The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

J. Plasma Fusion Res. Vol.83, No.1 (2007) 74-80

講座 高速プラズマ流と衝撃波の研究事始め

1. プラズマ衝撃波の基礎物理

1.5 静電波ソリトンと無衝突衝撃波の基礎実験

佐伯紘一
静岡大学理学部

(原稿受付：2006年11月7日)

典型的な非線形局所構造である静電波ソリトンや無衝突静電衝撃波が存在することを，波数-位相速度ダイアグラムや擬似ポテンシャル (Sagdeev's Potential) を用いて説明する．その具体例として，イオン音波ソリトンや，イオンの反射などを伴うイオン音波衝撃波の実験を提示する．さらに強い衝撃波として，ビーム衝撃波が存在することを実験結果により示す．次に，磁化円筒プラズマ中の電子プラズマ振動数の領域における電子プラズマ波衝撃波の実験を紹介する．最後に，高周波電場を駆動力とするイオン音波衝撃波が存在することを示す．

Keywords:
electrostatic soliton, collisionless shock wave, wave number-phase velocity diagram, ion acoustic wave shock, reflected ions, beam shock wave, electron plasma wave shock, high frequency electric field driven ion acoustic shock

1.5.1 はじめに

前章において，磁気音波，磁気音波衝撃波が論じられた．ここでは，まず静電波ソリトンおよび静電衝撃波について述べる[1]．典型的な非線形局所構造である静電波ソリトン，およびその変形である無衝突衝撃波が存在することを示す．続いて，実験で観測されたイオン音波ソリトンの特徴的な性質や，イオンの反射を伴うイオン音波衝撃波の詳細を提示する．さらに強い衝撃波として，ビーム衝撃波が存在し，円筒磁化プラズマ中の電子プラズマ波領域で励起される電子プラズマ波衝撃波の実験結果を示す．また，高周波電場駆動イオン音波衝撃波について述べる．

1.5.2 波数-位相速度ダイアグラムと静電非線形局所解

まず，磁化されていない一次元プラズマにおける静電非線形局所解について考察する．静電非線形局所解の存在領域を判定するためには，波数-位相速度ダイアグラムを活用するとわかりやすい[2]．磁化されていない一次元プラズマの分散式は，

$$\varepsilon=\varepsilon_0\left(1-\frac{\omega_{pe}^2}{k^2(u^2-\gamma_e v_{te}^2)}-\frac{\omega_{pi}^2}{k^2(u^2-\gamma_i v_{ti}^2)}\right)=0. \quad (1)$$

のように書ける．ここで，ε，ω_{pe}，ω_{pi} は，それぞれ，プラズマ誘電率，電子，イオンプラズマ角周波数である．v_{ti}，v_{te} は，電子，イオン熱速度である．u，k は，波の位相速度と波数である．γ_e，γ_i は．電子およびイオンの比熱比である．ここで，$\gamma_{e,i}$ は $u \gg v_{te,ti}$ の時，3であり，$u \ll v_{te,ti}$ の時，1である．

上式より計算して得られる，波数 k と位相速度 u の間の関係を表した，波数-位相速度ダイアグラムを**図1**に示す．ここで位相速度 u は実数であるとしている．c_s，k_{De}，k_{Di} は，イオン音波速度，電子，イオンのデバイ長の逆数である．$u>\sqrt{3}v_{te}$ と $c_s>u>\sqrt{3}v_{ti}$ は，波動伝播領域であり，それぞれ実数の波数 $\pm k_r$ を持つ電子プラズマ波とイオン音波の波動解が得られる．

次に，虚数の波数 $\pm k_i$ を持つ非波動伝播領域について説明する．この領域においては，**図2**a)に示すように，実数の位相速度 u に対して，純虚数の波数 $\pm k_i$ の解を持つ．したがって，指数関数的に $(\sim\exp(k_i x))$ 電位変動が立ち上がった後，指数関数的に $(\sim\exp(-k_i x))$ 電位変動が減衰するような波形を持ち，位相速度 u で伝播する非線形局所解が得られる可能性があることを示唆している．振幅が大きくなると非線形性を考慮する必要がある．しかしながら，非線形局所構造の尾部の波形は，線形理論で記述される．

実際に，**図1**で示された，虚数の波数 $\pm k_i$ を持つ非波動伝播領域において，**図2**a)に示すような，非線形性を考慮した擬似ポテンシャル (Sagdeev's Potential) を導くことにより，典型的な非線形局所解が存在することを示すことができる．具体的には $u>c_s$ の領域で，イオン音波ソリトンの存在を示すことができる．この場合，次節で述べるようにイオン音波ソリトンの半値幅 D は虚数の波数 k_i で決定される．したがって，$u>c_s$ の領域における波数・位相速度ダイアグラムは，イオン音波ソリトンの半値幅 D と，非線形局所構造の伝播速度 u の関係を示していることになる．さらにイオンの反射などを考慮すればイオン音波衝撃波やビーム衝撃波が励起できることを示すことができる．

また，**図1**には，円筒磁化プラズマ中における電子プラズマ波領域の波数-位相速度ダイアグラムをも合わせて示

1. Physics of Plasma Shock Waves 1.5 Verification of Electrostatic Solitons and Shock Waves
SAEKI Koichi
author's e-mail: spksaek@ipc.shizuoka.ac.jp

