

# Collisionless Shock Wave の実験

阪 上 幸 男\*  
山 中 千 代 衛\*

## Experiments on Collisionless Shock Wave

By

Yukio SAKAGAMI and Chiyoe YAMANAKA

**Abstract:** An experimental study has been performed on a structure of collisionless shock wave which propagates in the direction perpendicular to the applied magnetic field through the preionized plasma. The shock wave was driven by a conical gun.

The preionized plasma was estimated to be almost collisionless. The collisional mean free path of plasma particles was 7.6 cm. When the applied magnetic field was 350 G, the magnetic mach number was 2.04, and ion and electron Larmour radius was 6.7 cm and  $4.2 \times 10^{-2}$  cm respectively. The shock thickness was 2 cm.

The characteristic oscillations were also observed at the shock front, the frequency of which was near the hybrid cyclotron frequency. The observed structures accorded nearly with Sagdeev's analysis based on a laminar theory.

### 1. 序 言

プラズマが低密度でかつ高温になると粒子相互の衝突平均自由行程が大きくなり、collisionlessの状態になる。周知のごとく、衝撃波は圧縮波の非線形性に基づく急峻効果と散逸機構による拡大効果との平衡で定常的な波形を形成する。平均自由行程がイオンおよび電子のラーマ半径より大きくなると、粒子間の衝突に基づいた散逸機構——粘性、熱伝導、電気抵抗、磁気緩和——が重要でなくなる。

平均自由行程より小さい遷移幅を持つ衝撃波 (collisionless shock) の存否、非可逆過程の成因、衝撃波形、衝撃波背後の状態等が理論的に以前から議論されてきた。このような衝撃波の形成には微視的な不安定性が関与しているものと思われる。

collisionless shock によるこのような過程は熱核反応研究の分野でも注目されるに至っている。また天体物理の分野においては磁気圏周辺、太陽表面および太陽大気中に collisionless shock の存在が観測されており、その本質の把握が問題となっている。

実験室内で collisionless shock を調べようという試みが最近急速に発展してきた[1][2][3]。いずれも super fast  $\theta$  pinch の装置を用い、その収縮位相で shock の形成が観測され

\* 大阪大学工学部電気工学教室

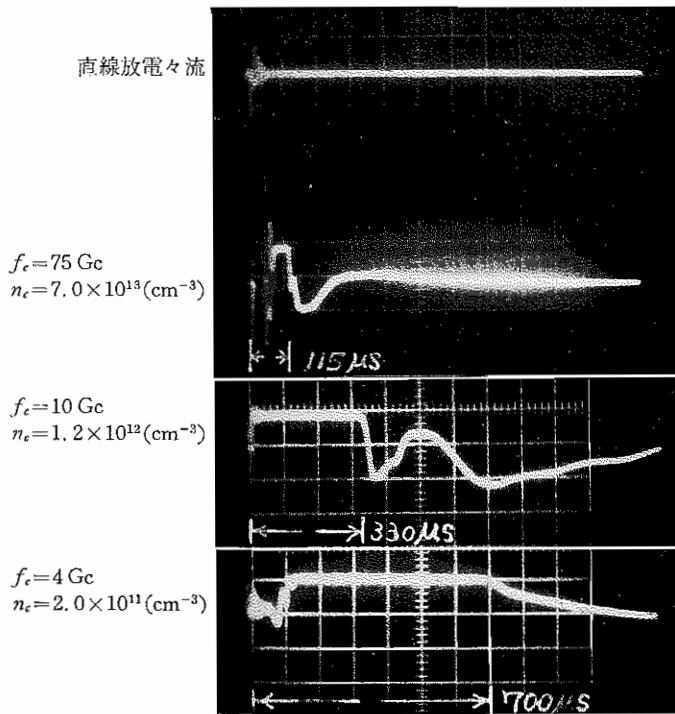
ている。初期の定常磁界の方向と圧縮磁界の方向を逆方向にしたとき shock は一層明確に識別されている。しかしこれらの実験においては、初期のプラズマ状態等が不明確であり、その結果も統括的なものとはほど遠い段階にある。

