

## 小特集

大強度荷電粒子ビームの物理と応用

# 4. 集団的加速器と大強度荷電粒子ビーム

川崎 温

(埼玉大学理学部)

Collective Particle Accelerator and Intense Charged Particle Beams

KAWASAKI Sunao

*Saitama University, Urawa 338-8570, Japan*

(Received 20 August 1999)

### Abstract

The concept and technology of collective accelerators using an intense electron beam which were studied extensively in the '70s to '80s, are reviewed briefly. The two most prominent kinds of acceleration schemes during this period were the type of linear arrangement of the system and that using an Electron Ring as a vehicle. Although only very small activity of experimental studies has been pursued beyond late '80s, the result of the research on collective acceleration remains relevant to the significant phase of recent plasma science and to particle dynamics in the present high energy accelerators.

### Keywords:

collective acceleration, intense relativistic electron beam, ERA, non-neutral plasma

### 4.1 はじめに

集団的加速器とは、大強度の荷電粒子流の自己場を使って、自分自身（の一部）もしくは他の種類の粒子集団を、現用の加速器の限界以上のエネルギーに加速しようとする構想をいう。もともと現在の加速器で生み出される粒子ビームは素粒子物理、原子核物理、物性物理等の実験基礎物理学から、ラディオセラピー、悪性腫瘍セラピー等の応用面、さらには高エネルギーの軽いイオン種による破砕増殖型原子炉、高エネルギー重粒子流による慣性核融合にいたるエネルギー分野への適用まで、極めて幅広い分野において使用されている[1]。粒子ビームの性質は、その核種、エネルギー、電流強度および、エミッタンスその他の内部パラメータによって評価されるが、最初の3つの量が主として問題とされる[2]。素粒子物理ではまず目的の反応を設定すると、それに対する

要求からエネルギーが決定され、電流量は許容し得る反応粒子の計測レートの下限を満たすように決まる。

現在の加速器工学では荷電粒子ビームを(原則として)線形の場における決定論的プロセスによって、単一粒子の運動の単なる集合として扱い(空間電荷などの非線形要素は線形近似のなかで摂動として考慮される)、そのエネルギーの限界は加速電場の上限、すなわち加速電極間放電などによる耐圧で決まる。重なる機器開発の結果、この上限はほとんどこれ以上のアップグレードの余地がない状態に到達している。衝突型加速器がこの隘路を回避するために考案された[3]が、それにしても、これ以上の高いエネルギー粒子を望むならば加速器構造のサイズの拡大しか解決法はないことには変わりはなく、それはそれで国家財政の規模の設備投資を必要とする。なんらかのまったく従来の原理によらない新しい方法によるプ

author's e-mail :kawasaki@post.saitama-u.ac.jp

:kawasaki@felsen1.tokai.jaeri.go.jp

レークスルーがもしあれば、テーブルトップに乗るような小型器で、さらなる高エネルギーの粒子を得ることも可能であろう。

荷電粒子ビームの自己場を利用して粒子を加速するアイデアそのものは遠く Alfvén その他の独立した提案 [4] があるが、実質上は 1950 年代前半の Veksler, Budker, Fainberg らの論文 [5] によって開花した。ほとんどすべてが大電流、相対論的電子ビームの使用を前提としている。この頃からすでに集団的加速の方式は 2 つに大別され、すべてのパラメータが粒子流のマクロな流れの方向  $z$  にしか依存しない場合—いわば線形構造の集団的加速法と、まず円形のリング電流を作り、これを加速粒子の“乗り物”として通常の加速電場（例えば高周波）で加速しようとする方式とが最も有力であるとされた。それぞれの方式、実験結果、その解釈を以下に概観する（実際に実用機として実現した構想は今のところまだない。ほとんどすべての実験は休止中である。なぜかは極めて暗示的であり、本報告をお読みいただいた上で、お考えください）。

## 4.2 線形集団的加速

### 4.2.1 Introduction

今までのところ、線形集団加速のカテゴリに入るのはただ 1 種（ビーム自身とその環境の構造や、IREB のパラメータの取り方により差はあるが）であり、中性ガスもしくはプラズマを満たしたドリフト管内に大強度の相対論的電子ビーム（IREB）を入射する方式である。その機構はともかく、入射されたプラズマ／中性ガスの内部では電離によるイオン集団が作り出し、境界条件のいかんによっては反方向の電流（reverse 電子流）を誘起することになる。イオン集団は電子流の空間電荷を減殺することになるから、その程度を  $f_e$  とし、自己場としての磁場の減殺の程度を  $f_m$  とする。とくにこれらのパラメータを外部から自由に制御できれば空間電荷によるイオン加速が実現するが、その制御がなくてもわずか数 MeV の電子流の中性ガスもしくはプラズマへの入射によって、しばしば数十 MeV/イオン程度のイオン流が電子流の進行方向を中心とする方向に加速されて出てくる現象が見られる (natural ion acceleration) [6]。実験の分析から、プラズマ媒質内には 100 MeV にも達する軸方向電場が約 10 cm 程度存在するものと推定されている。この電場はいかなる機構によるものか。

もちろんこの種の加速は single particle model では解決されず、非中性プラズマとしての formalism を適用し

なければならない。人々の関心を引くようになったのは 1968 年 Graybill と Uglum の報告 [7] 以来であって、その機構についての極めて多数の実験と理論的理由づけが試みられてきたにもかかわらず（私見によれば）まだ確定的描像はできあがっていない。

主に 3 つのモデルが考えられている。後に述べるように、一つはイオンフロント加速 (IFA) であり、さらに自己共鳴加速 (ARA)、収束的ガイド磁場による加速 (CGA) である。いずれのモデルを採用するにせよ、IREB のプラズマ内の伝送、収束、拡散などに対する考察が、研究の生命線であることは明らかである。

イオンの集団加速をトリガする IREB のパラメータ範囲は技術的制限から電子の粒子エネルギー 100 keV–10 MeV（相対論的）、電流 (1 kA–1 MA)、パルス幅 10–200 ns、ビーム半径 1–10 cm、ビーム全エネルギー 10 J–1 MJ となっている。電子密度は  $n = 10^{11} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  である。

Fig. 1 に様々なプロトンイオン源としての在来型加速器の性能と線形加速機構がめざした方向が対比される。Fig. 2 にはウラニウム加速を仮定しての対比が示される [8]（以下図版はもっぱら文献 [12] によった）。

### 4.2.2 IREB のダイナミクス

線形の電子ビームの平衡については遠く Bennett が扱っている [9]。円筒配位を仮定して、ビームが周囲におよぼす電場 ( $E_r, E_z$ )、磁場 ( $B_r, B_z, B_\theta$ ) を考えると、あまりに伝送電流が大きいとビーム伝送が停止することさえあることが容易に推定できる。無限に長いビーム外縁の  $r$  座標を  $r_b$  として内部密度が一樣  $n_b$  であるとすれば（この仮定自体は決して自明ではない）、 $E_r, B_\theta$  は容易に求めることができ、外縁における電場  $E_r|_{r=r_b} = 60 I_e (A) [B_z r_b (\text{cm})]^{-1} \text{ V/cm}$  を得、IREB のパラメータでは  $\sim 10^6 \text{ V/cm}$  に達する。今一つの因子は全電流  $I_e = \pi r_b^2 n_b e \beta_z c$  ( $\beta_z$  = 電子ビームの速度) であり、イオンもビーム中で一樣であることを仮定して電荷中性化の因子  $f_e = n_i Z / n_b$  ( $Z$  = イオン荷電数)、電流中性化因子  $f_m = (I / I_e)$  を用いて「ビーム外縁に対する時間的変化」の方程式

$$d^2 r / dt^2 = (2 I_e e / \beta_e c r_b \gamma m) [(1 - f_e) - \beta_e^2 (1 - f_m)]$$

が得られ、 $f_m$  と  $f_e$  によって様々なビームのマクロな挙動のパターンが得られる。しかしビームポテンシャルが  $\epsilon = (\gamma - 1) m c^2 / e$  を超するような配位は得られない。平衡が安定から不安定になる相転位の時点のビームエネルギー、全電流におけるはどのように表されるか。これが空間電荷制限電流の問題である。

