



## 集中講座

プラズマ物理実験温故知新

# 5 . 非中性プラズマ科学への期待

際 本 泰 士

( 京都大学大学院人間・環境学研究科 )

## What We Expect with Nonneutral Plasmas

KIWAMOTO Yasuhito

*Graduate School of Human and Environmental Studies, Kyoto University, Kyoto 606-8501, Japan*

(Received 29 August 2003)

### Abstract

The present status of nonneutral plasma science is reviewed with a particular interest in the pursuit of a new frontier for plasma physicists engaged in basic researches. The author does not intend to be exhaustive nor well balanced in the description, but tries to discuss where we are positioned and what we might be able to do to fruitfully enjoy plasma physics and extend its field of activity. Leaving most of topics to the cited references, the author describes characteristic features of nonneutral plasmas appearing in distinct confinement properties, equilibria, transport, nonlinear evolution of Kelvin-Helmholtz instability, and fluid echo phenomena. These examples may convey the significance of nonneutral plasma science as one of newly-rising branches of plasma physics and as a potentially relevant channel through which plasma physics could explore new dimensions.

### Keywords:

nonneutral plasma, charged particle trap, plasma transport, nonlinear collective phenomena, vortex dynamics

### 5.1 はじめに

筆者が非中性プラズマという言葉に初めて出会ったのは、名古屋大学プラズマ研究所の大学院博士課程を修了して、プロとしての第1歩を踏み出したころ、同研究所の図書室で新着書欄に置かれた R.C. Davidson 著 *Theory of Nonneutral Plasmas* [1] を目にしたときであったと思う。内容は電子ビーム特に相対論的なエネルギー領域の電子の平衡分布や安定性の記述が目立っており、当時の筆者にはそれほど面白い分野とは感じられなかった。その数年後筑波大学にて国産ジャイロトロンの実用化と大型研究計画への導入の仕事を担当した時、マイクロ波の出力モードの乱れに悩まされ、それが外部擾乱によりホール状電子ビームの対称性が崩されるためではないかと

*author's e-mail: m52279@sakura.kudpc.kyoto-u.ac.jp*

疑って、その補正対策を試みた。これはまさに非中性プラズマにおける代表的集団運動である Diocotron 不安定性であったと認識したのは、さらに十数年を経て1998年に京都大学に移り、非中性プラズマ物理の研究を始めた後である。

このように筆者と非中性プラズマとのつきあいはまだ浅い。しかも小さな研究室の活動維持に追われ続けていて、非中性プラズマ物理学の全体像を描けるほどの知識を蓄積する余裕はなかった。それで一旦はお断りしたものの、編集委員からは、「新しい芽として紹介してくれればよい」とのご注文になったのでお引き受けした次第である。たまたま筆者が知り得たトピックスをご紹介するだけにとどまるが、筆者がかくありたいと思っている

プラズマ科学像と結びつくようには努めたい。その分だけ主観的な記述に傾くけれど、ご容赦願いたい。多くはないが、非中性プラズマに関連した解説は既に数編ある[25]。できるだけ重複を避けたいので、この分野の概要と他分野との関連に興味のある読者には是非ご一読願いたい。

1974年のDavidsonの教科書から受けた印象は必ずしも錯覚ではない。非中性プラズマ関連の研究者の多数派は加速器の研究者である。昔から荷電粒子集団を扱ってきた加速器物理が非中性プラズマ物理学の本流であると言い切る人もいる。加速器物理学においてもVlasov流体とかLandau damping等の言葉が飛び交っていることは、プラズマ物理学の本流と思いこんでいる私たちも知っているであろう。我々プラズマ物理学に携わるものにとっても受け入れやすいスタイルの非中性プラズマの研究は1970年代にカリフォルニア大学サンディエゴ校(UCSD)の故J.H. Malmberg教授を中心に始まった[6]。現在でもUCSDは非中性プラズマ研究の中心であり、ここで学生あるいはポストドク時代を過ごした研究者がこの分野を席巻している。日本では毛利明博京都大学名誉教授がプラズマ研究所において相対論的電子ビームの閉じ込めを行い、京都大に移籍後1990年代初頭に陽電子の閉じ込め研究に着手したのが草分けと言ってよいであろう。毛利先生の解説[23]はこのような歴史を踏まえて味わってみる価値がある。

## 5.2 非中性プラズマの特徴

普通の中性プラズマに対して純粋な非中性プラズマを特徴づけることと言えば、(1)一方の符号の電荷を持つ粒子しか同居しないこと、(2)閉じ込め時間が極端に長いこと(必要とあれば数日以上)、(3)閉じ込め得る密度が磁場強度によって制限されること(Brillouin限界)の3点があげられる。純粋とことわったのは、正負の電荷量の均衡をくずした状態のプラズマも非中性と呼び得るからである。この不均衡から生まれる電場により流れを発生させ、それによって高ベータのプラズマの平衡分布を作ろうとする野心的な試みがある[7]。ここでは純粋な非中性プラズマについて述べることにする。

実はこの3つの特徴はお互いに強くリンクしあっている。質量 $m_j$ 電荷 $q_j$ の荷電粒子が $N(\gg 1)$ 個集まった系を例にとってみよう。一様磁場 $B_0$ を軸方向に通した円筒容器の中心を原点とし、円筒軸を $z$ 軸にとった座標系 $(r, \theta, z)$ で考える。この系は軸対称で $\theta$ に依存しないとす。この仮定が重要である。このとき、外部からトルク

が加わらなければ全角運動量 $P_\theta = \sum_{j=1}^N (m_j v_{j\theta} r_j + q_j B_0 r_j^2/2)$ は保存される。ここで括弧の中の第2項は一様磁場 $B_0$ を作るベクトルポテンシャル $A_\theta = B_0 r/2$ に関係しており、ロレンツ力の効果を表わす。中性プラズマの場合、微小空間に等量の正負の電荷が存在すれば、その微小空間ごとに中性条件 $\sum_j q_j = 0$ が成り立つので、第2項は消えてしまう。これに対して第1項が消えずに $P_\theta$ に寄与するには流れが必要ということになる。

