

講座

荷電粒子群の閉じ込めと 制御の物理が可能にした反物質研究

Antimatter Studies Realized by the Physics of
Trapping and Manipulation of Charged Particles

1. 非中性プラズマ研究から低速陽電子を用いた 電子陽電子プラズマ研究へ

1. From Non-Neutral Plasmas to Electron-Positron Plasmas

檜垣 浩之

HIGAKI Hiroyuki

広島大学 大学院先進理工系科学研究科

(原稿受付：2021年10月25日)

一般的に正または負の電荷のみからなる低エネルギーの荷電粒子群がプラズマとしての特性を示す時、非中性プラズマと呼ばれる。閉じ込めの磁場配位にもよるが非中性プラズマは長時間の安定な閉じ込めが可能であるため、その特性を利用して様々な研究が展開されてきた。この講座ではそれらの研究のうち、主に反粒子を利用する研究について紹介する。初回は、非中性プラズマ閉じ込めの原理や研究の歴史をふまえて電子陽電子プラズマ実験までを概観する。

Keywords:

non-neutral plasma, electron-positron plasma, Malmberg trap, Penning trap, magnetic mirror trap, nested trap

1.1 非中性プラズマ

非中性プラズマに関連する話題は、プラズマ・核融合学会誌に限っても、これまでに数回「解説」や「小特集」で取り上げられたことがある[1-7]。「講座」で取り上げられるのは今回が初めてのようなので、学部4年生や大学院修士1年生を念頭に置いて基本的なところから紹介していきたい。ちなみに、代表的な英語の教科書[8]やレビュー論文[9-13]を挙げておくので、興味を持たれた方はそれらを参照すると良いだろう。

まずは非中性プラズマと呼ばれるプラズマの密度や温度を確認しておこう。図1に示したのはプラズマ関係の教科書によく出てくる図で、プラズマの重要なパラメータである密度と温度に対して種々のプラズマがどこに位置するかを示している。核融合プラズマ、宇宙プラズマ、半導体プロセス用のプラズマ、等と比べて温度が低く、低エネルギーであることがわかる。また、一般的な実験室プラズマと比べると密度も低くなっている。

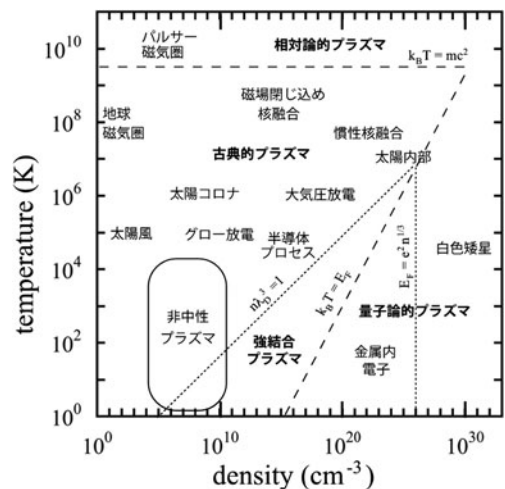


図1 非中性プラズマの研究対象となるパラメータ。

温度と密度から決まるプラズマの重要なパラメータはもちろんでバイ長

$$\lambda_D \equiv \sqrt{\frac{kT}{4\pi n e^2}} \quad (1)$$

である。ただし、 k はボルツマン定数、 T は温度 (K)、 n は密度、 e は電気素量である。典型的な例として $n \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ 、 $kT \sim 1 \text{ eV}$ とすると $\lambda_D \sim 7.4 \text{ mm}$ となり、比較的小さな机上の実験装置で閉じ込め可能な大きさのプラズマにできることがわかる。

通常の古典的プラズマでは、粒子間平均距離 $n^{-1/3}$ が λ_D より十分小さく

$$n^{-1/3} \ll \lambda_D \implies 1 \ll n\lambda_D^3 \quad (2)$$

が成り立つ状況、つまり λ_D を半径とするデバイ球内部に多数の荷電粒子が存在する状態を考える。これは次式で定義される無次元のクーロン結合パラメータ Γ を用いると

$$\Gamma \equiv \frac{e^2}{kT \left(\frac{4\pi}{3} n\right)^{-1/3}} \equiv \frac{e^2}{kTa} \ll 1 \quad (3)$$

(a : Wigner-Seitz 半径) と表される。 Γ は最近接粒子間のクーロンエネルギー e^2/a と粒子の運動エネルギー kT の比を表している (これも密度と温度で定義されているので重要なパラメータである) [14]。

非中性イオンプラズマの場合、ペニングトラップやポールトラップといった荷電粒子閉じ込め装置 [15] にレーザー冷却適用可能なイオンを多数閉じ込めて温度を十分小さくすると $\Gamma > 1$ とすることができるのも特徴である。理論ならびに実験で $\Gamma \sim 2$ で液体のようにふるまい $\Gamma \sim 180$ でプラズマが結晶化することが確認されている。密度が違うので直接対応するわけではないが、金属内電子や星の内部で圧力電離しているような場合も含めて、 Γ が 1 よりも十分大きい状態は強結合プラズマと呼ばれている [16]。

以上のように非中性プラズマはプラズマの研究分野としては亜流ではあるが、研究対象としてのプラズマのパラメータ領域を広げる一翼を担っていることはわかっていただけだと思う。

1.1.1 非中性プラズマの閉じ込め装置

すでにペニングトラップやポールトラップといった荷電粒子閉じ込め装置について説明なく言及してしまったが、非中性プラズマの研究について概観するにはその閉じ込め装置や原理を知っておくのが望ましい。というわけで、図 2 に非中性プラズマ研究で使われる主要な荷電粒子閉じ込め装置の模式図を示した。

