

ダブルレイヤーターゲットを用いたレーザー放射圧加速と 相対論的リヒトマイヤー・メシュコフ様不安定性

西原功修^{1,2,3}、Martin I. Matys³、Sergei Bulanov³

¹大阪大学レーザー科学研究所, ²大阪市立大学工学研究科, ³ELI Beamlines

1. はじめに

超高強度レーザーの放射圧を用いたイオン加速 [1]は大きな加速電場勾配を得ることができることから将来性が期待されている。現在、100MeV の陽子加速が実現している [2]。ビーム品質の向上、例えば単一エネルギービーム生成についても種々の提案がなされている [3]。本研究では、制御した相対論的 Richtmyer-Meshkov 様不安定性 (以下相対論的 RM 様不安定性) を生じさせることにより、ビームの空間的広がりを抑制した単一エネルギーの陽子ビームが得られる可能性を示す。RMI は質量の異なる流体間のリップルのある界面に衝撃波が衝突すると透過 (および反射) 衝撃波波面にリップルが誘起され、リップル衝撃波の後面に生じる界面での速度シェアによって生じるが、相対論的流体では衝撃波波面での接線速度が保存されないため成長率は抑制される [4, 5]。

この相対論的 RM 様不安定性は、界面に摂動を加えた 2 層薄膜ターゲットと急峻な立ち上がりを持つ高強度レーザーとの相互作用によって生じる。界面の小さな初期摂動が相互作用によって増幅され、高密度の領域と低密度の領域が形成され、初期個体密度以上の高密度陽子ビームがレーザー放射圧によって加速される。この機構はこれまで提案された方法 [3] と異なり、平均エネルギーが GeV 領域の、従来の加速器に比べ横方向エミタンスが 1 桁ほど小さく、良くコリメートされた陽子ビームが得られる。

2. シミュレーション条件と相対論的 RM 様不安定

先に述べた加速機構を 2 次元の QED 効果を考慮した PIC シミュレーションコード EPOCH [6] を用いて明らかにした。仮定したレーザー波長とピーク強度は、それぞれ $1 \mu\text{m}$ と $1.37 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2$ (規格化レーザー電場 $a_0 = eE_0/m_e\omega_0 c = 315$)。レーザーのビーム幅 (FWHM) は 10λ 、パルス幅は $8T$ レーザー周期 (FWHM)、ただし立ち上がりのレーザー強度はガウス波形の $2.5 T$ からを仮定した。この早い立ち上がりは、例えば低強度部分をプラズマミラーなどでカットすることにより実現できる。

ターゲットは、個体密度の水素 $n_e = 5.36 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ($48 n_c$) と同じ数密度の重水素からなる。したがって Atwood 数は $A = \pm 0.33$ である。それぞれの厚さは 1λ 。界面の摂動は、波長 5λ 、振幅 0.25λ の三角関数を与えた。シミュレーション領域は $80\lambda \times 40\lambda$ 。メッシュサイズは 0.01λ 、時間刻みは $6.7 \times 10^{-3} T$ 。

初期プラズマ領域は、シミュレーション境界から 10λ ところにあり ($x=0$)、レーザーがプラズマに到達した時刻を $t=0$ とする。

初期プラズマ密度は、照射レーザー強度に対しては相対論的には透明であるが、急峻なレーザー強度立ち上がりパルスの動重力によってプラズマが圧縮され無衝突衝撃波 (様) が形成される (Fig. 1a)。ターゲットはレーザー照射側が重い重水素、後面が軽い水素からなり、以降これを HL と呼ぶ。衝撃波は $t=1.25T$ に界面に到達する (Fig. 1a)。したがって、平均的な衝撃波伝搬速度は $0.6c$ である。反射希薄波は Fig. 1c で観測される。衝撃波が重い流体から軽い流体に伝搬する場合には、軽い流体の衝撃波伝搬速度が速いため、一般的に界面のリップルに位相反転が生じる。この位相反転は、Fig. 1a と Fig. 1d の $y = \pm 2.5\lambda$ 、ならびに $y = \pm 5\lambda$ を比較すると明らかである。位相反転の結果、リップル振幅が小さいところが伸ばされ ($y = \pm 1.25\lambda, 3.75\lambda$)、そこに低密度領域が形成されレーザー光が高密度領域を囲むようにして伝

