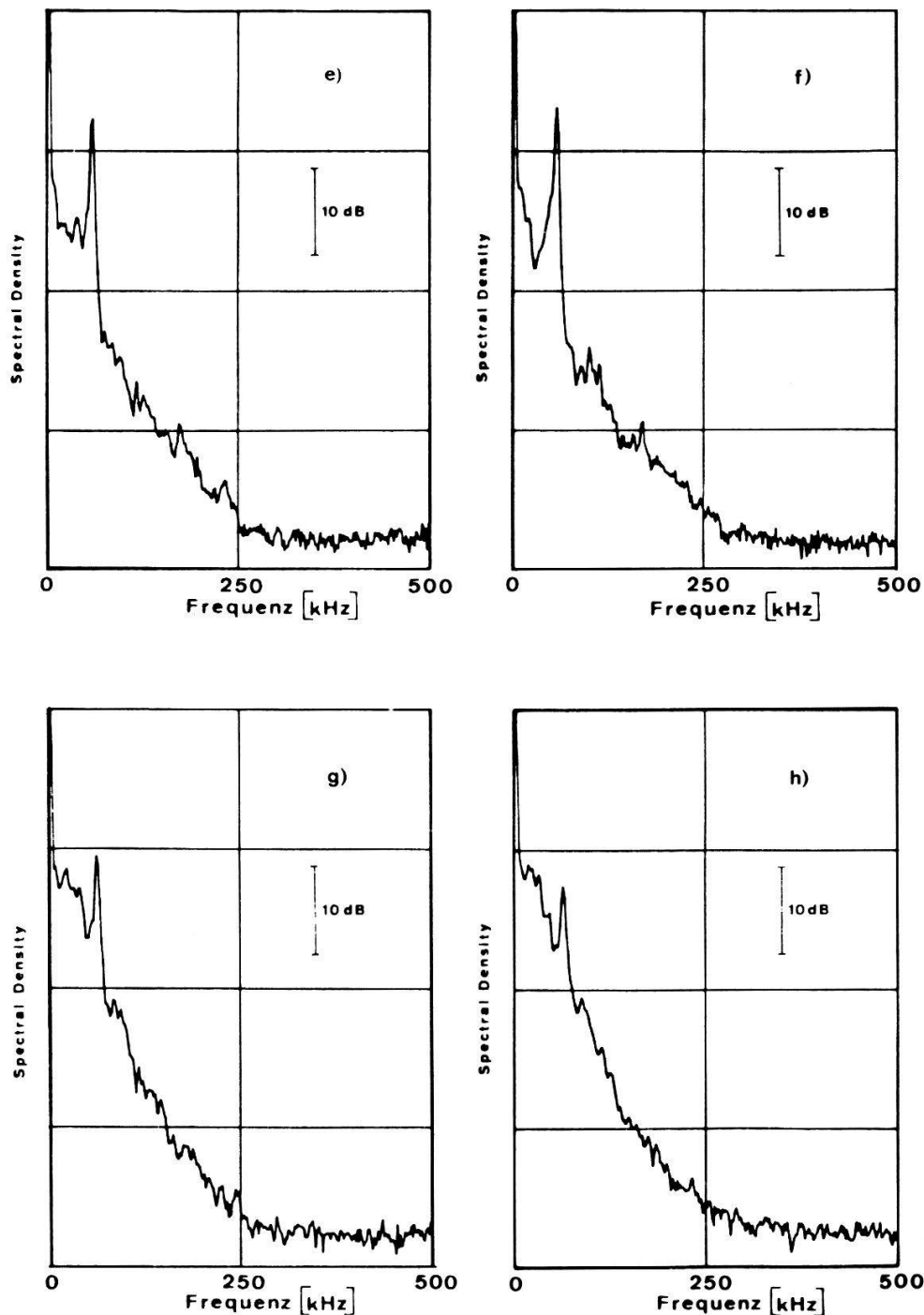
Ferner wird beobachtet, dass bei allen Magnetfeldern, der $m=6$ Mode dominant bleibt, im Gegensatz zu den Experimenten von Hendel und Chu [8], die einen Moden-Uebergang beobachten konnten. Es tritt in unseren Plasmen lediglich eine Frequenzverschiebung auf. Figur 2.9 zeigt die gemessene Driftfrequenz als Funktion der Magnetfeldstärke B_0 .

Wie in [4] gezeigt wurde, ist diese nichtelementare Abhängigkeit der Driftfrequenz ω_d mit B_0 , insbesondere das Anwachsen von ω_d mit B_0 mit



