

Study on Large-area Uniform Ion Beam Formation Using Multipole Magnets

Yosuke Yuri^{A)}, Nobumasa Miyawaki^{A)}, Tomihiro Kamiya^{A)}, Watalu Yokota^{A)}, Kazuo Arakawa^{A)},
Takashi Agematsu^{A)}, Ikuo Ishibori^{A)}, Hirotsugu Kashiwagi^{A)}, Satoshi Kurashima^{A)},
Takayuki Nara^{A)}, Susumu Okumura^{A)}, Ken-ichi Yoshida^{A)}, Mitsuhiro Fukuda^{B)}

^{A)} Takasaki Advanced Radiation Research Institute, Japan Atomic Energy Agency
1233 Watanuki-machi, Takasaki, Gunma 370-1292

^{B)} Research Center for Nuclear Physics, Osaka University
10-1 Mihogaoka, Ibaraki, Osaka 567-0047

Abstract

A large-area uniform irradiation of ion beams is widely utilized in various applications of charged-particle beams. We have theoretically studied on the uniform ion beam formation using multipole magnets which produce nonlinear focusing force. The multipole strength required for beam uniformization has been derived with respect to the Twiss parameters of the beam transport system. Application of the theory to the beam transport system of the JAEA AVF cyclotron shows that two-dimensional uniform distribution can be obtained at the target with two octupole magnets located at the separate positions. It is also found that the dependence of the emittance on the beam uniformity is weak, while the profile deformation of the cyclotron beam can affect the uniformity.

多重極電磁石を用いた大面積均一イオンビーム形成に関する研究

1. はじめに

荷電粒子ビームの応用において、均一な粒子フルエンスを有するビームは広く利用されている。日本原子力研究開発機構（原子力機構）イオン照射研究施設（TIARA）のAVFサイクロトロン^[1]においても、双極磁場を用いたビーム走査方式および散乱体を用いたビーム拡大方式の均一照射システムが導入されている。前者の場合、均一性は良いが試料全体を同時に照射できず、後者の場合、逆の特徴を持つ。両者の長所を併せ持つ方式を開発するため、我々は多重極電磁石を用いた“非線形集束方式”について検討を行っている。本方式は半導体の耐放射線性評価や燃料電池用電解質膜の開発等に利用される予定である。

2. 非線形磁場による分布の均一化

非線形磁場による均一ビームの形成の原理は1983年にMeadsにより提唱され^[2]、その後、奇数次非線形磁場によってビームの横方向実空間分布が均一化されることが示された^[3, 4]。ここでは、均一化に必要な多重極磁場強度とビーム光学系の具体的なパラメータの関係を導くために、彼らの解析をさらに進めた。

ビーム輸送系のモデルとして、図1に示すような光学系を考える。すなわち、 s_0 に位置する多重極電磁石でビームに非線形力作用させた後、四重極電磁石等から構成される線形要素で輸送し、ターゲット（位置 s_t ）で横方向分布が均一化されるとする。

簡単のため、縦方向を無視し横方向の運動を1次元的に考える。多重極電磁石は位置座標 x の冪級数形で表される理想的な非線形磁場、

$$B_x = \sum_{n=3}^{\infty} \frac{G_{2n}}{(n-1)!} x^{n-1} \quad (1)$$

を発生するものとする。ただし、 G_{2n} は $2n$ 極磁場の磁場勾配である。この電磁石に入射する直前の粒子の座標と運動量を $(x_0, p_0 \equiv dx_0/ds)$ とすると、通過直後のそれらは、

$$\begin{pmatrix} x_t \\ p_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_0 \\ p_0 - \sum_{n=3}^{\infty} \frac{K_{2n}}{(n-1)!} x_0^{n-1} \end{pmatrix} \quad (2)$$