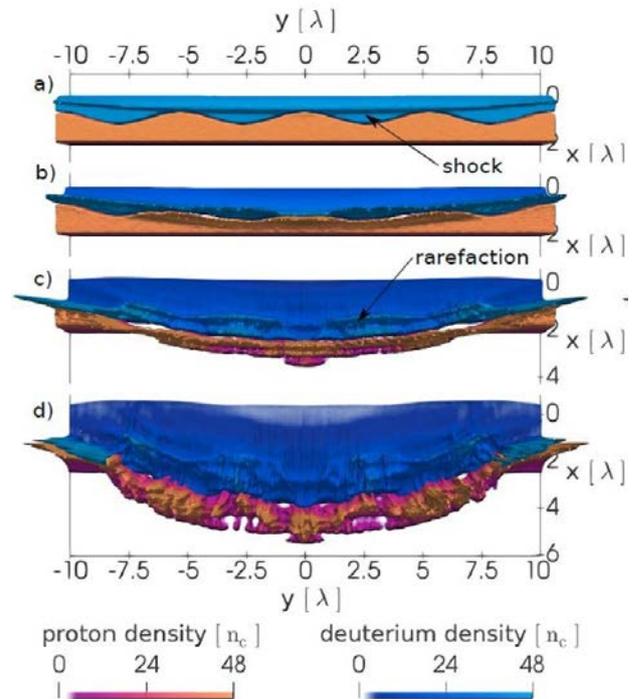


Fig.1. Nonlinear time evolution of relativistic Richtmyer-Meshkov like instability. Blue and red scales represent deuterium and proton densities with maximum value set to the initial density. Full density is indicated by the vertical height. Time instants at 1.25 T, 3 T, 5.5 T and 8 T.

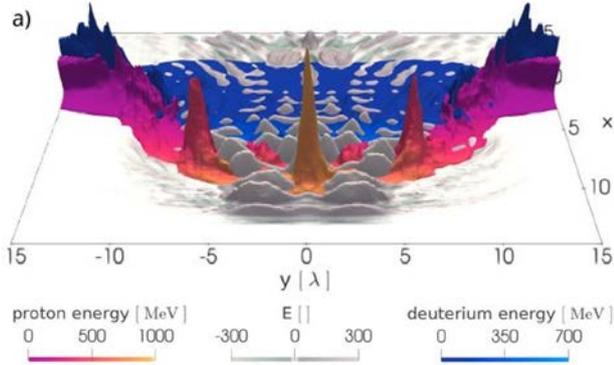


Fig.2 Spatial mean energy distributions of proton (red) and deuteron (blue) and laser electric field in z-direction at time $t = 14T$.

搬する。

Fig.2 に、このようにして形成された加速レーザー場に囲われた陽子の塊の空間密度分布（高さ）とその平均エネルギー分布（色）、およびレーザー電場の空間分布を示す。低密度領域を伝搬するレーザー場は自己収束により $a_0 = 500$ 以上に達し、初期に $x = 0$ と 5λ 付近にあった陽子の塊は、 $x = \pm 2.5\lambda$ 付近の陽子より高いエネルギーに加速され GeV 以上になる。また、相対論的 RM 様不安定性により形成された動重力ポテンシャルは陽子ビームの空間的広がりを抑制し、 $y = 0$ 近傍の陽子の塊は観測した時間 $t = 47T$ でも拡散せずに塊として加速される。

このように HL の場合には、相対論的 RM 様不安定性によりコリメートされた準単色の高品質レーザー放射圧加速が実現できる可能性がある。一方紙面の関係上結果を示すことができないが、LH の場合にはこのようなコリメートされた効率的な加速は生じない。

3. 高品質陽子ビームのビーム性能

良くコリメートされた準単一エネルギー陽子ビームの品質を Fig. 3 に示す。エネルギー幅の広がりは、時間 $t = 47T$ 以降、増加するが(Fig.3a)、単一エネルギーの構造はシミュレーションの最後まで保持される。さらに、平均エネルギーは徐々にではあるが増加し最大エネルギーに近づく。時間 $t = 47T$ での