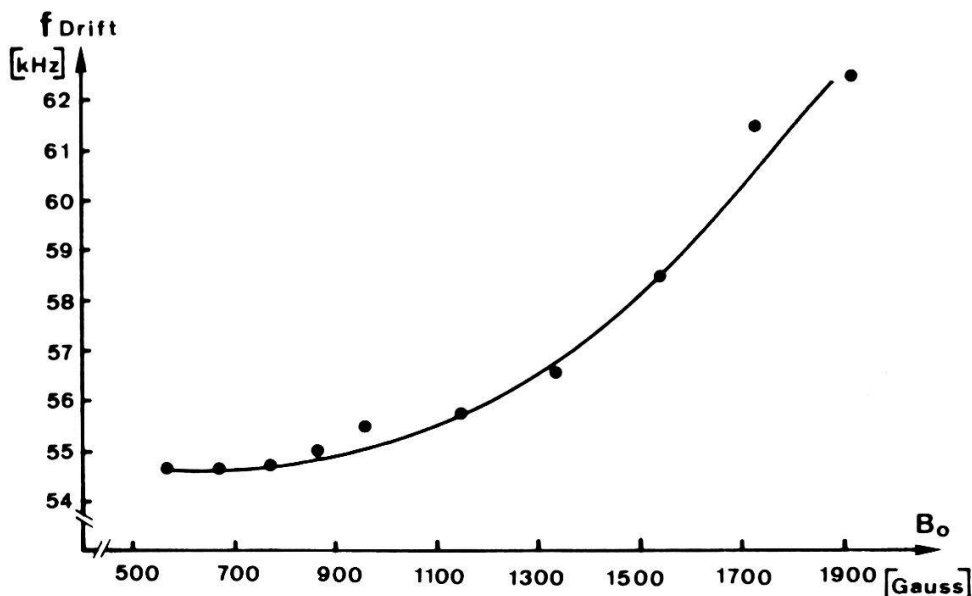
Figur 2.8

Spektrum der Dichtefluktuationen in Funktion des äusseren Magnetfeldes B_0 . Willkürliche Einheiten.
 a) $B_0 = 580$ G, b) $B_0 = 770$ G, c) $B_0 = 960$ G, d) $B_0 = 1150$ G, e) $B_0 = 1350$ G, f) $B_0 = 1540$ G, g) $B_0 = 1730$ G, h) $B_0 = 1920$ G.



Figur 2.8 (fort.)

endlichem Larmorradiuseffekt verbunden. Die elementare Formel $\omega_d = (k_y \kappa T c) / (e B_0)$ gilt nur für das ebene Modell und nur für den Fall, dass der Ionenlarmorradius $\rho_{ci} = (\sqrt{T_e / m_i}) / \omega_{ei}$ viel kleiner als eine effektive Länge $1/k_y$ ist. Für unser Plasma ist diese Bedingung schlecht erfüllt. (Nimmt man $k_y = k_\theta = 1.5 \text{ cm}^{-1}$, so erhält man $k_y \rho_{ci} = 0.75$ für $B_0 = 770$ Gauss). Dies bedeutet, dass die Driftfrequenz eigentlich kinetisch, mit Hilfe der Boltzmannschen Gleichung berechnet werden sollte [4]. Eine quantitative Berechnung der Driftfrequenz unter Berücksichtigung der zylindrischen Geometrie, die hier eine wesentliche Rolle spielt, erscheint aber vorläufig unmöglich.



Figur 2.9
Gemessene Driftfrequenz in Funktion des äusseren Magnetfeldes B_0 .

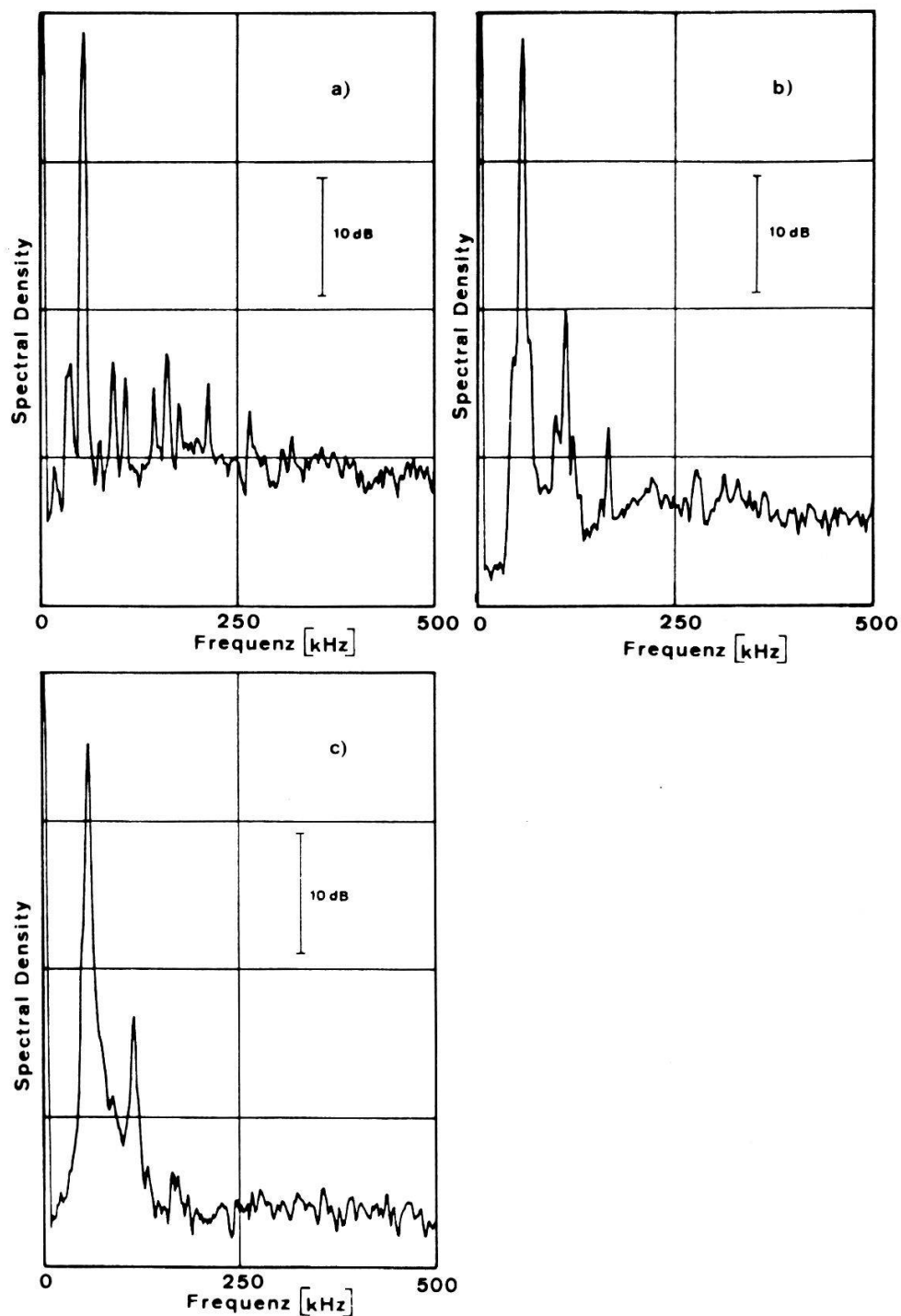
2.6.2. *Magnetfeldfluktuationen.* Da die Magnetfeldfluktuationen durch die Dichtefluktuationen bestimmt sind, sollten sie durch das äussere Magnetfeld auf ähnliche Weise beeinflusst werden. Figur 2.10 zeigt die B_θ -Komponente für verschiedene Magnetfeldstärken. Die Frequenzverschiebung ist dieselbe wie für die Dichtefluktuationen. Die Amplitude des $m = 6$ Modes ändert sich nicht. Die höheren Harmonischen verschwinden mit zunehmender Magnetfeldstärke und das Spektrum wird im Niederfrequenzbereich etwas aufgefüllt.

