

クラスターイオン用誘導加速マイクロトロン

INDUCTION MICROTRON FOR CLUSTER IONS

高山 健^{#, A,B,C)}, 安達利一^{A,B)}, 和気正芳^{A)}, 岡村勝也^{A,B)}
 Ken Takayama^{#, A,B,C)}, Toshikazu Adachi^{A,B)}, Masayoshi Wake^{A)}, Katsuya Okamura^{A,B)}
^{A)} High Energy Accelerator Research Organization (KEK)
^{B)} The Graduate University for Advanced Studies
^{C)} Tokyo Institute of Technology

Abstract

An induction microtron capable of repeatedly accelerating cluster ions is proposed. It is shown how induction acceleration technique can be employed. A typical example of such a induction microtron for C-60 is presented.

1. はじめに

1990年代初めにオルセーのタンデム加速器でクラスターイオンの加速に成功した後[1]、クラスターイオンが持つ高いエネルギー密度に起因する標的の物質原子に与えるエネルギー付与の非線形効果に興味が集まった。以降、内外で高速クラスターイオンを使った研究が盛んになって行った。国内では JAEA 高崎研と筑波大タンデム加速器センターの仕事が良く知られている[2]。

クラスターイオンを高速に加速する手段は静電加速器しか存在しなかった。静電加速器の放電限界から、得られる電圧は 20 MV 程度である事が知られている。オルセーのそれは 14 MV 程度での加速であった。もし円形加速器で繰り返し加速することが可能であれば、より大きなエネルギーを獲得できるのは自明である。既存円型加速器の代表的存在はサイクロトロンとシンクロトロンである。加速媒体として共振器に励起する高周波を使う高周波加速器には所謂周波数のバンド幅が存在する。可変なバンド幅はせいぜい一桁程度である。

クラスターイオンの質量数/電価数のパラメーターは通常の重イオンのそれを大幅に越える。

C-60 $A = 720, Q=1-7 \rightarrow A/Q = 10^2 \sim 7 \times 10^2$
 アルブミン $A > 10^4, Q=1-50 \rightarrow A/Q = 2 \times 10^2 \sim 10^4$

このパラメーターは高周波で加速可能な限界を越えている[*]。従って、これまで円型加速が試みられた例はない。最近、クラスターイオンを含む全てのイオン種をその取り得る電価数で加速可能としてデジタル加速器（大型の入射器を用いない誘導加速シンクロトロン[3]）が実現された[4,5]。デジタル加速器での誘導加速には加速周波数のバンド幅の制限が無いので、まだ試みられてはいないが、理論的にはクラスターイオンの加速は可能である。

一般に円型加速器で得られる最大の核子エネルギーは下記の式に与える様に単純にガイド磁場の磁束密度と曲率半径で決まる。

$$(E/A) = mc^2 \cdot \gamma = mc^2 \sqrt{1 + \left[\left(\frac{Q}{A} \right) \cdot \left(\frac{e}{mc^2} \right) \cdot c \cdot B \rho \right]^2}$$

従って、余程大型のリングを使用しない限り、静電加速器で得られるエネルギーを越えるのは難しい。一般に巨大加速器を運用する研究機関は高エネルギー物理をミッションとしているので、クラスターイオンには興味はない。LHC でクラスターイオンを加速する事はまず期待できない。そこで小型の円形加速器での加速を考えるわけだが、小型の円型加速器は必然的に曲率半径が小さい。その様な小型の円型加速器でどこまで魅力あるエネルギーまでクラスターイオンを加速できるかはガイド磁石の磁束密度によって決まる。想定する最大磁束密度から一意に決まるイオンエネルギーを静電加速器で与える場合に必要な電圧 V の関係を見ると一目瞭然である。

ここでは KEK デジタル加速器を例にとってみよう。曲率 $\rho = 3.3\text{m}$ 仮定し、C-60 の場合に以下の式を用いると、

$$V[\text{volt}] = \left(\frac{A}{Q} \right) \cdot \frac{mc^2}{e} \cdot \left(\sqrt{1 + \left[\left(\frac{Q}{A} \right) \cdot \left(\frac{e}{mc^2} \right) \cdot c \cdot B \rho \right]^2} - 1 \right)$$

