対向プラズマ流による大振幅・静電衝撃波の形成^{*}

本 沢 忠 夫^{**} (宇都宮大工)

(50年12月8日受理)

Experimental results are reported showing that large amplitude, collisionless electrostatic shocks can be generated by counterstreaming plasmas characterized by $T_e/T_i \sim 1$. Energy analyses of ions and electrons at various places in the rest frame of shock were made by means of the sampling technique. These results have demonstrated that the two-ion beam interaction plays an important role in the shock formation and that electrons trapped by the shock potential have an effective temperature several times higher than their initial one.

§1 はじめに

プラズマ内での一次元的なイオン音波衝撃波の性質や振舞いについての理論的研究はかなり以前から進められてきているが、それによると形成される laminar な衝撃波はマッハ数が或る臨界値 M_c (< 1.6) を越えないということである。¹⁾, ²⁾ 低マッハ数 ($M \lesssim 1.2$) の範囲でイオン音波衝撃波の性質をよく調べた実験³⁾はあるが、この衝撃波がいかなるマッハ数の上限 M_c をとるかを示す実験は筆者の知るところではまだ存在していない。

^{*}) Formation of Large Amplitude Electrostatic Shocks
by Counterstreaming Plasmas

^{**}) Tadao HONZAWA
Department of Electronic Engineering, Utsunomiya Univ.

本沢

ところで、 $M > M_c$ では衝撃波は laminar から turbulent に移行することが理論的に期待されている。^{4), 5)} それにもかかわらず、そのような高マッハ数の turbulent 衝撃波が現実存在しているかどうかは、現在までのところでは、実験的に確かめられていない。Wong ら⁶⁾ は turbulent 衝撃波を観測しているが、それは軽い不純物イオンからなる反射イオン群によって乱流化されたものであって、上述の高マッハ数 turbulent 衝撃波とは全く異質のものであると考えられる。

一方、プラズマ中に不連続面を有するプラズマ流（中性化されたイオン流）を打ち込んだときに、二流体不安定性と非線型効果とのために形成される静電衝撃波の性質については、主に、計算機シミュレーションによって研究が進められてきた。その結果、この種の静電衝撃波はイオン音波衝撃波に較べてかなり高いマッハ数のもの ($M \lesssim 3$) まで存在可能であることが示された。Forslund と Shonk⁷⁾ は電子とイオンの速度分布函数が変化することも考慮して問題をより厳密に扱った。その結果によると、空間的に一様な対向イオン流の場合⁸⁾ では、両者間に相互作用が起りえないような高速のイオン流においても、もし、打ち込まれるイオン流が不連続面を有しておれば、その不連続面に伴うシース電場のために、電子の捕捉が起り、これが入射イオン流を減速させて、対向イオン流同志間で二流体相互作用をひき起すようにしむけ、その結果、高マッハ数の衝撃波の形成が可能になることを示した。その場合に捕捉電子の有効温度は増加するが、同時に衝撃波面背後のイオン温度も増す。更に、彼等は、このような機構で形成される静電衝撃波は高マッハ数のものであるにもかかわらず laminar 状態にあることを示している。この計算機シミュレーションとは別に、Sakanaka⁹⁾ はやはり計算機シミュレーションで、また Ikezi ら¹⁰⁾ は実験的に、電子が "isothermal" 状態にある場合について、この種の静電衝撃波の研究をしているが、それらの研究結果では、Forslund らのシミュレーションでえられたマッハ数よりもずっと低いマッハ数の上限 ($M_c \sim 1.5$) をもつ laminar 衝撃波だけが形成しえないことを報告している。

ここでは、不連続面を有するプラズマ流を打ち込むことによって Forslund らのシミュレーションから期待される大振幅・静電衝撃波が形成されるかどうか、また形成されるとしたらどの程度の高マッハ数のものがえられるか、更にそれらの衝撃波の性質はどうか等々について、実験的に調べてみたので、その結果について、また結果の解釈をまとめてみることにした。