2.7. Erzeugungsmechanismus der Driftwellen

Da alle Untersuchungen während der Produktionsphase des Plasmas durchgeführt wurden, d.h. während der Zeit zu der eine grössere Mikrowellenleistung eingestrahlt wird, können im Prinzip zwei verschiedene Mechanismen für die Erzeugung der Driftwellen verantwortlich sein:

1. die kombinierten Effekte von Dichtegradienten, Ionenträgheit und Elektronenbewegung
2. ein parametrischer Zerfall der eingestrahelten Mikrowelle.

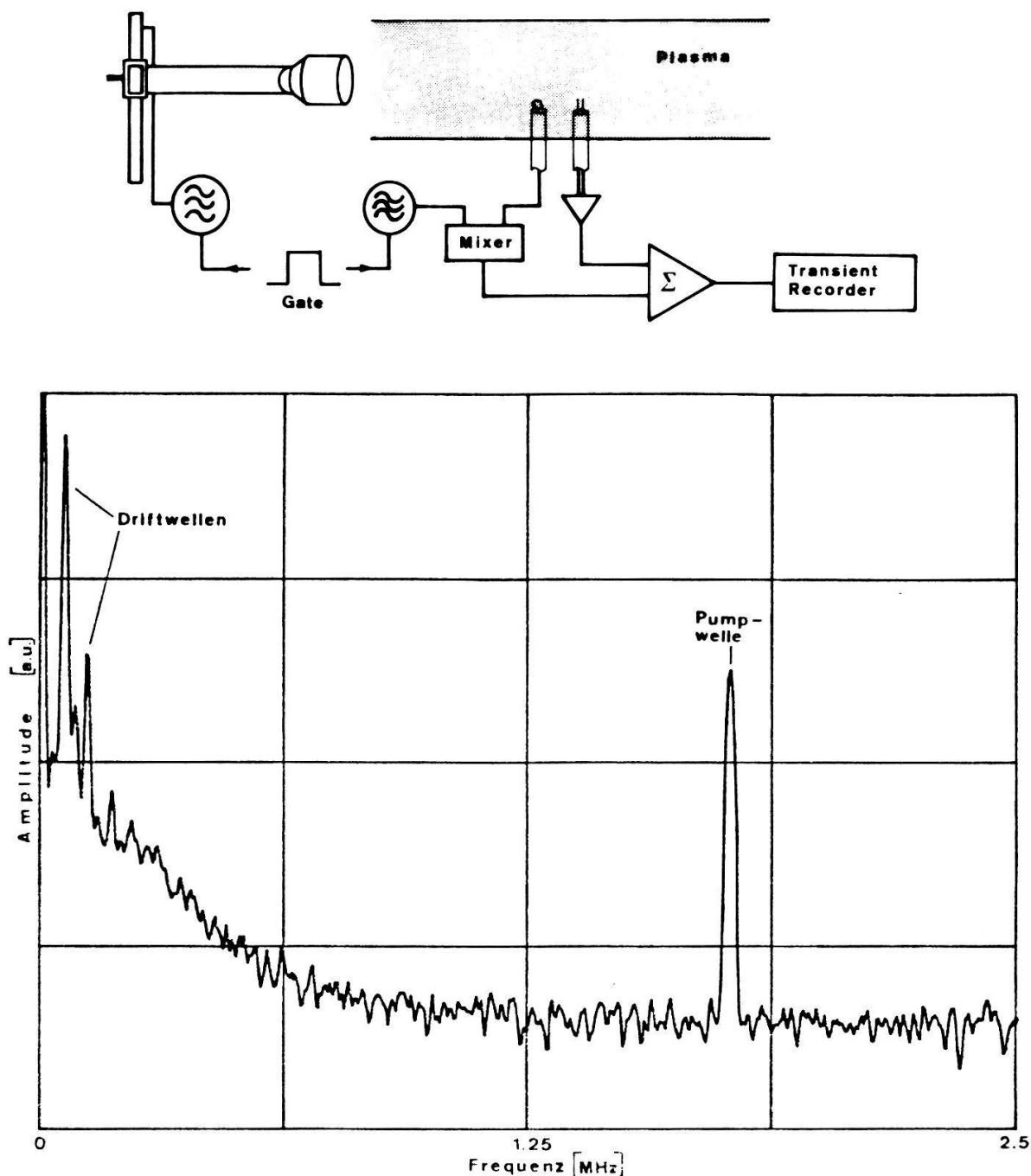
Fig. 2.11 zeigt die Messanordnung mit der nach Zerfallsprodukten gesucht wurde. Mit einer Hochfrequenzsonde wird das Feld der Produktionswelle ($f = 2450$ MHz) aufgenommen und mit einem Signal der Frequenz $f = 2451$ MHz aus einem Sinusgenerator auf einen Mixer gegeben. Die beiden Generatoren (Sinus und Produktionswelle) sind miteinander synchronisiert. Das resultierende Signal der Frequenz $f = f_2 - f_1$ (superheterodynes Verfahren) wird zu einem Doppelsondensignal (Driftwelle $f = 55$ kHz) addiert und mit einem Transienten Recorder aufgenommen. Es ist wichtig zu bemerken, dass bei diesem Frequenzumwandlungsverfahren sämtliche Informationen über Frequenz, Amplitude und Phase des ursprünglichen Signals (hier die Produktionswelle) erhalten bleiben [20]. Falls die Driftwelle bei $f = 55$ kHz ein Zerfallsprodukt der eingestrahnten



