



Title	プラズマミラーを利用した光制御技術の開発と応用
Author(s)	今, 亮
Citation	大阪大学, 2013, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/26172
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

博士学位論文

プラズマミラーを利用した光制御技術の
開発と応用

2013年7月

今 亮

大阪大学大学院
工学研究科 電気電子情報工学専攻

研究概要

本論文は、筆者が大阪大学工学研究科電気電子情報工学専攻課程の在学中に行ったプラズマミラーを用いた光制御技術の開発と応用に関する研究の成果をまとめたものである。本論文は以下の5章から構成されている。

第1章では、本論文の導入部である。近年急速に発達している超高強度レーザーと物質の相互作用により得られる高エネルギー密度状態が持つ応用について述べた。またレーザー生成プラズマの性質を利用し、形状等を工夫することで、同じような高いエネルギー密度を持つ高強度レーザーや高エネルギー密度荷電粒子を直接制御する可能性を示した。さらに本研究で行ったプラズマミラーの光制御機能について述べ本研究の目的を示した。

第2章では、レーザー強度が 10^{14-16} W/cm² で機能するプラズマの反射機能について述べた。プラズマミラーの反射の原理について説明し、その応用技術について述べた。またプラズマ広がりなどの影響によって起こる集光性能の低下という問題点を解決するために集光径と反射率を測定し、集光性能の評価を行った。さらに集光性能を低下させている原因を計算により検討した。さらにプラズマの反射機能を応用した集光プラズマミラーの開発について述べた。また集光機能を持った楕円プラズマミラーの基本設計やアライメント手法について示した。さらに高出力レーザーを用いた集光機能の実証実験について述べた。

第3章では、楕円プラズマミラーを応用した高エネルギープロトンビームの生成に関する実験について述べた。楕円プラズマミラーを用いることで集光強度が上昇し、プロトンの最大エネルギーが上昇していることを実験的に明らかにした。この結果から楕円プラズマミラーのイオン加速への応用の有効性が明らかになった。

第4章では、集光強度が 10^{16-18} W/cm² 領域において起こるプラズマミラーの変調機能について述べた。変調機能である高次高調波発生 の原理とその応用について説明した。更に実験的に高次高調波の生成を行い、理論によって予測されるカットオフが計測された。さらに集光強度が相対論的強度 ($> 10^{18}$ W/cm²) に達するときに起こる相対論プラズマミラーについて述べた。このような強度に到達する手段として楕円プラズマミラーを用いることでより高エネルギーの高調波を効率よく生成できる可能性について示した。

第5章は本論文のまとめであり、本研究で得られた研究成果の総括を述べる。

目次

第1章 緒論	1
1.1 超高強度レーザーの発達と高エネルギー密度科学	1
1.2 高強度レーザーとプラズマの相互作用	2
1.3 高エネルギープラズマフォトリックデバイス	5
1.4 プラズマミラーによる光制御と本研究の目的	6
1.5 論文構成	7
参考文献	8
第2章 反射機能を利用したプラズマミラー	13
2.1 はじめに	13
2.2 プラズマミラーの原理	13
2.3 プラズマミラーを使った高強度レーザーの集光性能の評価	16
2.3.1 実験セットアップ	17
2.3.2 反射率の計測と評価	18
2.3.3 集光径の計測と評価	19
2.4 集光プラズマミラーの開発	24
2.4.1 集光プラズマミラーのための楕円ミラーの設計	24
2.4.2 楕円ミラーの集光径の測定とアライメント手法	26
2.4.3 超高強度レーザーを使った楕円プラズマミラーの実証実験	29
2.5 まとめ	31
参考文献	32
第3章 集光プラズマミラーを応用した高エネルギープロトンの生成	39
3.1 はじめに	39
3.2 超高強度レーザーによるイオン加速	39
3.3 楕円プラズマミラーを使った高エネルギープロトンの生成	41
3.3.1 実験セットアップ	41

3.3.2	実験結果と考察	43
3.4	まとめ	44
	参考文献	44
第 4 章	変調機能を利用したプラズマミラー	49
4.1	はじめに	49
4.2	プラズマミラーからの高次高調波生成	49
4.3	非相対論領域での高次高調波の生成	50
4.3.1	Coherent Wake Emission (CWE)	50
4.3.2	実験セットアップ	51
4.3.3	実験結果と考察	52
4.4	相対論領域の高次高調波生成	55
4.4.1	Relativistic Oscillating Mirror(ROM)	55
4.4.2	効率的な高エネルギーの高次高調波の生成	56
4.5	まとめ	57
	参考文献	57
第 5 章	総括	61
Appendix A		65
A.1	フレネル反射	65
Appendix B		67
B.2	ガウシアンビーム	67
Appendix C		69
C.1	Radio Chromic Films(RCF)	69
	謝辞	74
	研究業績	78