図 2 (a), (b) はいずれも軸対称系で、 z 軸方向の一様静磁場 (サイクロトロン運動や $E \times B$ ドリフトによる x - y 方向の閉じ込め) と静電場 (z 方向の閉じ込め) を用いて正または負の電荷のみを持つプラズマを閉じ込める。その意味では荷電粒子の閉じ込め原理は同じである。軸対象な円筒電極 (灰色の部分) を少なくとも 3 個配置することにより荷電粒子閉じ込めに必要な静電ポテンシャルを形成できる。

本章では、静電ポテンシャルが調和ポテンシャルになる場合 (図 2 (a)) はペニングトラップ、 z 軸方向に長い矩形ポテンシャルになる場合 (図 2 (b)) はマルンバークトラップと呼ぶことにする。歴史的には前者は単一荷電粒子や強結合イオンプラズマの研究に使われ [17]、特に単一の電子や陽電子を閉じ込めて g 因子を超高精度測定するのに使われた [18, 19]。また、近年になって陽子や反陽子の g 因子測定も可能になり [20, 21]、多価イオンの精密測定も含めて原子物理分野では不可欠な測定装置として確立している。後者はのちに記すように、非中性電子プラズマやイオンプラズマを用いて閉じ込め特性や基礎プラズマ特性 (波動、輸送、など)、ならびにプラズマ制御の研究に用いられることになる。

高周波電場のみで少数イオンを閉じ込める (3 次元) ポールトラップや四重極質量分析器から派生したのが、3 組の四重極円柱電極からなる線形ポールトラップと呼ばれる装置である (図 2 (c)) [17]。線形ポールトラップでは高周波電場 (x - y 方向の閉じ込め) と静電場 (z 方向の閉じ込め) によりイオンプラズマを閉じ込めるが、これも軸方向の閉じ込め電位の形状によって、調和線形ポールトラップと呼ばれる場合もある。線形ポールトラップの特徴は磁場を使わないこと (ゼーマン効果を見捨てる) と電場がゼロになる領域を大きく取れることである。そのため、少数のレーザー冷却適用可能なイオンを閉じ込めて周波数標準として利用する研究や、初期の量子計算への応用研究がなされた。一方で、イオン数を増やした強結合プラズマの研究やレーザー冷却の適用できないイオン種 (多価イオン、不安定核も含む) の共同冷却にも適用されており、これも原子物理や原子核物理実験において利用されている。少し変わり種の応用としては、加速器における強収束用四重極磁場を線形ポールトラップの四重極電場で近似することによりビーム物理の研究にも利用されている。

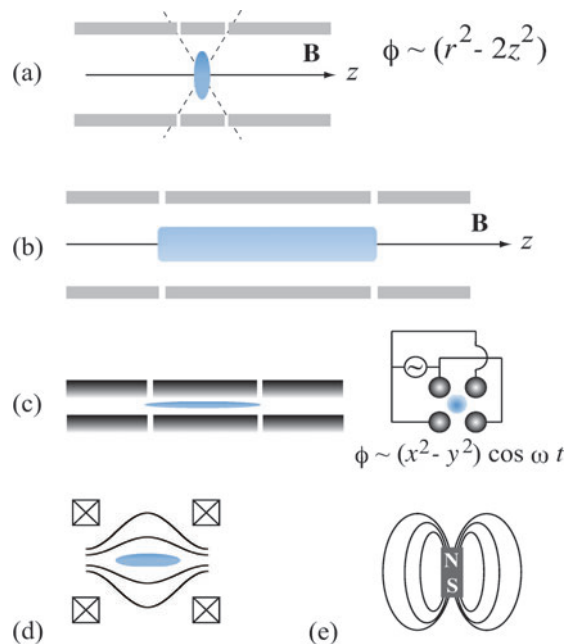


図 2 代表的な非中性プラズマの閉じ込め装置の模式図。

磁気ミラー (図 2 (d)) と磁気双極子 (図 2 (e)) による荷電粒子閉じ込めはプラズマではお馴染みだが、いずれも中性プラズマだけでなく、非中性プラズマを閉じ込めることも可能である。もちろんこれらの磁場配位における荷電粒子閉じ込めはサイクロトロン運動に起因する磁気モーメント

$$\mu = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 / B \quad (4)$$

が断熱不変量となる場合に、近似的に達成されるのが特徴である [22]。ここで、 m は荷電粒子質量、 v_{\perp} は磁場に垂直な方向の速度、 B は磁束密度である。ちなみに、プラズマ分野以外の人と話すときには粒子スピンの起因する磁気モーメントと混同されないように注意する必要がある。

非中性プラズマからは話がそれるが、磁気ミラー配位は中心軸周りの方位角方向に多重極磁場を設置すれば極小磁場配位を形成できる。極小磁場配位を用いると高温プラズマを安定に閉じ込められることは学生の皆さんもご存知のことと思うが、応用として電子サイクロトロン共鳴 (ECR) イオン源 (図 3 (a)) が多価イオンビームを生成するのに世界中で使われている。また、閉じ込め原理はペニングトラップと同じであるが、高エネルギー大電流の電子ビームを標的イオンに照射する電子ビームイオントラップ (EBIT) も多価イオン源として利用されている [23]。図 3 には載せていないが、陽子ビーム源としてはデュオプラズマトロンイオン源もよく利用されているので覚えておきたい。

非中性プラズマ閉じ込め装置に話を戻すと、図 2 には描けなかったがステラレータ磁場での非中性プラズマ閉じ込めも行われている他 [24-26]、反水素合成用には極小磁場配位をもつヨッフエ-プリチャード (Ioffe-Pritchard) トラップも使われている [27]。

1.1.2 非中性プラズマ閉じ込め原理 (剛体回転平衡)

ここでは低エネルギー陽電子の閉じ込め制御にも関係するので、マルンバグトラップとペニングトラップについて、非中性プラズマ閉じ込めの基本原理を少しだけ数式を使って示しておきたい (数式が煩わしければ 1.1.3 節に飛んでもらってもそれほど不自由はしない)。