©2007 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

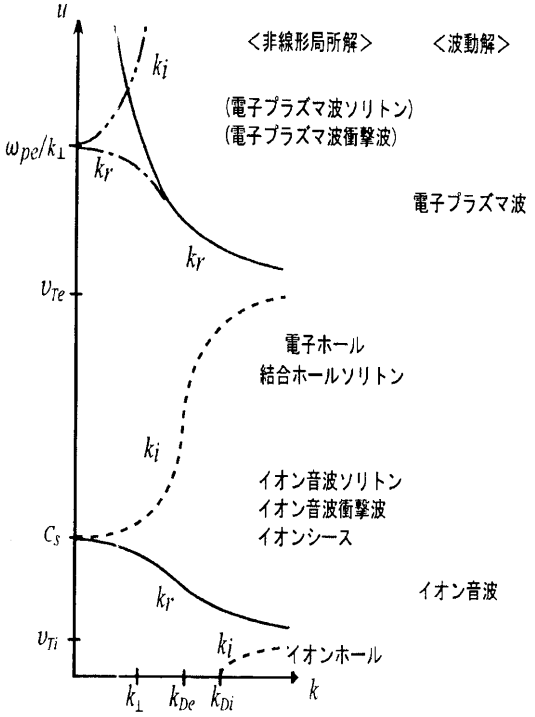


図1 波数-位相速度ダイアグラム．実線，点線はそれぞれ磁場のない1次元プラズマにおける波数の実部 k_r，波数の虚部 k_i である．1点鎖線，2点鎖線は，それぞれ円筒磁化プラズマ中を磁場方向に伝播する電子プラズマ波の領域における波数の実部 k_r，波数の虚部 k_i である．

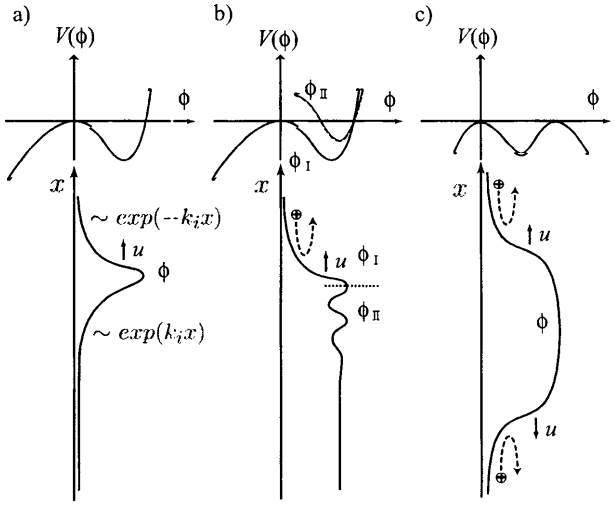


図2 擬似ポテンシャル $V(\phi)$ と，$V(\phi)$ より得られる非線形局所解．$M>1$．a)イオン音波ソリトン，b)イオン音波衝撃波，c)イオンビーム衝撃波．

している．すなわち，円筒半径で決まる磁場に垂直方向の波数 $k_\perp$ が有限であれば，イオン音波衝撃波と同様の議論により，電子プラズマ波衝撃波が存在することになる．さらに，擬似ポテンシャルを用いれば，イオン位相空間ホールが領域 $u<\sqrt{3}v_{ti}$ に[3]，イオンシースが 領域 $u>c_s$ に，電子位相空間ホールが領域 $u<\sqrt{3}v_{te}$ に[4]，結合ホールソリトン（結合電子ホールイオン音波ソリトン）が領域 $\sqrt{3}v_{te}>u>c_s$ に存在することを示すことができる[5]．

1.5.3 イオン音波ソリトン

前節で，領域 $u>c_s$ において定常イオン音波ソリトン解が存在する可能性について述べた．このことを，定常解を記述する擬似ポテンシャルを用いて示す．定常イオン音波ソリトンを記述するには，ポアソンの式に，定常状態におけるエネルギー保存則，流束一定の式，電子に関するボルツマン関係式を代入すればよい．この結果，以下のような擬似運動方程式，および擬似ポテンシャル $V(\phi)$ が得られる．

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}=-\frac{\partial V(\phi)}{\partial\phi}, \tag{2}$$

$$V(\phi)=\left(\frac{k_BT_e}{e\lambda_{De}}\right)^2\left[1-\exp\left(\frac{e\phi}{k_BT_e}\right)+M^2\left\{1-\left(1-\frac{2e\phi}{k_BT_eM^2}\right)^{1/2}\right\}\right]. \tag{3}$$

