

原子力機構 TIARA における 多重極電磁石を用いた大面積重イオン均一ビームの形成 FORMATION OF LARGE-AREA HEAVY-ION UNIFORM BEAMS USING MULTIPOLE MAGNETS IN TIARA, JAEA

百合庸介, 湯山貴裕, 石坂知久, 吉田健一, 石堀郁夫, 奥村進

Yosuke Yuri, Takahiro Yuyama, Tomohisa Ishizaka, Ken-ichi Yoshida, Ikuro Ishibori, Susumu Okumura
Takasaki Advanced Radiation Research Institute, Japan Atomic Energy Agency

Abstract

A research and development study related to the uniformization of the transverse beam intensity distribution using multipole magnets is ongoing for a new uniform irradiation method of proton and heavy-ion beams at an azimuthally-varying-field cyclotron facility of TIARA in Japan Atomic Energy Agency. In this method, a uniform transverse intensity distribution can be formed by folding the tail of a Gaussian initial distribution into the inside with a nonlinear focusing force of multipole magnets. First, a Gaussian-like intensity distribution was generated from a complicated distribution of the beam accelerated by the cyclotron through multiple Coulomb scattering using a thin foil at a low loss of beam energy. The response of Gafchromic radiochromic films to various ion beams was investigated for the evaluation of the size and uniformity in a large-area beam. Large-area ($>100 \text{ cm}^2$) uniform distributions have been attained for argon ion beams of 4 ~ 13 MeV/u, as well as for proton beams of 10 MeV. Heavy-ion uniform beams will be applied to research and production of functional materials.

1. はじめに

原子力機構高崎研のイオン照射研究施設 TIARA では、AVF サイクロトロン加速器のイオンビームを大面積でかつ均一に照射するために、多重極電磁石を用いた横方向ビーム強度分布の均一化に関する研究開発を進めている^[1-3]。本手法は、8極電磁石等の作る非線形集束力によりガウス型強度分布の裾野を内側へ折り畳むことで均一な強度分布を形成するもので、大面積の照射野全体を同時に均一照射できるという特長を持つ。既存技術であるビーム散乱法（ターゲットの直前で薄膜の多重クーロン散乱によりビームを拡大する手法）に比べ、より良い均一性でかつ広い面積で照射が可能である。また、ラスタ型やワブラー型のビーム走査法（周期変化する双極磁場でビームを2次元的に走査する手法）に対しては、短時間や超低フルエンスの照射が容易に行えることが優位な点である。大電流ビーム照射時の試料の局所的な加熱や損傷を抑えられるという利点もある。

均一ビームの形成においては、サイクロトロンから引き出されるビームが複雑な強度分布を有することが問題であった。そこで、薄膜による多重クーロン散乱を用いて、均一ビーム形成の前提として必要なビーム強度分布のガウス様分布化を行った。また、形成したビームの面積や均一度を簡便に評価する手法としてラジオクロミックフィルムを採用し、そのイオン照射応答を明らかにした。10MeV の陽子ビーム^[4]及び 4~13MeV/u のアルゴンイオンビームにおいて 100cm^2 ないしそれ以上の大面積の均一ビームが実現できたことをラジオクロミックフィルムを用いて確認した^[5]。本稿では、重イオン均一ビーム形成に係る最近の技術開発の進捗を報告する。

2. 均一ビーム形成システム

TIARA サイクロトロン加速器とビームラインのレイアウトを Figure 1 に示す。サイクロトロン直後の直線ラインに、ガウス様分布化のための散乱体薄膜が設置されており、散乱により価数の変化した重イオンは下流の偏向電磁石により分析される。6 極お