考えるのは、図 4 に示したような z 軸対称系で、密度 n

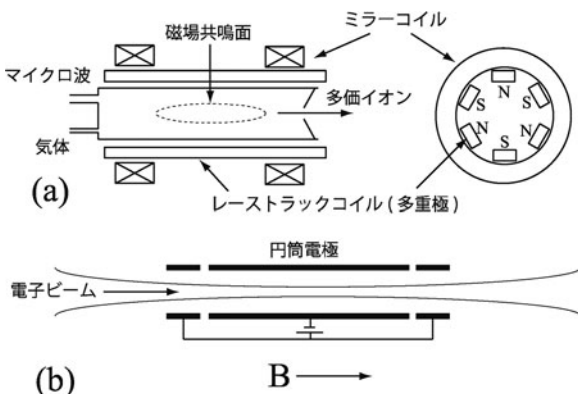


図 3 種々のイオン源の模式図 (a) ECR イオン源 (b) EBIT.

が定数となる半径 r_p の円柱状の荷電粒子 (質量 m , 電荷 e) 分布である。

$$n(r) = \begin{cases} n & (0 \leq r \leq r_p) \\ 0 & (r_p < r) \end{cases} \quad (5)$$

この場合、Poisson 方程式を解いて電場を求めるのは学部の電磁気の問題で、プラズマ周波数を $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m}$ として

$$E(r) = \begin{cases} \frac{m}{2e} \omega_p^2 r & (0 \leq r \leq r_p) \\ \frac{m}{2e} \omega_p^2 \frac{r_p^2}{r} & (r_p < r) \end{cases} \quad (6)$$

となる。平衡状態ではこの密度分布が保たれるので、荷電粒子は径方向には運動せず、方位角方向の速度を $V_{\theta} = \omega r$ とすると内向きのローレンツ力と外向きのクーロン力を合わせた力が向心力に対応するので、下記の式が成り立つ。

$$\begin{aligned} m \frac{V_{\theta}^2}{r} &= \frac{e}{c} V_{\theta} B - e E(r) \\ \implies \omega^2 - \omega_c \omega + \frac{\omega_p^2}{2} &= 0 \\ \implies \omega &= \omega_r^{\pm} \equiv \frac{1}{2} \omega_c \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{2\omega_p^2}{\omega_c^2}} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 $\omega_c = eB/mc$ はサイクロトロン周波数であり、 ω_p も定数であることから、回転角速度を表す (7) 式は定数となる。つまり今の場合、密度一定の円柱が全体として剛体のように回転することになり、この平衡状態を剛体回転平衡と呼んでいる。この平衡状態が存在することによって非中性プラズマの安定な閉じ込めが可能になっている。

式 (7) が実数解を持つには平方根の中がゼロ以上になる必要があり、その条件式は

$$n \leq \frac{B^2}{8\pi m c^2} \equiv n_B \quad (8)$$

で与えられ、剛体回転平衡における最大密度 n_B はブリルアン密度限界と呼ばれる。これを用いると式 (7) は式 (9) のように表され、これは図 5 において緑の矢印に沿った放物線

$$\frac{\omega_r^{\pm}}{\omega_c} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{n}{n_B}} \right) \quad (9)$$

を表している。

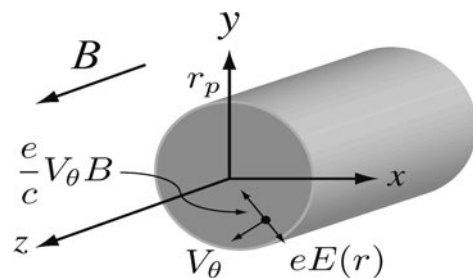


図 4 z 軸方向に長い密度一定の円柱状非中性プラズマ [8].

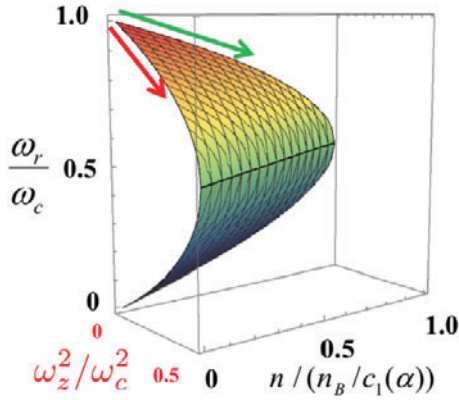


図5 ペニングトラップに閉じ込められた密度一定の回転楕円体非中性プラズマの剛体回転平衡における回転角速度。

さて、図4で考えたのはz軸方向の電位が一定の場合であった。ペニングトラップの場合、同じく軸対称ではあるがz軸方向に（動径方向にも）外場が存在する。その電位が調和ポテンシャルで与えられるわけであるが、密度一定の回転楕円体の非中性プラズマを考えるとやはり剛体回転平衡が存在する[8]。

$$\phi(r, z) = \frac{U}{2z_0^2 + r_0^2} (2z^2 - r^2) \quad (10)$$

式(10)の調和ポテンシャル中で、磁力線方向の単一荷電粒子の単振動の角速度を

$$\omega_z = \sqrt{\frac{4eU}{m(2z_0^2 + r_0^2)}} \quad (11)$$

で表すと、磁力線に垂直な面内の単一荷電粒子の運動は式(7)で ω_p^2 を ω_z^2 に置き換えた角速度

$$\frac{\omega_r^\pm}{\omega_c} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{2\omega_z^2}{\omega_c^2}} \right) \quad (12)$$

を持つマグネトロン運動(ω_r^-)とサイクロトロン運動(ω_r^+)の重ね合わせになる。これは図5で赤い矢印に沿った放物線を表している（単粒子なので密度0に相当）。