ここで，マッハ数 $M=u/c_s$ である．$1<M$ の場合の擬似ポテンシャル $V(\phi)$ を，**図2** a) に示す．擬似運動方程式において，x を時間，ϕ を位置とし，擬似ポテンシャル $V(\phi)$ 中を運動する粒子を想定すれば，$V(\phi)$ より，イオン温度が零の場合のイオン音波ソリトンの解が得られる．$1<M<1.6$ の範囲で正電位のイオン音波ソリトンが存在する．この時，密度変動も正である．マッハ数に最大値が存在する理由は，マッハ数とともに電位振幅は増し，ついには静止イオンが反射され，解が存在しなくなるためである．得られるソリトン解は，イオン温度が零の場合の厳密な解である．擬似ポテンシャル $V(\phi)$ を電位 ϕ について展開し3次の項まで考慮した場合，ソリトン解は，以下のようになる．

$$\phi=\phi_{max}\,\mathrm{sech}^2\left(\frac{x-ut}{D}\right), \tag{4}$$

$$M-1=\frac{2}{k_{De}^2D^2}=\frac{e\phi_{max}}{3k_BT_e}=\frac{\tilde{n}_{max}}{3n_0}. \tag{5}$$

で与えられる．ここで，ϕ_{max}，$\tilde{n}_{max}$，D は，それぞれイオン音波ソリトンの電位振幅，密度振幅，半値幅である．また，x，k_B，T_e はそれぞれ，ソリトンの伝播距離，ボルツマン定数，電子温度である．したがって，ソリトンの半値幅 D と伝播速度 u の関係は，

$$\frac{2}{D}=k_{De}\sqrt{2(M-1)}. \tag{6}$$

となる．一方，分散式(1)より，ソリトンの尾部における純虚数の波数 k_i と伝播速度 u の関係は，**図1** に示すように，

$$k_i=\sqrt{k_{De}^2-\omega_{pi}^2/u^2}\simeq k_{De}\sqrt{2(M-1)}, \tag{7}$$

となる．結局，電位 ϕ について3次の項まで考慮した場合のイオン音波ソリトンの半値幅 D は，波数-位相速度ダイアグラムの領域 $u>c_s$ における純虚数の波数 k_i により決定されることになる．

擬似ポテンシャル $V(\phi)$ を電位 ϕ について3次の項まで考慮した場合のソリトン解のダイナミックスは，以下の

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

KdV 方程式で記述される[6].

$$\frac{\partial\phi}{\partial\tau}+c_s\frac{e\phi}{kT_e}\frac{\partial\phi}{\partial\xi}+\frac{\lambda_{De}^2 c_s}{2}\frac{\partial^3\phi}{\partial\xi^3}=0. \quad (8)$$

$$\xi=\varepsilon^{1/2}(x-c_s t), \quad \tau=\varepsilon^{3/2}t. \quad (9)$$

KdV 方程式についての**1.4.2**節の議論からわかるように，式の第2項による突っ立ち効果と第3項による分散効果の釣り合いによりイオン音波ソリトン解が得られる．

イオン音波ソリトンの実験は[7,8]，池地らによりダブルプラズマ装置を用いて行われた．ダブルプラズマ装置は，負電位のグリッドで2つのプラズマ間の電子による導通を制限した状態で，ドライバープラズマに正の電圧を加えることにより，ドライバープラズマのイオンをターゲットプラズマ中に注入し，大振幅イオン音波，ソリトン，衝撃波を励起する装置である．したがってターゲットとするプラズマ中に注入するイオンの密度と速度を独立に制御できる．

約1Vの正のパルス電圧を印加しイオンを注入した時の結果を，**図3**に示す．プラズマはアルゴンプラズマであり，密度は約 $10^9\,\mathrm{cm}^{-3}$，電子温度 T_e は 1.5−3 eV，イオン温度 T_i は 0.2 eV である．ターゲットプラズマより注入したイオンは，プラズマ中に強い密度変動パルスを引き起こす．この結果，強い密度変動パルスの前面では，突っ立ち効果が現れ，後面では分散効果により細かく密度が変動するようになる．結果的に密度変動パルスは，突っ立ち効果と分散効果が釣り合ったイオン音波ソリトンの列を次第に形成していく様子を見事に捉えている．各々のソリトンの半値幅 D，伝播速度 u はほぼ理論に従い，**図4**に示すように振幅 $\delta n/n_0$ の大きいほど速く伝播し，かつ半値幅は狭くなる．

