磁場方向のマイクロ波伝播の実験 (1)

中村定男, 湯山哲守

久保 熙, 三谷健次

(京大教養)

(44年6月16日受理)

§ 1 はじめに

プラズマ中を外部より加えられた静磁場と同方向に伝播する右手系円偏波はプラズマ中の電子と適当な条件下で, つまりヘリカル運動をしている電子よりみた波の位相速度と電子の静磁場に平行な方向の速さがほぼひとしくなった時, エネルギーのやりとりをすることはすでに多くの人々によって理論的に明らかにされている。^{1,2,3)} 殊に電子がマックスウェル速度分布をしている場合にはこのエネルギーの流れは波から電子への一方³⁾ きとなりいわゆるサイクロトロンダンピングとして知られる波の減衰が生じる。

我々は§ 2で述べるような装置を用いてT-P-D型プラズマ中での右及び左手系円偏波の伝播特性を調べて右手系においては入射した波の周波数と電子のサイクロトン周波数が等しい所で顕著に波の減衰が観測されるのを見い出した。さらに右手系円偏波の輻射測定においても同様な現象が見い出され⁴⁾ たのでこれ等について報告する。

§ 2 実験装置及び方法

図1に示すような配置においてS.G($f=8825\text{ MHz}$)からのマイクロ波をマジックTで2分しこの一方をホーンアンテナのA又はB端より入射させる。これによって励起される右又は左手系円

Experiment of the microwave propagation in a plasma along the external magnetic field.

Sadao Nakamura, Yuyama Tetumori, Kubo Hiroshi
and

Kenji Mitani
Yoshida College, Kyoto University, Kyoto

偏波をホーンから外部磁場とほぼ平行な方向に放射しプラズマ中を伝播させる。この伝播波を軸方向に移動可能なダイポールアンテナで受信しクリスタルで検波した後XY-レコーダーの縦軸に入れる。この時の横軸は外部磁場の強度に比例させる(測定法1)。次に磁場を任意の強度に固定しておきダイポールで受信されたシグナルとマジックTで2分されたものの他方を再び他のマジックTで混合しプラズマ中を伝播する波の波数の実数部分及び虚数部分を測定する(測定法2)。輻射測定の場合はホーンを受信アンテナとして使いここで分離された右あるいは左の円偏波を増巾器で増巾した後検波しレコーダーに入れる(測定法3)。

この実験で用いた気体はヘリウムでその測定時の圧力は陰陽極間で約0.5 Torr, 測定個所においては約 $10^{-3} \sim 4 \times 10^{-2}$ Torrである。

尚外部磁界の向きを反転すると受信されるパターンも又右及び左手系でほぼ逆転することを確認した。

プラズマの直径は約8 mmでその密度は伝播測定の場合は最大約 $2 \times 10^{11}/\text{cc}$, 温度は2 eVであった。内直径5 cmのガラス管の内面には波の反射を防ぐためにアクアダックを塗布したがこれによって軸方向の定在波の影響を大体防止することが出来た。

§ 3 実験結果

ホーンとダイポールアンテナ間を1 cmに固定し, 圧力 $p = 3.5 \times 10^{-2}$ Torr の場合の右手系円偏波の磁場に対する伝播強度を各放電電流に対して図2に示す。どの放電電流に対しても $\omega_c/\omega = 1$ の所で伝播強度は大きく減少していることがわかる。図中 P_0 は外部磁場が無い場合の強度で大体プラズマが無い場合にひとしい。

図3に示すのは同じ条件下で今後は磁場を固定し測定法2によりダイポールアンテナを軸方向に移動した時のプラズマ中の進行波の状態である。一番下の曲線Cはプラズマが無い場合でほとんど減衰はみられず波長のみが真空中の値に比べてわずかにのびている($\sim 2 \text{ mm}$)。上側より3つの曲線は磁場を $\omega_c/\omega = 1$ に固定した時の各放電電流に対するもので波は伝播するにつれて減衰する

Fig. 1 実験装置図, ガラス管の内面は反射を防止するためにアクアダックが塗布されている。

磁場方向のマイクロ波伝播の実験(1)

ことがわかる。その減衰の大きさは放電電流が大きい程大きい。この図から波数の虚部 k_i は大体 $\sim 0.1/cm$ が得られる。しかし実部はプラズマが無い場合に比べてわずかに小さくなる程度の変化しかみとめられない。下より2番目の曲線は磁場を $\omega_c/\omega = 0.4$ に固定した場合で上3つの曲線の如き減衰はみとめられない。その他 $\omega_c/\omega = 1$ 以外の磁場においてはこのような減衰はみとめられなかった。