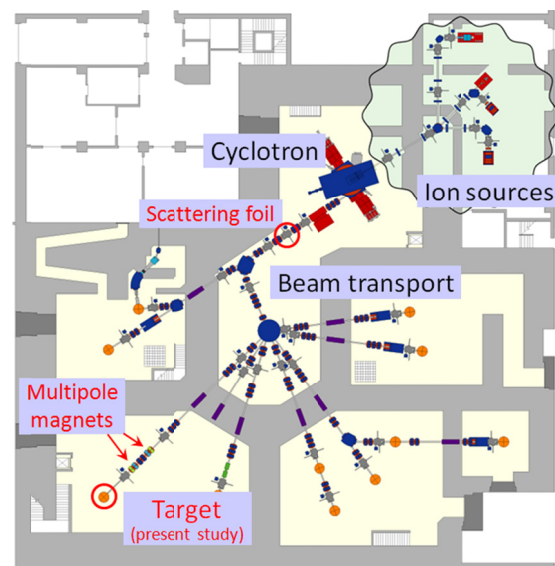


Figure 1: Schematic layout of the AVF cyclotron and beam lines in TIARA. The cyclotron ($K=110 \text{ MeV}$), equipped with four ion sources through a low-energy beam transport, can accelerate ions (from proton to osmium) up to a magnetic rigidity of 1.5 Tm. There are 15 target ports for beam utilization.

よび8極の多重極電磁石（各2台）は Figure 1 の左下のビームラインに設置されている。ビーム均一化には8極電磁石が必要で、6極電磁石にはビーム中心軌道のずれを補正する効果等がある^[1-3]。

均一化に必要な8極磁場強度 K_{OCT} およびターゲットにおいて形成される均一分布の全幅 W は以下の通りである^[1]：

$$K_{OCT}L_{OCT} \approx \frac{1}{\varepsilon\beta_0^2 \tan \phi}, \quad (1)$$

$$W \approx \sqrt{2\pi} \sqrt{\varepsilon\beta_i} |\cos \phi|, \quad (2)$$

ここで、 L_{OCT} は8極電磁石の磁極長、 ε はビームの平均二乗 (rms) エミッタンス、 β_0 及び β_i は8極電磁石の位置及びターゲット位置におけるベータ関数、 ϕ は8極電磁石からターゲットまでのベータトロン位相進度である。多重極電磁石による集束で生じる水平・鉛直方向のベータトロン振動の結合は均一化を阻害するため、多重極電磁石位置では、ある方向のビームサイズがもう1方向のそれよりも十分大きくなるようにビーム光学系を組み、結合を弱めている。

3. サイクロトロンビームのガウス様分布化

多重極電磁石を用いて横方向強度分布を均一分布へと変換するには、前提条件として初期分布がガウス分布のように滑らかである必要がある^[1]。Figure 2 の計測例に示すように、サイクロトロンから引き出されたイオンビームの横方向位相空間分布やプロ

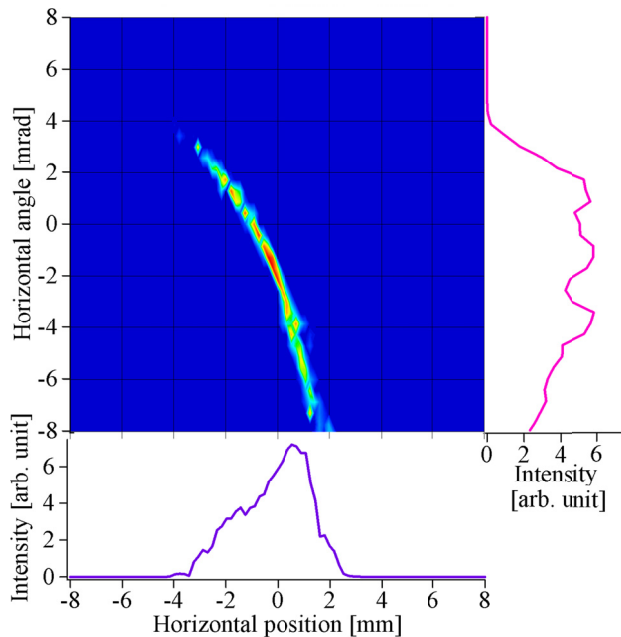


Figure 2: Horizontal phase-space distribution of a 13-MeV/u Ar beam, measured with a slit-wire-type emittance monitor installed in the first straight section after the cyclotron (before the scattering foil). The horizontal and vertical rms emittances were 1.0π mm.mrad and 0.49π mm.mrad, respectively.

