大強度相対論的電子ビーム・プラズマ相互作用による強いラングミュア乱流電場の分光測定及び高出力広帯域マイクロ波放射との相関に関する研究

氏　　名	吉　川　正　志
生年月日	
本　　籍	石川県
学位の種類	博士(理学)
学位記番号	博甲第122号
学位授与の日付	平成6年9月30日
学位授与の要件	課程博士（学位規則第4条第1項)
学位授与の題目	大強度相対論的電子ビーム・プラズマ相互作用による強いラングミュア乱流電場の分光測定及び高出力広帯域マイクロ波放射との相関に関する研究 (Spectroscopic measurement of strong Langmuir turbulent electric fields originating from interactions between an intense relativistic electron beam and a plasma and correlation between them and high-power broadband microwave radiation)
論文審査委員	(主査)　増　崎　　克 (副査)　鎌　田　啓　一，松　岡　愼　一 河　田　脩　二，石　塚　　浩

学位論文要旨

High frequency strong electric fields were observed when an intense relativistic electron beam (1.5 MV, 25 kA, 30 ns) was injected into an unmagnetized plasma. The drift chamber was filled with helium gas of 20 mTorr. To study the turbulent electric fields we measured both Stark shifts of HeI lines and intensity ratio of the plasma satellite of forbidden transition to the allowed line. High frequency strong electric fields with Gaussian distribution existed in the plasma. The strong field regions were found to occupy a few percent of the beam volume. So the plasma was in a strong Langmuir turbulence state. Moreover we present the results of the simultaneous measurement of both microwave radiation in a frequency range from 26.5 GHz to 40.0 GHz and the turbulent electric fields. High-power microwave radiation was emitted when large was $W/n_p^{1/2}$, where W is the electrostatic energy density ratio and n_p is the plasma density. We found the strong Langmuir turbulence state is the necessary condition for the high-power broadband microwave radiation, but not the sufficient condition.

我々の研究室では大強度相対論的電子ビーム(IREB)とプラズマとの相互作用によって放射される高出力広帯域のマイクロ波放射を観測してきた。このマイクロ波の放射源はIREB中のビーム電子であると予測した。一方，プラズマはIREBの入射によって強いラングミュア乱流状態になっていることが予想できる。そこで，まずプラズマがIREBの入射によって強いラングミュア乱流状態になっていることを，プラズマ中に生成する高周波振動電場を分光測定することによって確かめた。それから，

この強いラングミュア乱流状態と高出力広帯域のマイクロ波放射との間の関連を直接調べるために，高周波振動電場の分光測定とマイクロ波放射強度の測定を同時に行った。この測定によってマイクロ波放射と強いラングミュア乱流状態との間に強い相関があることが分かった。

電子ビーム源のModified Pulserad 110Aは通常1.5MV, 27kA, 30nsの電子ビームを発生させることができる。我々は2種類の形状のダイオードを使用して実験を行った。1つは，ϕ3mmのタングステンロッドをカソードとし，厚さ3mm, 内径2cmの穴のあいたカーボン板のアノードを用いたフォイルレスダイオードである。もう1つは，ϕ3.6cmの円柱カーボンカソードとチタニウムフォイルをアノードとしたフォイルダイオードである。フォイルダイオードのフォイルの厚さは15, 20, 40μmと変えることが出来る。実験装置図をFig.1に示す(Fig.1(a)：フォイルレスダイオード，Fig.1(b)：フォイルダイオード)。電子ビームは直径16cm, 長さ60cmのステンレス製のドリフトチェンバーに入射する。チェンバー内にはヘリウムガスを20mTorrまで詰めてある。マイクロ波放射の測定の時にはチェンバーの内壁に電磁波吸収体(Eccosorb AN)を貼る。プラズマは1対のカーボン製レールガンで生成する。プラズマガン放電開始時間からIREBを入射するまでの時間をτとしてプラズマ密度をτの関数で表す事にする。Fig.2にプラズマ密度を示す。IREBと相互作用させるプラズマ密度は$1\times10^{12}\mathrm{cm}^{-3}\sim6\times10^{13}\mathrm{cm}^{-3}$まで変化させることができる。IREBパルスのビーム電子密度は，ファラデーカップアレイによって測定した。Fig.3にビーム電子密度n_bとプラズマ密度n_pの比とτの関係を示す。IREBをプラズマ中に入射した時の電子温度T_eをHeI4921.9Å($4^1D\rightarrow2^1P$)とHeI4713.1Å($4^3S\rightarrow2^3p$)ラインの強度比から求めた。測定には，後述する分光測定システムを用いた。この電子温度の測定によって，フォイルレス・ダイオードの場合の電子温度T_eは10～50eVであり，フォイル・ダイオードの場合の電子温度T_eは10～40eVであることが分かった。