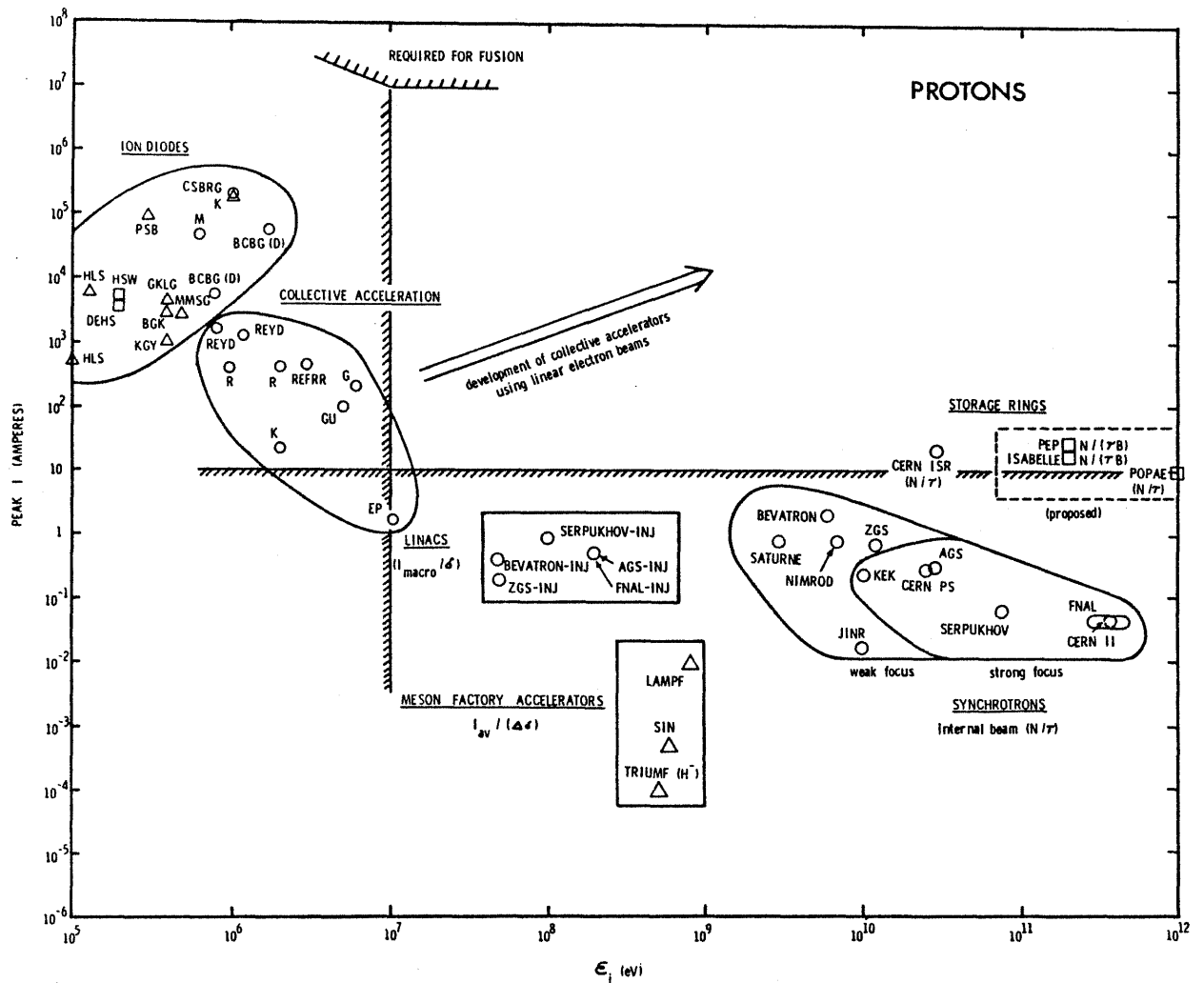


Fig. 1 Comparison of parameters of usual proton accelerators and expected collective accelerators.

#### 4.2.3 空間電荷制限電流

空間電荷による全電流の制限の最も単純な例は、すでに真空電子管におけるビーム解析からよく知られている。円筒配置で  $r=R$  に導電壁があるとし、無限大のように磁場の存在を仮定して、 $\gamma$  が  $z$  に沿って一定ではなく自己矛盾のないように決まるとすれば制限電流  $I_1$  は

$$I_1 = (\gamma_e^{2/3} - 1)(mc^3/e)[1 + 2\ln(R/r_0)] - 1$$

と与えられる。もちろん近似に過ぎないが、他の研究者の推論はそれぞれ仮定されたパラメータ、構造の大幅な違いにもかかわらず、シミュレーションを含めてほぼ一致している[10]が、ミクロな内部状況の実験的証明は技術的な困難のために難しく、マクロに得られた量からの推定しかない。

#### 4.2.4 自己磁場による制限

4.2.3では磁場の影響は考慮されていないが、たとえ空間電荷がイオンによって完全に中和されていた( $f_e=1$ )としても、自己磁場  $B_z$  は存在することができ、外側の導電壁でゼロになるような径方向の勾配をもつ。その結果電子ビーム粒子は  $\theta$  方向に回転を始める。自己場が大きくなれば電子ビームの軸方向エネルギーはその分減少し、やがては全電流伝送が停止する。このときのビーム電流  $I_A$  は、 $\beta_e \gamma_e mc^3/e$  と与えられ、Alfvén-Lawson 制限電流として知られる値に達する。しかししばしば誤解されるように、この時ビームが突然停止するわけではなく、ビーム電流がこの値になれば、それだけ逆行する誘導電流が増え、全電流としてはゼロになる。

問題は必然的に  $z$  による項を含む。 $f_e$ 、全電流値( $f_m$ )、外部磁場、ビームの初期条件(特に  $B_\theta$  を含んでいるか)、

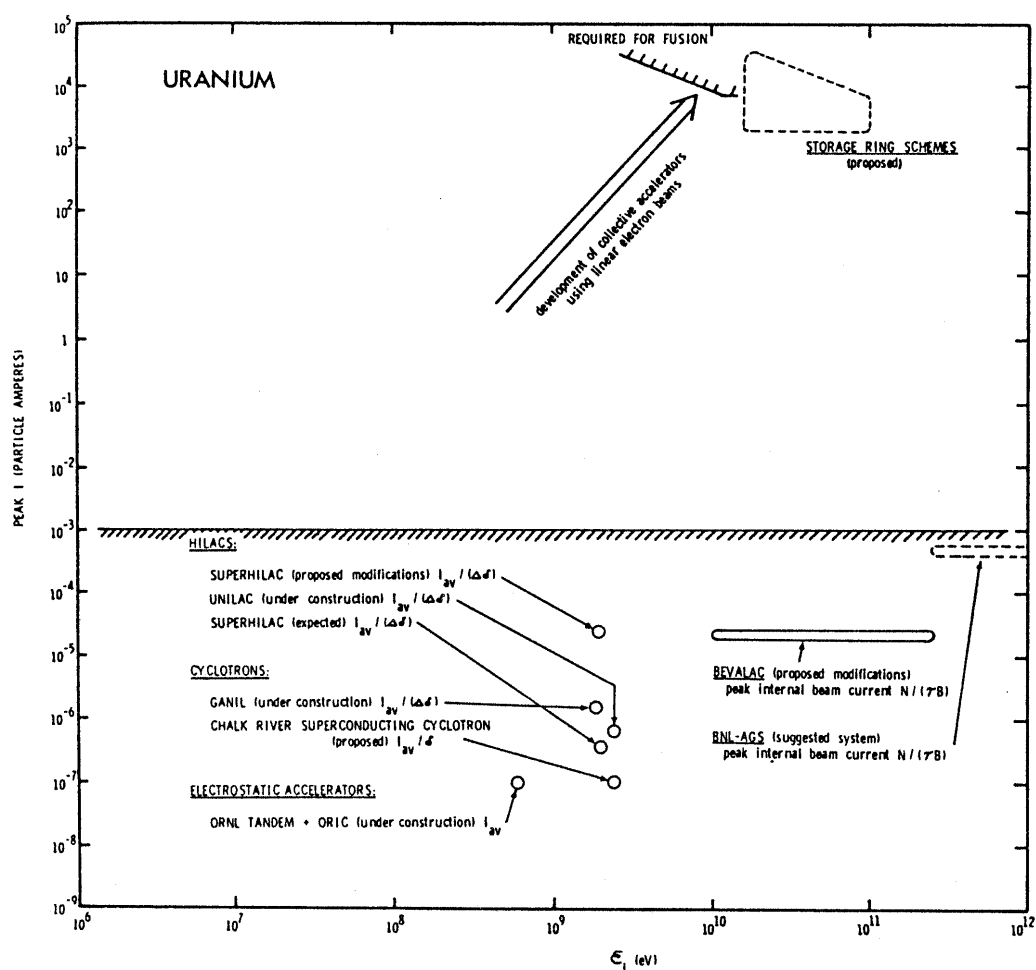


Fig. 2 Collective acceleration of uranium IREB parameters used in the experiments.

ビームの  $r$  方向の構造によって多様な場合が考えられ、特に  $E_z$  との関連で調べられている [11]。詳細については総合的な解説 [12] に載せてある論文を参照されたい。

#### 4.2.5 線形電子ビームによる集団加速の機構

どのようにして実験室内で集団加速が起きているか—その決定的結論はまだ出ていない—についての議論はいくつかのカテゴリに分けられる。まずイオンによる空間電荷抑制は完全でなく、全電流はゼロではないと仮定する。ビーム縁辺の電場は通常極めて大きく  $10^6 - 10^7$  V/cm にも達する。この電場を  $z$  方向に転化できれば—イオン（ビーム内に含まれる）の集団加速が実現する。考案された機構の代表的な例を Table 1 に示す。多くの議論があるが、結局のところ実用的な集団加速の実現は基本的には“net space charge”法とそれに関連してビーム内の linear wave 成長とその不安定性にあると言える。

Table 1 Collective acceleration and expected electric field.

| MECHANISM             | PICTURE | $E_x$      |
|-----------------------|---------|------------|
| net space charge      |         | large      |
| inductive             |         | small      |
| inverse coherent drag |         | small      |
| linear waves          |         | moderate   |
| nonlinear waves       |         | large      |
| stochastic            |         | very small |
| impact                |         | —          |

#### 4.2.6 Net space charge mechanisms [13]

IREB の一部に  $f_e = 0$  であるような領域が,  $0 < f_e < 1$  であるような領域に挟まれて,  $z$  方向に隣りあって存在するとしよう. この領域間の電場は, IREB の典型的なパラメータでは先に示したように極めて大きく, もし  $f_e$  を  $z$  に沿って制御する方法が見つければ, 最大で  $E_z = 2\alpha\phi_0/r_0$  の  $z$  方向電場が生成され, イオンがそれによって加速されることになる.  $\alpha$  はビーム構造による 1 に近い因子で, モデルの構造を規定すればただちに導出できる.  $\phi_0$  はビーム中心軸と縁辺の間のポテンシャル差である. 陰極を出るはじめの  $z_0 < z < (z_0 + \Delta\xi)$  だけ  $f_e = 0$  (非中性化) されていて, 残りの部分は  $f_e = 0$  (完全中性化) されていると仮定すれば (最初に陰極から IREB 電子が放出され, プラズマ中に入射される場合のモデル),  $\xi \leq r_0$  では  $\alpha \sim 1$  であってイオンは  $z$  方向に  $r$  方向電場とほぼ等しい  $E_z$  で加速される. プラズマ中ではイオンは IREB に対して静止していると見てよく, したがってこの加速が成功するには, イオンが IREB + プラズマ構造の中に捕獲される過程がキーとなっている. Olson による各種加速機構の分類を Table 1 に示す [14].