次に示す図4は同じ条件下での左手系の伝播特性である。予想に反して波の減少する所がみられるがその位置は $\omega_c/\omega = 1.02$ で右手系とは異っている。しかしこれは入力側での反射に基づくもので伝播中の減衰によるものでない事を後図において示す。

図5に示すのは圧力を下げて $p = 3.9 \times 10^{-3}$ Torr にした場合の右手系円偏波の伝播強度である。これによると伝播強度の減少は2種類のものより成立っていて一つは丁度 $\omega_c/\omega = 1$ であり他はそれより少し磁場の強い $\omega_c/\omega = 1.02$ の所に最小値を有する。この時の入射側で反射強度を拡大したものが図6でこれ

Fig. 2 右手系円偏波の磁場に対する伝播強度。 P_0 は磁場の無い場合の強度 ($H_0, P = 3.5 \times 10^{-2}$ Torr, $f = 8825 \text{ MHz}$)。

Fig. 3 磁場を固定した場合の右手系の伝播強度、横軸はホーンからの距離、Cはプラズマが無い場合 ($P = 3.5 \times 10^{-2}$ Torr)。

Fig. 4 左手系の伝播強度 ($P = 3.5 \times 10^{-2}$ Torr)。

と図5とを見比べて、 $\omega_c/\omega = 1.02$ での伝播強度の減少は実は入力側での反射の増加に基づくものであることが定性的に云える。この事は又 $\omega_c/\omega = 1.02$ に磁場を固定しても進行波が伝播距離と共に減衰を示さない事実(図7の下より2つ目の曲線)からも結論づけられる。図5と図6より $\omega_c/\omega = 1$ の所では伝播強度度も減少ししかも入力側での反射も減少するがこの事はプラズマが波を吸収している事を予測させる。実際図7に示す如く(すでに図3でも示したが) $\omega_c/\omega = 1$ に磁場を固定すると入射した波はホーンから4波長位で減衰してしまう。この図でも曲線Cはプラズマのない場合の進行波である。

さらに圧力を下げると($p = 1.4 \times 10^{-3}$ Torr) $\omega_c/\omega = 1$ での減衰は放電電流の大きい所では反射による減少よりも有効となって来る(図8)。図7より得られる波数の虚数部 k_i をブローウ測定より得た $(\omega_p/\omega)^2$ に対して示したのが図9の○印である(この時の電子温度は2 eVであった)。この k_i は $(\omega_p/\omega)^2$ に対してゆっくり増加する。後に示す同図の衝突項を無視した理論曲線とは大きさが一致していないがこれは磁場を完全に一定値に固定することが難かいために生じていると思われる。

Fig. 5 圧力を下げた場合の右手系の伝播強度, $\omega_c/\omega = 1$ と $\omega_c/\omega = 1.02$ にそれぞれ谷がある ($P = 3.9 \times 10^{-3}$ Torr)。

Fig. 6 右手系円偏波の磁場に対する反射強度, ピークの位置は $\omega_c/\omega = 1.02$ (条件は Fig. 5 に同じ)

Fig. 7 磁場を固定した場合の右手系の伝播強度. $\omega_c/\omega = 1$ の時は波は減衰するが $\omega_c/\omega = 1.02$ では減衰しない. ($P = 3.9 \times 10^{-3}$ Torr)

磁場方向のマイクロ波伝播の実験 (1)

Fig. 8 さらに圧力を下げた場合の右手系の伝播強度。I_dが大きくなると $\omega_c/\omega=1$ の谷が $\omega_c/\omega=1.02$ の谷より深くなる ($P=1.4 \times 10^{-3}$ Torr)。

Fig. 9 吸収係数と $(\omega_p/\omega)^2$ の関係。●印はFig. 7より、○印はFig. 5の $\omega_c/\omega=1$ の谷より単純に逆算した実験値。実線は衝突項を無視した(4)式より求めた理論値。

Fig. 10 右手系円偏波の輻射強度。伝播のように $\omega_c/\omega=1$ の所に谷が出来る ($P=2 \times 10^{-3}$ Torr)。