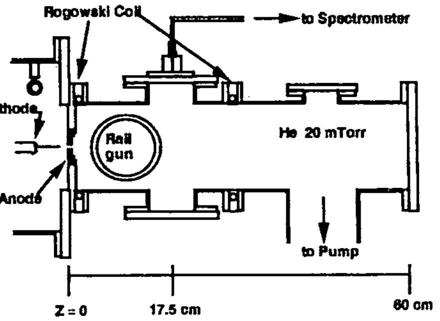

Fig.1 (a)

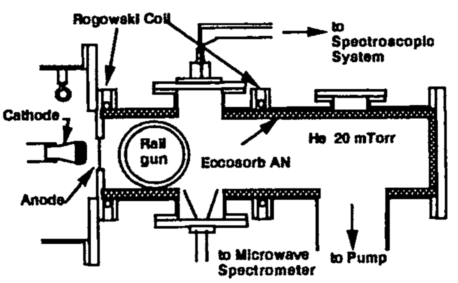

Fig.1 (b)

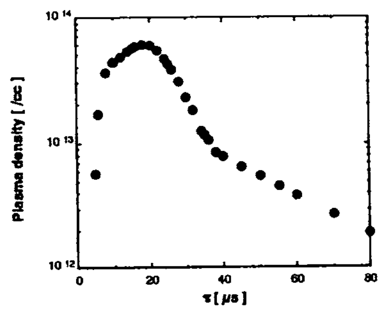

Fig.2 Plasma density

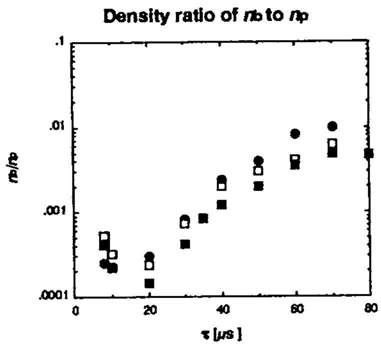

Fig.3 (b)

IREBをプラズマ中に入射した時のプラズマ中の乱流電場を分光測定によって調べた。使用した分光測定システムは，8チャンネル分光器とモノクロメーターからなる。8チャンネル分光器は50cmのエバート型モノクロメーター(Jarrell-Ash model 82-020)を改造したものである。各チャンネルの波長幅は0.3Åであり，隣あうチャンネルの波長間隔は0.4Åである。モノクロメーターの分光システムは20cmのモノクロメーター(Jovin Yvon H-20UV)を使用している。このモノクロメーターは3Åの波長幅を持っている。乱流電場の分光測定法として，2種類の方法を用いた。一つは，シュタルク・シフトの測定であり，もう一つはプラズマ・サテライト法である。シュタルク・シフトの測定はHeIの二次のシュタルク・シフトの測定を行った。HeI5015.7Å($3^1P_1\rightarrow2^1S_0$)ラインは短波長側にシフトし，6678.2Å($3^1D_2\rightarrow2^1P_1$)のラインは長波長側にシフトする。この2つのラインについてラインプロフィールの測定を行った。フォイルレス・ダイオ