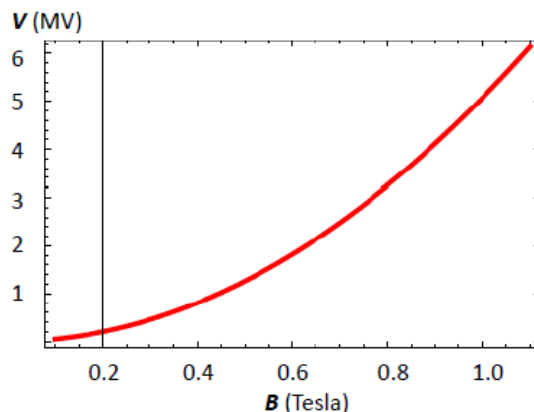


Figure 1: Equivalent voltage vs. guiding flux density

takayama@post.kek.jp

デジタル加速器の最大磁束密度 B_{max} は 1.1 Tesla であるので、6 MV の静電加速器で得られるエネルギー程度にしかならない。これでは円型加速をする意味はない。

この限界を越える比較的小型のクラスターイオン用の円型加速器として取り得る選択は以下の 3 案である。

1. LHC などの超高磁場 (8.5 Tesla) を発生し得る超伝導電磁石を用いた小型誘導加速シンクロトロン
2. 常伝導磁石を用いた誘導加速サイクロトロン
3. 常伝導磁石或いは Super-ferric 電磁石を用いた誘導加速マイクロトロン

1. は磁束密度を、2, 3 は曲率半径を大幅に変える事によって、既存静電加速器では達し得ない高エネルギーのクラスターイオンの実現が可能になるであろうと考えられた。しかし、1. の案は最大磁場に比してオーダーで小さい入射磁場の安定性の問題、早い磁場ランピングが不可、大口径に発生させる超高磁場の難点と云う欠点がある。2. の案はクラスターイオン用加速器として数年前に検討された[6]。イオン軌道半径の遷移幅がとても大きく (~ 2m)、断面がレーストラック形状をした巨大な誘導加速セルが必要になる。技術的にもコストの観点からも、その製作は容易ではない。一方、マイクロトロンでは誘導加速セルを置く直線部の軌道は入射から取り出しエネルギーまで常に同じである。従って、誘導加速シンクロトロン用に開発したトロイダル形状のコンパクトな加速セルがほぼそのまま使用できる。以下にこの誘導加速マイクロトロンの概念を解説する。

2. 誘導加速マイクロトロンの概念

電子マイクロトロンが第二次大戦前後に、旧ソ連の V.I.Veksler、伊藤順吉・小林大二郎 (大阪大)、J.S.Shwinger、L.I.Shiff によって独立に提案された[7]。1970 年代から原子核実験用の電子の加速器として、古典的マイクロトロンから進化したレーストラック型のマイクロトロンが各地で設計・建設された。基本的に円型加速器と云うよりも一回の加速周期の間に直線部に置いた線形加速器を複数回使用する加速器と言った方が正しいかもしれない。軌道が分離するセクションではターン毎に異なるビームトランスポートを通過する。ターン毎の線形加速器でのエネルギーゲインが大きいので、必然的にターンセパレーションが大きくなる。加速サイクル当たりの周回数多くても三十回程度である。電子マイクロトロンでは電子のバンチ周回とマイクロ波との Synchronization が最大の設計要素であった。

一方、誘導加速セルの平均加速勾配 (~ 20 kV/m) は電子用のマイクロ波加速管 (~ 10 MV/m) と比べると小さい。従って、周回当たりのエネルギーゲインは小さい。ターンセパレーションは僅かなものである。このため軌道遷移領域には一切物を置く事はできない。この理由から誘導加速マイクロトロンは

加速周期内で、徐々に加速器周長が長くなる円型加速器と云う描像がもっとも相応しいだろう。イオンバンチの周回と加速電圧パルスとの間に Synchronization は必要であるが、デジタル加速器の加速制御と全く同じく、任意のタイミングで閉じ込めと加速用の電圧パルスを発生できるので、可変軌道長への注意は原理的に必要無い。

軌道周回のためには偏向角 180 度と 90 度の電磁石を用いた物が一般的である。偏向磁石以外の入・出射機器と誘導加速セルを加えた誘導加速マイクロトロンの概念図を図 2a,b に示す。