ファイルは通常複雑であり、ガウス分布ではない。そこで、横方向強度分布をガウス分布に近づけるため、イオンビームを薄膜に透過させることによる多重クーロン散乱効果を利用した。

十分に厚いあるいは高密度の薄膜を用いればガウス様分布化は容易であるが、均一化の対象である MeV/u 級の重イオンビームでは、多重散乱によるエネルギー損失が顕著である。過度な散乱によりエネルギー幅が増大したビームの均一化は運動量分散や色収差の影響を受ける恐れがある。利用上の観点からも可能な限りビームの強度やエネルギーの損失を抑えることが望ましい。そこで、測定した位相空間分布を用いたトラッキングシミュレーションにより効果的なガウス様分布化の条件を探索した。

ビームエンベロープが極小でない位置に薄膜を置き、なおかつ薄膜からターゲットまでのベータトロン位相進度を 180 度の整数倍からずらしたビーム光学系を設定することで、散乱によるガウス様分布化の効果を高められることが分かった^[2,6]。イオン種や電流にもよるが、 $0.5\sim 5\pi$ mm.mrad の rms エミッタンスを有するサイクロトロンからのビームに対し、Figure 1 に示した散乱体の設置位置 ($\beta\sim 5\text{m}$, $|\alpha|\sim 5$) での、ガウス様分布化に必要な多重クーロン散乱の平均散乱角は $0.7\sim 2\text{mrad}$ であった。平均散乱角は使用する散乱体の厚さと放射長の比で決まるが、より放射長の短い高密度で薄い箔ほどエネルギー損失を抑えられることが SRIM^[7] 等を用いたシミュレーションにより分かった。そこで、例えば、13MeV/u のアルゴンイオンビームに対しては、取り扱いのし易さを考慮し、厚さ $1\mu\text{m}$ の Ta 薄膜を用いることとした。この薄膜によるビームのエネルギー損失は計算上わずか 1.3% である。このようにビーム光学系を調整することにより、より薄い薄膜でも散乱効果を高められるため、結果としてエネルギー損失を抑え

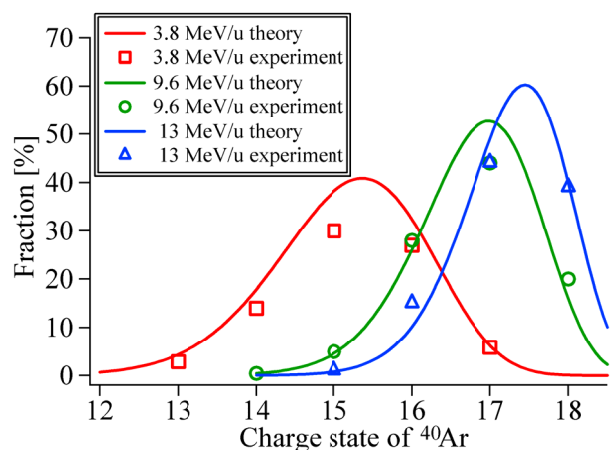


Figure 3: Charge state distribution of Ar ion beams with three different energies. The lines and marks (squares, circles, and triangles) correspond to the theories^[8,9] and experimental observation, respectively. The 3.8-MeV/u, 9.6-MeV/u, and 13-MeV/u beams were multiply-scattered with 1.5- μm -thick Al, 2- μm -thick Cu, and 3- μm -thick Ti foils, respectively.