平均ビームエネルギーは 1.88GeV に達し、帯域幅は 69 MeV である(Fig. 3b)。したがってエネルギー広がりは約 3.8% である。

Fig. 3b) の赤線で表示した陽子ビームの角度広がりを Fig.3c に示す。角度広がりは $2\theta = 0.65^\circ$ (FWHM)、したがってビームの立体角は 0.1mrad。規格化した横方向のエミタンスは

$$\varepsilon_{rms} = \sqrt{\langle y^2 \rangle \langle p_y^2 \rangle - \langle y p_y \rangle^2} / m_p c$$

$= 0.046$ mm-mrad。ここで m_p と p_y は陽子質量と y 方向の運動量。 ε_{rms} は陽子の位相空間 $y-p_y$ の面積に比例する。このエミタンスは、通常の加速器より 1 桁小さい。またビームの横方向のエミタンスは実空間のビームの発散角によっても定義することができ、

$$\varepsilon_y = \frac{4}{N} \sqrt{\sum_i (y_i - \langle y \rangle)^2} \sqrt{\sum_i (\Theta_i - \langle \Theta \rangle)^2}$$

Fig.2b)の赤線ビームに対しては、発散角度の広がりの 2 乗平均の平方根は $\Theta_{div} = 0.038$ rad、 $\varepsilon_{rms} = 0.218$ mm-rad である。たとえ 1.748 GeV から 2.77 GeV の広いエネルギー範囲でも $\Theta_{div} = 0.051$ rad、 $\varepsilon_{rms} = 0.372$ mm-rad であり、これらは他の報告されているシミュレーション結果[7]より 2 桁も小さい。

参考文献

- [1] T. Esirkepov *et al*, Phys. Rev. Lett. **92**, 175003 (2004)
- [2] A. Higginson *et al*, Nat. Comm. **9**, 724 (2018).
- [3] F. Pegararo *et al*, Phys. Rev. Lett. **99**, 065002 (2007); M. Chen *et al*, *ibid* **103**, 024801 (2009); M. L. Zhou *et al*, *ibid* **23**, 043112 (2016); X. F. Shen *et al*, *ibid* **118**, 204802 (2017).
- [4] (review papers) Y. Zhou, Phys. Repts. **723-725**, 1 (2017); K. Nishihara *et al*, Ph. Trans. R. Soc. A **368**, 1769 (2010).
- [5] F. Mohseni *et al* Phys. Rev D. **90**, 12, (2014).
- [6] T. D. Arber *et al* Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 113001 (2015); C. P. Ridgers *et al* J. Comp. Phys. **260**, 273 (2014).
- [7] Y. J Gu *et al*, Phys. Plasmas **21**, 6 (2014).

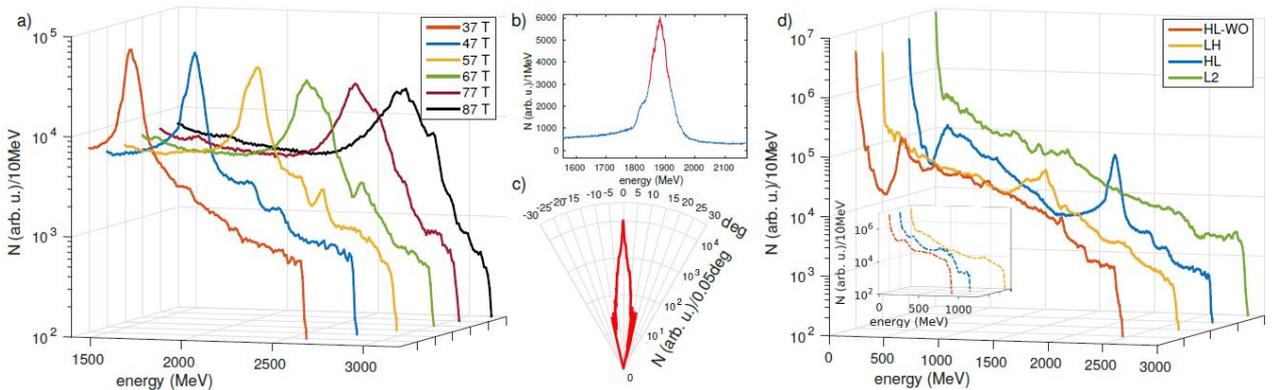


Fig. 3 a) Time evolution of the proton energy spectra, b) proton energy spectra at time $t = 47T$. c) its angular distribution, d) proton energy spectra (corresponding deuteron energy spectra in insert) for various targets at the same time.