Figur 2.10

Spektrum der B_0 -Komponente der Magnetfeldfluktuationen in Funktion des äusseren Magnetfeldes. Willkürliche Einheiten. a) $B_0 = 770$ G, b) $B_0 = 1030$ G, c) $B_0 = 1540$ G.

Mikrowelle ist, muss im Fourierspektrum die Spektralkomponente, die der Produktionswelle entspricht, Satelliten aufweisen [21]. Dies konnte in unseren Experimenten nicht nachgewiesen werden. Zudem müsste das Bikohärenzspektrum eine Kopplung zwischen Driftwelle und Produktionswelle angeben. Bei einem parametrischen Zerfall ist nämlich immer eine feste Phasenbeziehung zwischen zerfallender Welle und Zerfallsprodukt festzustellen. In all den Messungen konnte zwischen den Driftwellen und der Produktionswelle keine Bikohärenz



Figur 2.11
Messanordnung zum Nachweis des parametrischen Zerfalls, Frequenzspektrum.

nachgewiesen werden. Wir schliessen aus diesen negativen Beobachtungen, dass die hier untersuchten Driftwellen kein Zerfallsprodukt der eingestrahlten Mikrowelle sind und ihren Ursprung im Dichtegradienten haben.

3. Theoretische Zusammenhänge

3.1. Herleitung der Dispersionsrelation

Zur theoretischen Beschreibung der vorher dargelegten experimentellen Beobachtungen wird die Zweiflüssigkeitshydrodynamik benutzt. Dies ist gerecht-

fertigt, wenn die Bedingung $v_a/v_i \approx v_i \cdot n/\omega \cdot n_0 \ll 1$ erfüllt ist, wobei v_a , v_i die Geschwindigkeit der Atome und Ionen, v_i die Stosszahl der Ionen, n die Elektronendichte, ω die Driftfrequenz und n_0 die Neutralteilchendichte darstellen. In unserem Plasma ist $v_i n/\omega n_0 \approx 0.1$, d.h. die Bedingung ist gut erfüllt. Die Grundgleichungen der Zweiflüssigkeitshydrodynamik sind im Gauss-System [22]:

$$\begin{aligned}
 m_\alpha n_\alpha \frac{d\vec{v}_\alpha}{dt} &= -T_\alpha \nabla n_\alpha + e_\alpha n_\alpha \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_\alpha \times \vec{B}_0] \right) \\
 &\quad - m_\alpha n_\alpha v_\alpha \vec{v}_\alpha \\
 \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div} (n_\alpha \vec{v}_\alpha) &= 0 \\
 \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
 \operatorname{rot} \vec{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}
 \end{aligned} \tag{1}$$

$$\vec{j} = \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha \vec{v}_\alpha$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0$$

$$\alpha = e, i$$

wobei v_α , n_α , T_α , e_α , m_α , v_α die Geschwindigkeit, Dichte, Temperatur, Ladung, Masse und Stosszahl der Ionen bzw. Elektronen darstellen.

Als Folge des radialen Dichtegradienten dn/dr (n ist die ungestörte Plasmadichte) entsteht eine azimuthale Driftbewegung der Elektronen und Ionen mit der Geschwindigkeit

$$v_{d\alpha} = \frac{T_\alpha \kappa}{m_\alpha \omega_{c\alpha}}$$

wobei

$$\kappa = \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \quad \text{und} \quad \omega_{c\alpha} = \frac{e_\alpha B_0}{m_\alpha c}$$

Diese Bewegung wird unter den vorliegenden Bedingungen von Driftoszillationen $n'(t)$ begleitet. Unter der üblichen Annahme, dass die Abweichung der Dichte der Elektronen und Ionen n'_α wie auch deren Geschwindigkeit \vec{v}'_α von den ungestörten Grössen n_α und \vec{v}_α klein ist, können wir die Gleichungen (1) linearisieren ($n'_\alpha \ll n_\alpha$ und $\vec{v}'_\alpha \ll \vec{v}_\alpha$). Die fluktuierenden Grössen ändern sich harmonisch mit der Zeit (d.h. $\sim e^{-i\omega t}$). Die elektrischen und magnetischen Felder \vec{E} und \vec{B} werden durch skalare und vektorielle Potentiale φ und \vec{A} dargestellt.