となる。ただし、多重極電磁石の磁極長は十分短いとして薄レンズ近似を採用した。 K_{2n} は多重極磁場の積分強度である。

s_0 から s_t までの転送行列を \mathbf{M} とすると、ターゲットにおける粒子の座標 (x_t, p_t) は、

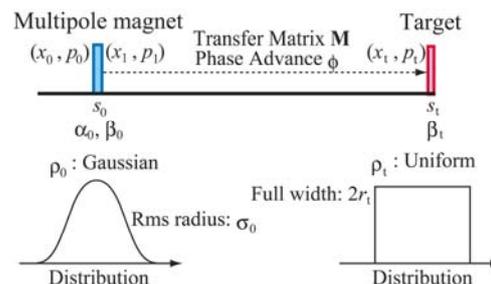


図1：非線形磁場による均一分布形成のための光学系のモデル。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x_t \\ p_t \end{pmatrix} &= \mathbf{M} \begin{pmatrix} x_1 \\ p_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ p_1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} M_{11}x_0 + M_{12} \left(p_0 - \sum_{n=3}^{\infty} \frac{K_{2n}}{(n-1)!} x_0^{n-1} \right) \\ M_{21}x_0 + M_{22} \left(p_0 - \sum_{n=3}^{\infty} \frac{K_{2n}}{(n-1)!} x_0^{n-1} \right) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3)$$

と表される。非線形力の効果を大きくするために x_0 を大きくすると、ビームの位相空間分布は位置座標方向に伸びた細長い楕円となる。このとき、非線形磁場による集束を受ける直前の粒子の座標と運動量の関係が $p_0 \approx Cx_0$ (C : 定数) と近似できるとすると、式(3)は以下ようになる:

$$\begin{pmatrix} x_t \\ p_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (M_{11} + CM_{12})x_0 - M_{12} \sum_{n=3}^{\infty} \frac{K_{2n}}{(n-1)!} x_0^{n-1} \\ (M_{21} + CM_{22})x_0 - M_{22} \sum_{n=3}^{\infty} \frac{K_{2n}}{(n-1)!} x_0^{n-1} \end{pmatrix} \quad (4)$$

s_0 から s_t までのビーム輸送過程において、全粒子数 N は保存され、

$$dN = \rho_0 dx_0 = \rho_t dx_t \quad (5)$$

が成り立つものとする。ただし、 $\rho_{0(t)}$ は $s_{0(t)}$ における実空間分布関数である。式(4)の第1式を x_0 について微分して得られる関係式、

$$\frac{dx_t}{dx_0} = M_{11} + CM_{12} - M_{12} \sum_{n=3}^{\infty} \frac{K_{2n}}{(n-2)!} x_0^{n-2} \quad (6)$$

を式(5)へ代入すると、

$$\begin{aligned} &\frac{N}{2r_t} \left(M_{11} + CM_{12} - M_{12} \sum_{n=3}^{\infty} \frac{K_{2n}}{(n-2)!} x_0^{n-2} \right) \\ &= \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp\left[-\frac{x_0^2}{2\sigma_0^2}\right] = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!} \left(-\frac{x_0^2}{2\sigma_0^2}\right)^m \end{aligned} \quad (7)$$

となる。ただし、 s_0 および s_t における実空間分布は、それぞれ二乗平均 (rms) 半径が σ_0 のガウス分布 ($\rho_0 = N/(\sqrt{2\pi}\sigma_0) \exp[-x_0^2/(2\sigma_0^2)]$) および全幅 $2r_t$ の一様分布 ($\rho_t = N/(2r_t)$) であるとした。

式(7)は恒等式として任意の x_0 について成立しなければならない。 x_0 の冪乗の係数を比較すると、ガウス分布の均一化には、 $n=4, 6, 8, \dots$ の次数の非線形磁場、すなわち8極、12極、16極等の多重極電磁石が必要であり、形成される均一分布の全幅および均一化に必要な非線形磁場強度はそれぞれ、

$$2r_t = \sqrt{2\pi}\sigma_0 \left(M_{11} - \frac{\alpha_0}{\beta_0} M_{12} \right) \quad (8)$$

$$K_{2n} = \frac{(n-2)!}{(n/2-1)!} \frac{(-1)^{n/2}}{(\sqrt{2}\sigma_0)^{n-2}} M_{12} \left(M_{11} - \frac{\alpha_0}{\beta_0} M_{12} \right) \quad (n=4, 6, 8, \dots) \quad (9)$$

となる。ただし、 C は s_0 におけるビー

ムの位相空間楕円の傾きを表し、 $C \approx -\alpha_0/\beta_0$ ($\alpha_0 = -(d\beta_0/ds)/2$) という関係を用いた。