対向プラズマ流による大振幅・静電衝撃波の形成

第 1 図 実験装置の概略図

§ 2 装置と実験方法

第 1 図に示すような中間グリッド G を有する DP 装置 (double plasma device) を用いて実験を行なった。衝撃波の発生方法は UCLA グループ³⁾ が用いた方法と殆んど同じで、ターゲット・プラズマの電位 (L 側チェンバーの電位にほぼ等しい) を固定しておき、ドライバー・プラズマの電位をパルスのに上昇させることによりドライバー側からターゲット側にイオン流を注入し、ターゲット・プラズマ中に大振幅波を励起させるやり方である。その際中間グリッドの電位 V_g をプラズマに対して充分負になるように保ち、両プラズマ間で電子成分の交換を禁止しているため、各プラズマは別々の電源で互いに独立に制御される。ここで、我々の装置で、特に、他と違う点は、ドライバー側 (R 側) の容器は、直流的には、電氣的に floating の状態にあることである。このためドライバー・プラズマの電位は、それが接触している中間グリッドの電位 V_g によって大きく左右される。このような理由から、 V_g を適当に選んでやることによってパルス印加しない時のドライバー・プラズマの電位をターゲット・プラズマのそれに充分近くなるように調節することが可能

となる。¹¹⁾

このような方法でえられた大振幅波はターゲット・プラズマ中に挿入された平面プローブ(直径 1.5ϕ)とイオン・プローブ¹²⁾(静電型エネルギー分析器)を用いて観測される。衝撃波の一次的な巨視的振舞いは軸に平行に可動な平面プローブPを用い、主に電子飽和電流を通じて調べられた。また、イオンのエネルギー分布や温度の測定は、プローブと共に軸方向に可動なイオン・プローブIPを用いて行なった。衝撃波と共に動く座標系での各位置における電子やイオンのエネルギー分布を調べるにあたってはサンプリング法が用いられた。

この実験で使用したガスは高純度アルゴン(six nines)であり、ガス圧は $p = (2.0 \sim 3.5) \times 10^{-4}$ torr の範囲である。したがって、この場合のイオン・中性粒子間の衝突(弾性散乱と荷電交換とが支配的)に対する平均自由行程は 30 cm 程度で装置の大きさと同程度である。かかる実験条件はUCLAグループ³⁾の場合と殆んど同じであるが、我々の場合は次の点で彼等のとは異っている。我々の場合は、ターゲット側のフィラメントの温度を割に低く保って用いているために、その熱電子放出は余りよい状態になっているとはいえない。このような条件下では、論文¹¹⁾に述べたような理由で、密度が $n_e \lesssim 5 \times 10^8\text{ cm}^{-3}$ 、電子温度はかなり低く $T_e \approx 0.1\text{ eV}$ 程度、イオン温度 $T_i \approx 0.2\text{ eV}$ 程度、即ち温度比にして $T_e/T_i \lesssim 1$ なる性質をもつプラズマがえられる。このようなプラズマにおいては、イオン波不安定性に対するイオンによるLandau減衰はかなり強いことが期待される。このようなプラズマをターゲット・プラズマとして用いているところに我々の今回の実験の特徴があるといえる。また、この実験ではドライバー・プラズマに印加するパルスの波高を 11 V 程まであげていることも特記すべきことである。

§ 3 実験結果

A. 衝撃波の巨視的振舞い

衝撃波の巨視的な振舞いは、主に、正にバイアスされたプローブで受かる電子飽和電流の時間変化を通して調べられた。ターゲット・プラズマ中に励起された大振幅波のパルス波形に着目すると、第2図に示すように、パルスは伝播してゆくにつれて、最初、その先端の勾配が段々急になる。即ちsteepeningを起すが、やがてその勾配は一定値に落ち着き、しばらくの間はそのままの状態を保つようになる。かくして衝撃波が形成されるが、こうしてえられた衝撃波の伝播速度 v_0 は time-of-flight 法によって割に正確に求められる。このような方法でこれまでの実験で測られた速度の最大値は $v_0 = 5.5 \times 10^5\text{ cm/s}$ にも達する。この時のupstream側のプラズマの電子温度とイオン温度($T_e \approx 0.1\text{ eV}$, $T_i \approx 0.3\text{ eV}$)から計算されるイオン音波の