筆者らはこれらとは別方式で早くからプラズマ銃を用いて実験してきた[4][5][6][7][8]。多くの研究者らによって ionizing shock が高速になると collisionless shock になると考えられたが、この方式の欠陥を避けるため、強力な予備加熱を施した。

collisionless shock の検証は、初期のプラズマ状態が collisionless 的であることおよび超磁気音速で駆動することが必要であり、このときはじめて衝撃波の遷移層が粒子の平均自由行程より小さいと collisionless shock であるといえる。

## 2. 実験結果および検討

実験装置は通常の電磁衝撃波管と類似で、駆動部に円錐銃を用い伝ばん部はガラス管でその軸と直角方向に直流の磁界を印加する。伝ばん部の気体を直線放電で予備電離および加熱を行ない、その放電が切れた瞬時に円錐銃を作動させる。予備加熱を受けたプラズマは磁界に浸透して静かな magneto-plasma を形成し、それが円錐銃による plasma flow に駆動されて磁気音波のじょう乱を伝え衝撃波の形成となる。



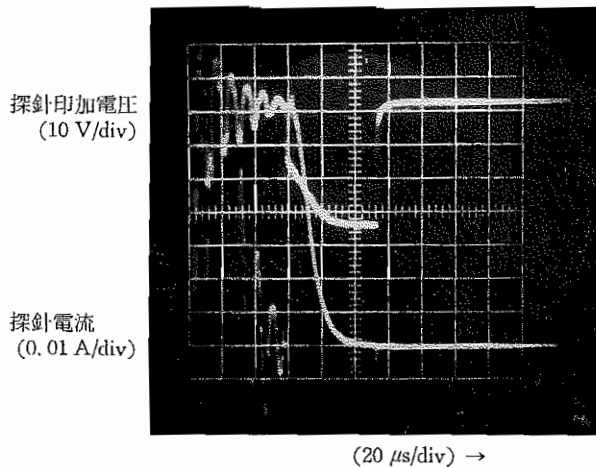
第1図 予備電離プラズマによるマイクロ波の遮断信号。  
 $f_c$  は使用マイクロ波周波数,  $n_e$  はその時の遮断密度を示す。

まず、予備加熱されたプラズマ状態（プラズマ密度、電子およびイオン温度）の測定を行った。3.2  $\mu\text{F}$ 、20 kV のコンデンサ放電を用いる。最大 36 kA の減衰振動電流は 60  $\mu\text{s}$  流れる。気体は空気でありその圧力は  $1.0 \times 10^{-3} \text{ mmHg}$  である。

プラズマの密度の減衰は3つの異なる振動数のマイクロ波を用い、おのおののしゃだん時間を測定して見積もった。採用したマイクロ波の振動数およびそのしゃだん密度は、4 Gc— $2.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、10 Gc— $1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、75 Gc— $7.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  である。第1図に観測した受信々号を示す。中性気体が完全に解離・電離するとその密度は  $7.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  となるから、75 Gc のしゃだん時間 115  $\mu\text{s}$  の間は完全電離していることがわかる。密度はほぼ指数関数的（拡散型）に減少し、その時定数は 100  $\mu\text{s}$  でかなり長い。

電子温度 ( $T_e$ ) はパルス複探針を考案し、それを用いて調べた。電圧をパルスの印加すると、放電回路と測定回路の結合による妨害を除去でき、再現性のある結果が得られた。

第2図に探針電圧および電流の波形の一例を表示する。探針の電圧電流特性曲線から放電終了後で電子温度は 15 eV であることがわかった。密度の減衰が緩やかであったことから探