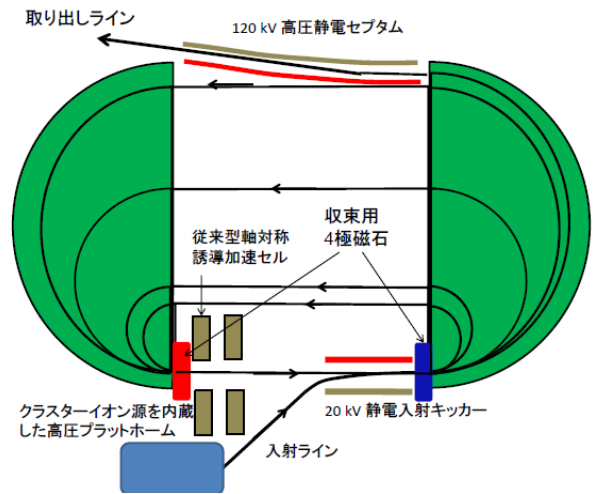


Figure 2a: Induction Microtron with 180 degree bending magnets

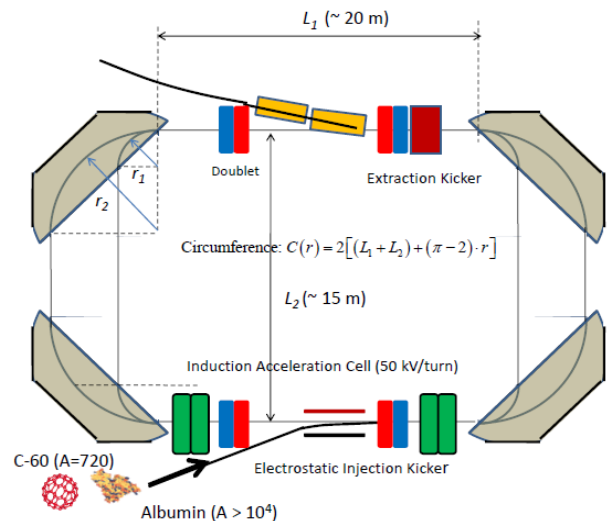


Figure 2b: Induction Microtron with 90 degree bending magnets

図 2a に示す 180 度偏向磁石を用いるタイプはプロトタイプの実証試験用としては可能かもしれないが、実用機としては、磁石サイズを考慮すると現実的ではないであろう。ここでは図 2b に示す 90 度偏向磁石 4 台から構成される、Double-sided Microtron と呼ばれるタイプについて考察してみる。

対称性から直線部にはビームオプティクスを決め

る Doublet が対称に配置されるだろう。入射・出射機器もこの直線部に配される。残りのスペースの大部分を誘導加速セルが占有し、他の残りスペースに、軌道補正システム、位置モニター、イオン電流モニター等が配される。ガイド磁石の偏向角が 90 度であるので、必然的にイオンビームの磁石端面への入射角度、端面からの出射角度は何れも 45 度である。これは軌道の垂直方向にとっても大きな発散力を与える。かくして、上下の直線部以外、加速と共に断熱的延びる周長と云う条件の下に、Doublet による収束、偏向磁石による edge focus、偏向磁石の磁場勾配等で決まる軌道安定性の考察が最も大きな設計要素となる。

3. イオンビームと加速器コンポーネント

3.1 クラスタイオンパラメーター

ここでは簡単のため C-60 ($A = 720, Q = 7$) のみ考える。周回当たりの誘導加速電圧を 50 kV、1000 ターンで 50 MV の電圧を印加するマイクロトロンを仮定する。又、常伝導の電磁石の磁束密度は 1.5 Tesla で固定する。イオン源は 200 kV の高圧プラットフォームに配置されている。入射から 1000 ターンまでの偏向磁石内での曲率半径を下図に示す。