転送行列 \mathbf{M} の要素や σ_0 を Twiss パラメータで書き直せば、

$$2r_t = \sqrt{2\pi}\sigma_0 \sqrt{\frac{\beta_t}{\beta_0}} \cos\phi = \sqrt{2\pi}\sqrt{\varepsilon\beta_t} \cos\phi \quad (10)$$

$$K_{2n} = \frac{(n-2)!}{(n/2-1)!} \frac{(-1)^{n/2}}{(2\varepsilon\beta_0)^{n/2-1}} \frac{1}{\beta_0 \tan\phi} \quad (n=4, 6, 8, \dots) \quad (11)$$

となる。ただし、 $\beta_{0(t)}$ は $s_{0(t)}$ におけるベータ関数、 ϕ は s_0 から s_t までのベータatron振動の phase advance、 ε はビームのrmsエミッタンスである。

8極磁場 ($n=4$) について具体的に書き下すと、均一化に必要な積分強度は、

$$K_8 = \frac{1}{\sigma_0^2 M_{12}} \left(M_{11} - \frac{\alpha_0}{\beta_0} M_{12} \right) = \frac{1}{\varepsilon\beta_0^2 \tan\phi} \quad (12)$$

である。

3. 2次元均一分布形成のためのラティス

前章ではビームの運動を1次元的に扱った。実際には多重極磁場によって、荷電粒子の水平方向と鉛直方向の運動は不可避免的に結合してしまう。前章の理論を可能な限り適用するには、多重極電磁石の設置位置でビーム断面を扁平にし、この結合をできる限り弱めなければならない。すなわち、水平 (鉛直) 方向均一化用多重極電磁石の位置では、鉛直 (水平) 方向ビームサイズを十分小さくしなければならない。結局、2次元均一分布を形成するためには、多重極電磁石が2台必要である。

以上の議論に基づき、TIARAのAVFサイクロトロンにおける2次元均一ビームの形成に適したビーム輸送系のパラメータを求めた。そのビーム光学系を図2に示す。サイクロトロン出口からターゲットまでの輸送系全長は約41mである。多重極電磁石として、8極電磁石 (磁極長: 0.30m) を $s=37\text{m}$ (鉛直方向均一化用) および $s=39\text{m}$ (水平方向均一化用)