ードと，フォイル・ダイオードの両方で測定した。Fig.4 に 5015.7A と6678.2A のラインの $\tau=10\mu s$ での典型的スペクトル・プロフィールを示す。スペクトル・プロフィールのシフトの現われていない側のデータを使ってフォークト関数でフィッティングしてやり，シフトの起こっている側のデータから差し引いた。図には，明らかなシュタルク・シフトが現われている。電場の分布を調べた結果，ガウス分布であることがわかり $P(E)\propto\exp(-E^2/E^2{}_s)$ でみると $E_s=96$kV/cm となった。プラズマ・サテライト法を用いて，プラズマ中の振動電場を分光測定した。サテライト線と許容線との強度比を比較することによって，rms 電場強度を得ることが出来る。HeI4471.5Å ($4^3D\rightarrow2^3P$) と HeI4921.9Å($4^1D\rightarrow2^1P$) の許容線の近傍の分光測定をフォイルレス・ダイオードを使ってのみ行った。Fig.5 は，4471.5Å と 4921.9Å の $\tau=10\mu s$ の時のスペクトル・プロフィールである。この測定によると電場強度の rms 値 E_{ps} は 4471.5Å は 5kV/cm，4921.9Å は 7.5kV/cm となった。乱流電場の測定結果から，$T_e=30$eV，$E_s=96$kV/cm，$n_p=4\times10^{13}$cm^{-3} の時に静電エネルギー密度比 $W\sim1.1$ となることがわかった。我々の実験は 強いラングミュア乱流状態にあると考えられる。Robinson とNewmanらの計算結果を利用して我々の実験結果をあてはめてキャビトンの終状態のサイズ l_f を求めた。$E_s=96$kV/cm, $n_p=4\times10^{13}$cm^{-3}，$T_e=30$eV を使うと，$l_f=20\lambda_D$ が得られた。プラズマ・サテライト法によって得られた電場強度 E_{ps} は，E_s よりもかなり小さい。これは，シュタルク・シフトの測定ではキャビトン中の強い振動電場が測定され，プラズマ・サテライト法ではプラズマ体積全体の振動電場が得られるためである。プラズマ中の乱流状態は，分光測定によって約 1μs の間持続しており，IREB パルス長の約 30 倍にあたる。これは，キャビトンの生成のエネルギーを供給するエネルギー・リザーバーがプラズマ中に存在することを示唆している。Robinson と Newman は，キャビトンの核化過程に於ける強いラングミュア乱流の 2 成分モデルを提唱した。しかしながら，このシミュレーションの結果は，我々の実験結果と異なる結果が得られている。