Somit können die Gleichungen (1) wie folgt vereinfacht werden:

$$-im_\alpha n \omega v'_\alpha = -T_\alpha (\nabla n'_\alpha - \kappa n'_\alpha) + e_\alpha n \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}'_\alpha \times \vec{B}_0] \right) + e_\alpha n \frac{1}{c} [\vec{v}_{d\alpha} \times \vec{B}_0] - m_\alpha n v_\alpha \vec{v}'_\alpha \quad (2)$$

$$-i\omega n'_\alpha + n'_\alpha \nabla \vec{v}_{d\alpha} + n \nabla \vec{v}'_\alpha + \vec{v}_{d\alpha} \nabla n'_\alpha + \vec{v}_\alpha \nabla n = 0 \quad (3)$$

$$\vec{E} = -\nabla \varphi + i \frac{\omega}{c} \vec{A}, \quad \vec{B} = \text{rot } \vec{A} \quad (4)$$

$$\Delta \vec{A} = -\frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad \vec{j} = n \sum_\alpha \vec{v}'_\alpha, \quad \Delta \varphi = -4\pi \sum_\alpha e_\alpha n'_\alpha \quad (5)$$

wobei $\vec{\kappa} = (1/n) \nabla n$. Der Ursprung des Terms $\vec{\kappa} n'_\alpha$, der manchmal ohne Gründe weggelassen wird, ist z.B. in [23] geklärt. Es ist hier zu unterstreichen, dass die fluktuierende Driftbewegung des Plasmas mit der Driftfrequenz ω immer von Wechselströmen \vec{j} derselben Frequenz begleitet wird. Wechselströme produzieren oszillierende Magnetfelder \vec{B} derselben Frequenz ω .

In erster Näherung können die schwingenden elektrischen Felder \vec{E} als elektrostatisch betrachtet werden (d.h. $\vec{E} = -\nabla \varphi$ und $(\omega/c)A \ll \nabla \varphi$). Die auf diese Weise mit Hilfe der Gleichungen (2–5) berechnete fluktuierende Stromdichte \vec{j} kann dann für die Berechnung der fluktuierenden Magnetfelder $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$ mit der Gleichung $\Delta \vec{A} = -(4\pi/c)\vec{j}$ benützt werden.²⁾

Für die weitere Behandlung des Problems wird ein zylindrisches Koordinatensystem r, θ, z eingeführt, dessen z -Achse mit dem konstanten axialen Magnetfeld übereinstimmt. Das Plasma sei unendlich lang, somit hängen alle Grössen nur vom Radius r und vom azimuthalen Winkel θ ab.

Wird nun das Potential in der Form $\varphi(r) = \psi(r)e^{i(k_z z - m\theta)}$ dargestellt (und analog die Grössen n'_α and \vec{v}'_α) [24] ergibt sich aus den Gleichungen (2–5) mit $T_i \ll T_e$ eine Gleichung für die Funktion $\psi(r)$:

$$\frac{d^2 \psi}{dr^2} + \left(\frac{1}{r} + \kappa \right) \frac{d\psi}{dr} + \left(Q - \frac{m^2}{r^2} \right) \psi = 0 \quad (6)$$

wobei

$$Q = \frac{1}{(\omega + iv_i)\rho^2} \left[\omega_{de}(r) - \frac{\omega(\omega_{de}(r) + iv)}{\omega + iv} \right]$$

$$\omega_{de}(r) = -\frac{cT_e k_\theta \kappa}{|e| B_0}$$

$$v = \frac{k_z^2 T_e}{m_e \nu_e} \quad \rho^2 = \frac{T_e}{m_i \omega_{ci}^2}$$

$$k_\theta = \frac{m}{r} \quad m \text{ ist eine ganze Zahl (azimuthale Modezahl)}$$

²⁾ Die exakte Gleichung ist $\nabla \vec{A} - \text{grad div } \vec{A} = -(4\pi/c)\vec{j}$. Der Term $\text{grad div } \vec{A} = i(\omega/c) \text{grad } \varphi$ erweist sich aber immer als vernachlässigbar klein.

Als Grenzbedingungen gelten $\psi(0) = \psi(R) = 0$. Im Rahmen der linearen Theorie ist es unmöglich, absolute Werte von ψ und anderen Grössen zu berechnen. Deshalb werden wir diese Grössen halbempirisch durch die gemessenen Dichtefluktuationen n' ausdrücken. Unter Vernachlässigung der Trägheitskräfte, was zu einem Fehler der Grössenordnung von $\omega/\nu_e \approx 0.01$ und $\omega/\omega_{ci} \approx 0.1$ führt, erhalten wir aus (2) im Falle $T_i \ll T_e$ die Komponente $\vec{v}'_{e\perp}$, $\vec{v}'_{i\perp}$ der Elektronen- und Ionengeschwindigkeit senkrecht zum Magnetfeld \vec{B}_0 :

$$\begin{aligned} \vec{v}'_{i\perp} &= \frac{c}{B_0^2} [\vec{B}_0 \times \nabla \varphi] \\ \vec{v}'_{e\perp} &= \vec{v}'_{i\perp} - \frac{cT_e}{eB_0^2} \left[\vec{B}_0 \times \left(\frac{\nabla n'_e}{n} - \frac{n'_e \vec{k}}{n} \right) \right] \end{aligned} \tag{7}$$