られる。散乱後のビームのエミッタンスは 10~10 数 π mm.mrad であり、元の分布に見られる非対称性を十分に取り除きガウス様分布化すると、数~10 倍程度にエミッタンスを拡大する必要があることが分かった。

散乱により価数が増えた重イオンは下流にある偏向電磁石で分析される。Figure 3 に示すように、計測したアルゴンビームの価数分布は、平衡電荷分布理論^[8,9]によく一致している。通常は、割合の最も大きい価数を選んでターゲットまで輸送する。

多重散乱させた 13MeV/u アルゴンビームのターゲット上での 2 次元相対強度分布の測定結果を Figure 4 に示す。Figure 2 に見られたような非対称性はなくなり、十分にガウス様分布化されている。この強度分布は次に述べるラジオクロミックフィルムを用いて得られたものである。

4. ラジオクロミックフィルムを用いた強度分布計測

大面積のイオンビームの面積や均一度を簡便かつ高精度に評価する手段として、放射線の曝露により着色するラジオクロミックフィルム的一种であるガフクロミックフィルム (Ashland Inc.)^[10]に着目した。1mm 以下の高い空間分解能、20cm×25cm までの大

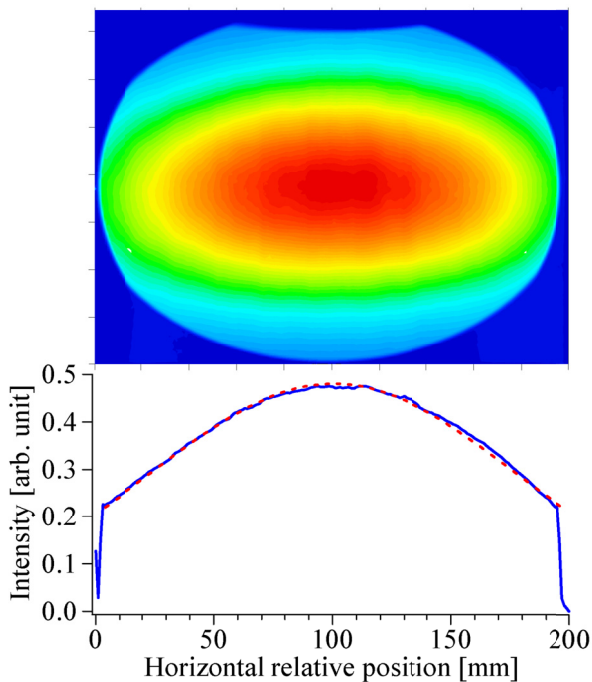


Figure 4: On-target relative transverse intensity distribution of the beam in Fig. 2 scattered with a 1- μ m-thick Ta foil. The 2D cross-sectional distribution is shown in the upper panel. The peripheral part of the beam was collimated roundly by a vacuum pipe and an apparatus. In the lower panel, the 1D distribution is shown along the horizontal axis. The dashed line is a Gaussian fitting. The 1-sigma radius of the profile is 77 mm.

面積、飛程の短いイオンにも十分適用可能な感受層の薄さ等様々な特徴がある。ガフクロミックフィルムは粒子線治療の照射野や線量分布の確認に広く用いられており、数 10~数 100MeV/u の陽子や炭素ビームに対する特性は比較的よく調べられているが、炭素よりも重いイオンや 1~10MeV/u 領域のビームに対する照射応答の研究例は少ない。そこで、ガフクロミックフィルム HD-810 (線量域: 10~400Gy) 及び EBT2 (線量域: 0.01~10Gy) について、10MeV 陽子、13MeV/u アルゴン、3.5MeV/u キセノンビームに対する吸光度の照射応答を調べ^[11,12]、その線エネルギー付与 (LET) 依存性を解析した^[5]。