対向プラズマ流による大振幅・静電衝撃波の形成

第2図 衝撃波パルスの進化の模様を示す。最上段のトレースは波高11Vの印加パルス。

伝播速度は $c_s = 1.58 \times 10^5 \text{ cm/s}$ となるので、この衝撃波についてのマッハ数は $M = v_0 / c_s \approx 3.5$ にもなる。このようにして、今回の実験でえられた衝撃波のマッハ数は $M = 2.0 \sim 3.5$ の範囲に分布している。ところで、上のように衝撃波の伝播速度 v_0 がわかれば、第2図に示すような衝撃波パルスの立上り時間 Δt から波面 (shock front) の大体の厚さ d を求めることができる。こうして決めた厚さの一例を示すと、 $d \approx v_0 \Delta t \approx 1 \text{ cm} \approx 1.4 \lambda_D$ 程度となる。ここで、 λ_D は upstream プラズマに対するデバイ長である。上述のような衝撃波は高いマッハ数を有するにもかかわらず、第2図からもわかるように、殆んど fluctuations を含んでいない。したがって、いわゆる laminar 衝撃波であるといえよう。また、これらの衝撃波はその波面の前方に反射イオン群による小振幅の precursor パルスを伴っていることも第2図からわかる。

以上のような諸性質は、高マッハ数を有するという点を除けば、小振幅のイオン音波衝撃波の性質と非常に類似している。しかし、次の点で両者はかなり異っている。今回の実験でえられた衝撃波の振幅を非摂動密度 n_0 に対する摂動密度 $\tilde{n}$ の比の形で表わすと、 $\tilde{n} / n_0 \sim 1$ 程度となる。しかし、この衝撃波の振幅は伝播してゆくにつれて距離と共に減衰して行く。その減衰はイオンによる Landau 減衰から期待されるよりもずっとゆっくりしていることがわかる。例えば、 $T_e \approx 0.4 \text{ eV}$

本沢

$T_i = 0.15 \text{ eV}$ なるターゲット・プラズマ中で考えると、そこでの Landau 減衰から決る減衰距離は $\delta_{LD} \approx 0.5 \text{ cm}$ となるはずであるのに、¹³⁾ 実際に観測された衝撃波の減衰に対する減衰距離は $\delta_{ob} \approx 8 \text{ cm}$ となることである。

B. イオンのエネルギー分布

イオン成分のエネルギー分析はイオン・プローブ IP を用いてなされた。これによってえられた upstream プラズマのイオンのエネルギー分布は第 3 図 (a) のようになり、これから分布が Maxwellian であると仮定してイオン温度 T_i を算出してみると、 $T_i = 0.1 \sim 0.2 \text{ eV}$ 程度となる。第 3 図 (a) の例では $T_i = 0.15 \text{ eV}$ である。一方、サンプリング法を用いて、第 3 図 (c) に示すような衝撃波と共に動く座標系からみた場合の各位置でのイオンのエネルギー分布を測定することができるが、その測定結果の一例を第 3 図 (b) に示す。ここには波と共に時間的に変化

第 3 図 (a) 上流側のバックグラウンド・イオンのエネルギー分布。(b)(c) に示すような衝撃波パルスの各位置で測られた AC 成分のイオンのエネルギー分布。(c) イオン電流を通して見た衝撃波信号。

