

同期 RF によるパルスレーザーイオン源からの生成粒子数ピーク作成

中村 衆¹、岩下 芳久、森田 昭夫、野田 章
京都大学化学研究所原子核科学研究施設
〒611-0011 京都府宇治市五ヶ庄

概要

高出力(100TW)短パルス(20fs)のレーザーを薄膜ターゲットに照射したときに、ターゲットから発生する高エネルギーイオンに対して縦方向位相空間内で位相回転を行うことで、粒子数のピークを作り出すことを検討している。Pulse laser と同期した RF 電場を印加して、±5%のエネルギー幅のイオンを±1%に圧縮することで目的のエネルギーに粒子数ピークを作ることが目標である。ここでは、発生するイオンビームのエミッタンスを推測し、ビーム輸送をシミュレートすると共に、イオンとして 2MeV/u の C⁶⁺を仮定して、RF 周波数を 144MHz とした場合の位相回転について考察した。

1. はじめに

高出力レーザーを固体に照射した際に生成されるプラズマや、そこから飛び出す電子や陽子、イオンについての研究が最近盛んに行われてきている。その中で、Power density が 10^{19} W/cm² を超える高出力レーザーを固体ターゲットに照射した際に数十 MeV 以上の高エネルギーイオンが生成されることが報告されている^[1,2]。この高エネルギーのイオンを直接加速器に入射すれば、空間電荷効果による発散が顕著に現れる低エネルギー部分を省略することができ、加速器全体の小型化につながる。しかし、その高エネルギーイオンのエネルギースペクトルは際立ったピークを持たず、エネルギーの増加につれて生成イオン数が指数関数的に減少する傾向を示しており^[1]、そのままでは目的のエネルギーにおいて十分なビーム強度を得られないと予想される。

そこで我々は、発生したイオンを RF-cavity を用いて縦方向位相空間内で位相回転させ、目標エネルギーに集めることで、粒子数ピークを作り出し、高エネルギーのイオン源として実用化したいと考えている。現在、日本原子力研究所関西研究所との共同研究により、高出力(100TW)短パルス(20fs)レーザーによる実証実験を計画している。

2. イオン発生と輸送

2.1 イオン発生

運動量保存の法則から、ターゲットに吸収されたレーザーの運動量を考えると、薄膜ターゲットの場

合、後方に飛び出す粒子よりも前方に飛び出す粒子の方が多いと考えられる。そこで、我々は薄膜ターゲットにレーザーを照射し、前方に飛び出すイオンを利用することを検討している。

2.2 エミッタンス

イオンが加速される主な要因は、2つあると考えられる。1つは、高出力パルスレーザーをターゲットに照射した時に照射野がプラズマ化し、多くの電子が弾き飛ばされ、プラズマの電荷密度が大きく正電荷に偏ることで起こるクーロン爆発であり、もう1つは、ターゲットを貫通する衝撃波によるものである。その中で前者の要因が高エネルギーイオンの発生に大きく関与している^[3]。パルスレーザーのパルス幅(20fs)程度の時間で電子は弾き飛ばされると思われるので、イオンの加速もレーザーのパルス幅程度の時間内に起こると考えられる。よって、目標エネルギーを 2 MeV/u とし、エネルギー幅が±5%のイオンを取り扱うとすると、縦方向のエミッタンスは 4×10^{-9} eV·sec/u となる。これは従来の線形加速器のエミッタンス(4×10^{-5} eV·sec/u)^[4]と比べて大変小さい。

また、横方向のエミッタンスは、レーザーの照射野(半径 5μm の円)からイオンが発生して、発散角が高々 10度であるとすると、約 0.2μm·rad となる。これも従来の 2MeV RFQ linac(〜30μm·rad)^[4]と比較して大変小さい。

縦、横方向のエミッタンスとも定量的な測定は今後の研究を待たねばならないが、上の議論でのエミッタンスは小さ過ぎて空間電荷効果によってすぐに発散すると思われる。しかし、実際の実験では急速な発散は生じていないようである。その原因は、高エネルギーイオンと同程度の速度を持つ低エネルギー電子が、イオンの周辺に存在して電荷を中和しているためだと考えられている。

2.3 イオンビームの輸送

図1は TRACE3-D というシミュレーションコードによって、発生したイオンビームを平行ビームにするまでの輸送系をシミュレートしたもので、空間電荷効果は計算に入れていない。TRACE3-D はビームバンチのエミッタンスを楕円近似し、Transfer matrix によってビーム輸送中のエミッタンス変化を計算している。1と8は Drift 空間を表し、それぞれ長さ 5cm、

¹ E-mail: nakamura@kyticr.kuicr.kyoto-u.ac.jp

2~7はPMQによるFDFD構造で長さ約14cm、9は電磁石によるFDF構造で長さ約22cmである。

2.2節で述べた通り、発生するイオンの横方向のエミッタンスは大変小さいと考えられる。しかし、10度の発散角を持つイオンビームは通常の磁石では収束させるのが困難で、計算上平行ビームにする事ができて、直径が10cm以上になってしまう(図1-a)。これはダクトの大きさから考えても、集束磁石の大きさから考えても、実際にビームとして取り扱うのは大変難しい。そこで、発散角が5度までのイオンを取り扱うとすると、平行ビームにしたときのビーム直径が5cm程度になり(図1-b)、実際に手に入り易いダクトや磁石での取り扱いが可能となる。しかし、これによって利用できる粒子数は減少する。その減少を少しでも小さくするために、ターゲットの形状や材質を目的のイオンが最もよく発生するように最適化し、また発生したイオンのエネルギー分布や角度分布に基づいて集束磁石を設計する必要がある。