密度一定の回転楕円体プラズマの場合、z方向の半径 z_p と動径方向の半径 r_p の比をアスペクト比 $\alpha = z_p/r_p$ とすると自己場のポテンシャルはプラズマ内部では

$$\phi_s(r, z) = \frac{m\omega_p^2}{4e} \{c_1(\alpha)r^2 + c_2(\alpha)z^2\} \quad (13)$$

で与えられる[28]。これに式(10)を加えて z^2 の項がキャンセルしてプラズマ内部で磁力線に沿って電位が一定になるときは r^2 の項だけが残って剛体回転平衡が実現することがわかり、実験でも確認されている。この時の回転角速度は

$$\frac{\omega_r^\pm}{\omega_c} = \frac{1}{2} \left(\pm \sqrt{1 - \frac{2\omega_p^2}{\omega_c^2} - \frac{nc_1(\alpha)}{n_B}} \right) \quad (14)$$

となり、これを図にしたのが図5である。

1.1.3 非中性プラズマ研究

一様磁場中の非中性プラズマの剛体回転平衡が理解できたので、マルンバートラップやペニングトラップを使ってどのような研究がなされてきたのかを見てみよう。他の磁場配位や閉じ込め装置を用いた非中性プラズマ研究については然るべき人が然るべき時に解説してくれることと思う。

1.1.3.1 閉じ込め

ランダウ減衰[29]や電子プラズマエコー[30]の実験でも知られるマルンバーク(J.H. Malmberg)氏が一様磁場を用いて電子のみからなるプラズマを閉じ込めたのは約半世紀前の1975年のことである[31]。これは一様磁場中に長さ約200 cm、直径約4 cm、線密度 $1.76 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$ 、温度0.86 eV($\lambda_D \sim 0.21 \text{ cm}$)の円柱状電子プラズマを閉じ込めて電子プラズマ波の分散関係を測定したものであった。その後、熱平衡状態での長時間閉じ込めが可能であることを利用して、種々の波動現象（線形、非線形、相互作用、等）や輸送現象（熱、粘性、粒子）が、ラーモア半径： $r_c \ll \lambda_D$ を満たす基礎プラズマについて研究された。特に、UCSDにおいては超伝導磁石を導入して以降、強磁化電子プラズマや Mg^+ イオンプラズマとレーザー計測を駆使して、遠心分離や非線形波動現象などが精度よく測定されている。

1.1.3.2 強結合プラズマ

1975年頃、ペニングトラップは直径10 mm、長さ10 mm弱のサイズで、イオンで数千個、電子は1個単位で閉じ込められており[32]、荷電粒子多体系としてのプラズマを研究する装置とは考えられていなかったと思われる。しかしながら、NIST Boulderのワインランド(D.J. Wineland)氏らにより、イオンのレーザー冷却が可能になってデバイ長を小さくできるようになると100 mK程度の Be^+ イオン200個弱を $\Gamma \sim 10$ 程度まで冷却して0.8 Tの強磁場中で強結合イオンプラズマが実現された[33]。この Be^+ イオンプラズマの大きさは0.1~0.3 mmである。さらにイオン温度を10 mKまで下げると $\sim 10^4$ 個の Be^+ イオンで $\Gamma \sim 200$ 程度のイオン結晶が実現され[34]、結晶の構造相転移も確認された[35]。また、この極低温プラズマは密度一定の回転楕円体として剛体回転平衡状態が実現されており、ブリルアン密度限界での閉じ込めも実現できることが静電波振動の分散関係の測定と合わせて実験的に示された[36]。

1.1.3.3 回転電場

レーザー冷却された Be^+ イオンプラズマでは剛体回転のトルクはレーザー光によって制御された。これを方位角方向に分割されたリング電極に位相をずらした高周波を印加することによって実現したのが、非中性プラズマ界隈で回転電場と呼ばれている手法である。これはレーザー冷却法を適用できない粒子、例えば（陽）電子や（反）陽子に適用可能であり、レーザー光源を開発する必要がないという意味でも手軽な方法である。当初は強磁場中の Mg^+ イオンプラズマで確認されたが[37]、すぐに電子プラズマ[38]や陽電子プラズマ[39,40]でも確認された。技術的な応用としては低エネルギーの陽電子ビーム[41,42]や反陽子ビーム[43]の高輝度化、反水素原子生成に利用されている。定

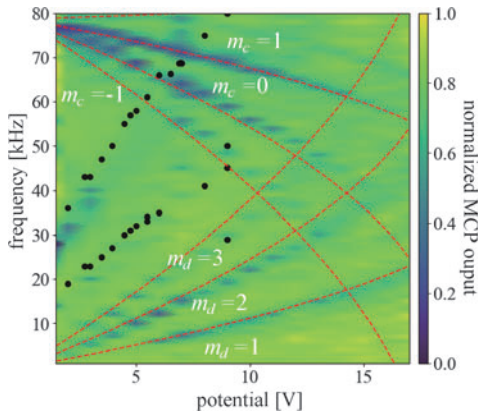


図6 ペニングトラップ内のネオンプラズマの分散関係。破線はそれぞれモード数 m_d , m_c の diocotron 振動とサイクロトロン振動に対応している。

性的には質量の軽い粒子の方が制御しやすい印象であるが、定量的な比較はまだ報告されていないようである。

図6に示したのは一様磁場中(1 kG)のペニングトラップに閉じ込められた Ne^+ プラズマの分散関係である(横軸は閉じ込め電圧になっているが、電圧を変えることによって実効的に波数に変化している)。方位角方向に分割された電極の1つにRFを加えて一定時間閉じ込めた後の残存イオン数を規格化して色勾配で示しており、図5の赤矢印のある平面に射影している。回転電場が有効に作用して密度分布の制御が確認できたパラメータが黒丸で示してある[44]。回転電場による荷電粒子の内向き輸送についてはいくつかの機構が報告されているが、図6の例は磁力線方向に波数を持つ Trivelpiece-Gould モード[45]との共鳴によるものである[38]。