非中性プラズマでは第2項が消えない。しかも磁場強度を強めると、強い保存量となる。そこで第1項と第2項を比べると、相対的にはラーモア半径と密度分布の広がりの違いがあり、エネルギーの低い状態であれば第2項が圧倒的に大きい。そこで非中性プラズマの特徴である第2項のみを取り出すと、 $\sum_{j=1}^N r_j^2 =$ 一定の拘束条件が導かれる。したがって例えば1個の粒子 $k$ が分布の中心から $\Delta r_k$ だけ遠ざかると、残りの $\sum_{j \neq k}^N r_j^2$ はその分だけ減少しなければならない。つまり、少数の粒子が径方向に離脱すると残りの粒子の空間分布は収縮することになる。これが長い閉じ込め時間を示す根拠であり、特徴の(1)と(2)がリンクしたことになる。ただしプラズマ自身の分布を含めて軸対称性がその前提である。実験してみればすぐ納得できるが、この条件を満たさない場合の閉じ込め性能は保証の限りではない。

軸対称な密度分布 $n(r)$ を持つ非中性プラズマの中では放射状に径方向電場 $E_r(r)$ が生じ、方位角方向の $E \times B$ ドリフトにより粒子の案内中心は周波数 $\omega(r)$ で回転する。これを流体とみなすと微小体積要素 $\Delta V$ を占める流体要素に対しては、遠心力 $mn\omega r^2 \Delta V$ と静電的斥力 $qnE_r \Delta V$ が外向きに、ロレンツ力 $qn\omega B_0 \Delta V$ が内向きに働く。 $E_r = q \int_0^r dr' n(r')/\epsilon_0 r'$ である。このような荷電流体系においては $\omega$ が一定の剛体回転状態の時エネルギーが極小となる[8]。これは熱力学的平衡においても要請される[9,10]。3つの力のつりあい状態において、 $\omega$ が半径に依存しないための条件として、密度分布 $n(r)$ が平坦であることが要請され、それに対応するプラズマ振動数 $\omega_p$ はサイクロトロン振動数 $\omega_c$ と $\omega$ との間に次の関係を満たさなければならない。

$$\omega_p^2 = 2\omega(\omega_c - \omega)$$

$\omega_p^2$ が $\omega = \omega_c/2$ のとき最大値を示すことは明らかであろう。つまりプラズマの平衡条件から密度には上限が存在する。この上限はBrillouin限界と呼ばれ、 $n_B = \epsilon_0 B_0^2/2m$ と表されて、磁場が強いほど、質量が軽いほど高密度になる。これが特徴の(3)である。

非中性イオンプラズマにおいて核融合の指標とされる  $nT$  条件をクリアすることは困難ではない。ただ高温の粒子を閉じ込めるには高い電位障壁（自己電位と運動エネルギーの和以上）を必要とするため、開放端方式は苦しく、トラス方式の可能性が検討されている[11]。ひょっとすると、Wetburnerとしての可能性があるのではないかと筆者は考えている。すぐれた閉じ込め特性を活用する方向はむしろ低温の粒子閉じ込めにある。量子コンピューターの原理証明を初めて行ったのは、レーザー冷却により極低温のイオン格子を形成した非中性プラズマ装置であった[12,13]。反陽子を冷たい電子との熱交換で冷却蓄積する研究が国際競争のなかで熱く進行中である[3,14,15]。加速器においては位相空間における広がりをもつ、輝度が高くエントロピーの低い高品質ビームが学術的要請からあるいは医療応用への条件として追求されている[16]。

静磁場を使用せずに同軸状電極間の静電場のみで無衝突状態の荷電粒子を閉じ込める配位として Kingdon Trap がよく知られている[17]。太陽系と同じ理屈で中心軸に引きつける方向に同軸状の電位分布を作る。沿軸方向には斥力を及ぼす電位障壁板を置く。粒子に有限の角運動量を持たせてその保存則を利用して、シェル状空間に粒子軌道を維持しようとするものである。この方式は散逸があると中心電極に粒子が吸収されて閉じ込めはそこで終わる。しかし、中心電極に高周波を重畳すると動重力による斥力で荷電粒子に対してポテンシャルの極小部を形成することができる。さらに中心電極を4本の電極に分けて四重極交流電場をかけると、外部には同様の機能を果たしつつ、内部に漏れ込んだ粒子に対しては質量分析器と同様の働きをして特定の質量/電荷比の粒子のみを選択的に軸方向に輸送させることができる。このような構造は Kanayama によって発明された[18]。Kanayama Trap を用いると、外部のポテンシャル極小域で荷電粒子間に化学反応を起こさせて原子のクラスターや超分子を形成し、所定の質量に達すると選択的に抽出して、この生成物をナノ構造を形成する基本ブロックとして利用することができる。低電荷密度においてこのことは既実証済みである。この方式において生成率を上げようすると、非中性プラズマ特有の空間電荷効果や集団運動が制限要因となり得る。しかしこれはプラズマ物理学には大変興味深い問題である。筆者等はさらにいくつかの制御機能と計測機能を取り付けてプラズマ物理的検討を始めたところである。このように付加価値の高い分野への応用や精密科学の先端において非中性プラズ

マの特性が利用されており、その活動分野は着実に拡大しつつある[19]。

### 5.3 非中性プラズマの平衡分布

長い閉じ込め時間を利用しようとする、平衡分布が実験的にも理論的にもきちんと把握されているか否かで雲泥の差がある。このことは初期のトカマク研究において強く認識されたことでもある。真空中での電位分布が  $\phi(r, z) \propto 2z^2 - r^2$  の形で一様磁場を  $z$  方向にかけた場合には、回転楕円体の内部で一様密度となる分布が平衡解（Penning 平衡）であることを示すことができる[3,10,20]。これは解析的に記述されるという大きな利点を持つ。その概略を Fig. 1 に示す。 $z$  方向に一様な磁場がかかっているとす。ここに二次関数で表される電位