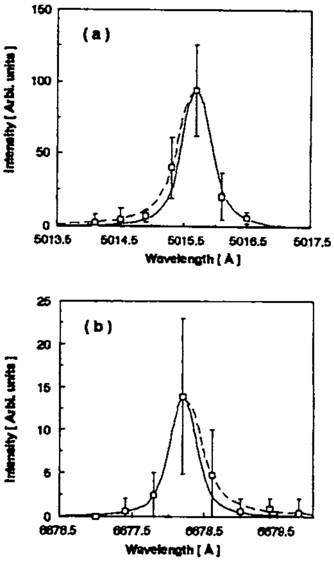

Fig. 4

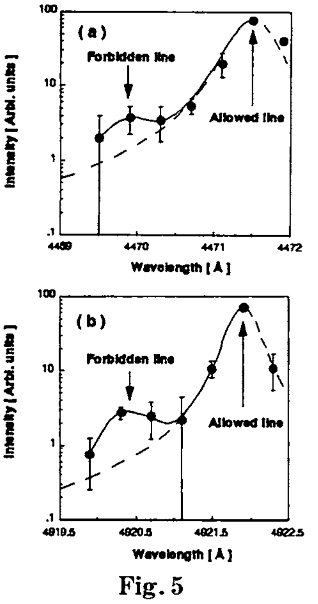

Fig. 5

プラズマ中に IREB を入射すると高出力広帯域のマイクロ波放射が観測されてきている。このマイクロ波放射とプラズマ中の強いラングミュア乱流状態との関連を直接調べる為に，高出力広帯域マイクロ波放射と乱流電場を同時に測定した。マイクロ波放射の観測には 5 チャンネルマイクロ波スペクトロメーターのうち 3 チャンネルを使用した。Ka-band(26.5～40.0GHz) のホーンアンテナを測定用ポート位置に設置し，マイクロ波の径方向の強度を測定する。Ka-band ホーンで受信したマイクロ波をバンドパス・フィルターによって 3 つの周波数帯［Ka-1 band(26.5～31.5GHz), Ka-2 band(30.7～35.7GHz), Ka-3 band(35.5～40.0GHz)］に分けてそれぞれクリスタル・ディテクターで検波する。検波した電気信号は高速応答型のオッシロスコープで観測する。Fig.6 にマイクロ波放射と τ との関係を示す。Fig.7 にシュタルク・シフトの測定による電場強度とτとの関係を示す。Fig.8 にプラズマ・サテライト法による電場強度とτとの関係を示す。この結果を見比べてみると乱流状態になっていても，マイクロ波放射は観測されていない場合が存在することがわかる。このことはプラズマが強いラングミュア乱流状態になっていることは高出力広

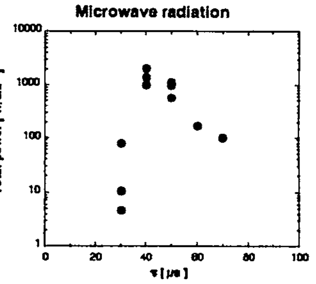

Fig. 6

帯域マイクロ波にとって必要条件ではあるが，十分条件ではないということが分かる。Benford と Weatherall らによる集団コンプトン・ブースティングモデルによると，ビーム電子がキャビトン中の高周波振動電場によって散乱された場合の一個の電子についてのマイクロ波放射強度Pは電子ビームの変調がガウス分布であると考えると次式で表される。$P=\Lambda_e(\Delta n_b/n_b)^2 g(\omega)$。$\Lambda_e \propto f_v W T_e^{5/2} D^3/n_p^{1/2}$ は放射振幅を示しており，D は λ_D 単位でのキャビトンの終状態のスケールサイズを表している。$g(\omega)$ はビームのモジュレーションの効果を ω の関数で表したものである。我々の実験結果を見ると，実験パラメーターである τ を変化させて実験を行った結果，Λ_e の関数の内，f_v，T_e，D がほぼ一定であった。一方，マイクロ波放射強度の測定結果では τ を変化させるとマイクロ波放射強度が変化している。また，マイクロ波放射のスペクトルを見ると測定範囲内でほぼ一様となっている。従って，一個の電子によるマイクロ波放射強度 P は $W/n_p^{1/2}$ に比例することになる。Fig.9 に一個の電子によるマイクロ波放射強度を $W/n_p^{1/2}$ の関数として表示した。これを見ると，マイクロ波放射強度は $W/n_p^{1/2}$ が増加すると強くなることが分かるが，$W/n^{1/2}$ に線形的に比例してはいないということが分かる。このことは，高出力広帯域マイクロ波放射の機構にはプラズマ中に作られる強い乱流状態の他に別の要素が存在することを意味している。これは，ビーム電子密度とプラズマ密度の比 n_b/n_p であると考えられる。n_b/n_p と τ との関係とマイクロ波放射強度と τ の関係を見ると，$n_b/n_p=0.001\sim0.01$ でマイクロ波放射が起こる。そして，$n_b/n_p\sim0.004$ 近傍でマイクロ波放射が最大となる。この結果は，チェンバー内にヘリウムガスを詰めない場合のマイクロ波放射の実験結果と異なっている。ヘリウムガスを詰めない場合の測定ではマイクロ波放射強度が最大となるのは $n_b/n_p\sim0.01$ のときであった。この違いは，これまでのところまだはっきりとはしていない。しかし，ビーム電子密度とプラズマ密度の比 n_b/n_p がある特徴的な値をとるときにマイクロ波放射が起こることは明らかである。