Für die Fourierkomponente v'_z der Elektronengeschwindigkeit parallel zum Magnetfeld \vec{B}_0 erhalten wir aus (2) analog:

$$0 = -T_e i k_z n'_e + i e k_z \varphi n - m_e n \nu_e v'_z$$

Diese Relation und die Kontinuitätsgleichung für die Elektronen

$$-i\omega n'_e + i k_z v'_z n + i\omega_{de} n \frac{e\varphi}{T_e} = 0$$

ergeben durch Einsetzen von $\vec{v}'_{e\perp}$ aus (7) in (3) folgende Formeln:

$$\begin{aligned} \frac{n'_e}{n} &= \left(1 + \frac{\omega_{de} - \omega}{\omega + i\nu} \right) \frac{e\varphi}{T_e} \\ v'_z &= \frac{k_z T_e}{m_e \nu_e} \frac{\omega - \omega_{de}}{\omega + i\nu} \frac{e\varphi}{T_e} \end{aligned} \tag{8}$$

Man kann die Gleichungen (7) und (8) auch durch Linearisierung der Gleichungen (1.5)–(1.8) in [4] herleiten.

Das experimentelle Dichteprofil (Fig. 2.3) lässt sich annähernd durch die Formel

$$n = n_0 = \text{const.} \quad \text{für } 0 \leq r \leq R_1 \quad \text{und} \quad n = n_0 \left(\frac{r}{r_2} \right)^p e^{-r^2/r_2^2+1} \quad \text{für } R_1 \leq r \leq R$$

ausdrücken, wobei wir im Folgenden die Parameter $p = 4$, $R_1 = r_2 = 1.8$ cm benutzen werden. Mit dieser Annahme lässt sich die Gleichung (6) analytisch lösen. Für $0 \leq r \leq R_1$ gilt $\kappa = 0$, $\omega_{de} = 0$ und demzufolge

$$\psi(r) = J_m(\sqrt{Q} r) \tag{9}$$

wobei

$$Q = - \frac{i\omega\nu}{\rho^2(\omega + i\nu_i)(\omega + i\nu)}$$

und J_m eine Besselsche Funktion der Ordnung m ist. Im Intervall $R_1 < r < R$ gilt:

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} + \left(\frac{p+1}{\xi} - 2\xi\right) \frac{d\psi}{d\xi} + \left(Q_1 - \frac{\mu^2}{\xi^2}\right)\psi = 0 \quad (10)$$

wobei

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{r}{r_2}, & \mu^2 &= m^2 + Q_2 \\ Q_1 &= \frac{iv(\omega - \tilde{\omega}_d)r_2^2}{\rho^2(\omega + iv_i)(\omega + iv)}, & \tilde{\omega}_d &= \frac{2cT_e m}{eB_0 r_2^2} \\ Q_2 &= \frac{iv\tilde{\omega}_d r_2^2 p}{2\rho^2(\omega + iv_i)(\omega + iv)} \end{aligned}$$

Die Lösung der Gleichung (10) kann durch eine konfluente hypergeometrische Funktion dargestellt werden:

$$\psi = \xi^{2K} F(a, c, \xi^2) \quad (11)$$

wobei

$$\begin{aligned} a &= K + \frac{1}{4}Q_1 & K &= -\frac{p}{4} + \sqrt{\left(\frac{m}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{4}\right)^2} \\ c &= 2K + 1 \end{aligned}$$

Die Funktion $F(a, c, \xi^2)$ stellt eine lineare Kombination der zwei konfluenten hypergeometrischen Funktionen Φ und Ψ dar (siehe [25], S. 257). Diese lineare Kombination muss bei $r = R_1$ mit (6) verbunden werden. Der Beitrag des Terms der zweiten Lösung, die irregulär bei $r = 0$ ist, erweist sich aber für $r \rightarrow R$ (weil $m \gg 1$, $|\mu| \gg 1$) als vernachlässigbar klein. Deshalb kann man diesen Term in (11) weglassen. Für genügend grosse Modezahlen m kann die hypergeometrische Funktion Φ durch die asymptotische Näherung aus [25] (S. 281) approximiert werden. Damit ergibt sich für die Funktion $\psi(r)$:

$$\psi(r) = e^{r^2/r_2^2} J_\mu \left(\sqrt{Q_1} \frac{r}{r_2} \right) \quad (12)$$

wobei J_μ eine Besselsche Funktion von komplexer Ordnung $\mu = (m^2 + Q_2)^{1/2}$ ist.

Die Bedingung $\psi(R) = 0$ liefert folgende Dispersionsgleichung:

$$\frac{R}{r_2} Q_1^{1/2} = \mu$$

d.h.:

$$\frac{iv(\omega - \tilde{\omega}_d)}{\rho^2(\omega + iv_i)(\omega + iv)} = \frac{\mu^2}{R^2} \quad (13)$$

Dabei wurde die Tatsache berücksichtigt, dass die kleinste Wurzel f der Bessel'schen Funktion $J_\mu(f)$ auch bei komplexer Ordnung μ durch die Formel

$f = \mu$ gegeben ist. Unter Berücksichtigung der Ungleichheit $v \gg \omega$, kann Gleichung (13) auch in folgender Form geschrieben werden:

$$(\tilde{\omega}_d - \omega) \left(1 + i \frac{\omega}{v} \right) = \frac{m^2 \rho^2}{R^2} (\omega + i v_i) + 2 \tilde{\omega}_d \frac{r_2^2}{R^2} \tag{14}$$