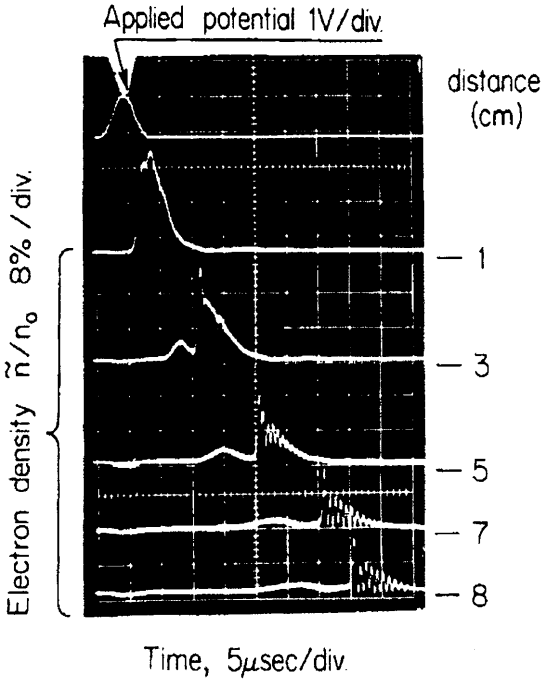


図3　イオン音波ソリトン列の励起（after Ikezi *et al.*[7]）．

ファラデーカップを用いたイオン速度分布の測定結果から，密度変動パルスの前の前駆信号は，一部は最前列のソリトンによる反射イオンであり，一部はドライバープラズマからの注入イオンである．ソリトンの形成には温度比 T_e/T_i が重要であり，この値が10以下であるか，たとえば水素のような軽いイオンが多少存在すれば，密度変動パルスはソリトンに分裂せず乱流ノイズを誘起する．このような条件が除外されれば，密度変動パルスがソリトン列に分裂する時のソリトンの数は，密度変動パルスのパルス電圧の1/2乗と，パルス幅に比例して増大し，最大7個に分裂した．また，大振幅イオン音波を励起したところ，2つ程度のソリトンに分裂し，それぞれのソリトンの伝播速度の違いにより，再び元の大振幅イオン音波に再帰する興味ある現象も観測された．

1.5.4　イオン音波衝撃波

イオン音波ソリトンは，前節で述べたようにイオン温度が有限であればソリトン前面においてイオンを反射している．この反射量が少なければソリトンは減衰しにくいが，ソリトンの振幅が大きくなれば必然的に反射量が増大するため，ソリトンは減衰せざるを得ない．このような状況下において定常状態を維持しようとするためには，常に後方から減衰を補うだけのエネルギーが注入できる衝撃波タイプの解を想定しなければならない．したがって，擬似ポテンシャル $V(\phi)$ を表す式(3)に反射イオンの効果を取り入れなければならない．これは非対称な現象であるから，**図2**のa)の対称な電位 ϕ は，b)のように前面で ϕ_I，後面で ϕ_{II} であるような非対称な電位を持つように変化する．文献[1]の計算結果によれば，衝撃波の前面でイオンを定常に

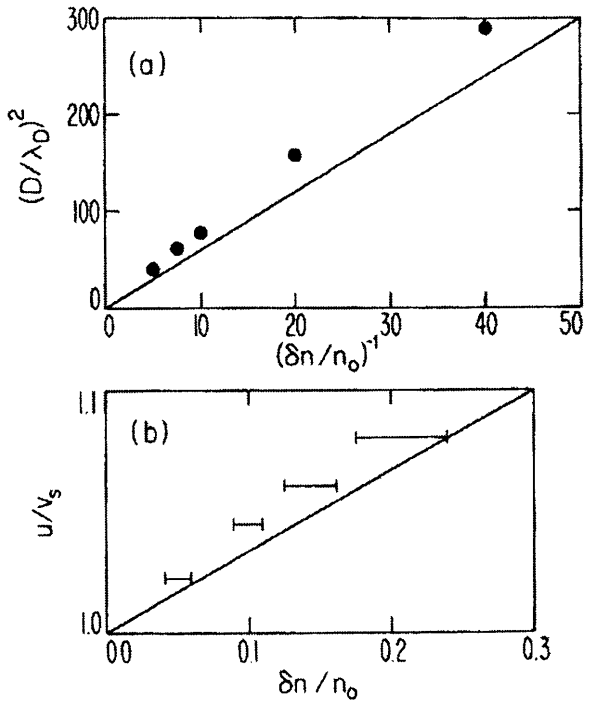


図4　a)イオン音波ソリトンの半値幅 D と，b) 伝播速度 u のソリトン振幅依存性（after Ikezi *et al.* [7]）．

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

反射し続けるためには，衝撃波の後部で電位が高くなる図2のb)のような擬似ポテンシャル$V(\phi_I)$, $V(\phi_{II})$を持つ必要があることが示されている．この結果，衝撃波前面で単調に変化し，後面で調和振動する波列を持つ衝撃波解が得られる．現実には，後面の波列は，図2のb)のように波と粒子との相互作用と思われる損失により減衰する．

イオン音波衝撃波の実験も，ダブルプラズマ装置を用いて，ドライバープラズマに図5に示すような正のランプ電圧を加え，ドライバープラズマ中のイオンをターゲットプラズマに注入することにより行われた[9]．図から明らかなように衝撃波の前面で突っ立ちが起き，後面には減衰する波列を持つ衝撃波が形成されることがわかる．この時，同時に衝撃波前面に反射イオンなどを含む前駆信号が存在している．衝撃波の形状の衝撃波振幅依存性を図6に示す．振幅が増すに従い，伝播速度が増すと同時に，衝撃波

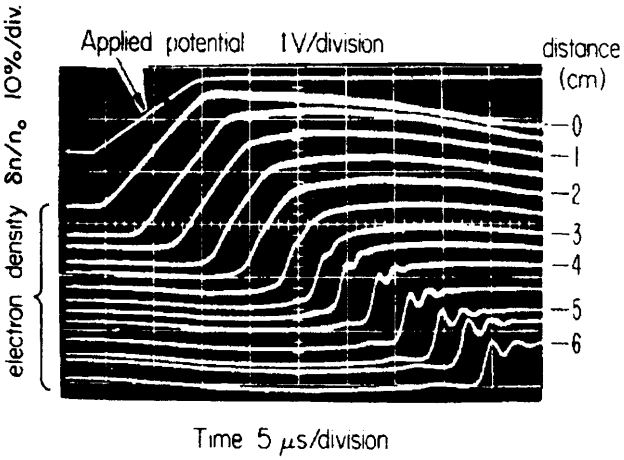


図5　大振幅イオン音波の突っ立ちとイオン音波衝撃波の形成 (after Taylor *et al.*[9]).