照射したフィルムの着色は汎用のフラットベッドスキャナ (Canon LiDE50 等) で読み取り画像化し、16 ビットの RGB 値へと数値化した。吸光度 d_x は RGB 強度 I_x より次の関係式から求めた:

$$d_x = \log_{10} \left(\frac{2^{16} - 1}{I_x} \right), \quad (3)$$

ただし、 X は R、G、B 強度のいずれかである。

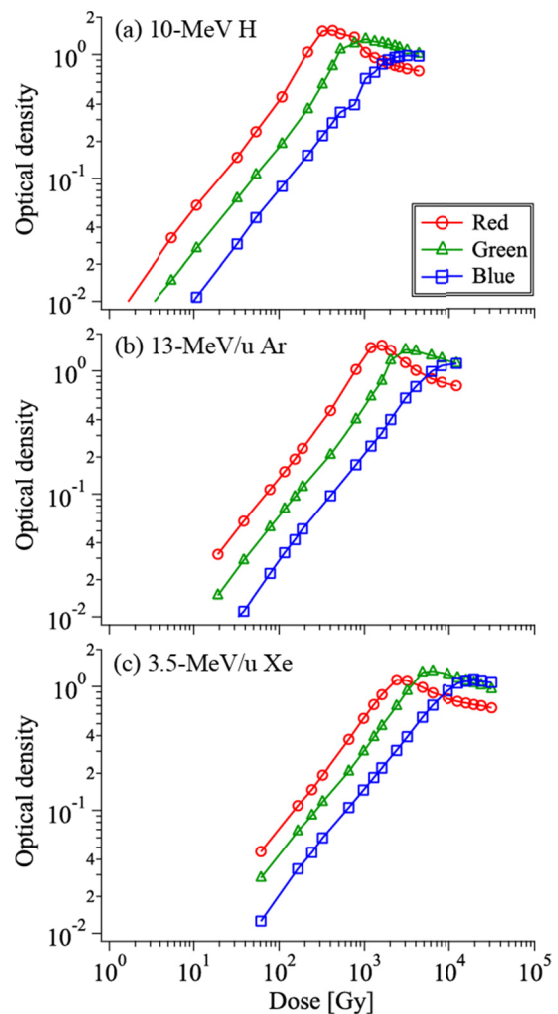


Figure 5: Response curves of the Gafchromic film HD-810 for three different ion beams as a function of the dose in the active layer of the film. The films were scanned with the LiDE50 (Canon).

フィルムの応答はイオン種に大きく依存し、利用可能な線形応答領域は重イオンほど低フルエンス側へと変位した。これはフィルムの感受層におけるLETの違いによるものと考えられる。そこで、LETを考慮し線量に対するイオン種依存性をより詳細に解析した。Figure 5 に3種類のイオンビームに対するHD-810の吸光度応答曲線を線量の関数として示す。吸光度が線形応答する線量域は、いずれも部分的にはHD-810の仕様(10~400Gy)と重なるが、応答曲線は重イオンほど右側へシフトしており、依然としてイオン種に依存しているように見える。実際Figure 6に示すように、線形応答領域におけるフィルムの感度(単位線量あたりの吸光度の増分)は高LETビームほど小さい。イオンビームにおけるこのような感度のLET依存性はこれまででも報告されている^[13,14]。粒子線治療の線量分布評価においては、LETが高くなるブラッグピーク近傍でのラジクロミックフィルムの感度低下はクエンチ効果として知られている^[15]。これは、LETが高い場合、試料中における個々のイオンの軌跡のごく近傍では、局所的に線量が非常に高くフィルムの着色が飽和するため、付与されたエネルギーの大部分が着色に寄与しなくなるためと考えられる。本実験により、ガフクロミックフィルムの感度のLET依存性を広い範囲で明らかにした。

5. 大面積均一ビームの評価

ビームの横方向サイズや強度分布の均一性を評価するためには相対強度分布が得られればよい。ガフクロミックフィルムの応答は、Figure 5に示したように、吸光度が1よりも十分小さい低線量(低フルエンス)域では常に線形であることから、吸光度からビームの相対強度分布が容易に直接求められ、面積や均一度の評価が可能である。