Fig. 11 左手系円偏波の輻射強度。右手系のような谷は出来ない ($P=2 \times 10^{-3}$ Torr)。

図10は $p=2 \times 10^{-3}$ Torr の右手系円偏波の輻射強度であって $\omega_c/\omega = 1$ の所に伝播のように強い輻射の減衰がみられる。同じ条件下でも左手系輻射ではこの減衰はみとめられない(図11)。

§ 4 実験結果の吟味

この伝播の実験で見い出された $\omega_c/\omega = 1$ における波の減衰の原因としてはサイクロトロン減衰及び普通の衝突減衰がかんがえられる。普通の衝突減衰の式⁸⁾に実験条件の諸量, $\nu/\omega = 10^{-4}$, $(\frac{\omega_p}{\omega})^2 = 0.17$, を入れると(1)半値巾が 0.12, (2)減衰係数が $\omega_c/\omega = 1$ で $9.2/cm$, (3)更に半値巾が $(\frac{\omega_p}{\omega})^2$ と共に急速に増加するという結果が得られ実験値と合致しない。したがってこの実験結果を電子-中性粒子間の衝突を考慮した右手系の分散式と比較検討してみる。

簡単のために均一な無限大プラズマを考え電子と中性粒子間の衝突周波数 ν が電子の速度にあまり依存しないとする (He ガスではこの仮定は大体成立っている)。すると磁場と平行な方向に伝わる右回り円偏波の吸収係数及び最大となる位置は次の分散式より求められる。

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega} \int_{-\infty}^{\infty} d^3v \frac{f_0(v)}{\omega - i\nu - \omega_c - k_{\parallel} v_{\parallel}} \quad (1)$$

ここで n はプラズマの複素屈折率, ω_p , ω_c , $k_{\parallel}$, $v_{\parallel}$ はそれぞれ電子のプラズマ振動数, サイクロトロン振動数, 磁場方向の波数及び速度である。電子の速度分布関数 $f_0(v)$ をマックスウェルとすると上式は誤差関数を用いて

$$n^2 = 1 + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{1}{n} \mu^{1/2} \exp(\xi^2) \left\{ 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi} \exp(-t^2) dt \right\} \quad (2)$$

となる, ここで $\mu = m c^2 / k T_e$, $\xi = \sqrt{\frac{\mu}{2}} \frac{\nu + i(\omega - \omega_c)}{n\omega}$, である。この式は適当な条件を附さないと解析的には解けない。(2)式で $\xi = 0$ と置いたものは Silin⁵⁾により求められている。又 $\nu = 0$ とおき積分項を展開したものは Pradhan¹⁾の結果とほとんど同じである。実験条件, $\nu/\omega = 10^{-4}$, $T_e = 2 \text{ eV}$, $(\omega_p/\omega)^2$ を(2)式に入れ直接数値的に解くと $(\omega_p/\omega)^2 = 0.17$ に対し 半値巾は 0.03, 屈折率の実数部及び虚数部はそれぞれ $n_r = 3.5$, $n_i = 1.5$ となる又半値巾も $(\omega_p/\omega)^2$ に対し大体一定で実験結果と一致している。もちろん n_i が最大となる所は $\omega_c/\omega = 1$ である。(2)式より衝突減衰とサイクロトロン減衰の強度を比較する事が出来る。
 $\omega_c/\omega = 1$ とおくと(2)式は

磁場方向のマイクロ波伝播の実験(1)

$$n^2 = 1 + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{1}{n} \mu^{1/2} \exp(\xi'^2) \left\{ 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi'} \exp(-t^2) dt \right\} \quad (3)$$

となる, 但し $\xi' = \sqrt{\frac{\mu}{2}} \frac{\nu}{n\omega}$ である。{ } 内の第2項が衝突減衰の寄与を表わしている。しかしこの積分の実数部は1を超える事はない, つまり ξ' が有限である限りサイクロトロン減衰が普通の衝突減衰より強い。

$n \sim 1$ として実験条件を入れた時 ξ' の値が小さいので(3)式の積分項は1に比べて無視する事が出来る, すると吸収係数は

$$k_i = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \left\{ \sqrt{\frac{\pi}{2}} \mu^{1/2} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right\}^{1/3} \quad (4)$$