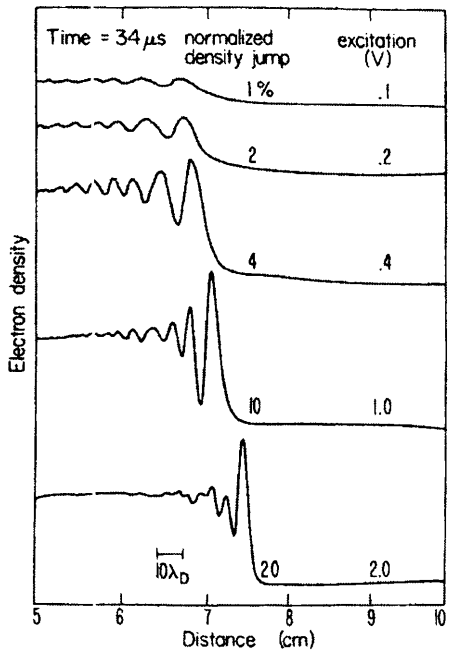


図6　イオン音波衝撃波の振幅依存性 (after Taylor *et al.* [9]).

前面の幅が狭くなる．また，衝撃波後面の波列の波長は振幅が大きくなるに従い短くなり，かつ強く減衰するようになる．衝撃波前面には反射イオンも存在している．これらの図から明らかなように，無衝突イオン音波衝撃波はイオン音波ソリトンと強く関係しており，イオン音波ソリトンの一部の性質を保持しながら，無衝突プラズマにおけるエネルギー損失機構であるイオンの反射や波と粒子との相互作用などの効果を補うだけのエネルギーを後方より注入することにより衝撃波が維持されていると考えられる．

1.5.5　イオンビーム衝撃波

イオン音波衝撃波の実験において，注入するイオンビームの速度を増大させると特異な波形が観測されることを示したのが，図7b)である[10]．通常のプラズマ密度の圧縮によるイオン音波衝撃波の振る舞いは図7a) に示され，突っ立ちや波列の形成が観測できる．しかし，図7b)においては注入するイオンビームの加速電圧をまず6Vとし，次に$t=0$に加速電圧を急激に14Vに変化してイオンビームをさらに加速させた．この結果，50%以上の正の密度変動を持つ台形状のビーム非線形圧縮波が励起され，かつ台形状の圧縮波の幅は伝播しながら広がっていくことがわかる．この圧縮波をイオンビーム衝撃波とよぶ．ここで背景の静止イオン密度は非常に低い．電子のボルツマン平衡則よりイオンビーム衝撃波は正の電位を持つ．ビーム衝撃波におけるイオンの位相空間分布(位置と速度空間上の分布)を観測したのが図8である．ただし，ここでは圧縮波の重心は，一定の速度で伝播しているので位相空間分布を，時間とエネルギー空間上のイオンの分布として観測している．ここでは，静止イオンと同程度の密度のイオンビームを$t=0$に注入した．しかし図7b) と図8のビーム衝撃波は本質的に同じ現象である．ここで，図8においては，(E)はイオンビーム衝撃波の圧縮部のイオンを示す．また，位相空間分布上のイオンは，(A)静止イオン，(B)注入イオンビーム，(C)正のイオンビーム衝撃波の右の衝撃波面で反射された注入イオンの内の一部のイオンと静止イオン，(D)静止イオンの内の左の衝撃波面で反射されたイオンと注入イオンの内の右の衝撃波面，圧縮部，左の衝撃波面を通過したイオンからなる．

この時の擬似ポテンシャル$V(\phi)$を，図8におけるイオンビーム衝撃波の圧縮部(E)の重心を中心に左右に広がる衝撃波であるとして静止イオン，注入イオンおよびそれらのイオンの一部でイオンビーム衝撃波の左と右の衝撃波面で反射されたイオンを考慮することにより求めて図2c)に示す[10]．結局，圧縮部(E)の重心を中心に左右に広がるイオンビーム衝撃波解が求まり，実験結果をよく説明することができる．

1.5.6　電子プラズマ波衝撃波

次に，円筒磁化プラズマ中を伝播する静電電子プラズマ波に関係した衝撃波について述べる．この波はTrivelpiece-Gould Modeとよばれており，電子プラズマ波領域の分散関係式は以下のように書ける．