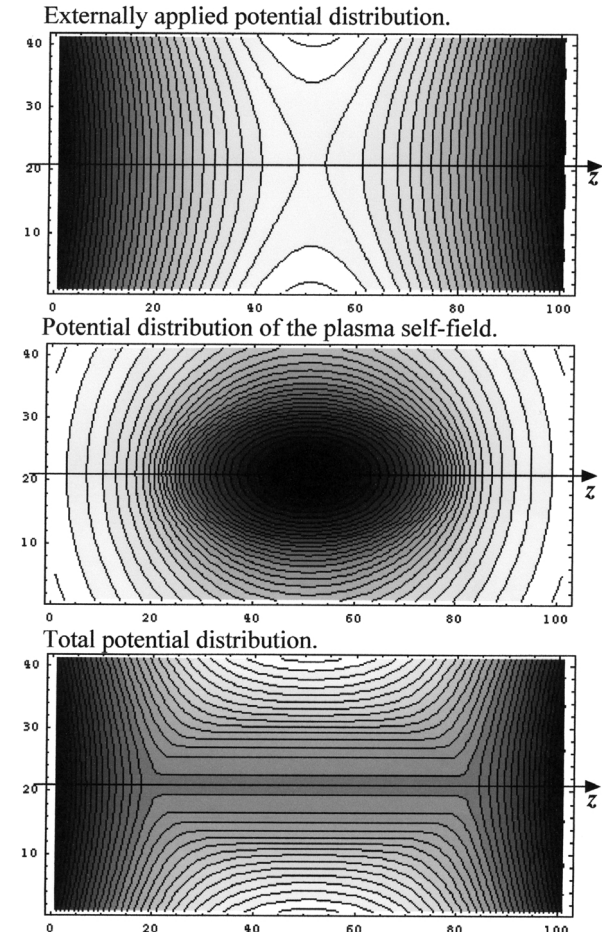


Fig. 1 Potential distributions  $\phi(r, z)$  of a nonneutral plasma in a Penning equilibrium. Top: Externally applied potential  $\phi_a(r, z) \propto r^2 - 2z^2$ . Middle: Self-field potential  $\phi_s(r, z)$  of a plasma with the aspect ratio of 3. Bottom: Total potential  $\phi(r, z) = \phi_a(r, z) + \phi_s(r, z)$ .

分布を外場として作る．真ん中に電位の極値分布を作りたいが，Earnshaw の定理から，実現可能なのはせいぜい極小・極大が交差した鞍点分布である．黒さが電位の深さを表すとすると，この場合は電子の閉じ込めに適した配位である．正電荷粒子に対しては電位の極性を逆転させればよい．ここに境界が回転楕円体で平坦な高さの密度分布で電子が平衡分布を持つことが解析的に導出される．この解は重力場の中の質量分布の平衡解と全く同じであり[ 21 ]，宇宙物理学と非中性プラズマ物理学を結びつけ，興味ある問題を実験室で模擬できる期待を抱かせる．その場合プラズマが作る電位分布を 2 番目の図に示す．この 2 つの電位分布を重ね合わせると，下の電位分布が得られる．この分布で特徴的なことは，プラズマ境界内部では磁場方向には電位が一定であること，半径方向には電位が放物線に従うことである．つまり当然であるが磁場方向には力が釣り合っている．横方向には電場が半径に比例するから， $E \times B$  ドリフトは剛体回転を作る．

この解析解につながる密度分布は軸方向に分割した円筒壁に電位を与えることで実現できることが Mohri によって考案された[ 2, 3 ]．つまり下図においてプラズマの外部に円筒状の境界を置くとすると，その円筒を軸方向に分割して，それぞれのリング電極の電位をこの図に現れる電位に設定すれば，プラズマから見た外部世界は無限空間と同じであるとするのである．リング電極に現れる鏡像電荷分布の寄与は小さくできるし，補正も可能である．Mohri Trap の閉じ込め性能の高さは実験的にも証明されている[ 22 ]．

通常の純電子プラズマにおいて電子間の平均衝突時間は 1 - 10 ms 程度である．1 秒以上の時間スケールで境界条件（例えば外部電位分布）を変化させると，熱平衡を保ちながら状態の遷移を起こすことができる．閉じ込め時間はそれよりもさらに数桁長いから，デスクトップのプラズマとしては初めて孤立系の熱力学的問題に挑戦することができる．逆にマイクロ秒スケールの無衝突過程はプラズマ物理の得意とするところである．初期条件や境界条件を電氣的に制御することによって，非平衡から平衡につながる広い領域にわたって多粒子系の物理過程を詳細に追跡することができる．特殊性もある．逆電荷粒子による遮蔽がないため，構成粒子間の相互作用が全系に及ぶという通常の物性研究の対象には現れない特色がある．これは重力系と同じであって，局所平衡を前提にできない．宇宙の輝度分布になぜ構造があるのかというホットな話題があるが，非中性プラズマ中の渦運動に

おいても関連しそうな構造が現れる．単純な構成要素間の相互作用によってグローバルな多重構造がいかに形成されるかなど，統計物理学的にも興味深い問題にデスクトップマシンで夢を馳せることができるのは非中性プラズマ科学の魅力であろう．身近の技術と無理のない額の研究費で基礎的かつ未踏の物理研究ができる媒質としてその学術的ポテンシャルは極めて高い．

#### 5.4 非中性プラズマの輸送

軸対称性が確保された場合の閉じ込め時間が極めて長いことは既に述べたとおりであるが，この条件が満たされないと数十秒から数秒程度まで短縮される．良い閉じ込めを実現するには容器・電極構造の軸対称性や磁気軸と電極軸との一致は本質的である．さらにプラズマ生成段階で密度分布（即ち selfconsistent な電位分布）等が対称的に形成されなければならない．

ここでプラズマの生成について手短かに紹介しよう．純電子プラズマの場合は熱陰極や酸化物陰極等から低エネルギーの電子ビームを注ぎ込み，貯まった状態で電位障壁を加えて閉じ込める．筆者らは放出率の高い TV 用カソードの配列から電子を注入していったん閉じ込めている間に混合と緩和を行わせ，その上で新たに電子を注ぎ込む過程を数十～数百回繰り返して密度の初期分布を作っている[ 23 ]．この過程の 1 サイクルに注目すると，ほぼ連続に密度分布した電子群の中に細く高密度分布の電子を重ねる操作となる．この場合に軸方向の一様性を境界条件として課すと，2 次元渦運動の実験となる[ 4, 5, 24 ]．入射・混合緩和過程の繰り返しの中で，糸状の分布が中心部に集積して合体し，非対称成分が径方向輸送や入射時の障壁電位減少に伴う軸方向輸送等により消滅すると，対称的な密度分布が自発的に形成される．しかし磁場が kG オーダに強くなると，広がりをもつ密度分布を stacking により形成する操作は難しくなる．これは電子の糸状分布の混合速度が遅くなることに関係していると解釈しているが，理由がそれだけかどうかは未だわからない．筆者のもとで最近完成した最大 2.2 T の強磁場閉じ込め装置ではこの問題について，アレイの中の各カソードの電位を回転放物面状に分布させることによって対称性の良い初期密度分布を作り対処している．イオンプラズマの生成には放電によりイオンを注入し，イオン閉じ込め電位分布の中で電子の消失を待って非中性プラズマとする．