1.1.3.4 2次元オイラー流体

マルンバートラップに閉じ込められた非中性電子プラズマ柱の相互作用が2次元の非粘性流体と等価であるということは理論的には古くから指摘されていたようであるが[46]、実験がなされるようになったのは四半世紀たってからである。それ以降諸々の実験がなされてきたが、全てを参考文献として挙げるのは無理なので、レビュー論文を複数挙げておく[3, 4, 47-50]。ここでは図7に示したように、電位 ϕ と流れ関数 ψ 、電子密度 n と渦度 Ω が対応すること

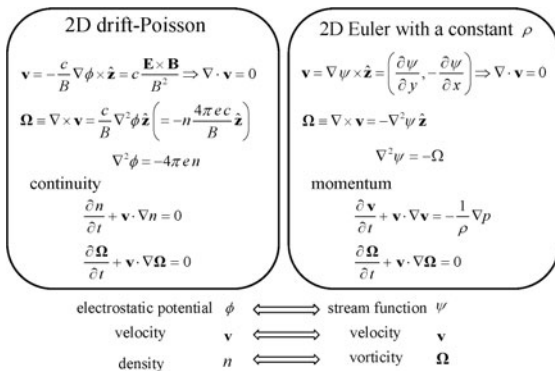


図7 マルンバートラップ内の非中性電子プラズマと2次元オイラー流体の対応。

を指摘するに留めておく。もちろん、この等価性は近似的なものであり、プラズマ柱が短くて端の効果が無視できない場合や粒子間衝突が効いてくる長い時間スケールでは成り立たない[51]。

1.1.3.5 自動共鳴 (autoresonance)

プラズマは非線形現象の宝庫であると言われ、ソリトン、衝撃波、等々、例を挙げればキリがないわけであるが、非中性プラズマで良く研究された例として自動共鳴を紹介しておこう[52]。この現象は微分方程式としては

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 \sin x = \epsilon \cos(\omega_0 - at^2/2) \quad (15)$$

と表される。右辺は強制振動項となっており、 x が変位を表し $\epsilon = F/m$ だとすると、 x が小さい時は左辺第2項を減衰項として力学に出てくる強制振動の運動方程式となっている。非線形であるのは $\sin x$ の項のせいであり、強制振動の例で言えば、振動周期が振幅に依存して変化することを意味している。特徴的なのは、この時右辺のように時間とともに角周波数が $\omega_0 - at$ (a は掃引率と呼ばれる) で変化する強制振動を加えると、 ϵ がある閾値を超えると、振動の振幅を強制振動の周波数によって制御できるようになることである。いわば、非線形現象が制御可能になるのである。自動共鳴は周波数チャープを伴う非線形振動現象において広く顕在化するが、非中性プラズマ実験で $\gamma \sim 0$ の例としてペニングトラップ中の反陽子プラズマの磁力線方向の振動を制御して反水素合成に利用したり[53, 54]、マルンバートラップ中の電子プラズマの1次の diocotron 振動を制御した例がある[55, 56]。後者は陽電子プラズマのマルチセルトラップへの入射に応用することが検討されている。また、BGK モードの検証に利用された他[57, 58]、減衰項がある場合は閾値の掃引率依存性が変化することが電子プラズマの2次の diocotron 振動で確認されている[59]。

1.2 電子陽電子プラズマ

講座ということもあり、非中性プラズマについての導入が長くなってしまったが、ここからは筆者が実験を進めていきたいと考えている電子陽電子プラズマ (e-p プラズマ) について紹介したいと思う。基本的には電子プラズマと陽電子プラズマを混ぜ合わせるので、非中性プラズマについての知識や実験技術を利用することになる。

1.2.1 電子陽電子プラズマ研究

高エネルギーの e-p プラズマはパルサー磁気圏やブラックホール等の天体に存在すると考えられており、宇宙天体物理における重要性から、長年にわたり理論的研究が進められてきた。一方で、e-p プラズマの実験研究はほぼ皆無である。40年以上前に、加速器からの電子ビームを標的にあてて高エネルギーの電子陽電子対を生成し、これを磁気ミラー中に閉じ込める実験が提案されたり[60]、気体状態の放射性同位元素を真空中に導入し、放出される高エネルギーの陽電子を磁気ミラーに閉じ込める実験が試されたりした。これらの試みは e-p プラズマの実現には至らなかった。

たが、近年になって高強度レーザーを用いて、時間は非常に短いながら高エネルギー密度の電子陽電子プラズマが生成されたと報告されている[61]。図1を見ればわかるように、レーザー生成されたe-pプラズマは非中性プラズマを利用して生成するものとは密度も温度も桁違いに異なるため相補的な研究である。

というわけで、エネルギー、密度、時間スケールといった種々のパラメータは異なるものの、基礎プラズマの研究対象としての重要性から、質量が等しく正負の異なる電荷をもつペアプラズマの一種として、低エネルギーのe-pプラズマも盛んに研究されてきた。この場合も、種々の線形分散関係やソリトン波を含む非線形現象、無衝突磁気再結合、静電波・電磁波を含む現象、等、様々な理論研究が先行しているが、実験は非常に限られている。これも参考文献を全てあげるのは無理なのでレビュー論文を挙げておく[62,63]。完全に中性なe-pプラズマでは、1)電磁波の伝播においてファラデー回転が生じない、2)ラマン散乱やブリルアン散乱も含めて3波相互作用が生じない、3)非線形ランダウ減衰が通常の電子-イオンに比べて強い(約1800倍)、4)ソリトン波の現象が支配的になる、5)微視的不安定性に対して安定になる、といった特徴を持つとされている。しかしながら、ペアプラズマを長時間閉じ込めるのが困難であるため、実験的には何一つ検証されていない。そのため、まずは“e-pプラズマを実現し、実験可能にすることが重要である”。