#### 4.2.7 誘導場による加速

電流量もしくはビームのインダクタンスが時間的に変化する時, その誘導効果によって集団的加速が生じ得る (もちろん現実の IREB ではパルス長に限りがあり, その意味では誘導場による加速を含めて様々の加速過程が同時に競合, 併存し得る. だからこそ考え得る加速機構をサーベイしておくことが必要になる). 仮に  $f_e = 1$ ,  $f_m = 0$ , ビーム半径  $R_b$ , 周囲の金属ドリフトチューブ半径  $R$ , 電流立ち上がり時間  $t_r$  とすれば,

$$E_z(dI/dt) = -I_e(c_2 t_r)^{-1} [1 + 2 \ln(R/r_0)]$$

とあたえられ, IREB の標準的パラメータでは誘起される電場は 10 kV/cm にすぎず, よほど電流の立ち上がりが速く, あるいは電流形状のピンチ時間 (ピンチ効果は電流の時間的変化と同じ効果をもたらす) が小さくない限り net space charge モデルによる電場には及ばないと予測できる.

#### 4.2.8 逆コヒーレントドラッグ加速

表記主題は, IREB がプラズマに入射した時, イオンとの衝突による “frictional force” を通じてイオンを “ひきずり”  $z$  方向への加速をもたらす機構に関するものである. 古くからの研究の歴史を持つが, 多くの研究者によって [15] Bohr-Bethe 効果とチェレンコフ放射 (いずれもコヒーレントな) の結合で表されるものであり, コ

ヒーレントな部分とインコヒーレントな部分を共有するとされている. しかし Bohr-Bethe 効果が単一粒子モデルによって扱われるとすれば, 論じる価値ほど小さい “引きずりの効果” しか持たない.

ビーム系で考えると, イオンエネルギーの損失  $-dE_i/dz$  は周知のように  $4\pi m_b e^4 Z^2 (\gamma_z m v_z^2)^{-1} \ln(b_{\max}/b_{\min})$  で表される. 各パラメータは標準の表現であるが,  $b_{\max}$  は (電子) プラズマの遮蔽効果を,  $b_{\min}$  は最近接距離 (古典的, もしくは量子論的) を表す. これによって得られる  $z$  方向電場は  $-dE_i/dz/Ze$  であるが, もし  $N$  個のイオンが  $l < b_{\min}$  ほどの半径に固まっていた (クラスタ) ら, 電場は上の値の  $NZ$  倍となり (集団的加速), “引きずり” の効果もそれだけ大きくなる.  $b$  が  $b_{\min} < l < b_{\max}$  ほどの時には部分的に集団的な場が得られる.

今一つの要素はチェレンコフ放射である. チェレンコフ放射は波動の励起であり, それ自身集団的であるが, 放射が起こるためには相対速度  $v_z$  が波動の位相速度  $v_\phi$  より大きいことが必要であり, 磁場がないと電磁波はこの条件を満たし得ない. ただ粒子の運動速度が有限であり,  $v_\phi$  より小さいと  $z$  方向の縦波としてのチェレンコフ放射が放射される. この時間係するビーム密度は静電波に対する分散式を解いて得られる値を代入して, 自己無撞着性を保つ.  $l$  がデバイ半径  $\lambda_d$  より小さければ, ふたたび電場  $E_z$  は単一粒子の集まりに対する値より  $NZ$  倍大きくなる. 結果として coherent Cerenkov, coherent Bohr-Bethe, Incoherent B-B 等が共存することになる. プラズマビームの集団的相互作用としては極めて話題豊かな状況ではあるが, 明らかにビーム縁辺の電場よりも遥かに小さく, 実用的な価値はない.

#### 4.2.9 不安定線形波動による加速

ビームに伴う低周波波動の問題はプラズマにおけると同様, 巨視的に見る立場で分散式解析する手法がある. 集団的加速に波動を利用しようとする考えは古く Feinberg [16] にさかのぼれるが, 励起される波動は十分  $E_z$  の振幅が増大し続け (ワンモードの不安定性), かつ位相速度 ( $\omega/k$ ) が軸方向に制御でき, イオンの波動への捕獲, 加速が波動の存在と矛盾しないようにしなければならない. IREB は十分中和されたプラズマに入射するものとされる.

明らかにこの種の集団的相互作用は, 多くの研究機関で調べられてきたビーム・プラズマ相互作用の範疇に属するものである. 一般のビーム・プラズマ相互作用では多種多様なパラメータにおいて, これまた多くの線形・非線形不安定が励起, 共存し得ることが確かめられてい

Table 2 Parameters of the IREB used in the experiments.

| DATA SET | DERIVED PARAMETERS   |            |            |                |                |           |                       |
|----------|----------------------|------------|------------|----------------|----------------|-----------|-----------------------|
|          | $I_d$ (kA)           | $I_A$ (kA) | $I_C$ (kA) | $I_e/I_d$      | $v_e/\gamma_e$ | $I_e/I_C$ | $\mathcal{F}(\Omega)$ |
| 1        | 4.6 <sup>b</sup>     | 16.4       |            | 43.5           | 12.2           |           | 1.0                   |
| 2        | 6.2                  | 18.8       |            | 32.3           | 10.6           |           | 1.3                   |
| 3        | 14.4                 | 29.1       |            | 11.1           | 5.5            |           | 3.1                   |
| 4        | 8.0-27.3             | 29-52      |            | 0.7-6.0        | 0.4-1.7        |           | 10.4-55               |
| 5        | 8.0                  | 29.1       |            | > 5.0          | > 1.4          |           | < 12.5                |
| 6        | 17.6 <sup>b</sup>    | 32.7       |            | 0.4            | 0.2            |           | 86                    |
| 7        | 17.6                 | 32.7       | 104        | 8.8            | 4.7            | 1.5       | 3.9                   |
| 8        | 4                    | 34.6       |            | 4              | 0.5            |           | 37                    |
| 9        | 19.4 <sup>b</sup>    | 34.6       |            | 7.5            | 4.2            |           | 4.5                   |
| 10       | 7.1, 12.7, 22.9      | 38.4       | 25.7-77    | 4.4, 7.9, 14.1 | 2.6            | 1.3-3.9   | 7.5                   |
| 11       | 31.4                 | 47.4       |            | 3.5            | 2.3            |           | 9.1                   |
| 12       | 9.8, 17.3            | 47.4       | 31.7-63.4  | 6.6, 11.7      | 2.4            | 1.8-3.6   | 8.7                   |
| 13       | 17.3                 | 47.4       | 63.4       | 6.6            | 2.4            | 1.8       | 8.7                   |
| 14       | 32-44.5 <sup>b</sup> | 48-61      |            | 3.6-5.0        | 2.6-3.3        |           | 6.3-8.8               |
| 15       | 4.1-42.6             | 27.5-59    |            | ~ 1-37         | 0.5-5.5        |           | 3-42                  |
| 16       | 9.0                  | 57.7       |            | 3.9            | 0.6            |           | 37.1                  |
| 17       | 11.6                 | 57.7       |            | 4.3            | 0.9            |           | 26                    |
| 18       | 11.6                 | 57.7       |            | 4.3            | 0.9            |           | 26                    |
| 19       | 48.4 <sup>b</sup>    | 64.8       |            | 0.4            | 0.3            |           | 75                    |
| 20       | 11.9                 | 71.6       |            | 2.5            | 0.4            |           | 57                    |
| 21       | 13.8                 | 74.9       |            | 5.4            | 1.0            |           | 24                    |
| 22       | 65.1 <sup>b</sup>    | 81.7       |            | 0.092          | 0.073          |           | 333                   |
| 23       | varied               | 82-92      |            | 0.6-1          | ~ 0.2          |           | 100-153               |
| 24       | varied               | 82-92      |            | 1-2.5          | ~ 0.2          |           | 100-153               |
| 25       | 11.3                 | 81.7       |            | 1.3            | 0.2            |           | 133                   |
| 26       | 13.9                 | 81.7       |            | 5.8            | 1.0            |           | 25                    |
| 27       | 16.4 21.1            | 116        |            | 2.6, 4.9       | 0.5, 0.7       |           | 55, 38                |
| 28       | 149 <sup>b</sup>     | 166        |            | 0.3            | 0.2            |           | 113                   |
| 29       | 18.9, 27.4           | 183        |            | 1.4, 2.4       | ~ 0.2          |           | 125                   |
| 30       | 70.5                 | 283        |            | 3.3            | 0.8            |           | 34.8                  |

<sup>b</sup> For  $R = r_b$  (because  $R < r_b$ , or  $R$  &  $r_b$  not given)

る[16]. したがって問題は、上記の集団的加速に適当な波を選択、制御できるかにかかっている。実験では外部から RF を供給してビームをモジュレートし、波動モードを選択して数十 keV のイオン加速を観測した例がある（一般のビーム・プラズマ相互作用について最近の効果まで考慮したレビューはまだ出ていない。筆者はむしろ次の文献[17]を勧めたい。ロシヤ流の臭みはあるが、よい内容である）。 $E_z$  は  $10^2$  V/cm で実用には程遠い。

むしろ研究の副産物として制御核融合計画に IREB によるプラズマ加熱のコンセプト[18]を引き出したことが注視されるが、ここには詳しく述べない。逆の  $f_e=0$ ,  $f_m=1$  の状況では関係する波動は遅い ( $\omega/k < c$ ) サイクロトロン波と、遅い縦方向の空間電荷波に限られる。このほかにも利用し得る波動の領域を電子・イオンの二流体不安定、ビーム振幅の不安定等に求める試みもあるが、詳しくは立ち入らない。

Table 3 Various sequential collective accelerations (continued).