第1章 緒論

1.1 超高強度レーザーの発達と高エネルギー密度科学

1960 年代初頭のルビーレーザーの発振以降，単パルス化技術の発展によってレーザーの出力は向上した．さらに 1985 年に G.Mourou 等によって発明されたチャープパルス増幅法 (Chirped Pulse Amplification : CPA) [1] の出現によりレーザーのピーク強度は飛躍的に増大した．これによりシングルショットで PW (10^{15} W) クラスの大型レーザーが各国で建設されている．さらに近年，チタンサファイヤレーザーに代表される数十 fs (10^{-15} s) のパルス幅を持つ極短パルスレーザーでも数百 TW を超える出力が可能になっている．このような高出力レーザーを集光することで電子の運動が相対論的になる 10^{18} W/cm² をはるかに超える集光強度が得られる．さらに最近のデフォーマブルミラーなどの波面制御技術 [2] や大口径の集光光学系の作成技術の発展によって集光強度 10^{22} W/cm² に達するまでになっている [3] (図 1.1) ．

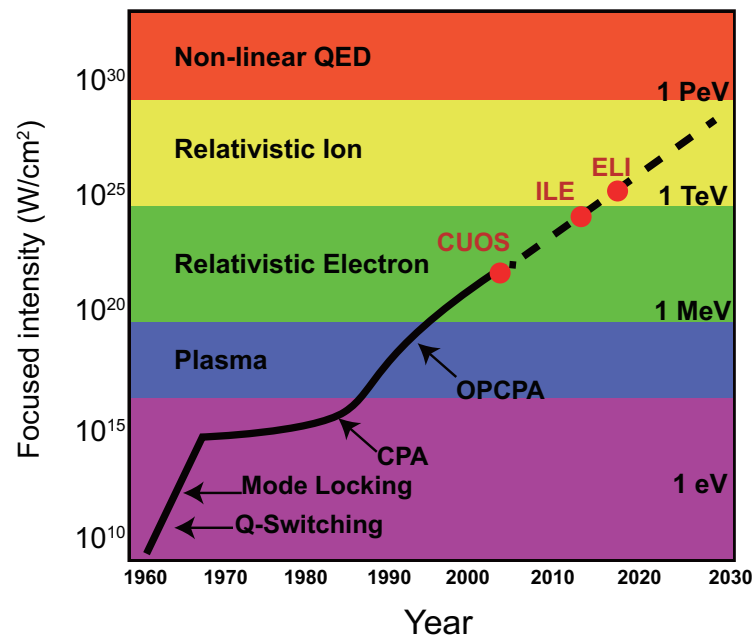


図 1.1: レーザーの高出力化技術の発展と集光強度

高出力レーザーによって生成されるプラズマは、超高温・超高密度のプラズマを実験室に生成することができる。このような極限プラズマを研究対象とした高エネルギー密度科学と呼ばれる研究分野が、近年急速に発展しており様々な分野に応用が可能である [4][5]。その例としては、慣性核融合 [6] や極限物性研究 [7]，実験宇宙物理 [8]，粒子加速 [9][10]，極短パルス X 線源 [11] などの学術的応用だけでなく粒子線治療 [12]，レーザーピーニング [13] など医療や産業への応用も期待されている。

また近年，ELI [14] や HiPER[15]，IZEST[16] 等に代表されるような現在建設中あるいは建設予定の次世代超高強度レーザープロジェクトも立ち上がっている。このような超高強度レーザーは高密度プラズマの利用だけではなく，真空からの電子-陽電子対の生成 [17] のような真空と電磁波の非線形光学現象を明らかにすると期待されており，今後ますますレーザーの高出力化とその発展的研究が進んでいくと考えられる。

1.2 高強度レーザーとプラズマの相互作用

高強度のレーザーを固体に照射すると多光子電離 [18] 等の光電離過程のほか，電子と原子・中性子の衝突による電離過程 (collisional or impact ionization)[19] によってプラズマ化が進む。このような電離は，非常に短い時間 (数 fs) で起きるため，レーザーの大部分はプラズマと相互作用する。