対向プラズマ流による大振幅・静電衝撃波の形成

する分 (AC部分) のイオン成分に対するエネルギー分布だけが描かれているが、実際には各 τ でえられた分布に第3図(a)に示したバックグラウンド・イオンの分布(DC部分)を加えて考えねばならない。このようにしてえられたエネルギー分布のデータから次のようなことがいえる。upstream側 ($\tau \lesssim 16 \mu\text{sec}$) では温度 $T_i = 0.15 \text{ eV}$ の静止したイオンのみが観測されるが、downstream側 ($\tau \gtrsim 25 \mu\text{sec}$) ではそれらの静止イオンに加えて、運動エネルギー $W_b \simeq$ 数 eV をもつイオン流が存在しており、この領域ではその両イオン成分同志は殆んど相互作用をしていない。ところが、衝撃波の波面近傍 ($\tau \simeq 18 \sim 24 \mu\text{sec}$) では両イオン成分は強く相互作用しあい、かなりのエネルギーを交換しあうため、分布が非常に幅広いものになっている。ここでは、イオン流は減速されて多くのエネルギーを失うのに対し、バックグラウンド・イオンは逆にかなりのエネルギーをえて両成分は殆んど一体化する形になる。このためこの領域ではイオンの有効温度はかなりの大きくなる。

第4図 (a) 上流側のバックグラウンド・電子の速度分布。(b)(c) に示すような衝撃波パルスの各位置で測られた捕捉電子の速度分布。(c) 電子電流を通して見た衝撃波信号。

C. 電子の速度分布と波のポテンシャル

電子成分のエネルギー分析は平面プローブPを用いてなされた。それによってえられた upstream プラズマの電子のエネルギー分布から速度分布にやき直したものが第4図(a)に示されている。第4図(a)に対応した電子温度 T_e は 0.4 eV である。一方、イオンの場合と同様に、サンプリング法を用いて第4図(c)のような衝撃波に乗った座標系の各位置における電子の速度分布を測定することができる。この場合に、各位置においてプローブで受かる電子電流から upstream 側で受かる電子電流を差し引いてやることによって波と一緒に運動する電子、即ち波により捕捉された電子(捕捉電子)だけによる電子電流がえられる。したがって、この電子電流に対するプローブ特性曲線から捕捉電子のエネルギー分布或いは速度分布が求められる。このような方法で各7毎にえられた捕捉電子の速度分布の一例を第4図(b)に示す。ここで注目すべきは捕捉電子の有効温度 T_{te} がバックグラウンドの電子に較べてかなり高くなっていることである。第4図(b)に示す例では温度 T_{te} は約 2 eV になり、この値は T_e の値には余りよらず downstream 側のどの位置で測っても大体一致した値になると考えて差し支えない。これからわかる通り、電子は波のポテンシャルによって捕捉される際かなりの加熱を受ける。第4図に示す例では $T_{te}/T_e \approx 5$ 倍の加熱になっている。今回の実験では、異なった初期条件(例えば異なった T_e)の場合にもこれと同じ位の加熱が起っていることが観測された。

更に、上述の捕捉電子電流に対するプローブ曲線から捕捉電子に対応した空間電位 V_{st} が求まる。一方、非捕捉電子電流に対応したプローブ曲線からバックグラウンド・プラズマの空間電位 V_{sb} を求めることができる。ここで、電位差 $\Delta V = V_{st} - V_{sb}$ は電子を捕捉している波のポテンシャルそのものを意味するものと思われる。このようにして求まる ΔV は初期条件によってかなり異なった値をとりうるが、第4図に示す実験例では ΔV は 4~5 V にも達している。数 V というポテンシャルを有する波が伝播してくれば温度 $T_e \approx 0.4$ eV 程度をもつ電子の多くは容易にその波によって捕捉されるだろうということは大いに期待できることである。