| DATA SET | IONS                                                         |                       |                              |                  |                   |                     | $\eta = \frac{\mathcal{E}_i(J)}{\mathcal{E}_e(J)}$ |
|----------|--------------------------------------------------------------|-----------------------|------------------------------|------------------|-------------------|---------------------|----------------------------------------------------|
|          | Type                                                         | $\mathcal{E}_i$ (MeV) | N                            | $\tau$ (nsec)    | $I_i$ (A)         | $\mathcal{E}_i$ (J) |                                                    |
| 1        | p                                                            | 0.8                   | $10^{13}$ - $10^{14}$        | 5-8              | (200-3,300)       | (1.3-13)            | $(4 \times 10^{-4} - 4 \times 10^{-3})$            |
| 2        | p                                                            | 0.1-2.1               | $10^{12}$ - $10^{14}$        |                  |                   | (0.3-30)            |                                                    |
| 3        | p                                                            | ~ 1                   | $10^{13}$                    | 3-5              | (~ 400)           | (1.6)               |                                                    |
| 4        | ions observed only above threshold at $I_e \approx I_\ell$   |                       |                              |                  |                   |                     |                                                    |
| 5        | p                                                            | 2.5-3.5?              |                              | ~ 6              |                   |                     |                                                    |
| 6        | no ions                                                      |                       |                              |                  |                   |                     |                                                    |
| 7        | ?                                                            |                       | $10^{11}$ - $10^{12}$        | 20               | (0.8-8)           |                     | $2 \times 10^{-4}$                                 |
| 8        | p                                                            | 1-3,8                 | $10^{12}$                    | 5-10             | (16-32)           | ( 0.3)              |                                                    |
| 9        | p                                                            | ~ 1.8                 | $10^{12}$ - $10^{14}$        |                  |                   | (0.3-30)            |                                                    |
| 10       | p                                                            | 3-7                   | $10^{12}$ - $10^{13}$        |                  |                   | (0.5-11)            | $(7 \times 10^{-5} - 2 \times 10^{-3})$            |
| 11       | p                                                            | 1.8-2.2               | $10^{13}$                    | 3-5              | (400)             | (~0.3)              |                                                    |
| 12       | p                                                            | 2-12                  | $3 \times 10^{10}$ c         | ~ 4 <sup>c</sup> | ~1.4 <sup>c</sup> | (0.06)              |                                                    |
| 13       | N reduced $10^2 - 10^3$ for 0.5 kG: no ions for B > 0.5 kG   |                       |                              |                  |                   |                     |                                                    |
| 14       | p                                                            | ~ 1.5                 | $10^{13}$ - $10^{14}$        | 5-8              | (200-3,200)       | (2.4-24)            | $(2 \times 10^{-4} - 2 \times 10^{-3})$            |
| 15       | p                                                            | 2-14                  |                              |                  |                   |                     |                                                    |
| 16       | p                                                            | 4.8                   | $2 \times 10^{12}$           | 3                | 100               | (1.5)               |                                                    |
| 17       | p                                                            | <4.5                  | $\sim 10^{13}$               | ~5               | (320)             | (~ 1.6)             | $(5 \times 10^{-4})$                               |
| 18       | N reduced to minimum at 0.8 kG: ions peak ~ 2 kG due to cusp |                       |                              |                  |                   |                     |                                                    |
| 19       | no ions                                                      |                       |                              |                  |                   |                     |                                                    |
| 20       | p                                                            | 4.5-6.5               | $2.8 \times 10^{12}$         | ~ 3              | 100-200           | (3)                 | $(1 \times 10^{-3})$                               |
| 21       | p                                                            | 1-5                   | $10^{11}$ - $10^{14}$        |                  |                   | (0.05-50)           |                                                    |
| 22       | no ions                                                      |                       |                              |                  |                   |                     |                                                    |
| 23       | no ions below threshold at $I_e \approx I_\ell$              |                       |                              |                  |                   |                     |                                                    |
| 24       | p(in H <sub>2</sub> )                                        | 2-5                   |                              |                  |                   | ~ 0.4               | $(3 \times 10^{-4})$                               |
| 25       | N reduced ~ $10^2$ and ion energy down for 7.8 kG            |                       |                              |                  |                   |                     |                                                    |
| 26       | p                                                            | 4-14                  |                              |                  |                   |                     |                                                    |
| 27       | p                                                            | 3-8                   |                              |                  |                   |                     |                                                    |
| 28       | no ions                                                      |                       |                              |                  |                   |                     |                                                    |
| 29       | p                                                            | 4-16.5                | $2 \times 10^8$ <sup>d</sup> |                  |                   |                     | $(8 \times 10^{-8})$                               |
| 30       | H <sub>e</sub>                                               | 18-40                 | $10^{10}$                    |                  |                   | (0.03)              |                                                    |

<sup>c</sup>At p = 0.4 Torr<sup>d</sup>With  $\mathcal{E}_i > 16.5$  MeV

将来に関し確定した結論を得るには、なお研究が不十分であり、かつ加速とともに波長の増大、したがって有効な電場が低下することを念頭に置く必要がある。

#### 4.2.10 非線形波動の利用

4.2.9に述べた線形波動による集団的加速は、直ちに次の疑問を呼び起こす：プラズマ中に励起される非線形波動を用いるスキームは考えられないか。低次元の複雑

系としての粒子ビーム、あるいはプラズマに直接関係する主題だけに、極めて多数の研究例がある[19]。大振幅のプラズマ波の帰結として、周期的な非線形波動の連なり (wavetrain)、もしくはプラズマソリトンが集団的加速の考察の対象とされた。さまざまな課題が明らかにされている[20]が、主なものは非線形波の実際の安定な存在の確認、周囲構造との関連においての計画の策定、波

動場へのイオン注入と捕獲の影響、位相速度の制御等である。小規模な実験は行われているが、まだ結論は出ていない。あまり細部に入りすぎるので、詳細は文献[12]を参照されたい。

ほかにも stochastic acceleration [21], impact acceleration [15]のような考案もあり、それぞれにプラズマ物理の立場では魅力的であるが、現状では、その実用器としての評価はなお後の世代に待つべきである。

#### 4.2.11 IREB に伴って自然に生じるイオン加速

以下実験結果について述べる。様々な実験が4.1で記述された条件を満たすように連続加速を実現するように考案されているが、まだ決定的な結果を出した例はない。これに引き替え、最初 Introduction に述べたごとく、単に IREB を中性ガス（またはプラズマ）中に注入するだけで、実際に単一粒子効果ではとても説明できない異常な加速が観測されている。観測例は極めて多く、いちいち紹介はできないが約20年以前のレビュー[12]によって、IREB (Table 2) と放射されるイオンのパラメータ (Table 3) の測定例を示す。

IREB + ガスまたはプラズマ系のパラメータは少なくとも12個あり、それらをすべて考慮して何らかの統一的理論を構築することは、不可能に近い。実験結果に大きなバラツキが見られるのもまた当然であるとしなければならぬ。この表にはあまり最近の結果は取り入れられていないが、その後の実験によればもっと重いガスを標的として使った場合にはガス粒子の原子量と電子エネルギーに比例してイオンエネルギーが増大する傾向がある。この結果、炭素プラズマ、窒素プラズマを標的としたとき、検出されるイオンの最大エネルギーは 100 MeV を超す。加速される粒子数はイオンの進行方向（電子の運動方向）をピークとして幅広い立体角内に広がり、総数にして  $10^{10-12}$  個に達する。射出イオンと入射電子の粒子エネルギー比は  $Z$  あたりにして 3-5 である。極めて多数の実験例がそれぞれ異なるパラメータで報告されている。実験配置は Fig. 3 (a) から、あとに述べる、Olson の説のポテンシャルの谷の変遷は同図 (b) に、その大体を想像されたい。

#### 4.2.12 理論的裏づけ

数え上げるのも面倒であるほど多くの理論的仮説が、実験のパラメータ依存性と合うように、集団的加速に対して提出された[12]。しかし理論の有用性は単に実験を説明できるだけでなく（それならばシミュレーションで間に合う）包含するモデルが説得力をもって描写されねばならない。とてもこの小論では概略さえも解説しきれ

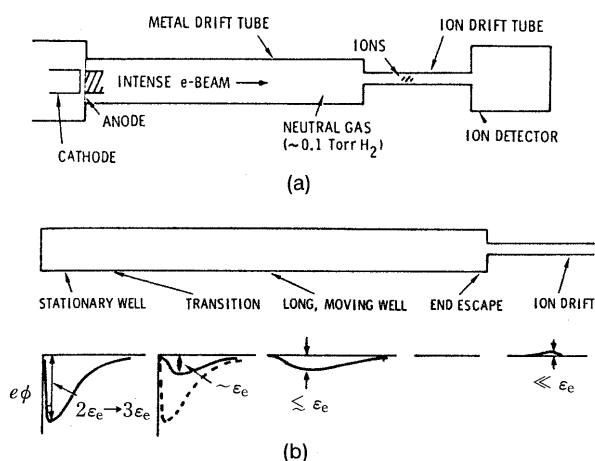


Fig. 3 Sequence of "natural" collective acceleration.

ない。

多数の異なった機構の複合であるとの説が初期には有力だったが、現在は net space effect が中心の機構を示すとされている[12]。初期の理論ではビームはイオン化が中性ガス中を伝播する際に常にイオン化前縁の背後にとどまり、十分なイオン化度が得られていない領域ではビームは伝播しないことを重視する。イオン化が進展するに連れ、その前縁は  $(c/\omega_{pe})/\tau$  の速度で前進する。イオンもまたこのビームに捕獲されて加速される、というものであった。Rostoker は、便宜的前駆放電 (precursor) によるビームを仮定すれば電流の立ち上がりを 0.03 sec 程度に縮めることができ、加速電場も増大し、イオンエネルギーの  $Z$  依存性も理解できると主張したが、実験とは合わない。

Uglum らはプラズマ中にビームの強い中性化された流れが部分的にあるという仮定から始めて、この部分内に形成されるポテンシャルの谷がイオンを捕獲して加速するとの説を唱えた[22]が、Olson の解析[23]によって否定された。このほかビーム外縁がなんらかの摂動によってピンチ（一般のプラズマでよく見られるように）することによってポテンシャルの谷が形成されるとする説もある[24]。

#### (1) Olson の説

Olson はビームによって作られた二次元の静電ポテンシャル (Fig. 3 ビーム系で必然的に時間的変動をする) で、電流伝播の限界、系の相転移（言ってみれば）、イオンインパクトによるイオン化等を考慮に入れ、ビーム前縁の時間的変化、ビーム電流の増加の特徴的時間、ビームの最大値の所在、イオン捕獲の様相、イオンパンチの速度限界（射出されるイオンのエネルギー）等を預言で

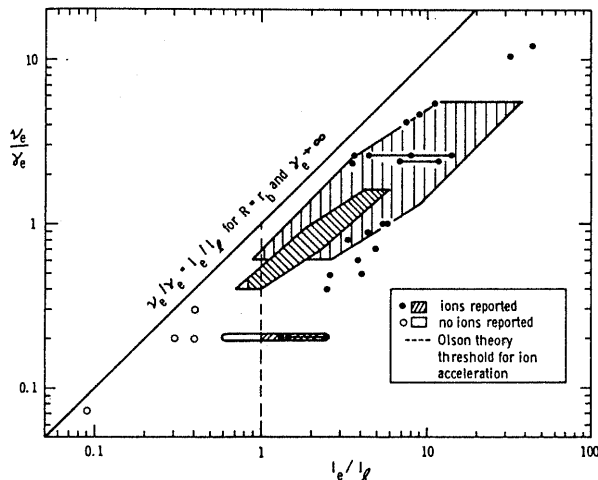


Fig. 4 One example of numerical simulation of collective acceleration of particles.