理想的には熱平衡状態で安定かつ無限に閉じ込めておけるに越したことはないが、実際には興味のある現象に対して十分な閉じ込め時間が実現できれば良いのであり、 $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 、 $\sim 0.1 \text{ eV}$ 程度の密度のe-pプラズマを想定すれば、実験初期には閉じ込め時間が10~100msもあれば十分である。例えば、直線磁場で2次元オイラー流体の実験ができれば、数msの閉じ込め時間でも十分であると考えられるし、プラズマ振動はMHz帯なので10msもあれば準平衡状態での計測が可能になる。また、電子プラズマと陽電子プラズマを精度よく1対1で混ぜられるのかという心配をされるかもしれないが、実験的には厳密に1対1である必要はなく、むしろ1対9ぐらいから1対1まで混合比を実験パラメータとして制御できることが重要である。その意味では非中性電子陽電子プラズマと呼ぶべきかもしれない。さらに上記の密度、温度ではe-pプラズマを構成する電子と陽電子の対消滅は断面積が小さく ~ 1000 秒のオーダーで無視できる[63]。近年、超伝導磁石の強磁場を用いれば $10^8 \sim 10^9$ 個程度の陽電子プラズマを蓄積可能になっていることから、電子プラズマとの混合によりe-pプラズマを実現するための機は熟していると言える。

1.2.2 電子陽電子プラズマ実験に向けて

現在、大量の低エネルギー陽電子を用いてe-pプラズマを実現し、実験的に研究しようとする計画は海外でも進行中である。特にドイツのマックスプランク研究所ではミュンヘンにある実験用原子炉から出てくる中性子を用いた大強度の低エネルギー陽電子ビームを利用して、ステラレータ磁場配位[64]やダイポール磁場配位[65]中にe-pプラズ

マを閉じ込めようとする研究がUCSDのグループも含めた国際共同研究で精力的に行われている。これまでのところテスト用のネオジム磁石を用いたダイポール磁場に少量の低エネルギー陽電子の100%入射と捕獲、ならびに1秒以上の閉じ込めを確認した段階であるが[66]、超伝導磁石を用いたダイポールやステラレータも設計中であり、今後の進展が見込まれる。

1.2.2.1 小型磁気ミラートラップ

一方で、閉じ込めようとしているe-pプラズマのパラメータはほぼ同じであるが、閉じ込める体積が小さく必要とする陽電子数が少なく済むことから、筆者はこれまで直線状の小型磁気ミラー装置[67]を用いたe-pプラズマの閉じ込めを模索してきた(プラズマのパラメータは近いが、磁場配位が異なるため研究可能な物理的内容が異なり、相補的な研究であると言える)。具体的には約8mCiの ^{22}Na 放射性同位元素(β^+ emitter)と固体ネオン減速材からなる低エネルギー陽電子源、ならびに窒素バッファーストを用いた陽電子蓄積装置[68]を用いて $\sim 2 \times 10^6$ 個の陽電子からなるパルスビームを小型磁気ミラー装置に入射した[69]。

図8(a)に小型磁気ミラー装置(磁気ミラー比:R \sim 5)の模式図を示した。この装置の特徴は軸対称磁気ミラーの対称軸に沿って多数のリング電極を設置していることである。これにより、従来より多量の陽電子をパルスビームとして入射することが可能になるとともに、磁気ミラー内部で電子プラズマと陽電子プラズマを独立に閉じ込めてから混合することが可能になっている(図8(c))。

実際の実験手順としては図8(a)の小型磁気ミラートラップ左側から磁力線に沿って電子を入射して、磁気ミラー内部の静電ポテンシャル(図8(c)点線)にあらかじめ電子プラズマを用意しておく。その後、ポテンシャルを図8(c)実線のようにしてから、陽電子パルスビームを入射して閉じ込める。陽電子入射後約18ms経過してから磁気ミラー内部の電位をゼロにして電子と陽電子を混合領域で混ぜ合わせる。この際、強磁場領域にある電子と陽電子

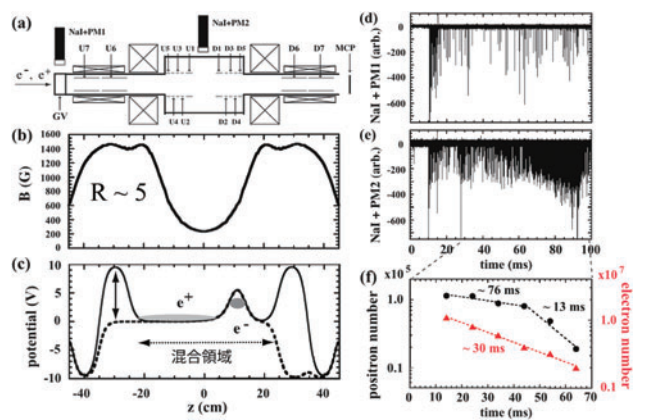


図8 (a)内部電極を持つ小型磁気ミラートラップの模式図、(b)磁束密度の測定値、(c)中心軸上での電位の計算値、(d)陽電子入射側のGVでの陽電子消滅信号、(e)磁気ミラー中心部での陽電子消滅信号、(f)MCPによる電子と陽電子の閉じ込め時間測定。

を跳ね返すためのプラグ電位は保持する。

この過程における非破壊測定の手段として、NaI シンチレータと光電子増倍管 (PM) からなる検出器が入射側のゲートバルブ (GV) と閉じ込め領域の中心部を見込む位置に設置されており、それぞれの測定例が図 8 (d), (e) である。10 ms 付近における消滅信号は陽電子入射にともなうものであり、28 ms 付近からは磁気ミラー中での電子と陽電子の同時閉じ込めが開始されている。プラグ電位が存在するので当たり前ではあるが、図 8 (d), (e) からわかるのは陽電子の損失は磁気ミラー領域における径方向拡散が主要因であり、陽電子入射から 60 ms 経過後には陽電子損失が増大することである。実際、閉じ込められている電子数と陽電子数を磁気ミラー右側の磁力線上に設置したマイクロチャンネル板 (MCP) で測定すると、図 8 (f) のように当初~76 ms であった陽電子の閉じ込め時間は、陽電子消滅信号の増加を反映して陽電子閉じ込め時間は~13 ms に急減していることがわかる。