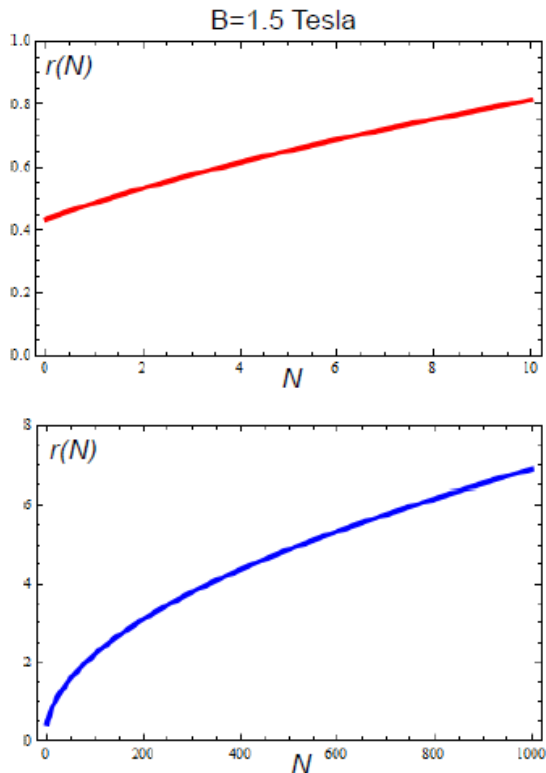


Figure 3: Bending radius (m) vs. turn

この結果から、90 度偏向磁石の front edge の長さは 10 m 長になる。

3.2 偏向電磁石

過去に、この種の偏向磁石が Mainz 大学原子核研究所の Double-sided Microtron 用として製作され、現

在稼働している[8]。この磁石を図 4 に示す。front edge の長さが 7 m、有効長は 6.5 m である事が知られている。それと比較するともう一回り大きな磁石になる。

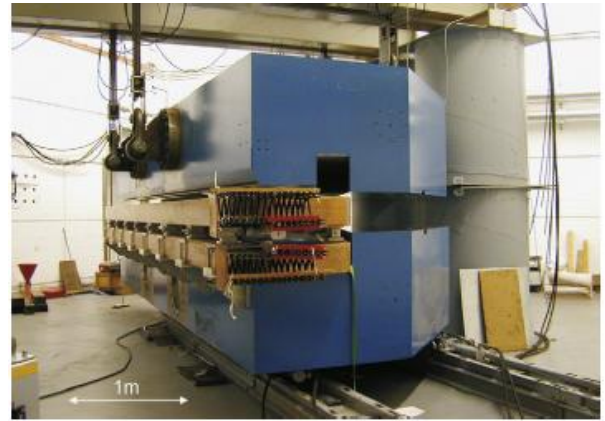


Figure 4: The Harmonic Double-sided Microtron Magnet of Mainz University [8]

3.3 収束磁石

Doublet を構成する 4 極磁石はパターン電源で加速周期内に一定のパターンで励磁される電磁石であり、特別なものではない。

3.4 誘導加速システム

基本的にはデジタル加速器に使用されているシステムから外挿される。セル当たりの出力電圧 3 kV の Finemet を磁性体として用いた誘導加速セルを開発中の SiC デバイスをスイッチング素子として搭載したスイッチング電源で駆動する。従来のスイッチング電源は 28 個の MOSFET を素子として使用しているが、これをスイッチングアーム当たり 2 個の SiC デバイスに置き換えることにより、電源制御が大幅に簡素化されるであろう。図 5 にプロトタイプの実ビーム負荷試験を行っている様子を示す[9]。

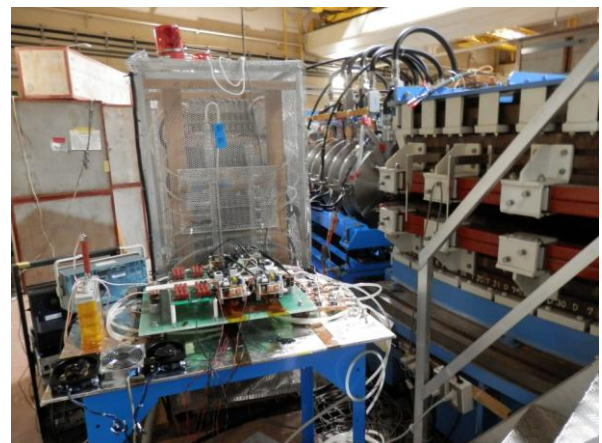


Figure 5: Switching power supply employing SiC devices, induction cells and bending magnet (right) in the KEK digital accelerator