Figure 7にガフクロミックフィルムの吸光度分布

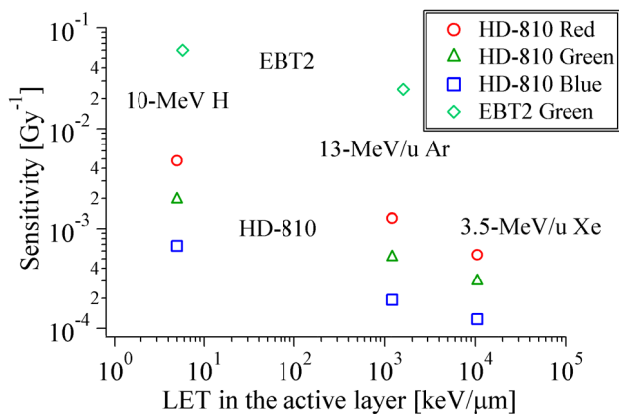


Figure 6: Sensitivity of the HD-810 and EBT2 films as a function of LET. The films were scanned with the LiDE50. The response of EBT2 was linear with ion irradiation only in the green channel. For HD-810, the sensitivities of the red, green, and blue channels are approximately proportional to $(LET)^{-0.26}$, $(LET)^{-0.24}$, and $(LET)^{-0.21}$ in the present case, respectively.

から求めた13MeV/uアルゴンイオンビームの横方向相対強度分布を示す。多重クーロン散乱によりガウス様分布化した後、8極電磁石で集束した。中心付近のおよそ120cm²(水平方向13cm×鉛直方向9cm)の領域が均一化され、吸光度分布から求めたrms均一度は7%であった。分布外周の高強度部分はガウス様分布の裾野が8極電磁石の集束によりオーバーシュートされて形成されたものである。

比較のため、異なる手法で均一度を評価した。ポリエチレンテレフタレートフィルムに重イオン均一ビームを照射し、化学エッチングにより表面に形成される穿孔の密度分布を算出した^[16,12]。その均一度はガフクロミックフィルムの相対強度分布から求めた均一度とよく一致しており、ガフクロミックフィルムが均一ビームの評価に有効であること及びより微視的にも均一なフルエンス分布が実現されていることが確かめられた。

同様に、3.8MeV/u及び9.6MeV/uのエネルギーのアルゴンイオンビームにおいても10%程度以下の均一度で100cm²程度の均一照射野を形成することに成功した。

6. まとめと今後の展望

原子力機構 TIARA では、多重極電磁石の非線形

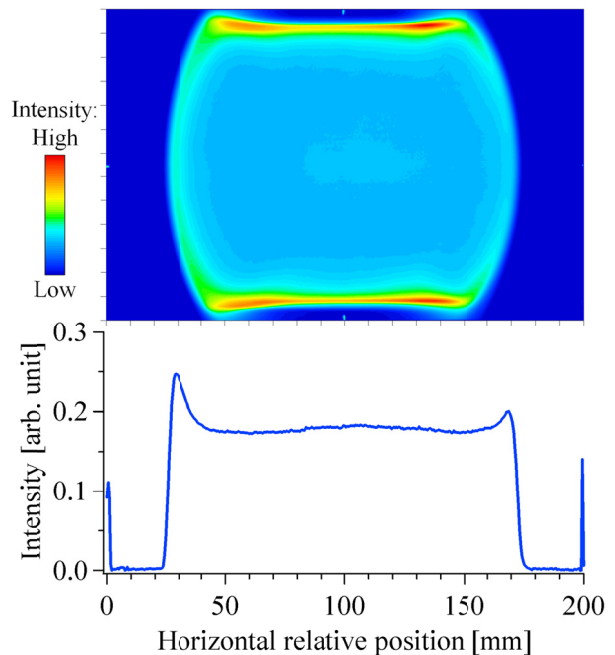


Figure 7: Relative transverse intensity distribution obtained from the optical density distribution of an HD-810 film. The film was irradiated with a 13-MeV/u Ar beam of 0.1 μA for 0.5 s, and scanned with the LiDE50 at a spatial resolution of 127 dpi. The 2D cross-sectional distribution is shown in the upper panel. In the lower panel, the 1D distribution is shown along the horizontal axis. The peaks appearing at both ends in the lower panel correspond to marks put on the film for indicating the central axial position.