3. 位相回転

エネルギー幅を持ったイオンバンチは、数m飛行するうちに高エネルギーのイオンが低エネルギーのものより前方に位置するようになる(図2)。

そこで、早く到達する高エネルギーのイオンに減速電場を、遅く到達する低エネルギーのイオンに加速電場を作用させて、縦方向位相空間内で位相回転を行い、エネルギー幅を圧縮する(図3)ことで、目標エネルギーに粒子数のピークを作り出す。それにはPulse Laserと同期させたRF-cavityを用いる。RFの位相は目標エネルギーのイオンが加速ギャップに到達するときを境に、減速電場から加速電場になるように調節する。

エネルギー幅が±5%の場合、それぞれのエネルギーのイオンが加速ギャップに着くまでの時間と、イオンの目標エネルギーからのエネルギー差との関係はほとんど線形とみなせるが、RF-cavityの電圧変化は線形ではない。線形との差 ΔV_{error} は、

$$\Delta V_{error} = \frac{\sin \theta - \theta}{\sin \theta}$$

で与えられ、これが±1%以下になる θ の値は約± $\pi/4$ である。

距離 s_1 における、エネルギー幅が ΔK のイオンバンチの時間幅 Δt は、 m_i をイオンの質量として、下の式で与えられる。

$$\Delta t = \left(\sqrt{\frac{m_i}{2K_0 - \Delta K}} - \sqrt{\frac{m_i}{2K_0 + \Delta K}} \right) s_1$$

また、RF-cavityの周波数 f は、± $\pi/4$ の位相を使用する場合、 $f = 1/(4\Delta t)$ で与えられる。イオンとして C^{6+} を考えると、RF周波数が144MHzのとき、ターゲットとRF-cavityとの距離は1.3mとなり、イオンバンチ長は3.4cm、必要な電圧は280kVとなる。

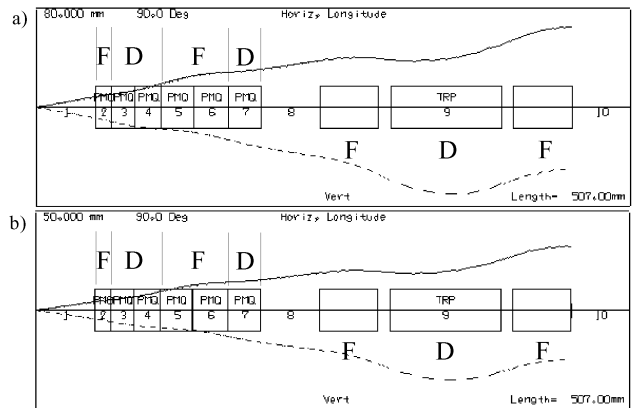


図1: TRACE3-Dによるビーム輸送シミュレーション
中心線を基準に上半分はエミッタンスの水平成分、下半分は垂直成分をあらわす。

- a)発散角10度のイオン。縦軸の単位は上下共に80mm。
- b)発散角5度のイオン。縦軸の単位は上下共に50mm。

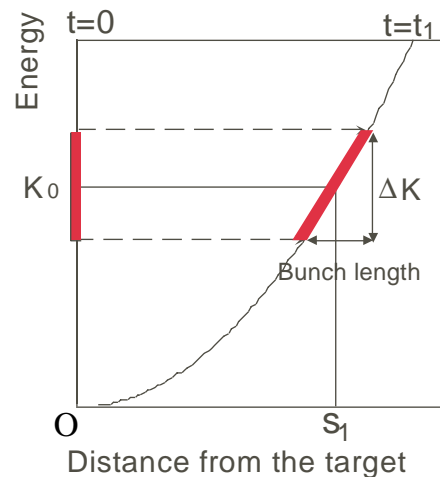


図2: 発生直後(t=0)と時間が経過した後(t=t1)のイオン分布

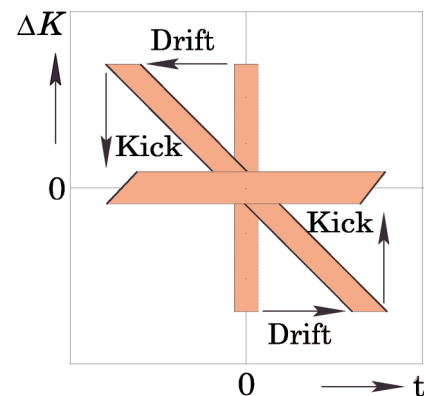


図3: 位相回転の模式図
RF電圧によってDrift後のイオンをKickする。

ギャップにおいて、図4のような電場分布を仮定すると、電場は下の式で与えられる。

$$E(z,t) = \begin{cases} E_0 \cos(2\pi ft) & -g/2 < z < g/2 \\ 0 & z < -g/2 \text{ or } z > g/2 \end{cases}$$