設定技術の枠のなかで対称的なプラズマが形成されたものとして．kG 程度までのそれほど強くない磁場に

対して純電子プラズマは閉じ込め時間が磁場強度の2乗に比例して増加すること、数値的にも古典拡散のオーダーであることは確認されている[25]。しかし、残留ガスとの衝突や磁場・電場分布に含まれる除ききれない非対称性は実効的には粘性として働き、平衡状態にある非中性プラズマが持つ正準角運動量の保存性を破る素因となる。この効果は密度分布が広がる原因となり、拡散係数を増加させる。したがって、磁場強度 $B$ の増加に対して、拡散係数は $B^2$ に比例してどこまでも増加することはない、飽和せざるを得ない。

閉じ込め性能の頭打ちを克服できる技術がUCSDにおいて開発された[26]。Rotating Wallと呼ばれているこの手法の基本は、種々の非理想的過程による外部トルクで変化する正準角運動量に対して、それを補う向きに制御された外部トルクを注入しようとするものである。トルク注入には回転する波動を仲介させる。最も利用しやすいのは周方向のモードが $m=1$ のTrivelpiece-Gould Modeである[20, 27, 28]。実験では周方向に分割された電極に分散関係を満たす偏波特性の回転電位分布を与えて、この波動を励起する。螺旋状に伝播するこの波動の持つ角運動量はLandau dampingを通じてプラズマ粒子に移動し、この結果として正準角運動量に変化が生じることが物理機構であろうと解釈される[27]。この注入率が損失機構の原因となる実効的粘性を(場合によってはフィードバック制御を導入して)補償できれば、プラズマ密度の半径分布は数日以上にわたり一定に維持される。この発明により、希少価値の高い粒子をコンパクトな容器に閉じ込めて保存し空輸することも可能となった。

Rotating Wallの技術は非中性プラズマの密度分布の広がりを制御するうえで、非常に効率的である。筆者らの実験でも、0.048 T磁場において $m=1$ の回転電場の周波数を0.8秒かけて300 kHzから2 MHzまで掃引する間に、軸対称性密度分布が軸上で5倍以上になることを確認した。分布が収縮するのに伴い恐らく逆過程により2-3%の粒子が外向きに流れ出るが、それ以上の損失は検出されていない。この掃引過程の中で波動がプラズマ内部で間歇的に強く励起されることも観測している。つまり波とプラズマとの間の結合もダイナミックに変化している。これにかかわる物理課題としては、緩やかに分布を変えるプラズマの中に厚い真空域を挟んで、平衡を乱さない状態で壁からbody waveを励起する問題、body waveの伝播特性を把握しそれとプラズマ粒子との共鳴相互作用を(筆者らの目論見としてはvisualに)とらえ

る問題、正準角運動量に含まれる電磁項と運動項との間のやりとりを含めて全体の収支勘定を整理する問題、速度空間内の輸送が空間的な輸送とどのようにつながるかという問題等々、考え始めると終わりが無いほど豊富である。読者は既にお気づきであろうが、これは炉心高温プラズマにおける輸送過程を単純化したモデルケースについてアクセントをつけて捉えなおそうとする試みでもある。

話題を少しもどして、波動効果が支配的でない状態での輸送実験にふれてみたい。非中性イオンプラズマをマグネシウムで作ると、 $S_{1/2}-P_{3/2}$ の遷移を280 nm波長域で利用することができる。560 nmのdyeレーザー光を二倍高調波に変換した光の共鳴吸収を利用して冷却したり、標識をつけてLaser-Induced-Fluorescence技術によりテスト粒子を追跡することができる[29]。この実験においては弱い回転電場をかけてトルクを補いながら、イオンの密度分布を一定に保ち、その上でLIFにより標識をつけたテスト粒子群の密度分布や温度分布の時間変化を追跡している。

粒子拡散に関する実験[30]によれば拡散係数は $B^{-2}$ 依存性を示すが、数値的にはクーロン衝突による古典拡散係数を10倍したスケリングに載り、しかもこの10倍という補正因子はDubin理論によりぴったりと説明されたと報告されている[31]。その概略は次のようなものである。よく知られている古典拡散理論はデバイ長 $\lambda_D = (\epsilon_0 T_e / n e^2)^{1/2}$ がラーモア半径 $r_L$ より小さいことを前提としているのに対し、非中性プラズマにおいてはその逆が成り立ち、衝突パラメータが $r_L$ と $\lambda_D$ との中間に入る。したがって、衝突ごとの変位のスケールが $r_L$ でなくて、 $E \times B$ ドリフトのステップを代表する $\lambda_D$ になる。その上で粒子軌道の摂動を考慮せずに衝突ごとに2粒子間の相関が消えると近似すると、補正因子3が得られる。しかしDubinによれば、相対速度の大きな粒子間では小角散乱は2粒子間の相関時間を増大させる効果があり、それによる軌道変化を考慮すると補正因子が更に3倍されるため、古典理論に比べて合わせて10倍の大きさの拡散係数になるとしている。イオンの熱拡散係数の実験値は古典理論に対してさらに大きな補正因子をかける必要があるが、粒子拡散係数と同じ考え方で理論的に説明できたと報告されている。

筆者がDubinやAndereggから聞いた話ではこの補正因子は実験と理論とがその正しさを主張するなかで得られたそうである。まずAndereggの実験結果に対してDubinが非摂動軌道理論により初めの3倍の補正因子の

必要性を導出し、残りの3倍は実験誤差かもしれないというところで一段落していた。しかし後になって軌道の摂動により相関が強まる可能性に気がつきちんと計算すると残り3倍の補正因子が必要になったということである。UCSDのグループは実験と理論との間の妥協のない討論の末、合意に至ったこの経緯を誇りにしている。これからのプラズマ科学がめざす方向の一つとして精密科学への挑戦を重要と考えている筆者にとっても大変教訓的であった。