Wird in Gleichung (14) die Frequenz ω in Real- und Imaginärteil aufgeteilt, d.h. $\omega = \omega_1 + i\gamma$, so ergibt sich:

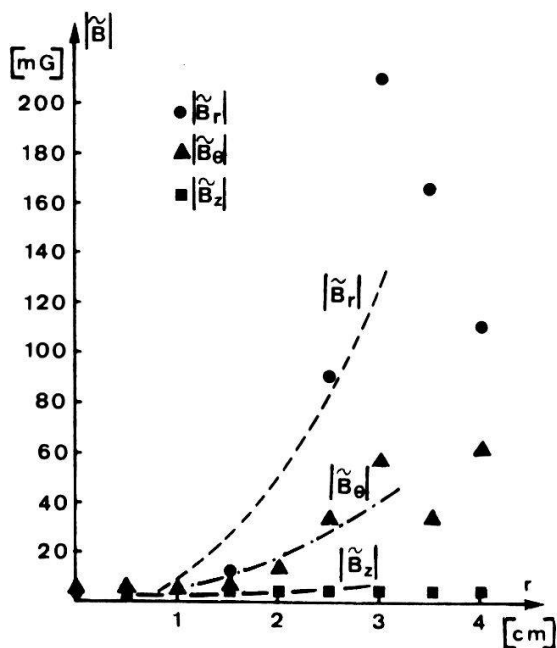
$$\omega_1 = \tilde{\omega}_d \frac{1 - (2r_2^2/R^2)}{1 + (m^2 \rho^2/R^2)} \tag{15}$$

$$\gamma = \tilde{\omega}_d \frac{m^2 \rho^2}{R^2} \left(\frac{\tilde{\omega}_d}{v} - \frac{v_i}{\tilde{\omega}_d} \right) \tag{16}$$

Mit den Parametern aus Kapitel 2.4 ergibt sich aus (15) der Wert $\omega_1 = 0.95 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$. Die Diskrepanz mit dem experimentellen Wert $\omega = 0.35 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ kann u.a. dadurch erklärt werden, dass eine konsequente Berücksichtigung der Effekte, die auf dem endlichen Larmorradius der Ionen beruhen, im Rahmen der hydrodynamischen Beschreibung nicht möglich ist.

3.2. Magnetfeldfluktuationen

Mit Hilfe der oben hergeleiteten Gesetzmässigkeiten kann nun die radiale Verteilung der Magnetfeldfluktuationen (Fig. 3.1) quantitativ beschrieben werden. Aus dem gemessenen Fluktuationsprofil $n'_e = n'$ (vgl. Fig. 2.4) ergeben sich



Figur 3.1
Gemessener (Punkte) und berechneter (gestrichelte Linien) Amplitudenverlauf der Magnetfeldfluktuationen (Spektralkomponente bei 55 kHz).

entsprechend (7) und (8) die oszillierenden Stromdichten:

$$\begin{aligned}
 j_z &= env'_z = en \frac{k_z T_e}{m_e v_e} \frac{\omega}{\omega + iv} \frac{n'}{n} \\
 j_r &= en(\vec{v}'_{i\perp} - \vec{v}'_{e\perp})_r = en \frac{cT_e}{m_e B_0} \frac{im n'}{r n} \\
 j_\theta &= en(\vec{v}'_{i\perp} - \vec{v}'_{e\perp})_\theta = en \frac{cT_e}{m_e B_0} \frac{1}{n} \frac{\partial n'}{\partial r}
 \end{aligned} \tag{17}$$

Wir benützen hier die Ungleichungen $\omega_{de} \ll \omega$, $\kappa \ll \partial n'/n \partial r$ die im Bereich $0 \leq r \leq 3$ cm gelten, wo die Messungen der Magnetfeldfluktuationen durchgeführt wurden. Die Gleichung $\Delta \vec{A} = -(4\pi/c) \vec{j}$ lässt sich - indem wir \vec{A} und \vec{j} ähnlich wie das Potential ψ in der Form $\vec{A} = \vec{A}(r) \exp[i(k_z z - m\theta)]$, $\vec{j} = \vec{j}(r) \exp[i(k_z z - m\theta)]$ darstellen - auf folgende Differentialgleichung reduzieren:

$$\begin{aligned}
 \Delta_r \tilde{A}_r &= -\frac{4\pi}{c} \tilde{j}_r(r) \\
 \Delta_r \tilde{A}_\theta &= -\frac{4\pi}{c} \tilde{j}_\theta(r) \\
 \Delta_r \tilde{A}_z &= -\frac{4\pi}{c} \tilde{j}_z(r) \\
 \Delta_r &= \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \frac{m^2}{r^2}
 \end{aligned} \tag{18}$$

Wir benützen dabei die Ungleichungen $k_z^2 \ll m^2/r^2$ und $m \gg 1$. Entsprechend (18) lassen sich die Komponenten \tilde{A}_r , \tilde{A}_θ , \tilde{A}_z und damit auch das Magnetfeld $\vec{B} = \vec{B}(r) \exp[i(k_z z - m\theta)]$ durch einfache Quadraturen ausdrücken:

$$\begin{aligned}
 \tilde{B}_r &= \frac{im}{r} \tilde{A}_z \\
 \tilde{B}_\theta &= -\frac{d\tilde{A}_z}{dr} \\
 \tilde{B}_z &= \frac{1}{r} \frac{dr\tilde{A}_\theta}{dr} - \frac{im}{r} \tilde{A}_r
 \end{aligned} \tag{19}$$

Die auf diese Weise berechneten Werte von $|\tilde{B}_r|$, $|\tilde{B}_\theta|$, $|\tilde{B}_z|$ sind in Fig. 3.1 eingezeichnet.