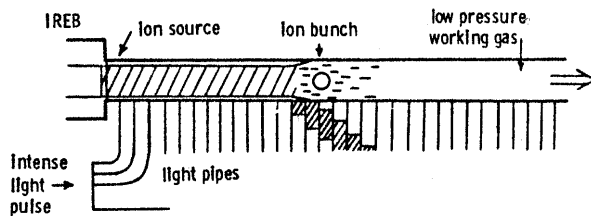


Fig. 5 Schematic figure of IFA experiment.

き、実験ともかなりよい一致を見ている。ガイドの半径、磁場の効果その他が考慮されている。その理論の片鱗さえもここでは伝えるスペースがないのは残念である。

Olson の解析と実験、シミュレーションとの対比についても多くの論文がある。個々の部分についてはおおむね良好な一致をみているとされているが、Olson の見解に筆者は必ずしも十分に同調しているわけではなく、特に十分濃いプラズマへの入射実験が検証のために望まれる。このほかにも、プラズマ物理のほとんどありとあらゆる分野と技法にかかわるような各種の理論が入り乱れている [12]。まだすべきことは多く残っていると言わざるを得ない。

#### (2) シミュレーション

特に近年計算機の発達により、これもまた多くの解析例がでている [25]。やや古いが一例だけを Fig. 4 に示しておく。Olson の理論と照らし合わせてみると興味深い。

#### 4.2.13 線形ビームによる連続的集団的加速の工夫と限界

極めて多くの実験事実とこれまた多くのしばしばお互いに矛盾する理論的仮説の群れのなかで、我々はどう結論をつければよいのであろうか。Olson の理論からも知られるように、単なる中性ガスへの IREB の入射だけでは様々の制約があって、実用的な加速器になり得ないことはこれまでの解説によってもほとんど明らかであると

Table 4 Experimental result of ionization front accelerator.

| Category         | Concept                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | Authors                                                                                                                                                                                                           |
|------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| net space charge | ionization front accelerator (IFA)<br>ionization front<br>ionization front<br>virtual cathode control $R(z)$ , $\gamma(z)$<br>virtual cathode control, helix<br>transverse sweep<br>transverse sweep<br>scanning and rotation<br>transverse accelerator<br>moving crossover<br>expanding plasma<br>caviton sweep<br>HIPAC<br>IREB/torus<br>spherical well | Olson<br>Kucherov<br>Hoeberling<br>Miller<br>Boyer et al.<br>Alfven, Wernholm<br>Johnson<br>Kolomensky, Logachev<br>Olson<br>Agafanov et al.<br>Goldenbaum<br>Wong<br>Janes et al.<br>Rostoker<br>Verdeyen et al. |
| envelope motion  | moving magnetic mirror<br>moving pinch<br>localized pinch<br>focusing instability<br>synchronized pinch                                                                                                                                                                                                                                                   | Kovriznik<br>Veksler; Benford, Benford<br>Putnam<br>Tsytoich, Khodataev<br>Irani, Rostoker                                                                                                                        |

言えよう。この隘路をなんらかの IREB の外部的制御によって切り抜けようとする考案もまた数多くある。それらのもっとも有力なひとつを以下に瞥見する。

#### Net space accelerator

このような考案の例を Table 4 に示す。様々の態様があるが net space charge 系の代表的存在である IFA (Ionization Front Accelerator) は、ポテンシャルの谷を形成してそこにイオンを捕獲するための最も重要な要素であるイオン化の運動する前縁を単に IREB に頼るだけではなく、レーザー光の照射によって形成しようとするものである[26]。加速はレーザーの照射シーケンスによって制御され、イオン群の速度は 0 から始めることでも

Table 5 Parameter of magnetic acceleration in ERA.

|         |                               |                        |
|---------|-------------------------------|------------------------|
| IREB    | $\mathcal{E}_e$               | 600 keV                |
|         | $I_e$                         | 20 kA                  |
|         | $t_b$                         | > 10 nsec              |
|         | $r_b$                         | 0.5 cm                 |
|         | $\mathcal{P}_e$               | $1.2 \times 10^{10}$ W |
|         | $\mathcal{E}_b$               | > 120 J                |
| DRIFT   | $l$                           | 10 cm                  |
|         | $E_0$                         | $10^6$ V/cm            |
|         | $p$                           | 0.03 Torr              |
|         | $\mathcal{E}_{\text{ionize}}$ | $3 \times 10^{-5}$ J   |
| LIGHT   | $\mathcal{P}_1$               | $5 \times 10^6$ W      |
|         | $\tau_1$                      | 1 nsec                 |
|         | $\mathcal{E}_1$               | 0.005 J                |
|         | $\mathcal{P}_2$               | $1.5 \times 10^8$ W    |
|         | $\tau_2$                      | 10 nsec                |
|         | $\mathcal{E}_2$               | 1.5 J                  |
| PROTONS | $\mathcal{E}_i$               | 10 MeV                 |
|         | $N$                           | $10^{12}$              |
|         | $\mathcal{P}_i$               | $1.5 \times 10^{10}$ W |
|         | $T_i$                         | 0.1 nsec               |
|         | $\mathcal{E}$                 | 1.5 J                  |

きるから、必ずしも IREB を必要としないと期待された。パラメータを Table 5 に示す。ふたたび細部を省略して動作ガスは  $C_6$ 、プラズマ生成と急峻なポテンシャルの谷の生成と加速には IREB、ダイレーザーとルビーレーザーの併用、IFA の原理を確認することから実験が始められた[27]。実験結果の概要を Table 5 に示す。いずれの方法も実用にはまだ遠いと言うべきである。もはや紙数も尽きた。他の考案については省略する。

線形構造における集団加速について結論を述べる。線形の構造では集団加速自体は実験的に認められたと言ってよい。しかしその機構について、加速されたビームの性質などの予測について十分にはまだ検証されていない。各研究所の実験計画も、実際には自然消滅に近い。なぜかは読者の見解に待つとして、アプローチの方法が根本的に間違っていたのではないかという疑問を筆者は持っている（単なる岡目八目かも）。

### 4.3 電子リング加速器

電子リング加速器 (ERA) とは、すでにのべた線形ビームによる集団加速器とはまったく違う型の加速器であり、実験的にも理論的にも最もよく組織的かつ機能的に調べられた。基本的概念については、よいレビューがすでに公刊されている[12]。簡潔に ERA の特性を順を追って記述する。

- (1) 軸方向磁場内をラーモア回転する、トロイド状の大電流相対論的電子ビーム (IREB) を形成する（そのための手段については後述）。
- (2) このような電子ビームトロイド（電子リング）はその断面において、粒子密度の均一性を仮定すれば中心回転軸上で最低値を取るような静電ポテンシャルの谷を形成する (Fig. 6)。リングがトロイド小半径  $a$  が大半径  $R$  に比べ十分小さいとすれば、ポテンシャルの gradient すなわち径方向電場  $E_{\text{max}}$  をリングの縁で評価して

$$E_{\text{max}} = (-en_e a) / 2\epsilon_0 = -I_e [kA] / \beta a [\text{cm}]$$

は約 50 MeV/m の電場がリング内部に生じる ( $a = 0.3$  cm,  $R = 3.0$  cm,  $n_e = 10^{13} / \text{cm}^3$ ) ことになる。ここでは通常習慣になっている記号を用いた。

- (3) このポテンシャルの谷に小数のイオンを閉じ込める（その手段についても後述する）。イオンの数はリングの挙動に差し支えが生じない程度とする。
- (4) 電子リングを通常の加速方式（誘導、RF 電極による加速 etc）でリングの中心軸方向（磁場の方向）に加

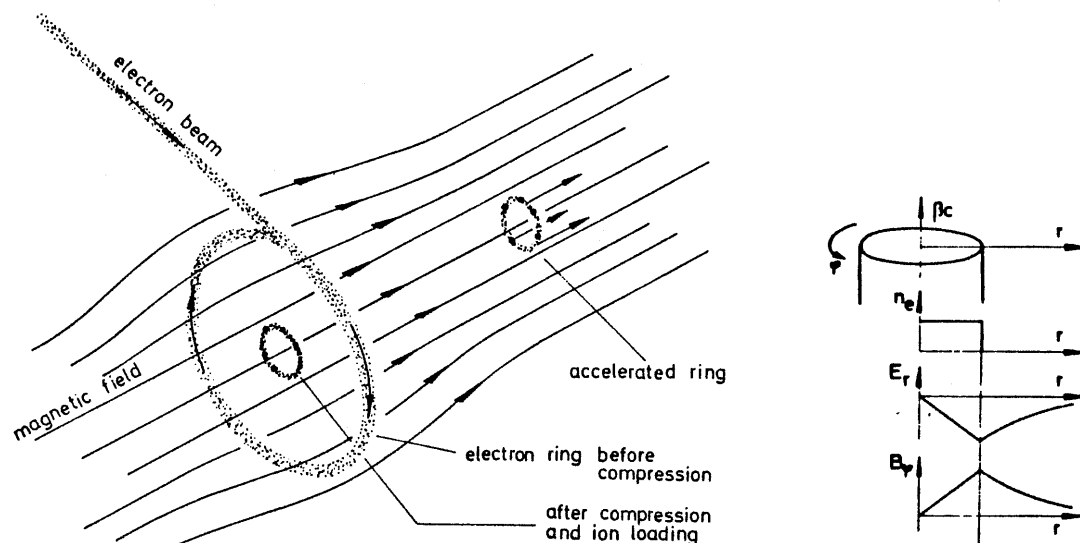


Fig. 6 Ring formation in ERA and potential in the ring.