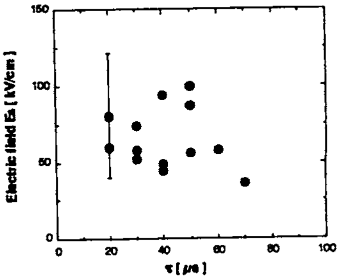

Fig. 7

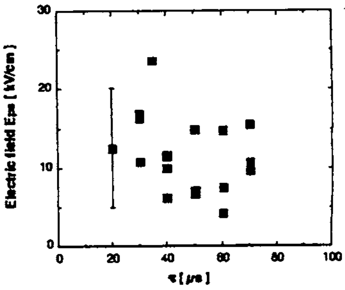

Fig. 8

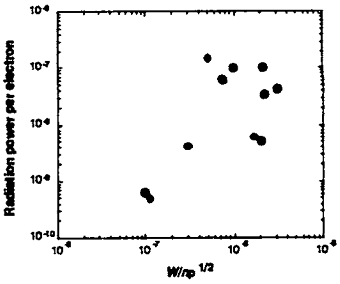

Fig. 9

本研究によって IREB をプラズマ中に入射するとプラズマが強いラングミュア乱流状態になることを実験的に確かめ，その状態が IREB パルス長より長い間持続することを見い出した。又，高出力広帯域マイクロ波放射との関連で見ると，強いラングミュア乱流状態はマイクロ波放射と強い関係があることが分かった。

学位論文の審査結果の要旨

本論文に関し，平成6年8月1日に第1回審査委員会を開き，面接審査を行った後，論文内容を詳細に検討した。更に，8月5日に行われた口頭発表の後に第2回審査委員会を開き，協議の結果以下のように判定した。

大強度相対論的電子ビーム (IREB) を非磁化プラズマ中に入射すると高出力広帯域マイクロ波が放射される。一方プラズマは強いラングミュア乱流状態になることが予想される。本論文の目的はプラズマが強いラングミュア乱流状態になること，及び，マイクロ波放射が乱流電場と相互作用したビーム電子によるものであることを実験的に確かめることである。

本論文で得られた主な研究結果は以下のとおりである。

1．IREBを非磁化プラズマ中に入射して発生する乱流電場強度をシュタルク・シフト測定及びプラズマ・サテライト法の二種類の分光測定法を用いて測定し，プラズマ中にスペクトル分布がガウス分布で静電エネルギー密度比 W～1 であるような高周波静電場が発生すること，ビーム体積中に占める強い高周波電場領域の体積の割合が数％であること等を見出した。これらの結果とこれまで為されてきている理論及びシミュレーションの結果とを比較検討した結果，プラズマが，生成，崩壊及び消滅を繰り返すキャピトン群から成る強いラングミュア乱流状態にあることを確かめた。尚，キャピトンの消滅時の長さはデバイ長の約22倍であることを見出した。

2．強いラングミュア乱流状態は高出力広帯域マイクロ波放射発生のための必要条件であることを見出した。又，$W/n_p^{1/2}$(n_p はプラズマ密度)が大になると出力も増すことを見出した。更にマイクロ波放射が n_b/n_p(n_b はビーム密度)に依存することからマイクロ波放射はビーム電子と乱流電場との相互作用によるものであると結論した。

以上の研究結果はプラズマ物理学に重要な知見をもたらしたもので本論文は博士論文に値するものである。

尚，申請者は今後自立して研究を行うに必要な能力と学識を備えていると認められ，博士の学位を受けるに値する。