なおUCSDグループのレーザー実験の師匠筋にあたるNISTのBollingerらはベリリウムイオンで構成された非中性プラズマにレーザーでトルクを加えて回転を制御し、アスペクト比の異なる回転楕円体状のPenning平衡分布を作っている。313 nmのレーザーにより数mKまでイオンを冷却してイオン結晶や、固有振動(Dubin Mode [32])を観測している[33]。冷却イオンプラズマの研究はFine Spectroscopy, 標準時計, 量子コンピュータなど精密科学のフロンティアにつながっており、非中性プラズマ物理学がその基盤技術として更に貢献できる可能性が高い。

## 5.5 非中性プラズマの集団運動

プラズマの特徴は集団運動にある。この特集でも波動に関する話題が多いのはその現れであろう。非中性プラズマにおいては、構成粒子の電荷符号が片方に限られることとプラズマ圧力が磁気圧より甚だしく低いことから、これまでに研究された波動の種類は多くない。中性プラズマにおけるドリフト波に近いDiocotron Modeと電子波に近いTrivelpiece-Gould Modeが主たる波動形態である[20]。回転楕円体の平衡分布においては境界条件に拘束されて後者は離散的なDubin Mode[32]となる。プラズマとして同根であることは、ドリフト波とDiocotron Modeがプラズマの閉じ込めや渦運動に関与していること、有限半径プラズマの電子波(これが本来のTrivelpiece-Gould Mode)と同様に純電子プラズマにおいて、自由膨張時に相似解やショック解、ソリトン伝播が観測されたことに現れている。

中性プラズマの電子に対するイオンの役割を純電子プラズマにおいては導体壁の鏡像電荷が果たしている例が多い。非中性プラズマにおいては、波動自体が研究の目的となるよりも、結果的に波動・集団運動に関連した手法・解釈が採られるという印象がある。最大の利点である閉じ込め特性から出発して、輸送や制御の研究を行う場合にノブとして波動の特徴を活用するという発想が一

例である。

二次元的な密度分布の変動はDiocotron波のmode展開でも表現できるだろうが、位相差を含めてmode間の重なり合い・結合として分析するよりは、そのまま空間構造が渦として展開するとみなすほうが物理的意味づけに漏れがない。渦運動の研究については、非中性プラズマは他のどの媒質に比べても理想に近い流体であり、1世紀を越える歴史を持つ流体力学に現代的意義を与えつつフロンティアを押し広げる役割を果たしていると、筆者は期待を込めて考えている。渦運動に関しては、既に解説文が掲載されているので、そちらを参照していただきたい[45]。筆者らの最近の研究[34, 35]もご覧いただくと幸いである。高密度のプラズマの塊集団が自発的に対称性の高いマクロな構造を形成する現象はしばしば観測される。例えば、Fig. 2に示すDiocotron不安定性の時間的展開をご覧いただきたい。明るさは電子密度にほぼ比例する。紙面に垂直方向には一様に20 cm以上の長さを持つ二次元非圧縮性流体の特質として、密度は渦度に対応する。初期密度は対称性の高いホロー分布である。このリングに沿った流速は電場に比例するため半径方向に「ずれ」がある。この結果成長する不安定な摂動はKelvin-Helmholtz不安定性と同じであり、急速に6本の塊にちぎれる。線形理論に従う時間帯は驚くほど短い。塊の数は合体と引き伸ばしによる破壊の結果緩やかに減少するが、不安定性の時間スケールに比べると極めて長時間規則的な空間構造が維持される。このような構造形成の時間展開の経路は1本ではない。構造変化の分岐点において、背景を埋める極めて低密度のプラズマの分布(これは高密度集団によって強く攪乱されている)が、岐路選択に極めて大きな影響を及ぼすことが実験的に明らかにされつつある。理論的には未解決であるので、理論屋さんの参画を待ちたい。筆者のグループではMDGRAPE-2 Codeを用いたシミュレーションに着手している[36]。実験的に届かないところにはMaxwellの悪魔の助けを借りるつもりである。

軸方向伝播の波動について共鳴粒子との相互作用があることは既に知られており、Trivelpiece-Gould ModeについてLandau dampingや大振幅波による粒子捕捉、振幅振動などが純電子プラズマにおいても確認されている[37]。ソリトンやショックについては、Q-machineにおけるSaekiら[38]の実験が、閉じ込められた純電子プラズマにおいても静電誘導信号の時間波形として追認されている[39, 40]。この方向の研究は既に中性プラズマにおいて確立された物理過程を確認したうえで、閉じ込め