速する。イオンはリングに閉じ込められたまま、加速される。

- (5) はじめリングが静止していたとすれば、イオンの加速によるエネルギー利得は電子リング粒子のエネルギー増加  $\Delta E$  に比べ（両者とも軸方向に同じ速度を持つから） $(m_i/m_e)\Delta E$  となる。
- (6) 電子リングの加速に際し、イオンにはリングの空間電荷（電場閉じ込めのための）を通じて力が与えられるから、その最大値は  $E_{\max}$  であり（実際にはリング内の粒子分布などによって  $E_{\max}$  の 0.2–0.8 倍がイオンにかけられる実効的電場である）、先の例では 50 MeV/m である。この値は ERA 提案の当時でもかなり過小評価した値であったが、それでも通常型加速器の電場限界を超えている。
- (7) リングを加速するための電場は  $E_{\max}$  より  $(m_i/m_e\gamma)$  だけ小さくてよい。ガンマは回転している電子の粒子のローレンツ因子である。被加速粒子プロトンを仮定すると約 1 MeV/m で、もちろん現在の通常粒子加速器の水準内にある。
- (8) ERA の最大の特質の一つは自己場を使う（使い方は線形加速と随分違うが）集団加速法であり、さらに重要なのは、これも線形加速とは異なって、すべての加速過程が平衡状態の連続として、あるいは準静的過程として進行するであろう（もし重要な不安定性を引き起こさねば）ことである。
- (9) 物理の立場にたちもどると、自己場によって系全体の秩序が保たれる（あるいは保つことを要求される）ような系は、いわゆる“自立形成”の問題として現在の

物理学の先端的課題である。それに加えて、電子リング+イオンの系は、“複雑系”の構造を持っていることを付け加えておきたい。

- (10) ERA が実際に実用器として認められるようになるには、多くの課題を克服する必要があった。1. リングの巨視的および微視的安定性、2. リングの自己磁場を含めた磁氣的構造の取り扱いの定式化、3. リングの中での電子とイオンの分布にかかわる問題、4. 磁場方向に加速する時の安定性、収束場、5. 高エネルギーで大電流、低エミッタンスの相対論的電子ビームの生成法、伝送、リング形成、6. 磁場方向のリング加速の形式、7. リングにイオンを乗せるには、などの理論的、基礎的課題と技術的側面とがないまぜになっている、どれを取ってみても困難な task であった。その困難さは決して進行中の磁氣的核融合計画に見劣りするものではない。

以上が ERA のかなり素朴な描像である。細部は相対論的な効果を含めて様々の修正を受ける。初期に実験を始めたドブナ研究所と、後を追ったバークレー研究所の実験、ガルヒン研究所の実験はそれぞれの方式で（メリーランド大学、カルスルーエの研究所、フランス、日本でも規模は異なるが、実験が行われた）[28]極めて精密かつ組織的にすすめられ、研究の進行は順調であった。しかし1980年頃よりいずれの研究所にても次第に相次いで実験中断のやむなきにいたり、現在ではもはや稼働中の装置は存在しない。その最大の物理的理由はリング伝送の過程において、現在の高エネルギープロトン加速器を超えるような粒子ビームはついに実現できないとの予

測が（実験的確認抜きで）一般的になったことである。

#### 4.3.1 高エネルギー加速器としての限界

ERA は初め陽子に対する高エネルギー加速器として、シンクロトロンをこえるブレイクスルーをもたらしと期待された。理想的にことが運ばば、同じ規模の陽子 AG シンクロトロンに比べて、少なくとも 1-2 桁は大きい粒子エネルギーの陽子流を生成できるであろう（しかも比較にならないほど小さな装置で）。その限界はふたたびその規模による建設、運用のコストのみで与えられる。各研究所の実験は、初期の段階としてはリング生成、その安定性、イオン負荷のテストのいずれにもよい成果をあげていたにもかかわらず、70年代初めに主としてパークレーの Andy Sessler を中心とする理論家達による論文[29]で、相次いで中断もしくは計画の放棄にいたった。

期待するような性質のリングが作られたとしよう。イオンを乗せることができれば次のプロセスは磁場方向に加速することであり、最も簡明には通常の線形加速器と同様にキャビティによる高周波加速である。Fig. 7 に全体の概念を示す。

電子ビームは磁場に垂直に入射され、リングが作られ、磁場による断熱圧縮で半径が小さく、電流密度が大きくなった後にガス流でイオンが付加される。ついで磁場に沿って引き出され、キャビティにかかる高周波電場で加速される。キャビティと電子流との結合インピーダンス、あるいはリング形成法、引き出しの際の磁場の形、加速の時の径方向収束場等多くの難しい工学的課題が存在するが、最も重要なキャビティへの電磁波放射の問題に限れば、リングは“加速”されるから放射を出し、その分はエネルギーとしては「損失」であると評価される。磁場方向の加速はまったく問題にならないほど小さい放射

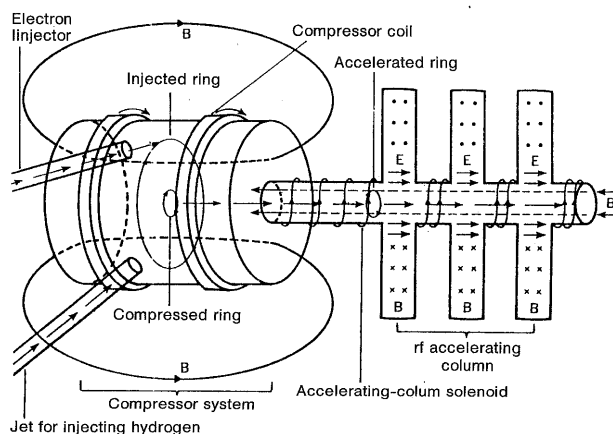


Fig. 7 High frequency acceleration of the ring.

損失を与えるに過ぎない。シンクロトロン放射は考えられている程度のエネルギー（数十 MeV）の電子ではこれも小さい。コヒーレントなシンクロトロン放射（電子サイクロンメーザー）ではコヒーレンスの程度によっては放射が桁違いに大きくなる可能性があるがいまはこの問題にはふれない。一番問題であるのはビームがキャビティと相互作用をしての放射である。キャビティの寸法はリングのサイズと同程度であり、ビームにしたがって誘起されて壁を流れるイメージ電流は壁に沿って折れ曲がり、放射を出す。キャビティによってビームが加速される逆過程であると思ってもよい[30]。

多数のキャビティの連続している場合に解析的な結論を得るのは極めて難しいが、Keil [31]による結論のみを記述する。放射損失はリングの全電荷  $N_e$  の二乗に比例し、したがって多数のキャビティを含む加速構造のなかでの平均電場を  $E$  として、単位長さあたりの加速によって得るリング内のイオン（プロトン）の軸方向エネルギー増加率  $dU/dz$  は、

$$dU/dz = EeN_e - A(eN_e)^2$$

と書ける。 $A$  は加速空洞およびドリフト管の内径に強く依存する定数であり 20 cm の内径を仮定すると、 $E = 5 \text{ MeV/m}$  の電場として  $N_e = 3 \times 10^{13}$  ではすでに実効的加速電場はその半分になる。いかにしてもこの値を大きくは超えられない。後に示す理由によってドリフト管の半径は大きくとることはできない。

Keil の分析が正しいとすれば、これだけの理由から

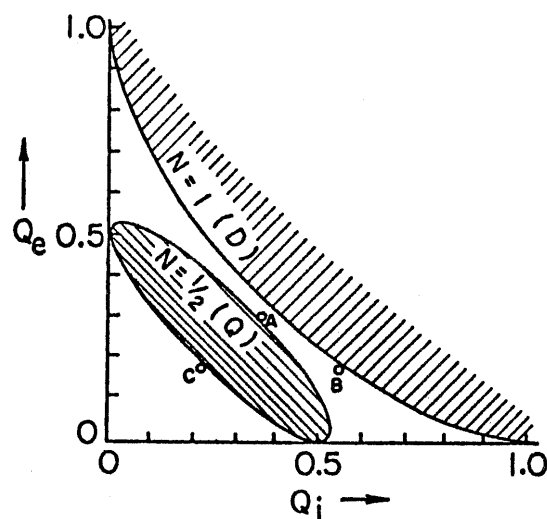


Fig. 8 Electron-ion instability pattern.