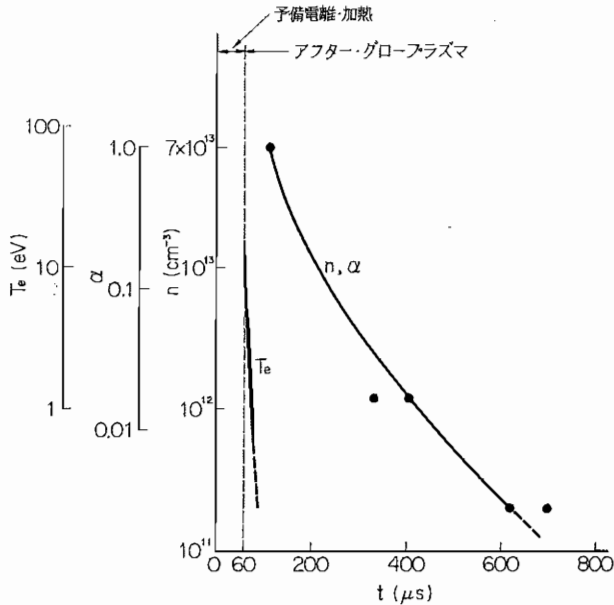


第2図 パルス複探針の電圧、電流波形。パルス電圧は 60  $\mu\text{s}$  遅延させ、50  $\mu\text{s}$  の中で印加する。

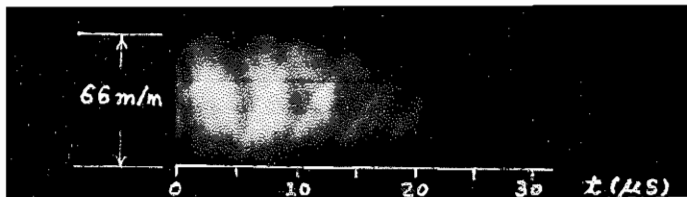
針電流の減衰は電子温度の減衰に対応する。電子温度は 10  $\mu\text{s}$  の時定数で減少する。第3図に予備加熱プラズマの密度、電子温度の減衰状態を示す。

イオン温度 ( $T_i$ ) は直線放電の求心ピンチ速度を測定することにより評価した。直線ピンチの現象では、中心軸上における衝突で運動エネルギーが熱エネルギーにかわる時、質量の大きいイオンが加熱を受ける。第4図に流しカメラによる測定例を示す。求心速度は  $v = 1.8 \times 10^6 \text{ cm/s}$  であり、これが完全に熱化するとすると  $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT_i$  と置いて  $T_i = 15.4 \text{ eV}$  となる。

以上の測定値に基づいて予備加熱プラズマの特性長を求めた。 $T_i = T_e = 15 \text{ eV}$ 、 $B = 350 \text{ Gauss}$ 、 $n = 7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  の値を用いると電子・電子、イオン・イオン、電子・イオン間の衝



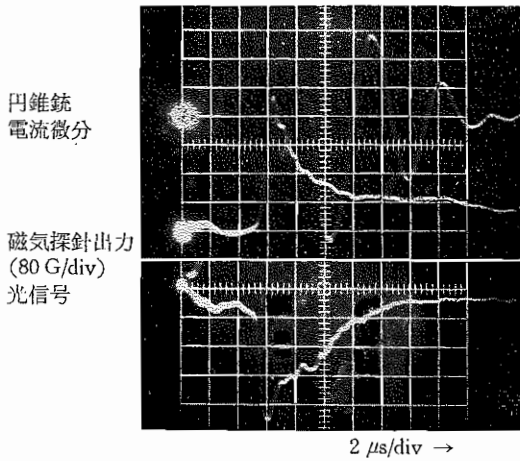
第3図 予備電離プラズマの密度、電子温度の減衰特性。  
円錐銃は 60  $\mu\text{s}$  に作動する。



第4図 直線ピンチの流しカメラ写真

突平均自由行程はおのおの 7.6 cm, 7.6 cm,  $6.3 \times 10^2$  cm である。イオンおよび電子のラーマ半径はおのおの 6.7 cm,  $4.2 \times 10^{-2}$  cm, デバイ長 ( $\lambda_D$ ) は  $3.4 \times 10^{-4}$  cm となる。平均自由行程が他のどの値よりも大きくほぼ collisionless な状態にあるといえる。また  $n\lambda_D^3 (=2.8 \times 10^3) \gg 1$  であり、電子の集団運動のエネルギーに比し、熱運動のエネルギーの方が十分大きく、プラズマの振動周期より電子の平均衝突時間は十分大きい。またデバイ長が十分小さいからプラズマの流体的取り扱いが可能である。プラズマ圧力 ( $nkT_e + nkT_i = 3.4 \times 10^3 \text{ erg/cm}^3$ ) は磁気圧 ( $B^2/8\pi = 4.9 \times 10^3 \text{ erg/cm}^3$ ) に比しもはや省略し得ず、hot plasma の取り扱いが必要となる。