集束により、AVFサイクロトロンで生成した MeV/u 級の陽子及びアルゴンイオンビームの大面积均一化を実現した。

陽子ビームは、従来のビーム走査方式に比べ、より実宇宙環境に近い一定フルエンスの放射線場を模擬できることから、宇宙航空研究開発機構の耐放射線性宇宙用太陽電池の開発に係る照射試験に提供されている^[17]。重イオン均一ビームはイオン穿孔膜等の機能性材料の創製に利用される予定である。ビーム走査方式とは異なり、本手法で細長い“リボン状”の均一ビームを形成することで、長尺の薄膜試料を roll-to-roll 装置で効率的に均一照射することが可能で、産業利用への展開が期待されている。現在は、長時間にわたって安定に均一照射できるよう、ビーム強度変動の主要因である ECR イオン源を安定に運転するための技術開発を進めている。

参考文献

- [1] Y. Yuri, N. Miyawaki, T. Kamiya, W. Yokota, K. Arakawa, and M. Fukuda, Phys. Rev. ST Accel. Beams **10** (2007) 104001.
- [2] Y. Yuri, T. Ishizaka, T. Yuyama, I. Ishibori, S. Okumura and K. Yoshida, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **642** (2011) 10.
- [3] Y. Yuri, T. Yuyama, T. Ishizaka, I. Ishibori, and S. Okumura, J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 064501.
- [4] Y. Yuri, T. Yuyama, T. Ishizaka, I. Ishibori, and S. Okumura, Proc. 3rd International Particle Accelerator Conference, IPAC2012, New Orleans, USA, 2012, p. 1062.
- [5] Y. Yuri, T. Ishizaka, T. Yuyama, I. Ishibori, and S. Okumura, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **727** (2013) 40.
- [6] Y. Yuri, J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 125002.
- [7] <http://www.srim.org/>
- [8] G. R. Lynch and O. I. Dahl, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **58** (1991) 6.
- [9] Y. Baudinet-Robinet, Nucl. Instrum. Methods **190** (1981) 197.
- [10] <http://gafchromic.com/>
- [11] T. Ishizaka, K. Imai, Y. Yuri, T. Yuyama, I. Ishibori, and S. Okumura, Proc. 9th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2012, p. 594.
- [12] Y. Yuri, T. Yuyama, T. Ishizaka, I. Ishibori, S. Okumura, A. Kitamura (Ogawa), T. Yamaki, and S. Sawada, Proc. 1st International Beam Instrumentation Conference, IBIC2012, Tsukuba, Japan, 2012, p. 531.
- [13] A. E. Buenfil, C. Ruiz-Trejo, I. Gamboa-deBuen, P. Avilés, O. Avila, C. Olvera, R. Robledo, M. Rodríguez-Ponce, H. Mercado-Uribe, M. Rodríguez-Villafuerte, and M. E. Brandan, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **197** (2002) 317.
- [14] T. Kojima, H. Sunaga, H. Takizawa, H. Hanaya, and H. Tachibana, Rad. Phys. Chem. **68** (2003) 975.
- [15] D. Kirby, S. Green, H. Palmans, R. Hugtenburg, C. Wojnecki and D. Parker, Phys. Med. Biol. **55** (2010) 417.
- [16] A. Kitamura (Ogawa), T. Yamaki, Y. Yuri, S. Sawada, and T. Yuyama, to be published in Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B.
- [17] M. Imaizumi, Y. Yuri, P. R. Bolton, S. Sato, and T. Ohshima, Proc. 38th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (2012) 2831.