J. Plasma Fusion Res. Vol.86, No.3 (2010) 164-168



小特集 レーザー電子加速の進展

# 5. 相対論的速度で動く鏡からの光の反射

# -レーザー・プラズマが作る航跡波からの電磁波の反射と周波数上昇-

神門正城

日本原子力研究開発機構量子ビーム応用研究部門光量子科学研究ユニット

(原稿受付:2010年1月19日)

ほぼ光速で進行する鏡からの光の反射について解説を行う.このような飛翔鏡では二重ドップラーシフトに より,反射された光の周波数は上昇し,パルス幅は圧縮されるため,応用上大変有用な光源となる可能性がある. 本章では,そのような飛翔鏡を実際に作る例として,高出力・超短パルスレーザーによって不足密度プラズマ中 に励起される航跡波(プラズマ波)を鏡として用いる方法について述べる.さらに,提案されている他の飛翔鏡 の方法についても紹介する.

# Keywords:

moving mirror, flying mirror, ultra-short laser, wake wave, laser wakefield

# 5.1 はじめに

本章で主題とするほぼ光速で動く鏡(飛翔鏡と呼ぶ)に よる光の反射の問題に関しては1905年にEinsteinが特殊相 対性理論の論文にて考察して以来[1],長い歴史がある. そのような飛翔鏡で反射された光は、二重ドップラーシフ トにより、その周波数は上昇する.したがって、他の方法 では容易に得難い短波長の光が得られることから注目され ている.

ご想像の通り,実際にこのような飛翔鏡を作ることは大 変困難である.したがって,Einstein以来しばらくは理論 的な研究が中心であった.1951年にMotz[2],1952年に Landecker[3]は独立に電子加速器からの電子ビームに電 磁波を反射させれば相対論的ドップラー効果により短波長 の電磁波が得られることを計算で示した.実際に電子ビー ムを用いた実証実験も1977年になって行われた[4].また, Semenova,Lampeらはレーザーが電離していく面や再結 合していく面がこのような飛翔鏡として働くことを示した [5-7].実際に電磁波がこの電離面にて反射され,周波数が 上昇する実験も行われた[8].

これに対して, Bulanovらは, 高出力超短パルスレー ザーが作る航跡波(プラズマ波)が壊れようとする領域で 作られる電子カスプが鏡として使えることを提案し, 理 論, シミュレーションにより示した[9]. 高出力・超短パ ルスレーザーとプラズマの相互作用により, プラズマ中に 航跡波が作られる. 航跡波とは, プラズマ電子波のことで ある. この航跡波の振幅が大きくなり, 波を構成する電子 の速度が波の位相速度と同じになったときに波は壊れる. このとき, 電子が航跡場に捕捉されて加速される点に着目 したのが、本小特集の主題であるレーザー電子加速(レー ザー航跡場加速)である.一方、電子の分布に着目すれば 電子が集群しているため光をコヒーレントに反射する鏡と して用いることができる.この方法では、高出力・超短パ ルスレーザーのポンデラモーティブ力によりプラズマ波を 励起するが、最近では、より強力なレーザーでターゲット の薄膜を直接加速して鏡にするという提案もされている [10,11].鏡を作るのに高出力・超短パルスレーザーを用 いたものが多い理由は、レーザーの持つコヒーレンスによ り、局所的にエネルギーを集中できることが挙げられよう.

この章では、主に不足密度領域の航跡波(プラズマ波) を用いた相対論的飛翔鏡(flying mirror)について解説を 行う.実験技術としては本小特集で解説されるレーザーに よる粒子加速のために開発されてきた技術を基礎において いる.

# 5.2 飛翔鏡からの光の反射

### 5.2.1 飛翔鏡からの光の反射

ここでは,まず本小特集に共通の概念である高速で動く 鏡からの反射を考察しよう.