3.5 入射・取り出しシステム

クラスターイオン源は $V_0=200$ kV の高圧プラットフォームにマウントされるので、イオンは QeV_0 のエネルギーを持ってマイクロトロンに入射されるのを前提とする。これはデジタル加速器のそれと全く同じである。従って、入射も同じ静電入射キッカーが用いられる[10]。長さ 0.8 m 長のアルミ平行平板間に入射前に 20 kV 程度の高圧を印加しておく。上流のビームチョッパーでチョップされたイオンビームが入射終了後、この高電圧は 1 μ sec 程度でオフされる。この為のスイッチにはサイラトロンではなく、SIThy を 10 段に直列にスタックした半導体 Matrix Array が用いられる。寿命は半永久的であることを期待している。静電入射キッカーとオフスイッチ、その動作特性[11]を図 6a,b,c に示す。



Figure 6a: 20 kV Electrostatic Injection Kicker

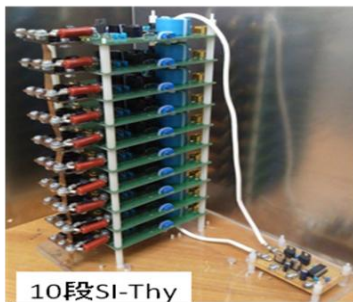


Figure 6b: SIThyristor package (新電元) and Its Matrix Array

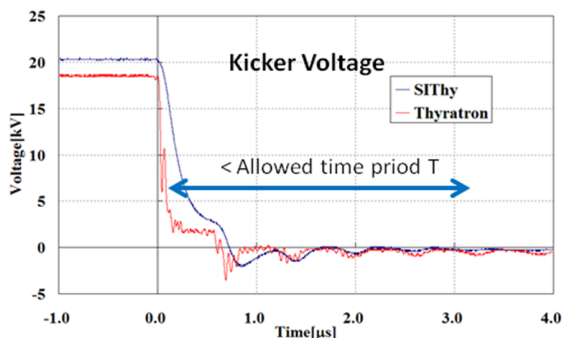


Figure 6c: Time profile of high voltage off process

4. 横方向軌道の安定性

先に言及したように、誘導加速マイクロトロンは加速と共に断熱的に周長が延びるシンクロトロンであると云う仮定を置く。そうすると、短い時間間隔では加速器リングのベータatron振動によって横方向運動が完全に定義できる。固定の直線部の中央を対称点とした 2 階対称の Lattice を持つリングに他ならない。模式的にそれを図 7 に示す。

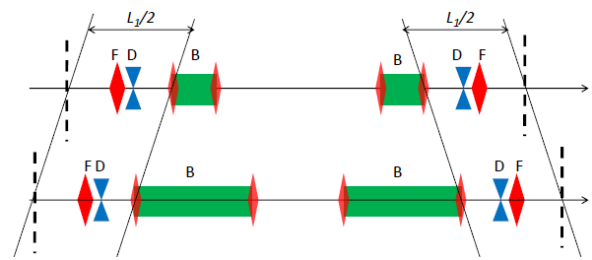


Figure 7: Half Lattice of Induction Microtron (upper and lower: in an early/middle stage of acceleration, respectively)

Mainz 大の HDSM の設計の段階では、可能な幾つかの Lattice が検討されている。最終的には上記 Doublet、偏向磁石に勾配を付けた機能結合型の偏向磁石と軌道遷移領域に配置する収束磁石で構成される Lattice が採用された。誘導加速マイクロトロンでは軌道遷移領域に収束磁石を置く解は存在しないので、ここでは Doublet と偏向磁石に勾配を付けた機能結合型の偏向磁石に Reversed field strip と呼ばれる主偏向磁石の edge focusing を緩和するための逆磁場領域を開口部正面に設けた構成を考察する。

4.1 Edge focusing と偏向磁石内の弱収束

偏向磁石への入射・出射角 45 度は水平方向に強い収束効果、垂直方向に強い発散効果を持つ。また、垂直方向に強いフリッジングの効果も存在する。これらの収束・発散によって定義できる焦点距離はエネルギーに依存しない。偏向磁石内の通過中、水平方向は遠心力とローレンツ力のアンバランスに伴う弱い収束力が働く。エネルギーと共に曲率半径が大きくなるので、これによる焦点距離は変化する。