以上示したような collisionless の magneto-plasma を円錐銃による plasma flow で駆動し、衝撃波の形成を観測した。第5図は円錐銃の出口から 28cm の位置に置いた微小な磁気探針による磁界変動および同じ位置での光信号を示す。光信号は密度変動の2乗に比例する出力を与えると考えることができる。両信号共急峻な不連続面を持ち衝撃波の存在を示す。time



第5図 磁気探針及び光信号

of flight によると衝撃波の速度は  $5.6 \times 10^6$  cm/s である。このとき磁気音速は  $(B^2/4\pi mn + \gamma RT_i/m_i)^{1/2} = (5.90 \times 10^{12} + 1.65 \times 10^{12})^{1/2} = 2.75 \times 10^6$  cm/s で磁気マッハ数は 2.04 となり超磁気音速で衝撃波は伝ばんでいる。図から磁界および密度が同時に跳躍していることも凍結条件に基づく衝撃波の存在を確証し、単に plasma flow のみが磁界と衝突したときの様相とは全く異なっている。また図からフロントの立ち上りは約  $0.4 \mu\text{s}$  であり  $2\text{cm}$  の遷移層の幅となる。

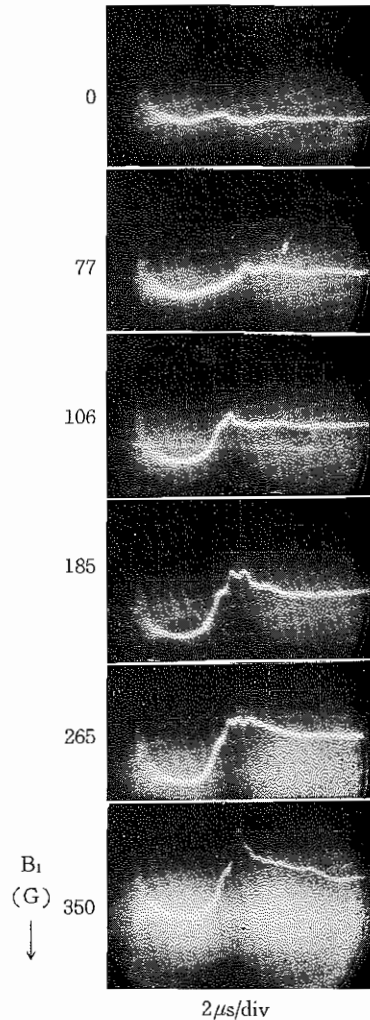
第6図に印加磁界を変化させたときの磁気探針の出力波形を示す。フロントにおける跳躍の大きさは印加した磁界の増加に比例して大きくなる。また、フロントにおいて微視的な磁界の振動が見られる。

第7図に、印加磁界に対するこの振動の周波数をプロットする。同図にプラズマの特性的な周波数を実線で記す。測定周波数はイオン・電子の hybrid cyclotron frequency  $\sqrt{Q_i Q_e}/2\pi$  に近い。

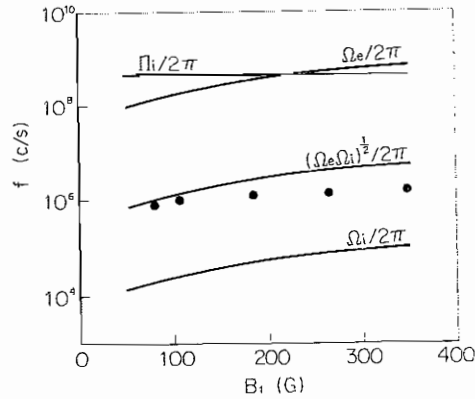
Sagdeev[9]によると、フロントにおいて、流れとそれに垂直な磁界とによっておのおのに直角方向に電子電流が形成され、電子はイオンに対して大きい相対速度を持つ。弱い衝撃波の場合線形的な取り扱いが可能であり、磁界は

$$B - B_2 = \exp\left(-\frac{\nu}{u}x\right) \sin\left(\sqrt{\frac{1}{2}(1-M^2)}\frac{x}{a}\right)$$