と求められ⁵⁾る。これを $\left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2$ に対してプロットしたのが図9の実線である。実験値と傾向は一致しているが大きさはいくらか異なる。この差は磁場を完全に $\omega_c/\omega = 1$ に固定することが困難であったために k_i が小さく観測されたために生じたものと思われる, この事は図5より逆算した k_i が(4)式とよく一致する事より云える。以上述べた如く実験と理論との対応が(1), 減衰の起る位置が一致する。(2), 半値巾が一致し $\left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2$ に対する依存性も合う。(3), k_i の大きさが両者大体一致しその $\left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2$ 依存性が一致する等でつので $\omega_c/\omega = 1$ でのマイクロ波の減衰はサイクロトロン減衰によるものと思われる。

$\omega_c/\omega = 1.02$ におけるマイクロ波の減少, 反射の増加は(2)式から求められる n_r の最大値を与える ω_c/ω と大体同じ所で起っている事から共鳴反射に似た現象が生じるためと思われる。しかしながら n_r の増加は観測されなかった。

輻射に対しては入射量 P_0 としてバックグラウンドの $\omega_c/\omega = 1$ での強度を図12に示すようにして推量し, 輻射量とこの P_0 との差を P_{ab} としてこの比 P_{ab}/P_0 を $(\omega_p/\omega)^2$ に対してプロットした。図中の実線は(4)式の k_i を用いて描いたもの

Fig. 12 吸収量と $(\omega_p/\omega)^2$ の関係。●印は実験値。

実線は(4)式によるもので $(\omega_p/\omega)^2 = 0.2$ で規格化されている。

で $(\omega_p/\omega)^2 = 0.2$ で実験値に合うようにしている。ここでも実験より推量される k_i は理論値の大体10分の1となっている。

何是輻射においても波の減衰が観測されるかはまずプラズマの平衡状態が十分に確立され得ないであろう事及び次に述べるようにここで測定された輻射が実は今取扱っている吸収係数で定められる輻射以外のものを含んでいるからと思われる。

プラズマが特定の理想状態にない限り(1)式から $n \rightarrow \infty$ となる共鳴は生じないが図10では $\omega_c/\omega < 1$ の領域に何等かの共鳴によると思われる輻射のピークが存在する。今このピークの位置を $(\omega_c/\omega) - (\omega_p/\omega)^2$ 図にかくと図13の如くなっている。他方プラズマ中を斜めに伝はんする縦波のハイブリット共鳴の式は近似的に

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \left\{ \omega_c^2 + \omega_p^2 + \left[(\omega_c^2 + \omega_p^2)^2 - 4\omega_c^2 \omega_p^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2} \right\} \quad (5)$$

と与えられる⁵⁾。ここで θ は伝播方向と外部磁場とのなす角度である。今 $\theta = 40^\circ$ として上式を描いたのが図12の実線でこれは実験値とよく合っている。この事より輻射のバックグラウンドに主として寄与しているのは斜め伝播の縦波が何等かの機構により一部が横波に変換されて観測されたもの⁶⁾と考えられる。

伝播の実験で観測された右及び左手系円偏波の $\omega_c/\omega = 1.02$ での減少の理由については反射の原因が Bers 等⁷⁾が論ずるように Plasma wave guide としての性質から来るとも思われるのでこれについても検討中である。

終りに終始熱心に御討議下さった大阪教育大学の下村昇助教授及び京都大学理学部の田中茂利教授はじめ同研究室の方々に感謝致します。

Fig. 13 10図のピークと $(\omega_p/\omega)^2$ の関係。実線は斜め伝播の分散式(5)より求めたもの。

References

- 1) T.Pradhan: Phys.Rev.107(1957)1222.
- 2) P.M.Platzman and S.J.Buchsbaum: Phys.Rev. 128(1962)1004.
- 3) T.H.Stix: The Theory of Plasma Wave (McGro-Hill Book Company, Inc., New York, 1962) p.193,p.208.
- 4) S.nakamura, H.Kubo, N.Shimomura and K.Mitani: J.Phys.Soc. Japan 26(1969) 1069.
- 5) A.I.Akhiezer et al.: Collective Oscillations in a Plasma (The M.I.T Press, Massachusetts Institute of Technology, 1967)p.44, p.36.
- 6) H.Kubo: J.Phys.Soc.Japan 22(1967)1274.
- 7) William P.Allis et al.: Waves in Anisotropic Plasmas (The M.I.T Press, Massachusetts Institute of Technology, 1963) p.132.
- 8) M.A.Heald and C.B.Wharton: Plasma Diagnostics with Microwave (John Wiley & Sons Inc., New York, 1965) p.15.