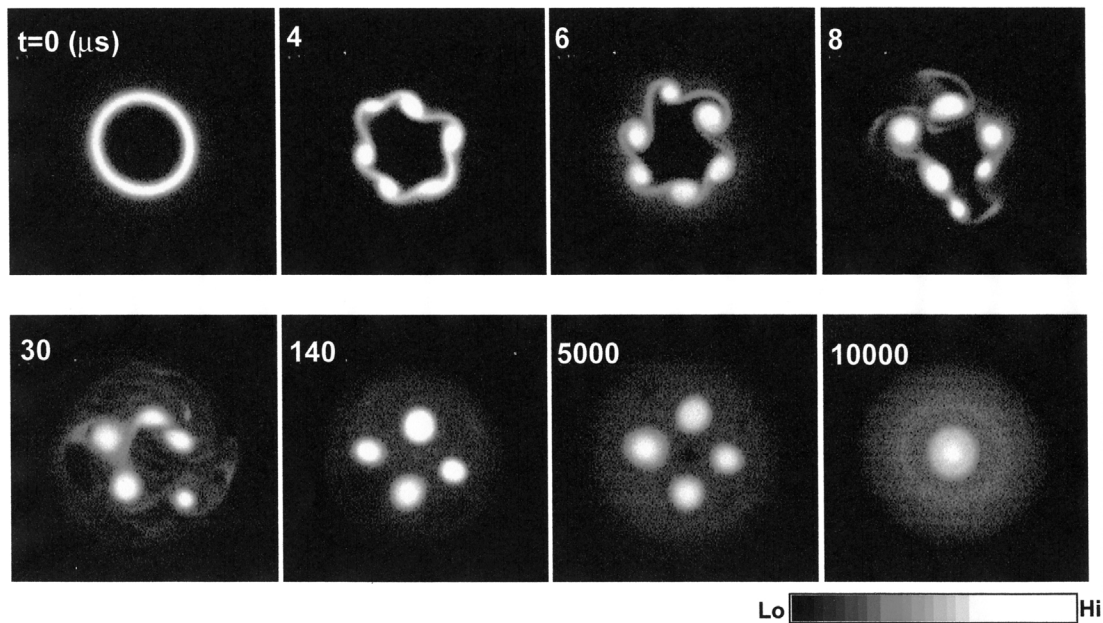


Fig. 2 Time evolution of the electron density distribution  $n(x,y)$  across the homogeneous magnetic field. Time is indicated in  $\mu\text{s}$  in each frame with dimensions of  $29\text{ mm} \times 29\text{ mm}$ . The electron density is proportional to the vorticity in two-dimensional vortex dynamics, which enters a nonlinear stage within a few  $\mu\text{s}$  from the initial diocotron (K-H) instability. Multi-staged nonlinear evolutions and long periods of quasi-equilibrium states can be observed.

時間が長い特性とリンクさせて非中性プラズマの特徴を引き出す方向に展開するものと予想される。

ここでは非中性プラズマならではのエコー現象について述べてい。エコーを時間軸に沿って捉えると次のようになる。密度や電場の変調を通じてマクロに加えられ、速度分布に刻み込まれた摂動がランダムな速度を持つ粒子の移動により混合して空間的にはぼやけてしまう。これに再度別パターン（異なった波長）のマクロな摂動を加えると、速度分布の中に二重に摂動を受けた部分が生じる。このピート部の粒子がさらに運動を継続すると、ある時刻に空間的に位相のそろった状態を通過する。この瞬間に規則的な構造をもった密度分布や電場分布が浮き上がる。

中性プラズマにおいては散逸が強くマクロな波動は1方向に伝播して消滅することが多いため、それを積極的に利用して、空間的なエコー実験が行われている。非中性プラズマにおいて空間軸に沿って同じことを繰り返すのは無意味であろう。むしろ、長い閉じ込め時間を活かして時間軸エコー現象をうまく利用すると、非平衡物理学の基礎である BBGKY hierarchy における2体相関関数などの実験的検証ができるかもしれない。しかしながら直線状の非中性プラズマについては、両端の電位障壁で反射される度にエネルギーと位置に依存して粒子間

の相対位置にわずかつつ差が蓄積されるため、このような境界効果を分離する工夫が必要である。

非中性プラズマにおける流体エコーの実験を紹介したい[41]。1次元のVlasov流体が上記のエコーの出発点であった。この方程式を $(x,v)$ 空間で表現すると2次元の非圧縮性流体と等価である。一方、磁場方向に一樣な磁化された非中性プラズマについては渦の実験で示されたように2次元の非圧縮性流体近似が高い精度で成り立つ。このことを利用するとVlasovプラズマの位相空間分布 $f(x,v,t)$ を非中性プラズマの2次元密度分布 $n(x,y,t)$ と対応させて、Landau dampingやEchoの現象を、2次元の実空間において観測できる可能性が現れる。 $y$ が $v$ に入れ替わったため、速度空間におけるmixingは実空間における密度分布のmixingになる。さらにエコーとして出現するマクロ量は密度分布における微細構造の消滅とマクロパターンの出現あるいは境界壁に誘起される(空間積分を代表する)表面電荷の発生となる。いずれも観測可能である。

最近の純電子プラズマにおける実験の結果をFig.3のマクロな電気信号とFig.4に描かれた密度変調分の2次元分布で示す[41]。両方の図のアルファベットは同じ時刻の観測を示す標識である。まず周方向に分割した壁を電極として周方向波数が $m_i = 2$ のDiocotron波を励起す

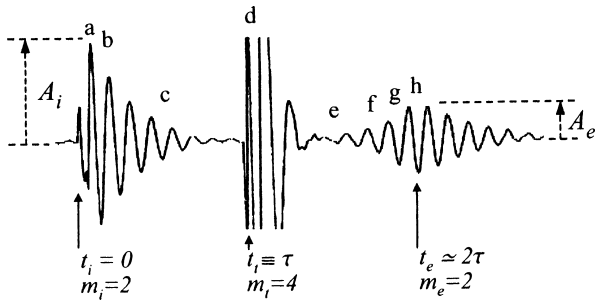


Fig. 3 Fluid echo experiment showing the electric signal detected on a pair of sections of a wall cylinder. Waves are excited twice at  $t = 0$  and  $t = \tau$  with azimuthal mode of  $m_i = 2$  and  $m_i = 4$ . Echo is received at  $t = 2\tau$ . From ref.[41].

る。(a)波動としての coherent な電場変動は spatial Landau damping により数周期で減衰する。(Fig. 3b c) 径方向に減少する密度分布に従い回転角速度  $\omega_E(r)$  は  $r$  とともに減少するため、密度変調パターンは時間とともにきつく巻き込まれる。(Fig. 4b c) 両図の(d)に示すように、時間  $\tau$  だけ遅らせて  $m_i = 4$  の外部電場を短時間かけると、密度変調分布には(e) (f) (g)のようにパターンが大まかになる傾向が現れて、(h)においては

$m_e = 2$  の変調が明瞭に現れる。この  $m_e = |m_t - m_i|$  の密度パターンの再現に合わせて、Fig. 3(h)前後には電気信号の増大と減衰が観測される。

この観測は次のように説明される。 $t = 0$  (a)において、 $\omega_E(r) = \omega/m_i$  を満たす共鳴層において作られる密度変調は  $\tilde{n}_i \exp[i m_i (\theta - \omega_E(r) t)]$  と表される。 $t = \tau$  (d)に加えられた外場によって、非摂動分から  $\tilde{n}_i \exp\{i m_t [\theta - \omega_E(r) (t - \tau)]\}$  が生まれるが、それに加えて2次の摂動として、

$$\delta n(r, \theta, t) = \tilde{n}_i \tilde{n}_t \exp[i(m_t - m_i)\theta + i m_t \omega_E(r) \tau - i(m_t - m_i)\omega_E(r)t]$$