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

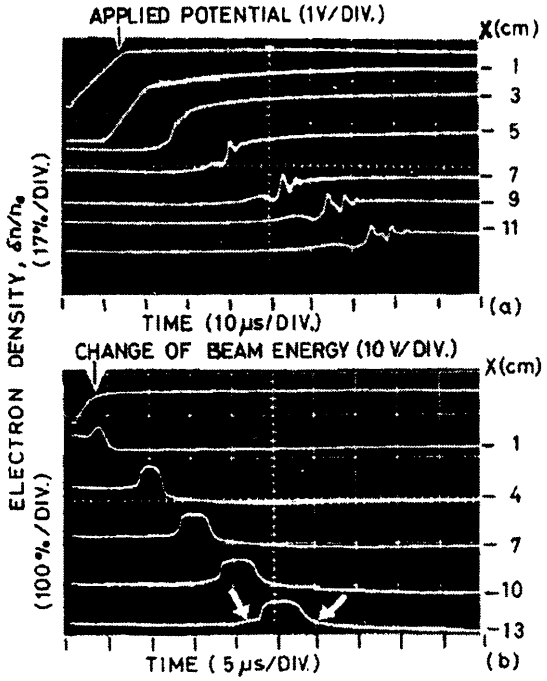


図7 a)弱いイオン音波衝撃波と，b)イオンビーム衝撃波の伝播（after Ikezi *et al.* [10]）．

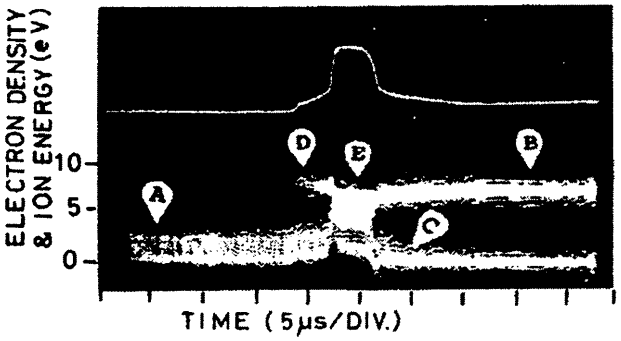


図8 イオンビーム衝撃波における電子密度変動と，イオンの位相空間分布．ただし，時間とエネルギー空間上のイオンの分布を白いドットで示している（after Ikezi *et al.* [10]）．

$$k_\perp^2 + k^2\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2(u^2 - 3v_{te}^2)}\right) = 0. \qquad (10)$$

ここで，$k_\perp$ は磁場に垂直方向の波数である．金属円筒プラズマの場合，通常，磁場に垂直方向に0次の第1種ベッセル関数で径方向に最低次のモードが励起される．この時，$k_\perp = 2.4/a$ となる．ここで，a は，金属円筒の半径である．波数-位相速度ダイアグラムを表す**図1**に，電子プラズマ波領域における波数 k と位相速度 u の間の関係をも書き加えた．ここで，1点鎖線，2点鎖線は，それぞれ位相速度 u が実数の時の波数の実部 k_r と，波数の虚部 k_i である．この時，この波は波数 k の小さい時，$u = \omega_{pe}/k_\perp$ の一定速度で伝播する．イオン音波の場合イオンの振動が電子により遮蔽されることにより一定のイオン音波速度 c_s で伝播するのに対して，円筒磁化プラズマにおいては電子の振動が金属円筒により遮蔽されるため，$u = \omega_{pe}/k_\perp$ の一定速度で伝播する．この波は，宇宙プラズマにおいては静電ウイスラー波とよばれ，磁場に斜めに伝播する．したがって，この波は静電ウイスラー波の導波管モードとみなすことができる．

図1において，電子プラズマ波伝播速度 $\omega_{pe}/k_\perp$ 領域の波数の振る舞いは，イオン音波速度 c_s 領域の波数の振る舞いとよく似ている．**図2**a)のイオン音波ソリトンの場合と同様に，擬似ポテンシャルを求めてみると電位 ϕ の負の領域にソリトンが存在しうることを示すことができる．すなわち電子密度変動が正，電位変動が負の電子プラズマ波ソリトンが存在する．比較的小振幅の場合の電子プラズマ波ソリトンのダイナミックスを記述するKdV方程式は，以下のように表される[13]．

$$\frac{\partial\phi}{\partial\tau} - \frac{3\alpha}{2}\left(\frac{\omega_{pe}}{k_\perp}\right)\left(\frac{e\phi}{m\left(\frac{\omega_{pe}}{k_\perp}\right)^2}\right)\frac{\partial\phi}{\partial\xi} + \frac{1}{2k_\perp^2}\left(\frac{\omega_{pe}}{k_\perp}\right)\frac{\partial^3\phi}{\partial\xi^3} = 0. \qquad (11)$$

$$\xi = \varepsilon^{1/2}\left(x - \left(\frac{\omega_{pe}}{k_\perp}\right)t\right), \quad \tau = \varepsilon^{3/2}t, \quad \alpha = 0.72. \qquad (12)$$

ここで，a は磁場に垂直方向のベッセル関数で表される電位分布による非線形効果の補正項である．この方程式からも，イオン音波の場合と同様に，電位が負，密度変動が正の電子プラズマ波ソリトンの存在が導ける．さらに，衝撃波前面における電子の反射などを考慮すれば衝撃波解を得ることができる．