4.2 勾配と Reversed filed strip を持つ偏向磁石

横方向に発散効果、垂直方向に収束効果を持つ磁極構造に工夫を加えた偏向磁石を仮定する。勾配 $B'/B=0.7$ [m]⁻¹, $B_{peak} = 1.5$ T に固定する。Reversed field の振幅と有効長はそれぞれ $B = 0.8B_{peak}$ と 0.2 m に固定する。磁石断面と磁場計算結果を図 8 に与える

4.3 リング周長

リングの全体を形作る図 2b 中の直線部距離 L_1 の誘導加速セル、入・出射機器、2 セットの Doublet を置くスペースを越える部分はパラメーターとなる。最大曲率半径の 2 倍以上の上下直線部の間隔 L_2 もまたパラメーターとして扱われる。

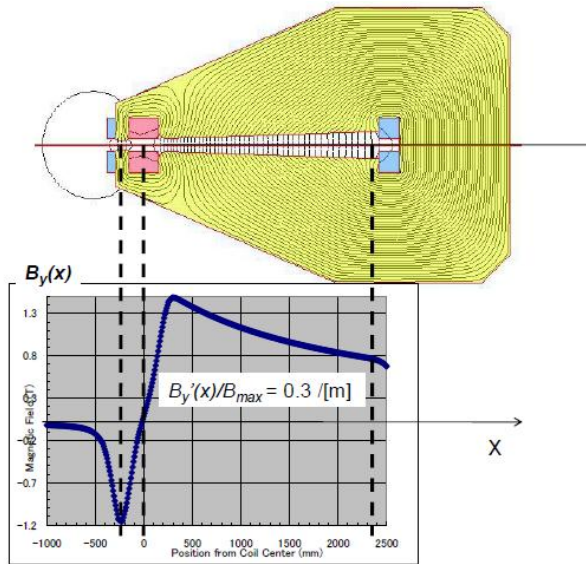


Figure 8: Cross-section of the bending magnet with gradient and reversed field strip and $B_y(x)$

4.4 安定性解析

まだパラメーターの最適化は出来ていない。プレリミナリーな段階である。ここでは図 2b の $L_1=20$ m, $L_2=15$ m を固定した。又、Doublet の有効長とその位置と間隔等も暫定的に他機器の配置と両立できる妥当な範囲で固定した。Doublet F,D の K-value をパラメーターとして、曲率半径 $\rho = 0.4$ m \rightarrow 7m の加速範囲内で、ベータートロン運動の安定解が得られる領域を探ると云う最も簡単な方法を採用した。

Edge focusing が両軸方向に複雑に存在するがこれを纏めて、偏向磁石全体、正面領域の軌道幾何学として図 9a,b に示す。

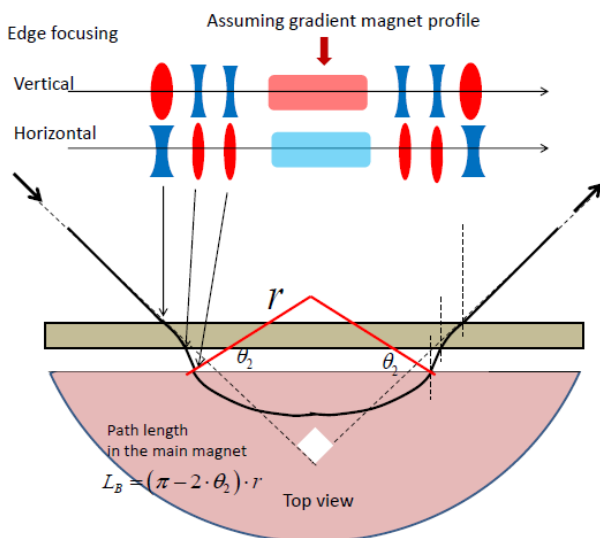


Figure 9a: Bending magnet with reversed field strip and edge focusing in both directions