プラズマの誘電応答

電場と磁場は，真空中に電荷密度 ρ_e ，電流密度 $\mathbf{J}_e$ が存在する場合の Maxwell の方程式は，以下で示される。

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho_e \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_e \quad (1.4)$$

で表すことができる。ここで単位は c.g.s 系である。式 1.1 と式 1.2 は，誘電体中では，誘電率 ϵ を用いて以下のように表すことができる。

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = 0 \quad (1.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial(\epsilon \mathbf{E})}{\partial t} \quad (1.6)$$

またここで電荷密度 ρ_e と 電流密度 $\mathbf{J}_e$ は、電子とイオンの電荷 e, q と密度 n_e, n_i 、電子速度 $\mathbf{v}_e$ を用いて

$$\rho_e = -en_e + qn_i \quad (1.7)$$

$$\mathbf{J}_e = -en_e \mathbf{v}_e \quad (1.8)$$

で表すことができる．ここではイオンは静止しているとして電子の運動によって電氣的な中性が保たれていると仮定している．すると式 1.7 の第 2 項は一定である ($qn_i = \text{const}$) ．

またここでプラズマ中の電磁波を、

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) \quad (1.9)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) \quad (1.10)$$

とおくと非相対論領域での電子の動きは、ニュートン則より電子速度 $\mathbf{v}_e$ と衝突周波数 ν_{ei} を用いて、

$$m_e \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = -e \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) - m_e \nu_{ei} \mathbf{v}_e \quad (1.11)$$

で示される．ここで式 1.11 を解くと

$$\mathbf{v}_e = \frac{-i}{\omega + i\nu_{ei}} \frac{e \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{m_e} \quad (1.12)$$

である．ここでオームの法則は、電気伝導率 σ_e を用いて

$$\mathbf{J}_e = \sigma_e \mathbf{E}, \quad (1.13)$$

であるから、式 1.8 に代入してプラズマ中の電気伝導率 σ_e は、

$$\sigma_e = \frac{i\omega_p^2}{4\pi\omega(1 + i\tilde{\nu})} \quad (1.14)$$

である．ここで $\tilde{\nu} = \nu_{ei}/\omega$ 、 ω_p はプラズマ周波数であり、 $\omega_p = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$ である．さらに式 1.4, 式 1.6 より、プラズマの誘電率 ϵ は、電気伝導率 σ_e を用いて

$$\epsilon = 1 - \frac{i\omega_p^2}{\omega^2(1 + i\tilde{\nu})} = 1 + \frac{4\pi\sigma_e}{\omega} \quad (1.15)$$

と表すことができる．また、プラズマの屈折率 n は、

$$n = \sqrt{\epsilon} = n_r + in_i \quad (1.16)$$

である．上記の式での n_r, n_i は，それぞれ屈折率の実部と虚部を表している．これらの式からも明らかなようにレーザーとプラズマの相互作用は，プラズマの電気伝導率や誘電率に大きく依存する．このことは，プラズマも通常の固体と同じように扱うことができる可能性を示している．

衝突周波数

プラズマの誘電率や伝導率は，衝突周波数によって記述される．電子温度が数 10 eV よりも高い場合，電子とイオンのクーロン衝突を考えることによって導かれた Spitzer 式 [20] では，以下のように表すことができる．

$$\begin{aligned}\nu_{ei} &= \frac{4\sqrt{2}\pi}{3} \cdot \frac{Zn_e e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \sqrt{m_e} (k_B T_e)^{3/2}} \cdot \ln\Lambda \\ &\sim 2.91 \times 10^{-6} \cdot \frac{Zn_e}{T_e^{3/2}} \cdot \ln\Lambda [s^{-1}]\end{aligned}\tag{1.17}$$

ここで Z はイオンの価数， n_e は電子密度 [cm^{-3}] ($n_e = Zn_i$)， T_e は電子温度 [eV] である． $\ln\Lambda$ はクーロン対数 (Coulomb logarithm) と呼ばれる値であり，電子とイオンの衝突距離の最大値と最小値によって決定される値である． $\Lambda = b_{\max}/b_{\min}$ であらわすことができ，最大衝突パラメータ $b_{\max} = \sqrt{(k_B T_e/m_e)}/\max[\omega_p, \omega_L]$ ，最少衝突パラメータ $b_{\min} = \max[Ze^2/k_B T_e, \hbar/\sqrt{m_e k_B T_e}]$ である．ここで $\hbar$ はプランク定数， k_B はボルツマン定数である．また，ここでは電子の平均自由行程 λ_e がイオン半径 r_0 を超えないとし ($\lambda_e < r_0$)，衝突周波数 ν は， v_e/r_0 より小さいと仮定している [21]．ここで v_e は，電子速度であり $v_e = (v_F^2 + k_B T_e/m_e)^{1/2}$ ， v_F はフェルミ速度である．