も素粒子加速器としての ERA の将来はない。ここで考えている大電流相対論的電子リングは、デバイ波長がリング小半径と同程度あるいはそれ以下であり、それ自身(非中性)プラズマであり、プラズマとしての様々な巨視的、微視的不安定にさらされている。さらに強大な自己電場が不安定のエネルギー源として存在している。その意味では中性プラズマより一層不安定である。最も厳しいと思われる不安定について簡潔に述べる。

#### (1) 磁場に垂直方向の巨視的不安定

磁場に垂直方向にプレセッションする変位の不安定である。特別の手段を施さなければ、導体壁を流れるイメージ電流、電荷で安定化されるがそのため全電荷  $N_e$  に、

$$N_e \leq (2^{3/2} \pi \gamma a) / r_c (Z_T / Z_0)$$

の制限ができる。 $r_c$  は電子古典半径、 $Z_T$  は加速構造とビームとの結合インピーダンス、 $Z_0$  は真空のインピーダンスである。この不安定は実際上の制限とはならない。

#### (2) 電子-イオン不安定

イオン集団と電子流との径方向の相互の運動が小さいときには摂動として扱うことができ、sinusoidal な形で表される。その周波数は tune shift  $Q_e$ ,  $Q_i$  で表現されるが、それらの和が整数 (dipole mode) もしくは半整数 (quadrupole mode) のときには場の摂動との間に共鳴が生じてリングが破壊される。これらの事情はベータatron 磁場中の荷電粒子の運動の際に表れる現象とよく似ている。それぞれの tune shift は

$$Q_i^2 = N_i r_c R / (2\pi \gamma a^3)$$

$$Q_e^2 = N_e r_c R / (2\pi m_i \gamma a^2 / m_e)$$

と評価され、いわゆるネクタイダイアグラムに似た Fig. 8 であらわされる。斜線が共鳴のための禁止域で、リングの tune shift 領域にかなり近く、リングの制御には細心の注意を払わなければならない。

#### (3) 角度方向不安定

磁場中を旋回する荷電粒子流が負質量不安定 (negative mass instability) を起こすことはよく知られている。ビーム粒子のエネルギーに幅  $\Delta E$  をもたせ、かつ導体壁をリングに近づけることによって安定化される。このとき全電子数  $N_e$  は

$$N_e \leq \gamma R (\Delta E / E)^2 / [2r_c |Z_n| / nZ_0]$$

の制限を受ける。 $Z_n$  は角度方向の結合インピーダンスで、ビームと導体壁の形状で決まる定数である。導体壁をあまりリングから離してはおけない理由がここにある。

$\Delta E / E$  の見積りはリングの生成法と密接な関係があり、各パラメータはお互いに関係づけられているので、その間で妥協が必要である。細部は省略して  $eE$  は 6.4 MeV/m 以下となる。

以上によって加速の機構には様々な要素が複合して(複雑系の特徴)、加速電場限界はそれらの妥協によって定められる。磁場  $B$ 、導体壁半径  $R$ 、イオンと電子群の tune shift,  $\eta$ ,  $(\Delta E / E)$  を所与の量としてイオン密度と電子密度との比  $f$ 、リング小半径  $a$ 、限界電子数  $N_e$ 、加速電場  $eE$  等をこれまでの議論から導出すると

$$f = (Q_e / Q_i)^2 \times (m_e / m_i) k B R$$

$$a = (1 / 2.36) (\Delta E / E) R$$

$$N_e \sim (2.36 / 8) (377 / 300) \kappa B R^2 (\Delta E / E) / r_c$$

$$eE \sim 8.3 B / 2 \eta [\text{MeV/m}]$$

これらのすべての不安定を制御し得るとしても現在の加速器の性能を大幅に超えるような設計は難しい。

#### 4.3.2 重イオンの磁気加速

定常的イオン加速とも呼ばれる。キャビティを用いる加速方式では放射損失のためと角度方向の不安定のために高エネルギー素粒子加速器としての将来はないと判定された[31]。しかし  $z$  方向の磁場が定常的に、 $z$  にしたがって緩やかに小さくなっているような配置を考え、リングは常に壁近くにある(壁径も緩やかに大きくなる)か、内部導体棒の挿入によって、角度方向の不安定を制御できるようにすることができれば、リング粒子は磁力線にしたがい旋回半径を小さくするかわり、 $\theta$  方向のエネルギーが  $z$  方向に転換される。いいかえるとリングは  $z$  方向に“自然に、かつ定常的に”加速される。これを磁気加速という。時間的に定常であるかわりに  $z$  方向には限りある形となる。パラメータを予測すれば  $R = 4 - 6$  cm,  $a = 0.1 - 0.2$  cm,  $N_e = 1 - 4 \times 10^{13}$ ,  $N_i = 1 - 2 \times 10^{11}$ ,  $\gamma = 40 - 70$ ,  $B = 20$  kG,  $\eta = 2$ ,  $\Delta E / E = 0.1$ ,  $eE = 50$  MeV/m となる。これも極めて魅力的といえるわけではない。

かくして ERA が生き残り得るとすれば、ERA が本質的にイオン種を選ばないことを利用し、リングの中に多価イオンを閉じ込め、これを  $Z$  方向に加速するスキームが今のところ最上の案である。ほとんど完全に電離した重イオン(荷電  $Ze$ )を用いればプロトンとの質量比だけエネルギー利得が上がり実効的な加速効率を 10 - 40 倍増大させることができる。重イオンの磁氣的加速が残されたただ一つの可能性であるとするのが 1980 年頃には ERA 研究者の中ではほぼ一致した見解となってい

た。1978年カリフォルニア大学アーバイン校で開催された第3回国際会議は、ある意味でERA研究を締めくくるとなった。この間ガルヒンでは基本的にERA加速が動作することをわずかに数百 keV であったが確認した。ドブナでは  $5 \times 10^{11}$  の  $^{14}\text{N}$  イオンを  $4 \text{ MeV/m} \cdot \text{nucleon} \cdot \text{m}$  の率で加速するのに成功した。期待には添えずとも、ERAは実際に働くのである。

「これらの実験結果は加速器物理学においてかつて企てられた最も困難な実験における、7年を越える努力の頂点を示している。これらの結果は主としてドブナ/ガルヒングループの努力によるものである。しかしながら彼らの結果でもかつて予測された限界が不正確である、あるいは間違っているという論拠もまた見出されることがなかった。ERAは理論や希望的観測の段階から抜け出したが重イオン加速器として実際に使用できるようにな

るまでにはまだなすべきことが多く残っている。」これは事実上のERA研究の終結宣言であった。すぐにパークレー、ガルヒン、メリーランドのグループはその研究を中断し、ドブナは長く沈黙を守り続けている（最近の情報によればドブナの装置自体はなお健在であるが、資金不足のため事実上運転されていない）。

#### 4.3.3 定常的リング生成と磁気加速 ERA

これまた多くの研究論文があるが、ここには詳細にわたって述べる余裕がない。Fig. 9によれば  $\gamma$  を40とすれば  $z \sim 200 \text{ m}$  でほぼ加速イオンの質量と等しいエネルギーを得る。この時磁束密度は最終段階で最初の値の0.2-0.3である。 $g$  はイオンの負荷を表すパラメータである。原子量  $A$  が100くらいとすれば安全のために係数3-4を含めて100-200 MeVで魅力があるといつてよい。ソビエトの実験ではこれくらいの加速効率は既に実現されている。

リング形成に関しては2つの方法があり、それを詳しい説明抜きで Fig. 10, Fig. 11 に示す。一つは、ビーム接線入射→リング形成→リング押し出し→内部導体による安定化→磁氣的加速のシーケンスを採用し、今一つはカusp磁場にホロービームを入射して定常的にリングを作るやり方である。この時はビームの速度を遅らせてほぼ静止状態を実現した後、イオンを負荷して磁気加速に移行する。抵抗性コイルを通過させてビーム速度を減速する方式もあるし、ミラー磁場によるやり方も試みられている。

特に静的なリング形成の手法はカusp磁場を用いる方

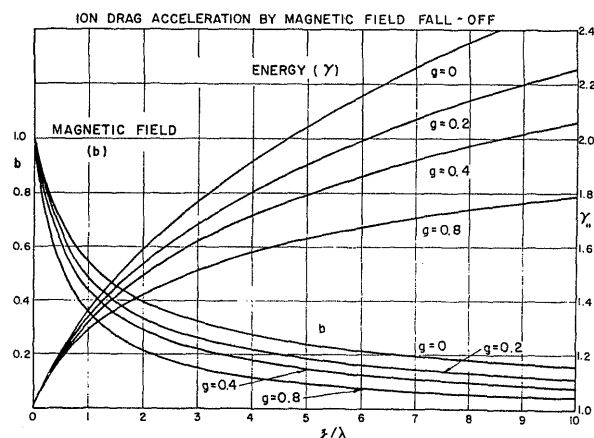


Fig. 9 Heavy ion acceleration (evolution with time).

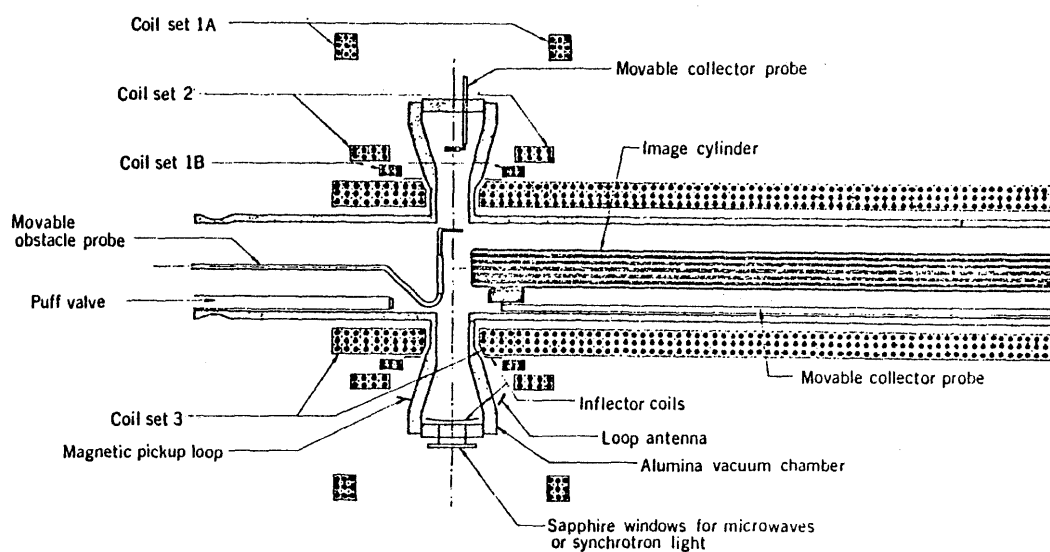


Fig. 10 Ring compression ERA and static ring formation with cusp magnetic field.