亜光速の鏡による光の反射による光の反射軸と周波数の 関係を導く. 鏡は x 軸の正の方向に速度  $V = \beta c$  (c は真空中 での光速) で進行しているとし,その鏡に角度  $\alpha$  で周波数  $\omega$  の光が入射するとする (図1参照).ここでローレンツ 変換  $x' = \gamma(x - \beta t), y' = y, z' = z, t' = \gamma(t - \beta x/c)$ によっ て鏡の静止系で考える.ここで,プライム(')が付いた変 数は静止系の物理量を表し, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ は鏡の相対論 因子である.光波の位相 $\phi = \omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ はローレンツ変換で

5. Light Reflection from Mirror Moving at Relativistic Speed

-Reflection and Frequency-Upshifting of Electromagnetic Waves from Wake Waves Produced through Laser-Plasma Interaction – KANDO Masaki author's e-mail: kando.masaki@jaea.go.jp Special Topic Article



図1 傾いた飛翔鏡による光の反射.(a),(c)は実験室系, (b)は鏡の静止系である.nは鏡の法線ベクトル,kは光線 の波数ベクトルである.プライム()は静止系での物理量 を表す.

不変であるので,

$$\omega t - \frac{\omega}{c} (x \cos \alpha + y \sin \alpha) = \omega' t' - \frac{\omega'}{c} (x' \cos \alpha' + y' \sin \alpha')$$
(1)

となり, 上記ローレンツ変換式を代入し,

$$\omega' = \omega \gamma (1 - \beta \cos \alpha) \approx \left( 2\gamma \cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \omega$$
 (2)

$$\cos \alpha' = \frac{\cos \alpha - \beta}{1 - \beta \cos \alpha} \approx \frac{1}{\gamma} \tan \frac{\theta}{2}$$
(3)

を得る. 最後の近似は $\gamma \gg 1$ の場合である. 鏡の静止系で は、光の入射・反射は通常どおり入射角と反射角は等し く、周波数も変わらない. したがって、 $\alpha' = \pi - \theta'$ 、  $\omega'_r = \omega'$ となる. 最後に実験室系に戻ると、式(2)で速度の 向きが変わっていることに注意して、

$$\omega_x = \omega \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta_x} \approx \left(4\gamma^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}\right) \omega \tag{4}$$

となる. 最後の近似は,正面で反射光を観測し ( $\theta_x = 0$ ), 鏡が相対論的 ( $\gamma_{ph} \gg 1$ )の場合である. 波の数はローレン ツ不変であるので,反射光のパルス幅 (持続時間) は周波 数と同様の因子 ( $\approx 4\gamma^2 \cos^2(\theta/2)$ )で圧縮される.

## 5.2.2 プラズマ波による飛翔鏡の反射率

次に不足密度領域プラズマ (underdense plasma) での相 対論的飛翔鏡による電磁波の反射率を求めよう.ここで は、プラズマは冷たく、無衝突であるとする. 飛翔鏡が位 相速度  $v_{ph}$  でプラズマ中を x 軸の正方向に進んでいるとす る. 航跡波加速と同様に、この位相速度はプラズマ中を伝 播するレーザー電磁場の群速度にほぼ等しい. 飛翔鏡が形 成される航跡波が壊れようとする領域では、電子の密度分 布がる 関数を用いて、 $n(x-v_{ph}t) = n_0[1+\lambda_p\delta(x-v_{ph}t)]/2$ で表されるとしよう.ここで、 $n_0$  は揺動のない場合のプラ ズマ電子密度、 $\lambda_p$  はプラズマ波長である.

実験室系での電磁波の式は、マクスウェル方程式の線形 化と電子の運動方程式により、

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} - c^2 \varDelta A_z + \omega_{\rm pe}^2 (x - v_{\rm ph} t) A_z = 0$$
(5)

と表される.ここで、 $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n)(x - v_{ph}t)/m\gamma_e)^{1/2}$ はプ ラズマ周波数, *e* は電気素量,  $n(x - v_{ph}t)$ は電子密度, *m* は電子質量,  $\gamma_e$  は電子の相対論因子である.式(5)を鏡の 静止系で解こう.特殊ローレンツ変換による変換を考慮 し,電磁場が $A_z(x,t) = a_z(x') \exp(i\omega't')$ となるとすれば,

$$\frac{d^{2}a_{z}(x')}{dx'^{2}} + q^{2}a_{z}(x') = \chi^{2}\delta(x')a_{z}(x')$$
(6)