イオンバンチの中心から Δz 離れた位置のイオンが受ける電圧 ΔV は、ギャップ間電圧を $V_0 (=gE_0)$ 、Transit time factor を T とすると下のように表せる。

$$\Delta V = V_0 T \sin 2\pi \frac{\Delta z}{\beta \lambda}$$

Transit time factor は次の式で与えられる。ここで $c\beta$ はイオンの速さで、 λ はRFの波長である。

$$T = \frac{\beta \lambda}{g\pi} \sin \left(\pi \frac{g}{\beta \lambda} \right)$$

図5より、Transit time factor はギャップ長が0~3cmのとき0.9以上である。

RF-cavityとしては装置全体の大きさも考えて、1/4波長共振器を候補として考えている(図6)。このDouble-gap cavity (ギャップ長2cm)では、ギャップにおける平均電場は $280\text{kV}/(2 \times 2\text{cm}) = 7\text{MV/m}$ となり、またSUPERFISH^[5]による計算から最大表面電場は電極のエッジで約 14MV/m になる。これは、 144MHz におけるKilpatrick criterion (13MV/m)より10%ほど高いだけであるので十分実現可能である。また、シャントインピーダンスはCavityの直径を20cmとした場合、約 $1\text{M}\Omega$ となり、 22kW の入力電力で 150kV の電圧がそれぞれのギャップに発生するので、必要な電圧を得ることができると考えている。

4. まとめ

高出力レーザーを薄膜ターゲットに照射した際のレーザーと物質との相互作用や、イオンの前方発散に関する研究報告があまりなく、発生するイオンの角度分布等の情報はまだ不十分であるので、それらの計測が必要である。

また、イオンに比べ質量の小さい陽子は多く観測されているので、最初は陽子を使った位相回転の実証実験からスタートする予定である。

参考文献

- [1] E. L. Clark et al., "Energetic Heavy-Ion and Proton Generation from Ultraintense Laser-Plasma Interactions with Solids", Phys. Rev. Lett. 85, 1654 (2000).
- [2] Stephen P. Hatchett et al., "Electron, photon, and ion beams the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets", Phys. Plasmas 7, 2076 (2000).
- [3] Alexei Zhidkov et al., "Low-emittance ion source on short-pulse laser irradiated solids", JSAEM Studies in Applied Electromagnetic and Mechanics 9, 373 (2001).
- [4] H. Dewa et al., "Design Study of a Beam Matching Section for the ICR Proton Linac", Bull. Inst. Chem. Res. Kyoto Univ., 70, No. 1, 89 (1992).
- [5] Los Alamos Accelerator Code Group, "User's Guide for the POISSON/SUPERFISH Group of Codes", Los Alamos National Laboratory, (1987).

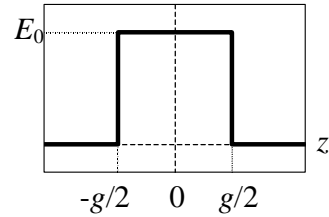


図4：電場分布。gはギャップ長

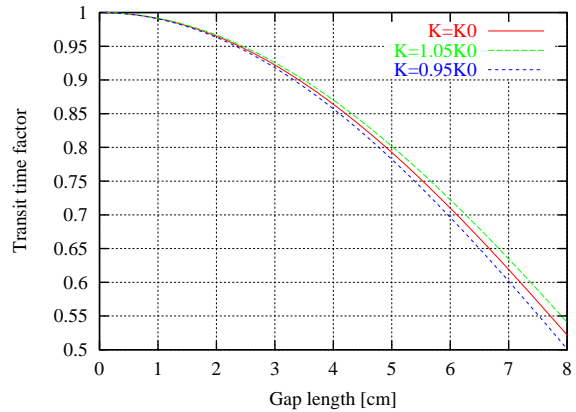


図5：Transit time factor
中心エネルギー $K_0=2\text{MeV/u}$

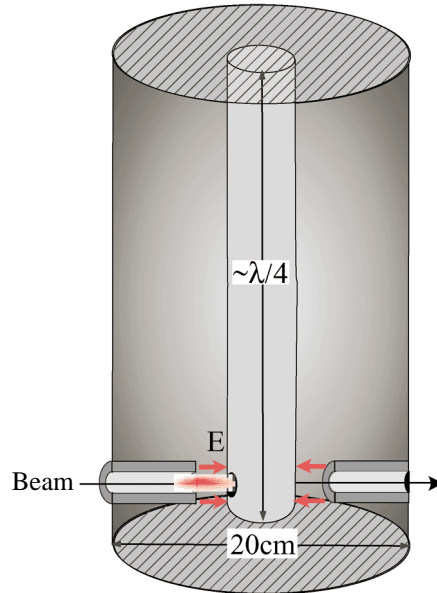


図6：1/4波長共振器
 λ はRFの波長。周波数 $f=144\text{MHz}$ のとき $\lambda \sim 2\text{m}$