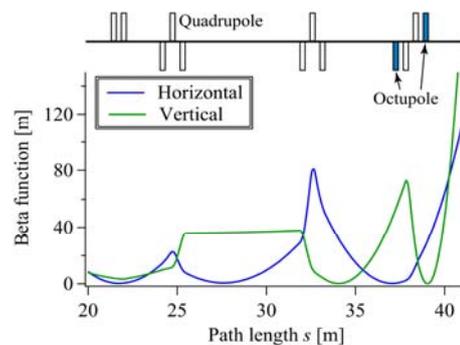


図2: 均一ビーム形成用ラティスのベータ関数。 $s=0\text{m}$ がサイクロトロンの出口である。8極電磁石近傍でビームが扁平になっている。

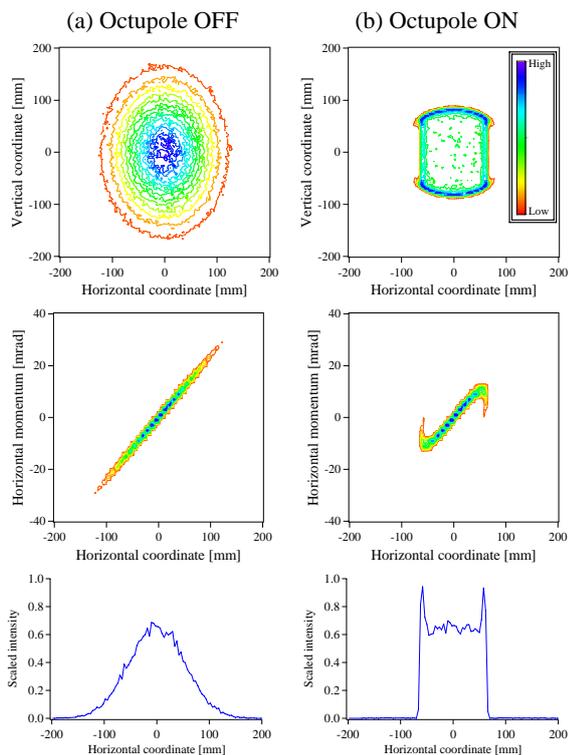


図3：ターゲットにおけるビームプロファイル。イオン種は100MeVの運動エネルギーを有する陽子 ($\epsilon=23\text{mm.mrad}$) である。(a) 8極磁場強度がゼロの場合。(b) 2台の8極磁場強度を最適化した場合 (磁場勾配はそれぞれ $-2.3 \times 10^3 \text{ T/m}^3$ および $4.7 \times 10^3 \text{ T/m}^3$ である)。

付近に想定した。

4. 数値シミュレーション

図2のラティスでの均一ビーム形成について確かめるため、単粒子トラッキングを実施した。その結果を図3に示す。図3(a)は各8極電磁石の磁場がゼロの場合である。サイクロトロン出口での初期分布はガウス分布を想定したため、ターゲットでも実空間分布はガウス型で、位相空間分布は扁平な楕円となっている。他方、図3(b)は均一領域が形成されるよう8極磁場強度を調整した場合である。非線形磁場により水平方向位相空間分布が“S字”型に折り畳まれているのがわかる。鉛直方向についても同様である。均一領域の縁に見られる強度の高い部分は、多重極磁場として8極磁場のみを用いて均一化したために生じたものである。実際に12極磁場を加えることによってそれを消去できることを確認した。

図3(b)で形成された均一領域の面積は $10 \times 10 \text{ cm}^2$ 、照射密度は $4 \times 10^3 \text{ cm}^{-2}$ で、均一度 (均一領域の強度分布の平均値に対する平均二乗偏差) は4%である。均一領域の中心付近ほど均一性が良い。粒子数を増やすと統計誤差が小さくなるため均一性はより向上

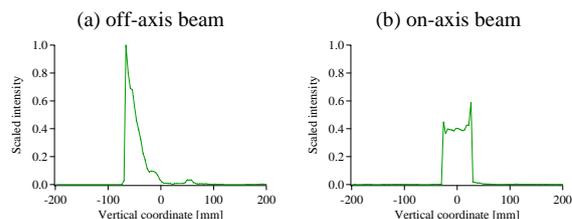


図4：ターゲットでの鉛直方向分布。ビーム計測に基づいた(a)の場合には、ビーム重心が設計軌道にないため、均一分布は形成されていない。他方、軸ズレを補正した(b)の場合には、均一領域が形成されている。

する。系統的なシミュレーションにより、到達可能な均一度のエミッタンスに対する依存性が弱いこと、AVFサイクロトロンから引き出されたビームの典型値である0.1%程度の運動エネルギー幅では運動量分散や色収差の影響が無視できることを確認した。

均一ビーム形成における実際上の問題点を明らかにするため、サイクロトロンの実ビームのプロファイルおよびエミッタンス計測し、そのデータを基に均一化シミュレーションを行った。ビーム重心が設計軌道の周りで振動している場合、図4(a)に示すように均一ビーム形成が妨げられる。また、サイクロトロンから引き出されたビームのプロファイルがガウス分布からずれ、非対称な場合、均一性が著しく低下することが判明した。

5. まとめ

現在、原子力機構TIARAでは多重極電磁石を用いたイオンビーム大面積均一照射システムの開発を行っている。ターゲットにおいて均一な粒子フルエンスを有するビームを形成するために必要な多重極磁場とビーム光学系のパラメータの関係を理論的に導出し、それに基づきAVFサイクロトロンのビーム輸送系を最適化した。単粒子トラッキングにより、2台の8極電磁石を用いてターゲットにおいて2次元強度分布の均一化が可能であることが分かった。一方、サイクロトロンの実際のビームはガウス分布から大きくずれており、均一ビーム形成の実現にはビームプロファイルの理想化が必要であることが判明した。

参考文献

- [1] K. Arakawa *et al.*, Proc. 13th Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications, Vancouver, Canada, 119 (1992).
- [2] P. F. Meads, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-30, 2838 (1983).
- [3] B. Sherrill *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **40/41**, 1004 (1989).
- [4] Y. K. Batygin, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **79**, 770 (1993).