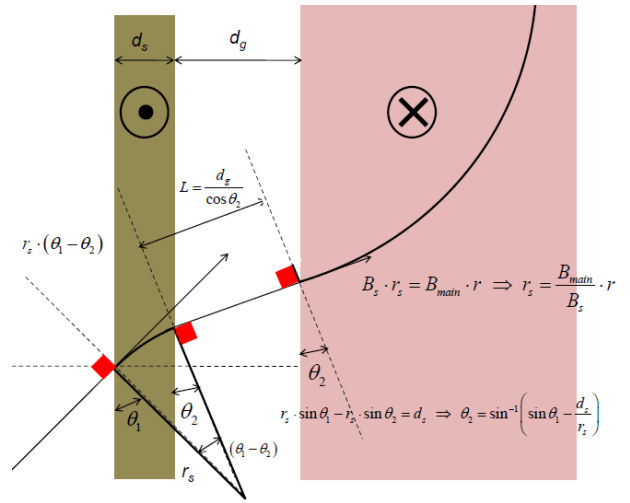


Figure 9b: Orbit geometry near the magnet entrance

通常のシンクロトロンでは加速中に主四極磁石の K-value を大きく変化させる事は先ずしない。軌道長が変化するマイクロトロンでは曲率半径或いは各エネルギーで安定領域にあるパラメーターの組み合わせを加速周期中に、即ち、入射エネルギー（最小半径）から取り出しエネルギー（最大半径）までの間時間軸に沿って移動させねばならない。水平方向と垂直方向のベータートロン運動が安定になるパラメーター領域を先ず求める。その後、安定領域に選択したパラメーター組み合わせで決まる Lattice 関数を計算する。結果を図 10 に与える。

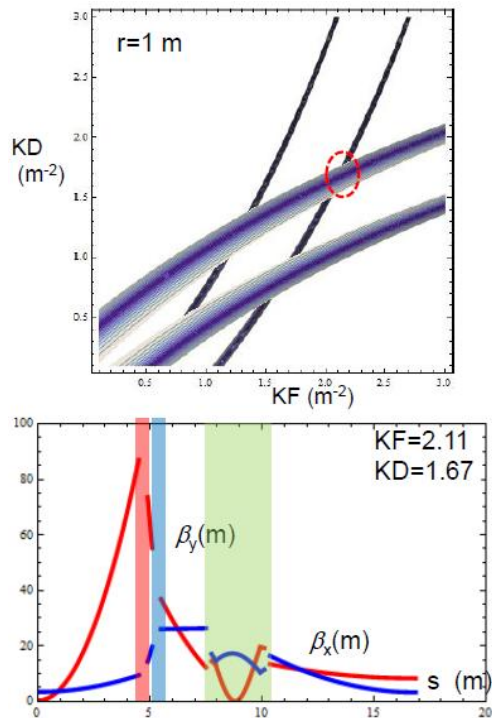


Figure 10a: Upper: Stable region in the parameter space for $r = 1$ m and Lower: beta-functions for x,y directions, positions of QF, QD, and bending magnet are shown.

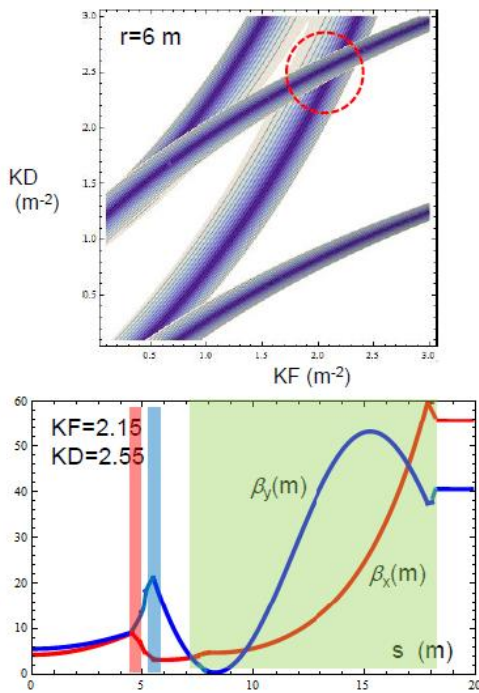


Figure 10b: Upper: Stable region in the parameter space for $r = 6$ m and Lower: beta-functions for x,y directions

軌道遷移領域の直線部に収束磁石を置けないので、どうしてもエネルギーの変化に従って、ベーター関数の極値を与える位置が移動する。言い換えると Beam envelope が加速周期内でダイナミックに変化する事を意味する。エミッタンスが大きい入射エネルギー段階で偏向磁石領域のベーター関数が小さいのは磁極間ギャップ長を大きくしないで済む事を示唆している。