結果として小型磁気ミラー traps を用いた実験では~ 10^7 個の電子と~ 10^5 個の陽電子を同時に閉じ込めることができた。これを e-p プラズマと呼ぶのは憚れるが、安直には入射する陽電子数を~ 2×10^8 個にすれば各々~ 10^7 個の電子と陽電子を混ぜることにより e-p プラズマを実現できると考えられる。

1.2.2.2 一様磁場中のネステッドトラップ

軸対称磁気ミラーも比較的単純な磁場配位ではあるのだが、ここではより単純な一様磁場とネステッドトラップを用いて e-p プラズマを実験する可能性についても考えてみたい。この場合、閉じ込められるプラズマの分散関係が簡潔になり、実験結果を解析するうえで他の磁場配位に比べて容易になると言える。従来、一様磁場中で e-p プラズマを閉じ込めるのは困難であると考えられてきた。これは正負の電荷を閉じ込めるためのプラグ電位に電子や陽電子が蓄積して、プラグ電位が消失してしまうためであるが、実際には数十 ms の閉じ込め時間が実現できれば初期段階としては e-p プラズマの基礎特性を研究するには十分である。例として図 9 (a) に示したのは円環電極構造の模式図で、図 9 (b), (c) は混合前後の中心軸上の電位を表している。実際に電子プラズマを用いて実験してみたところ、何もしなければ電子プラズマがプラグ電位を消失させる時間スケールは 10 ms 弱となるが、プラグ電位の深さに対応する共鳴高周波を印加することによりこの時間スケールを 500 ms 以上にできる上、プラズマに対する加熱の影響は小さいことが判明した[70]。

過去には UCSD の低エネルギー陽電子蓄積装置で、陽電子プラズマと電子ビームの相互作用が観測されたものの [71]、電極構造のせいでネステッドトラップを形成することができず、e-p プラズマの実現には至らなかった。しかしながら、一様磁場中のネステッドトラップと共鳴高周波を用いれば各々~ 10^8 個の電子と陽電子からなる e-p プラズマを比較的容易に実現できると考えられる。

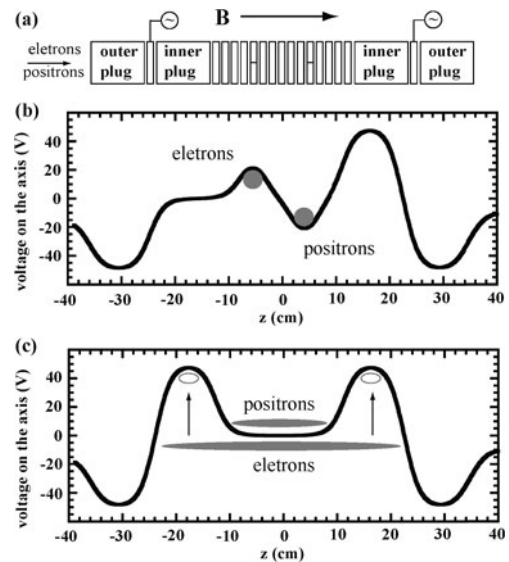


図 9 (a) ネステッドトラップの模式図, (b) 混合前の中心軸上の電位, (c) 混合時の中心軸上の電位。

1.3 まとめ

本章では、主にペニングトラップやマルンバークトラップに閉じ込められた非中性プラズマの研究を紹介し、電子陽電子プラズマ実験への展開を概観した。

約半世紀前に非中性電子プラズマを一様磁場に閉じ込めたマルンバーク氏が1975年当時、非中性プラズマを用いた研究が今日のように多岐にわたって展開されることを予想していただろうか? 既に亡くなっているので確かめようもないが、全てを予想していたとは想像しにくい (半分ぐらいは想定していたかもしれない)。一流の研究者でも全てを完全に見通すことは難しいに違いない。

一様磁場中で電子渦と陽電子渦を相互作用させたらどのような不安定性が生じるだろうか? 一様磁場中の電子陽電子プラズマに回転電場を加えたらどうなるのだろうか? 中性に近ければ従来よりも密度の高い状態が実現できるのだろうか? 等々、実際に電子陽電子プラズマ実験を行ったら何が起こるのか? 少しでも興味を持っていただけたら幸いです。

参考文献

- [1] 毛利明博: プラズマ・核融合学会誌 70, 352 (1994).
- [2] 毛利明博: プラズマ・核融合学会誌 77, 213 (2001).
- [3] 際本泰士: プラズマ・核融合学会誌 77, 338 (2001).
- [4] 阿部純義: プラズマ・核融合学会誌 78, 36 (2002).
- [5] 毛利明博 他: プラズマ・核融合学会誌 80, 1005 (2004).
- [6] 八柳祐一: プラズマ・核融合学会誌 87, 457 (2011).
- [7] 檜垣浩之 他: プラズマ・核融合学会誌 89, 11 (2013).
- [8] R.C. Davidson, *Physics of Nonneutral Plasmas* (Addison-Wesley, Redwood City, CA, 1990).
- [9] R.G. Greaves and C.M. Surko, *Phys. Plasmas* 4, 1528 (1997).
- [10] D.H. Dubin and T.M. O'Neil, *Rev. Mod. Phys.* 71, 87 (1999).
- [11] C.M. Surko and R.G. Greaves, *Phys. Plasmas* 11, 2333 (2004).
- [12] J.R. Danielson *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* 87, 247 (2015).