と 表 さ れ る. こ こ で,  $q^2 = \omega^{r2}/c^2 - \omega_{pe}^2/(2c^2\gamma_{ph}^2)$ ,  $x = \omega_{pe}^2 \lambda_p/(2c^2)$ である. この問題は, 量子力学などでの  $\delta$  関数 でのポテンシャル散乱と等価であることがわかる. 静的な 解が,

$$a_{z}(x') = \begin{cases} \exp(iqx') + \rho \, \exp(-iqx') & (x' \ge 0) \\ \tau \, \exp(iqx') & (x' < 0) \end{cases}$$
(7)

と与えられるとする.ここで、式(7)の上式は、入射波+ 反射波、下式は透過波を表す.したがってx' = 0での境界 条件により、反射、透過係数はそれぞれ、 $\rho = -\chi/(\chi+2iq)$ 、  $\tau = 2iq/(\chi+2iq)$ となる.ここで、静止系での入射波の周波 数 が $\omega'_s \approx 2\gamma_{ph}\omega_s$ であり、航跡 波が非線形の場合  $\lambda_p \approx 4(2\gamma_{ph})^{1/2} c/\omega_{pe}$ であることを使い、鏡が相対論的であ るとすれば ( $\gamma_{ph} \gg 1$ )反射率  $R_\delta$  は、

$$R_{\delta} = |\rho|^2 \approx \frac{1}{2\gamma_{\rm ph}} \left(\frac{\omega_{\rm pe}}{\omega_{\rm s}}\right)^2 = \frac{1}{2\gamma_{\rm ph}^3} \left(\frac{\omega_{\rm d}}{\omega_{\rm s}}\right)^2 \tag{8}$$

となる.式(8)の最後の等式で, $\gamma_{ph} = \omega_d/\omega_{pe}$ を用いた.こ こで, $\omega_d$ は航跡波を励起するドライバー光の周波数であ る.ドライバー光と反射されるソース光の周波数が同じで あれば, $R_{\delta} \approx 1/(2\gamma_{ph}^3)$ となる.最後に,実験室系に戻るの であるが,反射光子数はローレンツ不変であるので,結局 光子数の反射率として式(8)を得る.  $\delta$  関数以外の場合の 反射率については,文献[12]を参照されたい.

反射波のパルス幅が圧縮されるのは、前節で述べたとお りであるが、他にも興味深い特長がある. 航跡波で作られ る電子密度は、レーザーが有限サイズで、Gauss 型の分布 を持つことにより湾曲した放物面状の構造を持つ. この形 状は、粒子シミュレーションや実験[13]でも観測されてい る.理想的には、この放物面でレーザー光を回折限界であ る波長程度まで絞ることができるであろう.したがって、 鏡の静止系での集光径は $\lambda'_r \approx \lambda_s/(2\gamma_{\rm ph})$ となる.光子のエ ネルギーは、 $4\gamma^2_{\rm ph}$ 倍、パルス幅は $1/(4\gamma^2_{\rm ph})$ 倍となることを考 えると、反射光の強度は、 $I_{\rm r} = 64R\gamma^6_{\rm ph}(D/\lambda_s)^2 I_s$ となること がわかる.ここで、R は鏡の反射率、D は飛翔鏡の直径、  $I_s$ は入射ソース光の集光強度である.反射率は、式(8)に より $\gamma_{\rm ph}^{-3}$ に比例するので、結局集光強度は、鏡の相対論因 子 $\gamma_{\rm ph}$ の3乗に比例して増大する.

### 5.3 航跡波を用いた相対論的飛翔鏡の実験

次に相対論的飛翔鏡によってレーザー光を反射した2つの実験について紹介する.

# 5.3.1 最初の航跡波を用いた飛翔鏡実験(斜め入射)

2006年に行われた実験では、図2(a)に示すように、比較 的小型のチタンサファイアレーザー(ピーク出力2TW, パルス幅76 fs)を用い、ソース光を斜めから入射させ た.2つのレーザー光を同軸で入射させなかったのは、透 Journal of Plasma and Fusion Research Vol.86, No.3 March 2010



図2 飛翔鏡実験のセットアップ.(a)斜め入射,(b)対向入射.

過したレーザー光がレーザーシステムに戻り損傷を与える 可能性があったからである. プラズマ源はヘリウムガスで あり、ドライバー光の光電離によってプラズマが生成され る.この辺りの実験手法は、電子加速実験と全く同じであ る. 波の破壊に伴い 30 MeV 程度の高速電子が生成される が、それはドライバー光の進行方向に置かれた偏向磁石か らなる電子エネルギー分光器により計測されると共に、前 方に置かれた極端紫外分光器へ電子が入らないようになっ ている.