で減衰振動する解を持つ。ここで  $a=c/|H_e|$  は電子の散乱長でプラズマ振動電界に対する電子の散乱の尺度を与える。フロントは  $a$  の order の幅を持つ。筆者らの場合  $a=0.06\text{cm}$  と



第6図 印加横磁界 ( $B_1$ ) を変化した時の磁気探針の信号の変化



第7図 印加横磁界 ( $B_1$ ) に対するフロントでの磁界振動の周波数. 但し  $\Omega_{i,e} = eB/m_{i,e}c$ ,  $\Pi_{i,e} = (4\pi n e^2/m_{i,e})^{1/2}$

なる。電子の散乱長はまた  $a = V_A / \sqrt{\Omega_i \Omega_e}$  と書き直せるから、フロントが  $V_A$  (Alfvén 速度) の order で進行するから時間的には  $\omega = \sqrt{\Omega_i \Omega_e}$  の振動数を持つことになる。ただし、 $B$  (磁界強度),  $B_2$  (フロント背後の磁界強度),  $u$  (衝撃波速度),  $v$  (電子・イオンの effective 衝突周波数),  $x$  (距離),  $M$  (磁気マッハ数),  $\Pi_e = (4\pi n e^2/m_e)^{1/2}$ ,  $\Omega_{i,e} = eB/m_{i,e}c$  である。

衝撃波が強くなり、磁気マッハ数が増大し、電子流の速度がある臨界値を越えると2流体不安定性が成長しフロントは乱流状態となって真の衝撃波となる。Stix[10] の記述によると、hot plasma の速度空間で 2 peak があってもそれが thermal spread しているときには必ずしも不安定にはならない。この場合の不安定性の条件は、2流体の相対速度 (2 peak の間隔) が電子の熱速度を越えるときである (ただし  $T_e = T_i$  のとき)。このとき磁気マッハ数の臨界値が  $1 + (3/8)(8\pi n k T_e / B^2)^{1/3}$  であることが Sagdeev によって示された。筆者らの場合この値は 1.26 となり、実測値はこの臨界値より大きい。

### 3. 結 言

横磁界の存在のもとで、強力な予備加熱を行ない静かなほぼ collisionless のプラズマを作り、円錐銃による plasma flow でこれを駆動することにより衝撃波の発生を観測した。予備加熱したプラズマは完全電離で、粒子間の衝突平均自由行程は他の特性長に比し大きくほぼ collisionless な状態にあることが判明した。

衝撃波フロントにおける磁界、密度の遷移層の幅は約 2 cm で上記の平均自由行程より小さい。フロントの幅および磁界の振動の様子は微視的な 2 流体不安定性に基づく Sagdeev の解析にはほぼ一致する。

### 参 考 文 献

- [1] Kurtmullaev, et al.: 2nd Conf. on Plasma Physics and Thermonuclear Research, Culham, CN-21/218 (1965)

- [ 2 ] U. Ascoli-Baltoli, *et al.*: *ibid*, CN-21/75 (1965)
- [ 3 ] G. Goldenbaum, *et al.*: *Phys. of Fluids* **8**, 2111 (1965)
- [ 4 ] 阪上, 山中: *核融合研究*, **15**, 191 (1965)
- [ 5 ] 阪上, 山中: *Technol Rep. Osaka Univ.* **16**, 153 (1966)
- [ 6 ] 阪上, 山中: *Rep. Ionos. Space Res. Japan* **20**, 45 (1966)
- [ 7 ] 阪上, 山中: *核融合研究*, **17**, 200 (1966)
- [ 8 ] 阪上, 山中: *核融合研究*, **17**, 255 (1966)
- [ 9 ] R. Z. Sagdeev: *Sov. Phys. Tech-Phys.* **6**, 867 (1962)
- [10] T. H. Stix: *The Theory of Plasma Waves* (McGraw-Hill, New York, 1962), p. 153