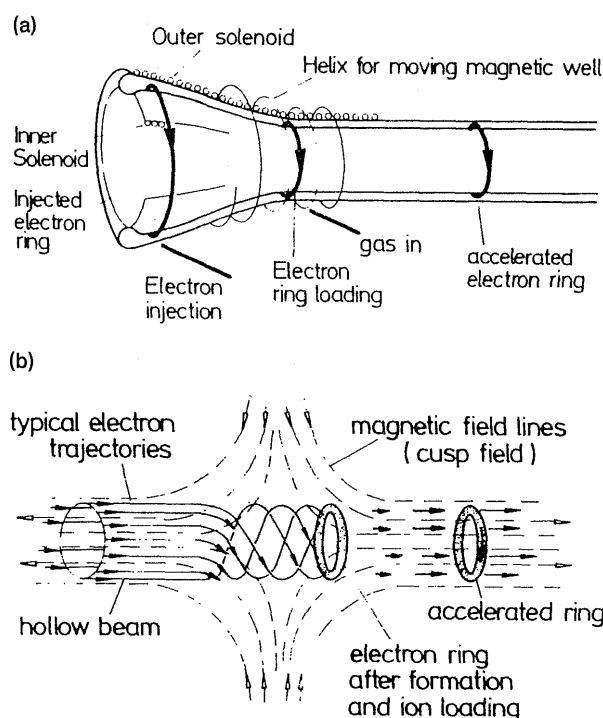


Fig. 11 Static ring formation, a) ERA Converging solenoid field, b) ring formation by passage through cusp field.

式で実験的にはなおたくさんの課題を残すとはいえ、すべての過程が断熱的に進行する（カusp通過を除き）のは極めて魅力的である。この方式の実験は主としてメリーランド大学で行われた。私事であるが、筆者は1975-76年にこの計画に参加した。日本人が本格的ERA実験にかかわった唯一の例である。

#### 4.3.4 重イオン加速 ERA

重イオン加速に伴ういくつかの問題を検討する。リングへのイオン入射としては、中性の原子の流れをリングに入射するやり方がある。質量数が大きい原子は入射後リングの電子によってイオン化されるがその過程は正確に推測できない。ほとんど完全に電子を剥ぎ取るようなイオン源は（研究されてはいるが）まだ実現していない。パフでガスを入射しなるべく早くイオン化して、イオン負荷リングがBudkerの意味で自己収束の条件を満たす程度に止めるのがよい。イオン化の時間にもいろいろの議論があるが、Levyによる見積もりをFig. 12に示す。

このような形式の重イオン源の構想は既に前例があり、HIPACと呼ばれている。詳細は関係文献に譲るが、1966年のPhysical Review誌に発表されたこの論文は著者にかのH.A. Betheが加わっていたこともあり、注目を集めた。ERAとの違いは磁場方向の加速を考えてい

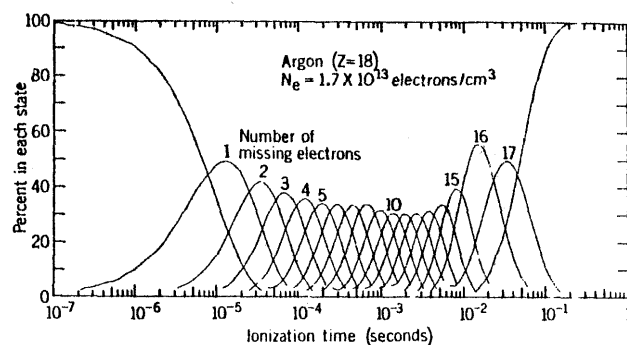


Fig. 12 Ionization time for each charge state.

ないために、リングはトカマクのようなトロイダルリングに沿う磁場によって、（必要とあればその他の安定化磁場を加えて）閉じ込められる。電子群は最初壁の近くに置かれたフィラメントで作られ、 $E \times B$ のドリフトで内部に入り雲を形成する。ガスのイオン化でイオンをポテンシャルの中に捕獲することができれば、イオンがポテンシャルに相当するエネルギーを獲得し、ガスはイオン化によって荷電数も増加する。実際に予備的な実験を行って400 keVのポテンシャルの谷を観測している。数年足らずして実験は中断したが、重イオンの利用が問題になっている昨今では再検討される余地がある。

ガルヒンの設計例によれば10 MeV/nucleonの加速が実現されたとして平均イオン化度が10程度として400 MeV/mの程度の加速が得られる。数mの加速器でGeV加速器が実現できる。設計はいささか古いが、結論は今考えてもほぼ妥当であろう。ことがうまく運ばば、リングの小半径1-2 cm,  $z$ 方向速度は $10^8$  cm/s程度、重イオン数は $10^{10}$ くらいであるから、等価的イオン電流としてはピーク値100 mA, nucleon強度にしてピーク10 A位のイオン電流（パルス幅1-10 ns）が得られることになる。この値は期待してよいものである。翻って考えると磁気加速を含めてERA研究の終焉は、これからの道程があまりに困難に満ちたものと予想される（核融合制御と同様に）こともあるが、物理的に解析が限界になったと認識されたわけではなく、研究の費用の枯渇など、社会的要因によるものが大きい。過去の線形加速やERA研究について語ることが、それらの挽歌を歌うことになるのか、それとも再生の機縁となるのかはまだ明らかではない。

#### 参考文献

特にERAについては一般的に文献[12]とそこに引用された文献を参照すること。ERA研究では研究所とし

ての内部資料が多いが、(かなりの部分は筆者によって集録されている) それだけ、かつてはERAがその重要性に鑑み、秘匿性をもった研究であったとも言える。このためにERAについての文献は今日入手しにくいものが多い。ERAの論文紹介はなるべく圧縮し、線形集団加速の部分について重点を置いた。

- [1] 山崎泰規: 粒子線物理学 (丸善, 1994).
- [2] S. Humphries, Jr., "*Principles of Charged Particle Acceleration*" (John Wiley & Sons, 1986).
- [3] "*New Techniques for Future Accelerators*" ed. by M. Pulisi, S. Stipcich and G. Torelli (Plenum Press, 1986).
- [4] H. Alfvén and P. Wernholm, *Arkiv Fysik* **5**, 175 (1952).
- [5] G.I. Budker, *Proc. CERN Symp. High Energy Accel.*, CERN, (Geneva 1956), Vol.1, p.68; G.I. Budker and A.A. Naumov, *Proc. CERN Symp. Energy Accel.*, CERN, (Geneva 1956) Vol.1, p.76.
- [6] A.A. Plyutto, *Zh. Eksper. I. Teo. Fiz.* **39** 1589 (1960).
- [7] S.E. Graybill and J. R. Uglum, *J. Appl. Phys.* **41**, 236 (1970).
- [8] C.L. Olson, *Fiz. Plazmy* **3**, 465 (1977).
- [9] W.H. Bennett, *Phys. Rev.* **45**, 890 (1934); W.H. Bennett, *Phys. Rev.* **45**, 1584 (1934).
- [10] J.D. Lawson, *J. Electronic Control* **3**, 587 (1957); J.D. Lawson, *J. Electronic Control* **5**, 146 (1958); J.D. Lawson, *Particle Accel.* **1**, 41 (1970); J.D. Lawson, P.M. Lapostolle and R.L. Gluckstern, *Particle Accel* **5**, 61 (1973); J.D. Lawson, *Plasma Phys.* **17**, 567 (1975).
- [11] T.J. Fessenden, Report UCID-16527, Lawrence Livermore Laboratory (1994); B.N. Breizman and D.D. Ryutov, *Nucl. Fusion* **14**, 873 (1974).
- [12] C.L. Olson and U. Shumacher, *Collective Ion Acceleration* (Springer-Verlag, 1979).
- [13] C.L. Olson and U. Shumacher, *Collective Ion Acceleration* (Springer-Verlag, 1979) p.12.
- [14] C.L. Olson, *Particle Accelerator* **6**, 107 (1975).
- [15] V.I. Veksler, *Proc. CERN Symp. High Energy Accel.*, (CERN, 1956) Vol. **1**, p.80; V.I. Veksler, *Atomnaya Energiya* **2**, 525 (1957); J.D. Lawson, *Particle Accel.* **3**, 21 (1972).
- [16] Ya. B. Fainberg, *Plasma Phys. (J. Nucl. En. Part C)* **4**, 203 (1962).
- [17] M.V. Nezlin, *Physics of Intense Beams in Plasmas* (Institute of Physics Publishing, 1993).
- [18] L.E. Thode and R.N. Sudan, *Phys. Fluids* **18** 1564 (1975).
- [19] M.S. Labinovich and V.N. Tsytovich, *Particle Accel.* **5**, 99 (1973); V.N. Tsytovich, JINR reprint P9-5090 Dubana, USSR.
- [20] J. Jancarik and V.N. Tsytovich, *Nucl. Fusion* **13**, 807 (1973).
- [21] V.N. Tsytovich, *Usp. Fiz. Nauka* **89**, 89 (1966); S.A. Kaplan and V.N. Tsytovich, *Phys. Report* **7**, 1 (1973).
- [22] S.D. Putnum, *Bul. Am. Phys.* **14**, 1048 (1969).
- [23] C.L. Olson, *Bull. Am. Phys. Soc.* **18**, 1356 (1963); C.L. Olson, *Phys. Fluids* **18**, 585 (1975); C.L. Olson, *Phys. Fluids* **18**, 598 (1975); C.L. Olson, *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22* # 3, 962 (1975).
- [24] A.A. Irani and N. Rostoker, Report 76-16, University of California, Irvine (1976).
- [25] J.W. Poukey and C.L. Olson, *Phys. Rev. A* **11**, 691 (1975).
- [26] C.L. Olson, *Bull. Am. Phys. Soc.* **18**, 1369; C.L. Olson, Report SLA-873-0865 Sandia Lab. (Jan. 1974); C.L. Olson, *Proc. IX Int. Conf. High Energy Accel.*, SLAC (Stanford California, May 1974).
- [27] C.L. Olson, J.W. Pukey, J.P. VanDevender and J.S. Pearlman, *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-24* # 3, 1659 (1977).
- [28] L.J. Laslett, A.M. Sessler, *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16* 1034 (1969).
- [29] D. Mohl, L.J. Laslett and A.D. Sessler, *Particle Accel.* **4**, 159 (1973).
- [30] R.D. Hazeltine, N.N. Rosenbluth and A.D. Sessler, *Jour. Math. Phys.* **12**, 502 (1971).
- [31] E. Keil, *Nucl. Instr. Meth.* **100**, 419 (1973).