電子プラズマ波領域における電子プラズマ波ソリトンや電子プラズマ波衝撃波は，金属円筒プラズマの端にグリッド，電子ビーム源，金属円筒のいずれかを設置し，負電位信号を印加することにより励起することができる．用いたプラズマはQマシーンで生成したカリウムプラズマであり，密度は約 $10^7\,\mathrm{cm}^{-3}$，電子温度 T_e は0.4 eVである．印加した磁場 $B = 0.2$ Tである．電子プラズマ波ソリトン[11]は，まずグリッドを用いて励起された．続いて電子プラズマ波衝撃波が，電子ビーム源および金属円筒を利用してより効率的に励起された[12,13]．ここでは電子ビーム源を用いることにより電子を注入して，大振幅電子プラズマ波，電子プラズマ波衝撃波を励起した実験例を**図9**に示す．電子プラズマ波の場合，KdV方程式の第2項の係数が負であるために，**図9**a)のように負のランプ電圧を電子ビーム源に印加し電子を注入すると，電位が負の方向に突っ立ちを起こし負電位の衝撃波波面を形成していることがわかる．衝撃波後面には減衰する波列を持ち，この時，同時に衝撃波前面に反射電子などを含む前駆信号が存在している．次に大振幅電子プラズマ波を励起し，その非線形的振る舞いを観測したのが**図9**b)である．大振幅波は伝播するに従い突っ立ちを起こし，かつ分散効果により波列が生成されており，強い非線形性により高調波が励起されていることが良くわかる．電子プラズマ波衝撃波の形状の衝撃波振幅依存性を**図10**に示す．振幅の増大とともに，衝撃波前面の幅が狭くなり，衝撃波後面の波列の波長は短くなっている．衝撃波前面の反射電子などを含む前駆信号も次第に大きくなっている．電子プラズマ波の伝播速度

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

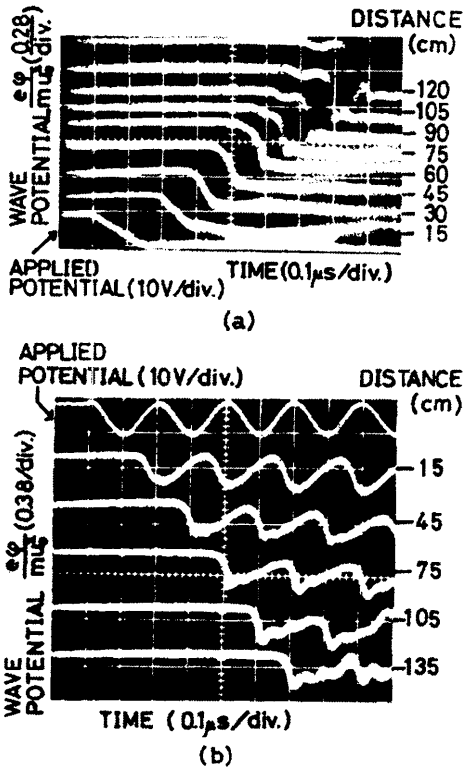


図9 a)電子プラズマ波の突っ立ちと衝撃波の形成．b)大振幅電子プラズマ波における高調波の生成．(after Saeki *et al.* [13]).

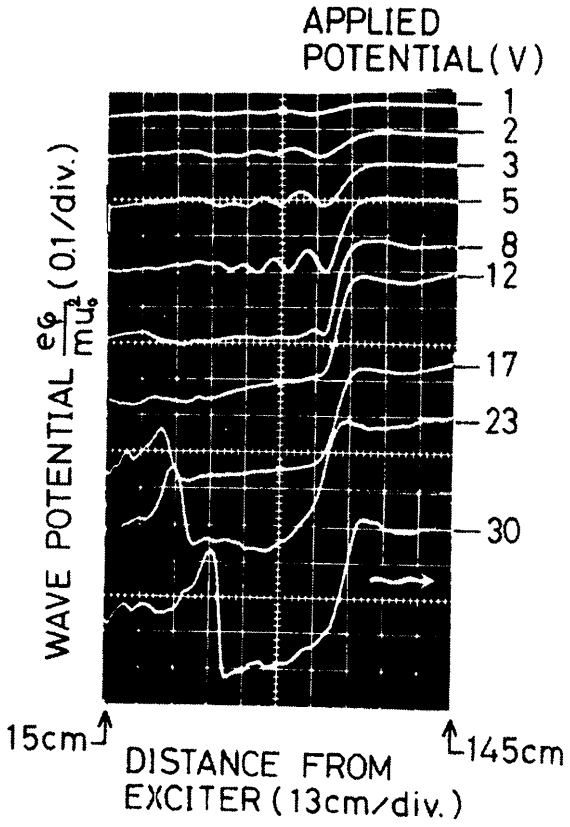


図10 電子プラズマ波衝撃波の振幅依存性 (after Saeki *et al.* [12]).

$u = \omega_{pe}/k_{\perp}$ と同じ速度でプラズマ中に電子ビームを注入する時の印加ステップ電圧は14 Vである．この電圧より大きな負のステップ電圧を印加した時，衝撃波の後方に電位ジャンプが観測できる．これは注入した電子ビームが電子プラズマ波より速くなることによる電子ビーム衝撃波であると考えられる．この電位ジャンプは条件によっては不安定となる．