が発生する。この中でスパイラル構造の元になる  $\omega_E(r)$  に関する項が消える時刻は

$$t_e = \tau m_t / |m_t - m_i|$$

と求めることができる。これがFig. 4で(h)のパターンに対応し、Fig. 3に観測される電気信号のエコーを出現させる。

このように  $(x, v)$  の位相空間を実空間  $(x, y)$  に対応させると観測技術は質的に変わり、現代の画像技術をフルに

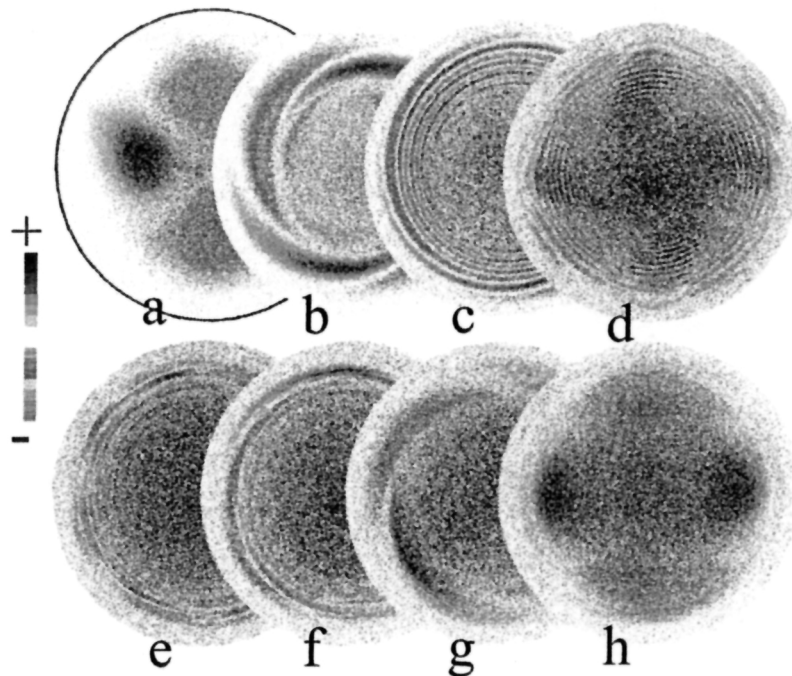


Fig. 4 Fluid echo experiment pictures showing the density perturbation images at eight successive times labeled in Fig. 3. The initial  $m_i = 2$  perturbation (a) smears out as in (b) and (c) by the differential rotation associated with  $n_0(r)$ . The second wave with  $m_i = 4$  is added to form the modulation (d) which also damps away as in (e) and (f). But this process is associated by the emergence of a macroscopic pattern with  $m_e = 2$  as in (g) and (h). From ref.[41].



活用できる．その上でエネルギー分析を（これも画像技術を利用して高い空間分解能を伴って）加えれば，物理的に追跡できる次元を増やせることになる．長い閉じ込め時間と高い制御性を持つ非中性プラズマに高度の画像計測技術を適用し，その結果得られた膨大な数値データについては電磁気学の知識を活用して，高速かつ細密に処理し，その結果を物理的に把握しやすく次の発想を生み出しやすいフォーマットで表現するという手法が当面筆者が念頭においている実験方法である．もちろんそこで大切なのは何を研究するのかという問いかけである．この点は非中性プラズマに限らず何の研究でも同じであろう．ただ次のステップのアイデアを生みやすいサイクルを支援する実験方法が整ってきたのは大変うれしいことである．

## 5.6 まとめ

非中性プラズマの科学はその特徴を活かして，物性科学分野のテストベンチとして，原子・分子科学における基盤技術として，その他さまざまな応用に向けて展開しつつある．一般に，プラズマ科学を構成する各分野が外向きに活動域を拡げ，その存在を主張できるならば，プラズマ・核融合学界全体の裾野を拡げ，構成員の将来の活動について柔軟性を増やすという点で望ましいことであろうと筆者は期待している．

プラズマ・核融合の本流への直接的貢献はどうか？ 非中性プラズマは高温中性プラズマの諸特性の中のいくつかを失い，その分新たな特徴を取得した特殊なプラズマである．もちろん病的ではないが，一般的特性の中の一部を異常なほど強調して医学研究に貴重なデータを提供しているノックアウトマウス等になぞらえることもできるであろう．高温中性プラズマにおいて複雑に絡み合った現象を理解し制御する企てはまだ完了していない．Fig. 2でも明らかなようにプラズマの中のプロセスは単純な構成のものであっても，現象に伴う空間構造は二重三重にあるいはそれ以上に多重の非線形過程をたどる．高温炉心プラズマにおける素過程の理解に資するのが従来より基礎実験に課せられた役割のひとつであった．基礎実験の中に芽生えてきた非中性プラズマ科学は，従来に比べると境界条件がはるかに明確にされた中で，孤立系の時間発展，外部からの能動的制御に対する応答を観測し得るという新しい特質を有する．理論検討に要求される物理量のうちかなりのものが詳細に計測可能である（少なくとも大規模の予算を注ぎ込まなくても整備可能である）．特殊なシミュレータとみなしても

よいかもしれないが，この中のプロセスは完璧に自然法則に従っているから，理論モデルの構築・検証には大きな支援道具ともなり得るだろう．

非中性プラズマから離れて基礎実験を含む支援研究と炉心指向の中核的研究との関係を見た場合，実験データの直接的対応を過度に要求することは必ずしも得策ではない．要求が強すぎると支援研究までが規模の巨大化・発想の集約化をたどり，他の学問分野から遊離するおそれがある．それに替わって，対応する物理過程の間を理論的な変換操作で連結する努力が重要ではないだろうか．他の科学分野とも通じあえる言語に変換できることが望ましい．このような視点から理論屋さんや計算物理屋さんにも果たしていただきたい役割は広く責任も大きいし，実験屋さんにとっても厳しい頭の体操を要求される．大型研究計画は使命達成に集中することを社会的に要求されるのは当然であり，その枠組みを十分認識しなければならない時代である．学術面でそれとバランスをとるためには，支援の立場に位置づけられる小規模の研究室は，パラメータ面での近接よりも，相似性や等価性さらには発想面でのリンクを重視して，活動域を拡げることが大切ではないだろうか？ 幅広い学問のスペクトルの中で，プラズマ科学の活性度を維持し更に高めるにはこのことは大切であろうと思う．