加速周期内に Lattice が断熱的に変化するリングの大きな懸念は Betatron tune の時間変化に伴う非線形共鳴線の通過である。非線形共鳴を引き起こす非線形磁場の要素は偏向磁石であるが、まだ詳細な三次元磁場解析結果が出ていないので、その深刻度と対策は未知である。これらを含め、何れ、加速一周期に亘ってのビームトラッキングは不可欠である。その結果によってマイクロトロン「瞬時シンクロトン仮説」が正統化できるかどうかが決まるであろう。

5. 進行方向の安定性

この部分はデジタル加速器と全く同じ様に、閉じ込め電圧パルス（バリアー電圧パルス）と、加速電圧パルスを別々の誘導加速セルに発生する。チョップしたイオンパルスをバリアー電圧パルスが作るバケットに閉じ込めて捕捉する（図 11 参照）。加速の開始と加速終了のタイミングは任意に選び得る。直線部の軌道はエネルギーに依存しないので、任意のエネルギーでの取り出しも、蓄積も自在である。又、蓄積したビームを複数のバンチに分ける事も可能である。

電圧パルスのトリガーは、イオンバンチの周回信号をバンチモニターで検出し、その信号を元にスイッチング電源の半導体スイッチのトリガー信号として用いる[3]。

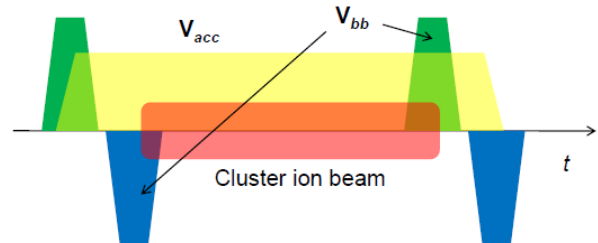


Figure 11: Ion bunch, barrier voltage V_{bb} , and acceleration voltage V_{acc} in time

5. まとめ

まだまだ Envelope 関数がアンバランスである。Doublet の位置の最適化が必要と思われる。軌道遷移領域の 90 度偏向磁石開口部はイオンエネルギーによって通過位置が異なるので曲率半径の関数で更なる工夫が可能かもしれない。

謝辞

筆者には誘導加速をマイクロトロンへ適用するアイデアはかなり早期からあったが、考察が深化しない状態が長くあった。1 年程前に東北大学サイクロトロンセンターの篠塚勉氏からマイクロトロンへの応用について強い興味が示された。これをきっかけにして、設計研究が開始された。

参考文献

- [1] H. Danmmak, A. Dunlop, D. Lesueur, A. Brunelle, S. Dellanegra, and Y. Le Beyec, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1135 (1995).
- [2] JAERI-Review 2004-009, MeV エネルギークラスターイオンと物質との相互作用及び照射効果に関する研究会要約集
- [*] 高いハーモニクス数での RF 加速なら可能だと云うコメントが時々なされるが、これは間違いである。周波数の変化の幅はハーモニクス数でそのままスケールするから、加速周期全体で見れば事情は何も改善しないのである。
- [3] T. Iwashita *et al.*, *Phys. Rev. ST-AB* **14**, 071301 (2011).
- [4] K. Takayama *et al.*, submitted to *Phys. Rev. Lett.* (2013).
- [5] T. Yoshimoto *et al.*, in this conference
- [6] K. Takayama, T. Adachi, H. Tsutsui, W. Jiang, and Y. Oguri, Proceedings of the 19th International Conference on Cyclotrons and their Applications in China, Lanzhou, Sept. 6-10 (2010) 331-333.
- [7] A. Roberts, *Annals of Physics* **4**, 115-165 (1958).
- [8] K.H. Kaiser *et al.*, *Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A* **593** 156-170 (2008).
- [9] K. Okamura *et al.*, submitted to IEEJ Trans. on Fundamental and Materials (2013).
- [10] T. Adachi and T. Kawakubo, *Phys. Rev. ST-AB* **16**, 053501 (2013)
- [11] T. Tanaka, A. Tokuchi, W. Jiang, T. Kawakubo, T. Adachi, and K. Takayama, presented at IEEE PPS 2013, San Francisco, CA, USA, June 16-21, 2013