Es bleibt noch die Frage zu diskutieren, inwieweit die übliche Vernachlässigung des Terms $1(\omega/c)\vec{A}$ im allgemeinen Ausdruck $\vec{E} = -\nabla\varphi - i(\omega/c)\vec{A}$ für die im Plasma generierten elektrischen Felder gerechtfertigt ist. Aus dem gemessenen B_r -Wert und $E_z \approx k_z \varphi = k_z (T_e n' / en)$ ergibt sich mit (19):

$$\left| \frac{\omega A_z}{c E_z} \right| = \left| \frac{\omega r B_r}{cm E_z} \right| < 10^{-2}$$

Die Annahme, das elektrische Feld sei in erster Näherung elektrostatisch, ist demnach gerechtfertigt.

Figur 3.1 zeigt den gemessenen radialen Amplitudenverlauf und die mit Hilfe obiger Formeln berechneten Werte. Man sieht, dass die Theorie die wichtigsten Besonderheiten des Experimentes wiedergibt, d.h. insbesondere die Tatsache, dass $|\tilde{B}_r| > |\tilde{B}_\theta|$ und $|\tilde{B}_z| \ll |\tilde{B}_r|, |\tilde{B}_\theta|$.

Wir schliessen daraus, dass die beobachteten Magnetfeldfluktuationen von den durch die Driftwellen verursachten Strömen induziert werden.

4. Schlussbemerkungen

Wir haben in dieser Arbeit kohärente Fluktuationen in einem Mikrowellenplasma untersucht und als dissipative Driftwellen mit einem azimuthalen Mode $m=6$ identifiziert. Die Magnetfeldkomponenten \tilde{B}_r , \tilde{B}_θ , \tilde{B}_z wurden gemessen und damit konnte experimentell nachgewiesen werden, dass kohärente Driftwellen auch bei sehr kleinen β -Werten von Magnetfeldoszillationen begleitet werden.

Theoretisch konnten diese Magnetfeldkomponenten berechnet werden und obwohl in dieser Theorie der endliche Larmorradius und die Temperaturgradienten dT_e/dr und dT_i/dr vernachlässigt wurden, ist die Uebereinstimmung erstaunlich gut.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] S. S. MOISEEV and R. Z. SAGDEEV, Sov. Phys. JETP 17, 515 (1963).
- [2] M. P. EVRARD, A. M. MESSIAN, P. E. VANDENPLAS and G. VAN OOST, Plasma Phys. 21, 999 (1979).
- [3] K. G. BUDDEN, J. of Research of the National Bureau of Standards 63D, 135 (1959).
- [4] A. V. TIMOFEEV and B. N. SHVILKIN, Sov. Phys. Usp. 19, 149 (1976).
- [5] CH. RITZ, B. A. HOEGGER, Y. S. SAYASOV, H. SCHNEIDER and B. G. VAUCHER, Helv. Phys. Acta 55, 354 (1982).
- [6] Y. C. KIM, J. M. BELL, E. J. POWERS and R. H. MIKSED, Phys. Fluids 23, 258 (1980).
- [7] N. A. KRALL in *Advances in Plasma Physics*, Vol. 1, Interscience Publishers, New York, p. 153 (1968).
- [8] H. W. HENDEL and T. K. CHU in *Methods of Experimental Physics*, Vol. 9A, Academic Press, New York, p. 345 (1970).
- [9] B. B. KADOMTSEV, *Plasma turbulence*, Academic Press, London, p. 78 (1965).
- [10] W. M. TANG *et al.*, Nucl. Fus. 16, 191 (1976).
- [11] S. J. ZWEBEN and R. J. TAYLOR, Phys. Rev. Letters 42, 1270 (1979).
- [12] S. J. ZWEBEN and R. J. TAYLOR, Nucl. Fus. 21, 193 (1981).
- [13] H. L. PÉCSELI, Physica Scripta T2, 147 (1982).
- [14] MEINKE/GUNDLACH, *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, Springer-Verlag, Berlin, p. 429 (1962).
- [15] H. SCHNEIDER *et al.*, Helv. Phys. Acta 53, 40 (1980).
- [16] E. EGGER, Diplomarbeit, Universität Freiburg i. Ue., 1981.
- [17] D. E. SMITH *et al.*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. PS-2, 261 (1974).
- [18] Y. C. KIM and E. J. POWERS, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. PS-7, 120 (1979).
- [19] V. G. NAUMOVETS *et al.*, Sov. Phys.-Tech. Phys. 17, 216 (1972).
- [20] E. L. KOLLBERG, *Microwave and Millimeter Wave Mixers*, IEEE Press, New York (1984).
- [21] M. PORKOLAB, Nucl. Fus. 18, 367 (1978).

- [22] N. A. KRALL and A. W. TRIVELPIECE, *Principles of Plasma Physics*, McGraw-Hill Book Company, New York (1973).
- [23] F. F. CHEN, *Phys. Fluids* 7, 949 (1964).
- [24] R. F. ELLIS, E. MARDEN-MARSHALL and R. MAJESKI, *Plasma Phys.* 22, 113 (1980).
- [25] H. BATEMAN, *Higher Transcendental Functions*, Vol. 1 and 2, McGraw-Hill Book Company, New York (1953).