航跡波を作るドライバーレーザー光の集光径は、25 um ×30  $\mu$ m であり、ピーク集光強度は  $I_{d} = 5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^{2}$  で あった.ソース光は 11 mJ のエネルギーを持ち, 集光径は 真空中で17 umで、集光強度は*I*s =0.9×10<sup>17</sup> W/cm<sup>2</sup>であっ た. ターゲットはヘリウムガスで,超音速ガスバルブによ り真空中に噴出された. ヘリウムガスはレーザー光により 光電離され、そのプラズマ電子密度はおよそ 4×10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup> であった.飛翔鏡にソース光を反射させるためには、この 集光径以下の精度で2つのパルスを調整する上に、レー ザーが~80 fs と短パルスであるために反射タイミングも 上手に選ぶ必要がある.これは容易ではなかったが、多く の計測器を用いて精密に制御を行った[14,15]. その結果, 図3のように極端紫外分光器にて反射光の信号を観測する



斜め入射飛翔鏡実験により観測された信号スペクトル.破 図3 - ス光がない場合で実線はソース光を入射した場合 線はソ-である. 縦軸は CCD カウントである.

ことに成功した.この信号は、図4のように、ドライバー 光とソース,光のタイミングと垂直方向の変移が0となる 辺りに集中していることがわかる. すなわち2つのレー ザー光が空間、時間方向で衝突が起こるときに反射が起 こっていることが分かる.この実験で得られた反射光の光 子数は、プラズマ電子によるコンプトン散乱(トムソン散 乱)によって作られる強度よりも十分に高いが,式(8)で 表されるような理論予測値よりも低いものであった.

# 5.3.2 対向入射での航跡波を用いた飛翔鏡実験

この光子数の増大をめざして、より高強度のレーザー で、対向入射にて行えるように改良を行い実験を行った [16,17].実験セットアップは図2(b)のような配置であ る. ドライバー光は,400 mJ,27 fs で 25 µm に集光され, 集光強度は6.5×10<sup>18</sup> W/cm<sup>2</sup>であった.ソース光は、42 mJ、 34 fsで43×66 µm<sup>2</sup>に集光された. プラズマは最初の実験と 同様にヘリウムガスで、プラズマ電子密度は、およそ2× 10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup>であった. この実験では, α=13°の方向に, 極端 紫外光用の多層膜球面鏡を置き、透過型回折格子にて結像 分光した光をCCDにて計測した.対向入射の配置を選んだ ため、衝突の調整法を新しく開発した[18]. ディレイス キャンの結果,図5に示されるような反射光のスペクトル を得た. 波長範囲は, 12.5-22.0 nm の範囲の広い分布を持



対向入射実験で得られた反射光のスペクトル. 図 5

#### Special Topic Article

つ反射光スペクトルとなっている.計測範囲は,紫外分光 器を構成する多層膜球面鏡やフィルタの特性により決まっ ている.分布が広がる理由は,計測器が反射角 $\alpha = 9-17^{\circ}$ の範囲の反射光を集めているため式(4)により分布する. さらに, $\gamma_{ph}$ はプラズマ電子密度の計測などにより決まる が,この計測結果からは,飛翔鏡の相対論因子は,  $\gamma_{ph} = 5-7$ 程度であると言える.この結果はほかの計測か らの予測範囲内である.

1 ショットあたり得られた光子数は、 $1.0 \times 10^9$ であった. ヘリウムガスでの吸収を考慮すればプラズマ中で反射され た光子数は、 $7.9 \times 10^9$ と見積もることができる.一方、理論 値を計算すると、 $1.4 \times 10^{10}$  photons/shot であり、この実験 ではおよそ理論値の半分の反射率が達成された.

#### 5.4 その他の飛翔鏡

最後に、公平を期すために、その他の飛翔鏡についても 紹介しよう(図6).ここで飛翔鏡という言葉を用いたが、 これは筆者がまとめて呼んだだけであり、著者によっては この言葉を用いていない場合があることに注意されたい.