§ 4 結果の解釈

(i) イオン音波衝撃波との比較

一般に、電子温度 T_e が低くイオン温度 T_i に近い値を有するようなプラズマ中においてはイオン波に対するイオンによる Landau 減衰は非常に強く起り、そこで励起されるイオン波は速かに減衰してしまうことが期待される。このことは、今回の実験ではターゲット・プラズマとして温度比 $T_e/T_i \sim 1$ のプラズマを利用しているので、当然この場合にも当てはまる。ここで

対向プラズマ流による大振幅・静電衝撃波の形成

観測された衝撃波が非常に高いマッハ数を有しているにもかかわらず、殆んど fluctuations を含まないのはこのことに原因しているものと思われる。

それでは、衝撃波の振幅の減衰についてはどうかというと、今回の実験で観測された大振幅衝撃波については、前節でも述べたように、Landau 減衰から期待されるよりもはるかにゆっくり減衰している。減衰距離で表わすと、 $T_e \simeq 0.4 \text{ eV}$, $T_i = 0.15 \text{ eV}$ のターゲット・プラズマを用いて実験した例では、Landau 減衰に基づく減衰距離 $\delta_{LD} \simeq 0.5 \text{ cm}$ に対し、観測された減衰距離は $\delta_{ob} \simeq 8 \text{ cm}$ と非常に長い。ここで因に、イオン・中性粒子間の衝突(弾性散乱と荷電交換が支配的)に基づく減衰距離を求めてみると $\delta_{CD} \simeq 20 \text{ cm}$ となる。¹⁴⁾

したがって、 δ_{ob} は δ_{LD} よりも δ_{CD} に近いといえる。このことから我々がえた大振幅衝撃波の減衰は Landau 減衰のためではなく、イオン・中性粒子間の衝突に原因して起っているといった方がより適切であろう。一方、我々は別の実験¹⁵⁾(ドライバー・プラズマに印加するパルス波高を $0.5 \sim 1 \text{ V}$ にして低マッハ数のイオン音波衝撃波を発生させる実験)から、例えば温度比 T_e / T_i が割に小さいターゲット・プラズマを用いて実験した場合、低マッハ数衝撃波は Landau 減衰から期待されるのと同程度の速さで減衰することを知っている。この実験から、イオン音波衝撃波と思われる低マッハ数衝撃波の減衰には Landau 減衰が、主に、効くものと考えられる。以上のような低マッハ数衝撃波の実験結果との比較から、今回の実験でえた高マッハ数衝撃波はイオン音波衝撃波とは質的に多少異なる静電衝撃波の一つであるという結論をえる。

(ii) 衝撃波の形成

Stringer の図表⁸⁾によれば、空間的に一様な対向プラズマ流の場合にはイオン・イオン不安定性は、温度比 $T_e / T_i \gtrsim 3$ であり、且つ両プラズマ流の相対ドリフト速度 v_d がイオン音波速度 c_s の約 2.5 倍以下であるという条件が満たされる領域でのみ可能であるはずである。したがって、今回の実験で採用した初期条件 ($T_e / T_i \simeq 1 \sim 3$, $v_d \simeq (4 \sim 5) c_s$) は上記の図表におけるイオン・イオン不安定性領域からは完全にはみ出している。このことは、もし問題にしている二つのプラズマ流が共に空間的に一様なものであると仮定したら、両者間には、少なくとも、イオン・イオン不安定性を通じての相互作用は起りえないことを意味する。しかし、Forslund と Shonk⁷⁾ は、例えば初期条件が Stringer の図表のイオン・イオン不安定領域から外れていたとしても、もし対向プラズマ流のうちの少なくとも一方が不連続面を有している場合には、この不連続面に伴う静電的なシース電場が面に入射してくる電子の一部を捕捉すると同時に、入射イオン流を減速し、その結果としてイオン・イオン不安定性が生ずることが可能になりうるこ

本沢

とを示している。このことは、我々の実験条件下でも対向プラズマ流同志はイオン・イオン不安定性を通じて相互作用しあい、その結果、高マッハ数衝撃波を形成しうることを示している。