1.5.7 高周波電場駆動イオン音波衝撃波

最後に，高周波電場で駆動されるイオン音波衝撃波の実験について述べる[14]．この実験においては，図11に示すようにダブルプラズマ装置のドライバープラズマからターゲットプラズマに打ち込まれイオンが自由イオン流となって広がっていく．この自由イオン流からなるプラズマに高周波電場を加えることによって高周波電場で駆動されるイオン音波衝撃波を励起している．図11a)は，自由イオン流が電子により遮蔽されながら広がる様子をプラズマ密度の時間・空間変化で表している．この時，自由イオン流のイオンの速度は，イオン音波の速度より速い．このプラズマ中のグリッドに330 MHzの高周波電圧を加えると 図11 b)からわかるように，密度のジャンプが形成されイオン流より遅い速度で伝播するようになる．この時加えた高周波電圧の周波数は平均的な電子プラズマ振動数に等しくしてある．この密度のジャンプは，高周波電場を伴っていることが図11c)の電場の空間分布より理解できる．すなわち，高周波電場を伴った密度の凹みが自由イオン流に乗ってみればイオン流と逆方向にイオン音波の速度で伝播することが実験的に示された．これは高周波電場駆動イオン音波衝

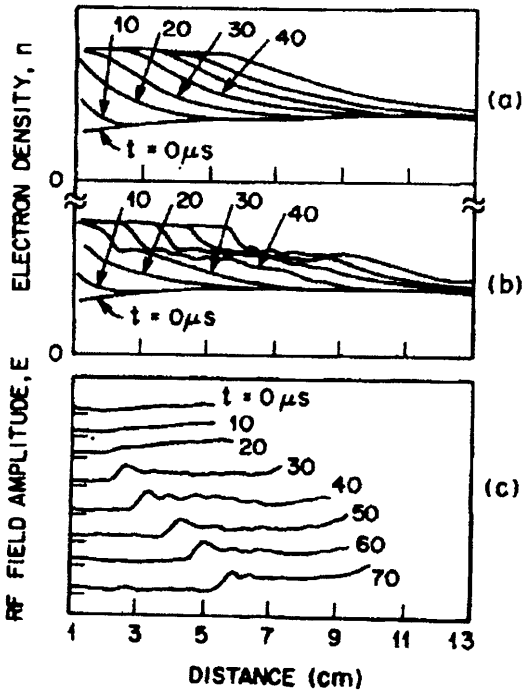


図11 高周波電場駆動イオン音波衝撃波の形成．高周波電場が，a) ない時と，b) ある時の電子プラズマ密度分布．c) 高周波電場の振幅分布．(after Ikezi *et al.* [14]).

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

撃波とみなすことができる．この衝撃波を励起するための高周波電圧のしきい値があり，電場によって振動する電子の速度が，電子熱速度より大きくなったとき励起される．実験データは，この衝撃波が電場と密度の波列を伴っていることをも示している．

1.5.8 おわりに

まず，静電波ソリトンおよび静電波衝撃波の存在領域が，その波の分散特性に強く依存しており，波数－位相速度ダイアグラムにより明確に示せることを明らかにした．続いて，擬似ポテンシャルにより，静電波ソリトンおよび静電衝撃波の定常解を導き，さらに非線形KdV方程式を用いて，実験で得られたイオン音波衝撃波，電子プラズマ波衝撃波の非線形ダイナミックや，定常状態における性質を明らかにした．衝撃波を形成するためには，衝撃波前面におけるイオンの反射が重要であり，特にビーム衝撃波の場合には，実験室から観測した場合，強いイオンの反射が衝撃波の前面と後面に起こることを示した．さらに高周波電場により衝撃波が駆動されることを実験結果により示した．

謝　辞

ソリトンや衝撃波についてお教えいただいた池地先生，討論していただいたデンマークリソー研究所プラズマ物理グループ，院生として共同研究を行った源馬仁氏に感謝いたします．

参考文献

[1] D.A. Tidman and N.A. Krall, *Shock Waves in Cllionless Plasmas* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1971).
[2] K. Saeki, J. Plasma Fusion Res. SERIES **4**, 23 (2001).
[3] H.L. Pécseli, R.J. Armstrong and J. Trulsen, Phys. Lett. **81A**, 386 (1981).
[4] K. Saeki, P. Michelsen, H.L. Pecseli and J.J. Rasmussen, Phys. Rev. Lett. **42**, 501 (1979).
[5] K. Saeki and H. Genma, Physical Review Letters, **80**, 1224 (1998).
[6] H. Washimi and T. Taniuchi, Phys. Rev. Lett. **17**, 996 (1966).
[7] H. Ikezi, R.J. Taylor and D.R. Baker, Phys. Rev. Lett. **25**, 11 (1970).
[8] H. Ikezi, Phys. Fluids **16**, 1668 (1973).
[9] R.J. Taylor, D.R. Baker and H. Ikezi, Phys. Rev. Lett. **24**, 206 (1970).
[10] H. Ikezi, T. Kamimura, M. Kako and K.E. Lonngren, Phys. Fluids **16**, 2167 (1973).
[11] H. Ikezi, P.J. Barrett, R.B. White and A.Y. Wong, Phys. Fluids **14**, 1997 (1971).
[12] K. Saeki, and H. Ikezi, Phys. Rev. Lett. **29**, 253 (1972).
[13] K. Saeki, J. Phys. Soc. Japan **35**, 251 (1973).
[14] H. Ikezi, K. Mima, K. Nishikawa and M, Inutake, Phys. Rev. Lett. **36**, 794 (1976).

NII-Electronic Library Service