- [13] J. Fajan and C. M. Surko, *Phys. Plasmas* **27**, 030601 (2020).
- [14] S. Ichimaru, *Statistical Plasma Physics I* (Westview, Boulder, CO, 2004).
- [15] C.J. Foot, *Atomic Physics* (Oxford Univ. Press, Oxford, 2005).
- [16] S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1017 (1982).
- [17] P.K. Ghosh, *Ion traps* (Clarendon, Oxford, 1995).
- [18] R. S. Van Dyck, Jr. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 26 (1987).
- [19] H. Dehmelt, *Rev. Mod. Phys.* **62**, 525 (1990).
- [20] J. DiSciaccia and G. Gabrielse, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 153001 (2012).
- [21] J. DiSciaccia *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 130801 (2013).
- [22] F.F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* 2nd ed. (Plenum, New York, 1984).
- [23] H.F. Beyer and V.P. Shevelko, *Introduction to the Physics of Highly Charged Ions* (IoP, Bristol, 2003).
- [24] T.S. Pedersen and A.H. Boozer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 205002 (2002).
- [25] H. Himura *et al.*, *Phys. Plasmas* **14**, 022507 (2007).
- [26] P.W. Brenner and T.S. Pedersen, *Phys. Plasmas* **19**, 050701 (2012).
- [27] G.B. Andersen *et al.*, *Nature Phys.* **7**, 558 (2011).
- [28] $c_1(a), c_2(a)$ は a の関数であり, $a \rightarrow \infty$ で $c_1(a) \rightarrow 1, c_2(a) \rightarrow 0$ が無限円柱プラズマに対応している。
- [29] J.H. Malmberg and C.B. Wharton, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 184 (1964).
- [30] J.H. Malmberg *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 95 (1968).
- [31] J.H. Malmberg and J.S. deGrassie, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 577 (1975).
- [32] D. Wineland *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1279 (1973).
- [33] J.J. Bollinger and D.J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 348 (1984).
- [34] S.L. Gilbert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2022 (1988).
- [35] T.B. Mitchell *et al.*, *Science* **282**, 1290 (1998).
- [36] J.J. Bollinger *et al.*, *Phys. Rev. A* **48**, 525 (1993).
- [37] X.-P. Huang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 875 (1997).
- [38] F. Anderegg *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4875 (1998).
- [39] R.G. Greaves and C.M. Surko, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1883 (2000).
- [40] J.R. Danielson and C.M. Surko, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 035001 (2005).
- [41] D.B. Cassidy *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 073106 (2006).
- [42] H. Higaki *et al.*, *Appl. Phys. Express* **13**, 066003 (2020).
- [43] N. Kuroda *et al.*, *Phys. Rev. STAB* **15**, 024702 (2012).
- [44] 吉長日向子：令和2年度広島大学卒業論文。
- [45] A.W. Trivelpiece and R. W. Gould, *J. Appl. Phys.* **30**, 1784 (1959).
- [46] R.H. Levy, *Phys. Fluids* **8**, 1288 (1965).
- [47] C.F. Driscoll and K.S. Fine, *Phys. Fluids* **B2**, 1359 (1990).
- [48] A.J. Peurrung and J. Fajans, *Phys. Fluids* **A5**, 493 (1993).
- [49] T.B. Mitchell and C.F. Driscoll, *Phys. Fluids* **8**, 1828 (1996).
- [50] Y. Kiwamoto *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **5**, S2002 (2010).
- [51] A.J. Peurrung and J. Fajans, *Phys. Fluids* **B5**, 4295 (1993).
- [52] J. Fajans and L. Friedland, *Am. J. Phys.* **69**, 1096 (2001).
- [53] G.B. Andersen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 025002 (2011).
- [54] C. Amole *et al.*, *Phys. Plasmas* **20**, 043510 (2013).
- [55] J. Fajans *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4444 (1999).
- [56] J. Fajans *et al.*, *Phys. Plasmas* **6**, 4497 (1999).
- [57] W. Bertsch *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 265003 (2003).
- [58] L. Friedland *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 225001 (2006).
- [59] K. Gomberoff *et al.*, *Phys. Rev. E* **94**, 043204 (2016).
- [60] V. Tsytovich and C. B. Wharton, *Comm. Plasma Phys. Contrl. Fusion* **4**, 91 (1978).
- [61] G. Sarri *et al.*, *Nat. Commun.* **6**, 6747 (2015).
- [62] E.V. Stenson, *J. Plasma Phys.* **83**, 595830106 (2017).
- [63] M.R. Stoneking, *J. Plasma Phys.* **86**, 155860601 (2020).
- [64] S.T. Pedersen *et al.*, *New J. Phys.* **14**, 035010 (2012).
- [65] H. Saitoh *et al.*, *New J. Phys.* **17**, 103038 (2016).
- [66] J. Horn-Stanja *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 235003 (2018), E.V. Stenson, *et al.*, *ibid* 235005.
- [67] H. Higaki *et al.*, *Appl. Phys. Express* **5**, 106001 (2012).
- [68] H. Higaki *et al.*, *AIP Conf. Proc.* **1668**, 040005 (2015).
- [69] H. Higaki *et al.*, *New J. Phys.* **19**, 023016 (2017).
- [70] H. Higaki *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **58**, 080912 (2019).
- [71] R.G. Greaves and C.M. Surko, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3846 (1995).



ひがき ひろゆき
檜垣 浩之

広島大学 大学院先進理工系科学研究科・准教授。主に非中性プラズマや反粒子多体系の関連する分野を実験的に研究しています。先日ある研究会で、田島俊樹氏がガンマ線航跡場を使えば最高エネルギー粒子加速の可能性があると仰っていました（ルミノシティは低くても構わないとも）。高密度（電子）陽電子プラズマ-高密度ポジトロニウム（BEC）-ガンマ線レーザー-最高エネルギー粒子加速と妄想すると未開の領域が広がっていると思いませんか？