イオン成分のエネルギー分布の測定結果は、打ち込まれたイオン流の先端の不連続面近傍 ($\tau \approx 1.8 \sim 2.4 \mu\text{sec}$) でバックグラウンド・イオンと打ち込まれたイオン流の間で強い相互作用が起り、その結果両者のエネルギー分布は互にくっつき合っ一つの幅広いものになっていることを示している。しかし、それは同時に、downstream 側 ($\tau \gtrsim 2.5 \mu\text{sec}$) では両者の分布は殆んど崩れておらず、したがって、両者間には相互作用は殆んど起っていないことを示している。不連続面近傍での強い相互作用は、シース電場と共に、入射イオン流の減速に大きく寄与する。その減速効果のため、その領域のイオン密度 (ここで電気的中性化を仮定すればプラズマ密度) は増大する。その結果、波のポテンシャルも増大する。このような大振幅波においては、当然、非線型性が問題になり、それが波の振舞いにとって重要な役割を果す。上述のような種々の効果が競合して、ここで観測されたような大振幅・衝撃波が形成されるものと思われる。

したがって、かくの如くして形成された衝撃波の最大振幅はシース電場及び二流体不安定性による入射イオン流の減速効果によって決まると考えられる。その振幅が波の伝播と共に何らかの原因で急速に減衰しようとしても、不連続面を有するイオン流が存在している限り、その減衰はやわらげられるであろう。その結果は、衝撃波の最大振幅の減衰は波を支えているイオン流の消滅によって引き起こされることを意味する。衝撃波の減衰が Landau 減衰よりは、むしろ、イオン・中性粒子間の衝突によって決まるという実験結果は、上のような考え方をすれば容易に理解される。

(iii) 電子の加熱機構

衝撃波のポテンシャルは数 V にもなるので、波面に向かって入射してくる電子の多くはそのポテンシャルによって捕捉されうる。そのように捕捉された電子の有効温度は初期の温度より 5 倍程度高くなっていることが観測された。このような電子の加熱はどのような機構で起るのであろうか。その加熱機構についてここで考えてみる。

ところで、電子は捕捉される際、静電的に加速されて、波のポテンシャル・エネルギー程度、即ち数 eV 程度までの運動エネルギーをえることは容易に考えられる。したがって、この運動エネルギーの一部がいかにして熱化されるかということを考えればよいことになる。ここで、熱化の機構として幾つかの可能な機構が考えられる。そのうちの一つで、単純ではあるが、最も効率がよいと思われる機構は次のようなものである。数 eV のエネルギーを有する捕捉電子は、ポテンシャルの井戸 (potential well) の中で往復運動を繰り返す。この場合、井戸の幅は数 cm 以下と考えられ

対向プラズマ流による大振幅・静電衝撃波の形成

るから、往復運動は約20回/ μ sec以上の割合で起っている。この際、電子は1往復当り2回だけポテンシャルの壁にぶつかって反射される。ここで、このポテンシャルの壁は完全に平らであるとは思えない。凸凹していないまでも、多少は彎曲しているであろう。このような完全には平らでない壁で反射される際電子は幾分か散乱される。この散乱が往復運動を繰返すうちに積み重なれば運動エネルギーのかかなりの部分が無秩序化されたことになる。こうして熱化はかなり効率よく起るものと思われる。もう一つの熱化は、捕捉電子が往復運動を繰返している間に中性粒子と衝突し、散乱されて起るものである。しかし、その場合の平均衝突時間は数 μ secと比較的長いので、この熱化は非常にゆっくりしか起らない。したがって、余り効果的ではないといえる。更に考えられる熱化は、ゆらぎ (fluctuations) に原因しておこる電子の collective な散乱からくるものである。この種の熱化は乱れた衝撃波においては popular であるが、今回の場合においては余り効いていようには思われな。なぜなら、我々が観測した衝撃波は殆んどゆらぎを含んでいそうにないからである。