5.4.1 電子ビーム(自由電子レーザー,レーザー逆コンプ トン散乱)

実験技術的には、光の波長に対して短い電子ビームを作

ることが困難なため、鏡と呼ぶのは適当ではないかもしれ ないが、理論的には区別する理由はない.実際、自由電子 レーザーではアンジュレータ磁場(電子ビームの静止系で は、電磁波である)との相互作用により電子ビームがマイ クロバンチ化されるので、このマイクロバンチを鏡と見る こともできるであろう.一方、レーザー光を電子ビームに 散乱する逆コンプトン散乱では、電子ビームのバンチ幅を レーザーの波長より短くするのが困難であるためインコ ヒーレントな散乱である.しかし、容易に電子ビームのγ 因子を増大できるので、MeV[19]といった高エネルギー X 線が実際に得られており、原子核実験に用いられたり、非 破壊検査技術[20]として有望視されている.

#### 5.4.2 移動する電離面からの反射

この場合,電離面は光速近く(場合によっては光速以上) で進行するが,媒質であるプラズマは実験室系でほぼ静止 した状態である.したがって,その他の飛翔鏡と呼ばれる ものと比べると,鏡自身から光へのエネルギーの伝達はな いという本質的な違いがある.



図6 色々な飛翔鏡.(a)電子ビーム、(b)レーザーによる電離 面、(c)固体表面での振動鏡、(d)加速された薄膜による両 面鏡を用いた場合を模式的に表わしている. 実験では、マイクロ波領域の電磁放射を用いたものが多 く、また、自由電子レーザーのアンジュレータのように静 的な磁場や電場でも電磁波を発生させることができ、THz 光源として注目されている[21,22]. 原理的にはレーザー 光の波長域(可視光から近赤外光)でも反射は起きるはず であり、実証が待たれる.但し、レーザー光が効率的に反 射されるためには、電離面の静止系で見たときに、電離面 のスケール長が入射電磁波の波長に対して短い必要があ る.

また,電離面の進行速度は,航跡波を用いた飛翔鏡と同様にプラズマ中でのレーザー光の群速度によって決まるという問題があったが,最近,2つのレーザー光を交差させることでこの制限を取り払う提案がされた[23].この方法では,光速を超える電離面を生成することもできるため,非常に興味深い.

### 5.4.3 振動鏡(Oscillating Mirror)

1994年に Bulanov らは、固体表面にレーザーが照射され ると、電子が集団的に振動し、これが鏡として作用するモ デルを提案した[24]. これは振動鏡 (oscillating mirror) であるが、鏡がレーザーに対して向かう場合には上記で考 察したモデルで計算できる.さらに、この手法では、高次 高調波の生成により、短波長が観測されるという特長があ り、反射された光の周波数は、最大で鏡の相対論因子 γ の 2 乗に比例すると予測される.しかし、最近、 γ の 3 乗に比 例するとするモデルも提唱されている[25].

実験では、イギリスのグループらを中心に行われ [26-28],発散角の小さい高品質の光子ビームが得られて いる.また、ターゲットに薄膜を用いた場合に、電子の横 運動が生じ、それからの反射を計算したモデル(sliding mirror model)[29]もある.

### 5.4.4 両面鏡(double-sided mirror)

薄膜を高強度のレーザーの光圧で押すことにより、電子 とイオンのレイヤーを直接光速近くまで加速する方法である[30].前面に入射されたレーザー光は、鏡を押すことで 周波数は減少し、鏡の反対側から入射されるソース光は周 波数が上昇することから両面鏡と呼ばれている.この手法 では、プラズマ電子密度が初期条件で固体密度であり、そ れがさらに圧縮されることから本稿で紹介した航跡波を用 いた飛翔鏡よりも高い反射率を持つことが可能である.両 面鏡の実験はまだ行われていないが、この方法では光を反 射すると同時に高エネルギーのイオン加速法としても注目 されている[30].

### 5.5 おわりに

本章では、ほぼ光速で進行する鏡に電磁波を反射させ て、短パルス・短波長の電磁波に変換する手法を解説し た.特に高強度・超短パルスレーザーによって引き起こさ れるプラズマ中の電子波を鏡として用いる手法について詳 しく述べた.本手法では、アト秒やそれ以下のパルス、コ ヒーレントなX線光源を小型に実現できる可能性を秘めて いる.このようなX線源はガス中の高次高調波やX線FEL などの先達がいるが、飛翔鏡による方法はこれらとは別の Journal of Plasma and Fusion Research Vol.86, No.3 March 2010

スケール則を持ち,高輝度なX線を作り出せる可能性があり、今後の研究の進展が期待される. さらに、X線の集光までも飛翔鏡に持たせることができれば、10<sup>18</sup> V/mというSchwinger場を実験室で実現でき、真空の偏極などがマクロな量で観測できるようになるかもしれない.