最後にこの場をお借りして，日本における非中性プラズマ物理学の草分けであり，日頃よりご教授をたまわっている毛利明博先生に感謝致します．また実験を進めるうえで当初から奮闘してくれた伊藤清一君（現広島大），三瓶明希夫君の労をねぎらい，それに続く院生諸君のさらなる頑張りに期待したいと思います．

## 参考文献

- [ 1 ] R.C. Davidson, *Theory of Nonneutral Plasmas* (Benjamin, Reading, Massachusetts, 1974).
- [ 2 ] 毛利明博，道下敏則：日本物理学会誌 52, 585 (1997).
- [ 3 ] 毛利明博：プラズマ・核融合学会誌 77, 213 (2001).
- [ 4 ] 際本泰士：日本物理学会誌 56, 253 (2001).
- [ 5 ] 際本泰士：プラズマ・核融合学会誌 77, 338 (2001).
- [ 6 ] J.H. Malmberg and J.S. deGrassie, *Phys. Rev. Lett.* 35, 577 (1975).
- [ 7 ] 吉田善章：日本物理学会誌 58, 496 (2003).
- [ 8 ] Y. Kiwamoto, A. Mohri and M. Fujiwara, *J. Phys. Soc. Jpn.* 73 No.1 (2004) *in press*.
- [ 9 ] T.M. O'Neil, *Phys. Fluids* 24, 1447 (1981).
- [ 10 ] D.H.E. Dubin and O'Neil, *Rev. Mod. Phys.* 71, 87 (1999).
- [ 11 ] T.M. O'Neil and R.A. Smith, *Phys. Plasmas* 1, 2430

- (1995); S.M. Crooks and T.M. O'Neil, *Phys. Plasmas* 3, 2533 (1996).
- [ 12 ] J.I. Cirac and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* 74, 4094 (1995).
- [ 13 ] C. Monroe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 75, 4714 (1995).
- [ 14 ] M. Amoretti *et al.*, *Nature* 419, 456 (2002).
- [ 15 ] G. Gabrielse *et al.*, *Phys. Lett. B* 548, 140 (2002).
- [ 16 ] *Ion Beam Cooling - Toward the Crystalline Beam*, ed. by A. Noda and T. Shirai (World Science 2002).
- [ 17 ] R.C. Thompson, *Adv. Atom. Mol. Phys.* 31, 63 (1993).
- [ 18 ] T. Kanayama, *Jpn. J. Appl. Phys.* 33, L1796 (1994); *J. Vac. Sci. Tech. B* 18, 3497 (2000).
- [ 19 ] *Plasma Science* (National Research Council, National Academy Press, Washington D.C., 1995).
- [ 20 ] R.C. Davidson, *Physics of Nonneutral Plasmas* (Addison-Wesley, 1990, ISBN 0-201-52223-3).
- [ 21 ] ランダウ = リフシッツ 場の古典論 (東京図書, 1964)
- [ 22 ] A. Mohri, H. Higaki, H. Tanaka *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* 37, 664 (1998).
- [ 23 ] 電子ビーム stacking の技術は毛利教授により開発された .
- [ 24 ] Y. Kiwamoto, K. Ito, A. Sanpei and A. Mohri, *Phys. Rev. Lett.* 85, 3173 (2000).
- [ 25 ] J.S. deGrassie and J.H. Malmberg, *Phys. Fluids* 23, 63 (1980).
- [ 26 ] E.M. Hollmann, F. Anderegg, and C.F. Driscoll, *Phys. Plasmas* 7, 2776 (2000).
- [ 27 ] Roy W. Gould, "Wave Angular Momentum in Nonneutral Plasmas", in *Non-Neutral Plasma Physics III*, ed. by J.J. Bpplinger *et al.* (AIP Conference Proceedings 498) (1999) p.170.
- [ 28 ] A.W. Trivelpiece and R.W. Gould, *J. Appl. Phys.* 30, 1784 (1959).
- [ 29 ] F. Anderegg, X.-P. Huang, E. Sarid and C.F. Driscoll, *Rev. Sci. Instrum.* 68, 2367 (1997).
- [ 30 ] F. Anderegg *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 78, 2128 (1997).
- [ 31 ] D.H.E. Dubin, *Phys. Plasmas* 5, 1688 (1998).
- [ 32 ] D.H.E. Dubin, *Phys. Rev. Lett.* 66, 2076 (1991).
- [ 33 ] J.J. Bollinger and D.J. Wineland, *Phys. Plasmas* 1, 1403 (1994).
- [ 34 ] A. Sanpei, Y. Kiwamoto, K. Ito and Y. Soga, *Phys. Rev. E* 68, 016404 (2003).
- [ 35 ] Y. Soga, Y. Kiwamoto, A. Sanpei and J. Aoki, *Phys. Plasmas* 10, 3922 (2003).
- [ 36 ] Y. Yatsuyanagi, Y. Kiwamoto, T. Ebisuzaki, T. Hatori and T. Kato, *Phys. Plasmas* 10, 3188 (2003).
- [ 37 ] J.R. Danielson *et al.*, "Landau Damping of Electron Plasma Waves in the Linear and Trapping Regions", in *NON-NEUTRAL PLASMA PHYSICS IV* ed. by F. Anderegg *et al.*, (AIP Conference Proceedings 606) (2002) p.353.
- [ 38 ] K. Saeki and H. Ikezi, *Phys. Rev. Lett.* 29, 253 (1972); K. Saeki, *J. Phys. Soc. Jpn.* 35, 251 (1973).
- [ 39 ] H. Tanaka *et al.*, *J. Plasma Fusion Res.* 2, 439 (1999).
- [ 40 ] G.W. Hart and B.G. Peterson, "Interacting Solitons in a Nonneutral Plasma", in *NON-NEUTRAL PLASMA PHYSICS IV* (2002) p.341.
- [ 41 ] J.H. Yu and C.F. Driscoll, "Experimental Observation of Fluid Echoes in a Non-Neutral Plasma", in *NON-NEUTRAL PLASMA PHYSICS IV* (2002) p.347.