§ 5 結 び

今回の実験で、温度比 $T_e/T_i \sim 1$ をもつようなプラズマ中で対向プラズマ流によって $M \approx 2.0 \sim 3.5$ という高マッハ数を有する大振幅・静電衝撃波を形成させることがわかった。これらの静電衝撃波は種々の点で低マッハ数のイオン音波衝撃波³⁾と似た性質をもっている。しかし、次のような諸点において後者と著しく異なっている。前者は (a) かなり高いマッハ数のものまで存在できること、(b) $T_e/T_i \sim 1$ で特徴づけられるようなプラズマ中でも Landau 減衰の影響を余り受けていないせいか、衝撃波自身は非常にゆっくりと減衰すること、(c) downstream 側である程度のエネルギーを有するイオン・ビームが存在していること、(d) 波面の背後で捕捉電子が観測されるが、その有効温度が upstream 側のそれより数倍も高くなっている等の点である。これらの観測事実から結論としていえることは、この実験で観測されたような対向プラズマ流によって形成される静電衝撃波はイオン音波衝撃波とは性格的に異った衝撃波ではないかということである。

ここでは、この種の高マッハ数静電衝撃波が形成される機構が Forslund と Shonk⁷⁾ が提案した考え方で定性的に説明されることを示した。また、捕捉電子が受ける加熱の機構などについて考えてみた。

この実験を通じて、対向プラズマ流同志の相互作用によって形成される静電衝撃波の一般的な性質や振舞いなどについて或る程度の理解をえることができたので、次の問題として、この種の衝撃波を平面状 (一次元的) のものから半球状 (三次元的) にもっていった時に、それがどのような振舞いを

本沢

するか、また平面状の時にはみられなかったような新しい現象が現われるかどうか等々について調べてみたい。

最後に、本研究に関していろいろと議論して下さった松浦健哉教授，加藤祐輔教授，西田靖助教授に，ここで改めて謝意を表したい。また，本研究を行うにあたっていろいろ便宜を与えて下さった名大プラズマ研の高山一男教授ほか多数の所員の方々に謝意を表しておきたい。

今回，我々は名大プラズマ研から別枠共同研究の形で援助して頂いていることを，ここに付け加えておく。

参 考 文 献

- 1) R.Z.Sagdeev, Reviews of Plasma Physics Vol. 4 (Consultants Bureau, New York, 1966)
- 2) G. Bardotti and S.E.Segre, Plasma Phys. 12, 247 (1970)
- 3) R.J.Taylor, D.R.Baker and H.Ikezi, Phys. Rev. Lett. 24, 206 (1970)
- 4) D.A.Tidman, Phys. Fluids 10, 547 (1967)
- 5) C.F.McKee, Phys. Rev. Lett. 24, 990 (1970)
- 6) R.W.Means, F.V.Coroniti, A.Y.Wong and R.B.White, Phys. Fluids 16, 2304 (1973)
- 7) D.W.Forslund and C.R.Shonk, Phys. Rev. Lett. 25, 1699 (1970)
- 8) T.E.Stringer, J. Nucl. Energy Part C 6, 267 (1964)
- 9) P.H.Sakanaka, Phys. Fluids 15, 1323 (1972)
- 10) H.Ikezi, T.Kamimura, M.Kako and K.E.Lonnngren, Phys. Fluids 16, 2167 (1973)
- 11) T.Honzawa, to be published in KAKUYUGO-KENKYU.
- 12) S.A.Andersen, V.O.Jensen, P.Michelsen and P.Nielsen, Phys. Fluids 14, 728 (1971)
- 13) A.Y.Wong, R.W.Motley and N.D'Angelo, Phys. Rev. 133, A 436 (1964)
- 14) Y.Hatta and N.Sato, Proc. 5th Intern. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich Vol. I, 478 (1961)
- 15) T.Honzawa, unpublished.