# 謝辞

本研究の一部は、科研費特別推進(15002013)、基盤研究 A(20244065)、基盤研究 C(21604008)による成果です.また、 研究の一部は、福田祐仁、Alexander Pirozhkov、馬景龍、 大東出、陳黎明、Timur Esirkepov、小倉浩一、本間隆之、 林由紀雄、小瀧秀行、匂坂明人、森道昭、James Koga、 桐山博光、岡田 大、Anatoly Faenov、Tatiana Pikuz, 川瀬啓吾、亀島 敬、河内哲哉、Eugene Ragozin、 大道博行、木村豊秋、加藤義章、田島俊樹、Sergei Bulanov 諸氏との共同研究の成果であり、ここに感謝いたします.

# 参考文献

- [1] A. Einstein, Annalen der Physik, 322, 891 (1905).
- [2] H. Motz, J. Appl. Phys. 22, 527 (1951).
- [3] K. Landecker, Physical Review 86, 852 (1952).
- [4] J.A. Pasour, V.L. Granatstein and R.K. Parker, Phys. Rev. A 16, 2441 (1977).
- [5] V. Semenova, Radiophysics and Quantum Electronics 10, 599 (1967).
- [6] M. Lampe and E. Ott, Phys. Fluids 21, 42 (1978).
- [7] W.B. Mori, Phys. Rev. A 44, 5118 (1991).

- [8] S. Kuo, Phys. Rev. Lett. 65, 1000 (1990).
- [9] S.V.Bulanov, T. Esirkepov and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. 91, 085001 (2003).
- [10] T. Esirkepov, S. Bulanov, M. Kando, A.S. Pirozhkov and A.G. Zhidkov, Phys. Rev. Lett. **103**, 025002 (2009).
- [11] T.Z. Esirkepov, S.V. Bulanov, A.G. Zhidkov, A. S. Pirozhkov and M. Kando, Eur. Phys. J. D, 55, 457 (2009).
- [12] A.V. Panchenko et al., Phys. Rev. E 78, 056402 (2008).
- [13] N.H. Matlis et al., Nat. Phys. 2, 749 (2006).
- [14] K. Masaki et al., Phys. Rev. Lett. 99, 135001 (2007).
- [15] A. Pirozhkov et al., Phys. Plasmas 14, 12310 (2007).
- [16] M. Kando et al., Eur. Phys. J. D 55, 465 (2009).
- [17] M. Kando et al., Phys. Rev. Lett. 103, 23500 (2009).
- [18] K. Kawse et al., Appl. Phys. Express 3, 01610 (2010).
- [19] K. Kawase et al., Nucl. Instrum. Meth. A 592, 154 (2008).
- [20] R. Hajima, T. Hayakawa, N. Kikuzawa and E. Minehara, J. Nucl. Sci. Tech. 45, 441 (2008).
- [21] T. Higashiguchi et al., Jpn. J. Appl. Phys. 38, L527 (1999).
- [22] T. Higashiguchi et al., Jpn. J. Appl. Phys. 39, 6578 (2000).
- [23] A. Zhidkov et al., Phys. Rev. Lett. 103, 21500 (2009).
- [24] S.V. Bulanov, N.M. Naumova and F. Pegoraro, Phys. Plasmas 1, 745 (1994).
- [25] T. Baeva, S. Gordienko and A. Pukhov, Phys. Rev. E 74, 04640 (2006).
- [26] M. Zepf et al., Plasma Phys. Contr. Fusion 49, B149 (2007).
- [27] B. Dromey et al., Nat. Phys. 5, 146 (2009).
- [28] Y. Nomura et al., Nat. Phys. 5, 124 (2009).
- [29] A.S. Pirozhkov et al., Phys. Plasmas 13, 013107 (2006).
- [30] T. Esirkepov, M. Borghesi, S. Bulanov, G. Mourou and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. **92**, 17500 (2004).