図 1.2 に電子温度に対する衝突周波数の変化のグラフを示す．電子密度は， $3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ， $Z = 2$ (Al) である [21]．これからも明らかなように電子-イオン衝突周波数は，電子温度の-3/2 乗に比例しておりより高温であれば小さい値になる．つまり，高い密度と温度をもつプラズマは，高い導電性や反射率を持ち，金属のような性質を持っていること示している．特に 100 eV 以上の非常に高い温度では，プラズマの材質にかかわらず良い導体として作用することがわかっている [22]．

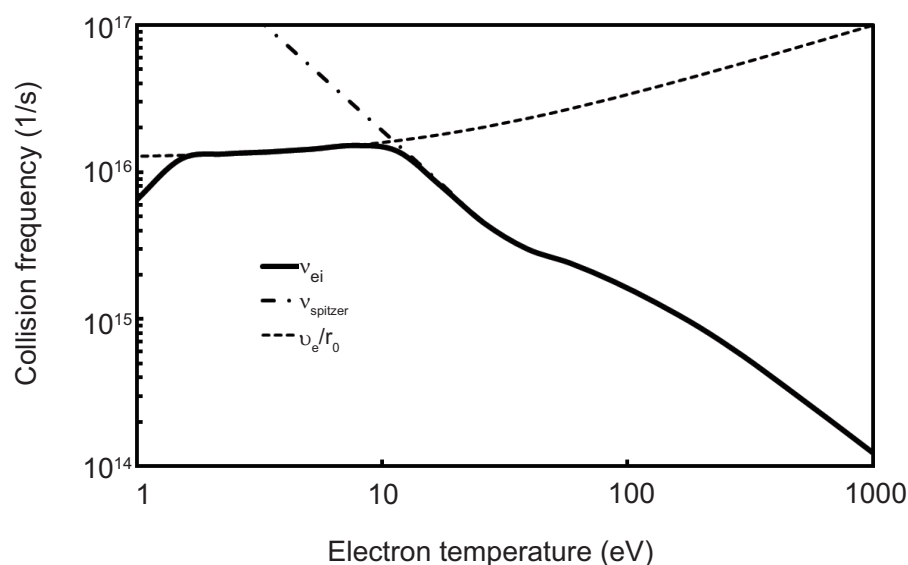


図 1.2: 電子温度に対する衝突周波数の変化

1.3 高エネルギープラズマフォトニックデバイス

高強度レーザーのパルス幅 (<1 ps) 以内では、通常イオンの動きをほぼ無視できる。そのためレーザーのパルス幅内では電子のみが動いている状態とみなすことができる。つまり、プラズマの誘電率もしくは伝導率を理解することで、比較的容易に高強度光や高エネルギー粒子を制御できる可能性がある。このように高エネルギー密度プラズマを、新しいデバイス材料として利用できればエネルギー密度の高さから従来取り扱うことが困難であった高強度光や高エネルギー粒子を直接制御する手段となり、先に述べた様々な分野で技術革新が期待される。例えば、高強度レーザーによって生成されるプラズマは、固体の損傷しきい値 (SiO_2 : $> 5 \text{ J/cm}^2$, $> 1 \text{ ps}$)[23] を超える高いエネルギー密度を持つため同じように高いエネルギー密度を持った光を直接制御できると考えられる。

このような理解のもと近年、”高エネルギープラズマフォトニクス”という新しい概念が提案された。高エネルギープラズマフォトニクスとは、レーザー光学や粒子ビーム学およびプラズマ物理の境界領域をうめる新たな学問体系として提唱された [24]。この概念に基づいた制御技術である「プラズマフォトニックデバイス」は、コーン形状のターゲットを用い高強度光をプラズマを用いて直接制御することでレーザー核融合研究に大きなブレークスルーをもたらした [25][26]。またレーザー励起の高密度相対論電子ビームをプラズマを用いて直接制御すること [24] も実証されており、プラズマフォトニックデバイスの幅広い分野への貢献が期待されている。

1.4 プラズマミラーによる光制御と本研究の目的

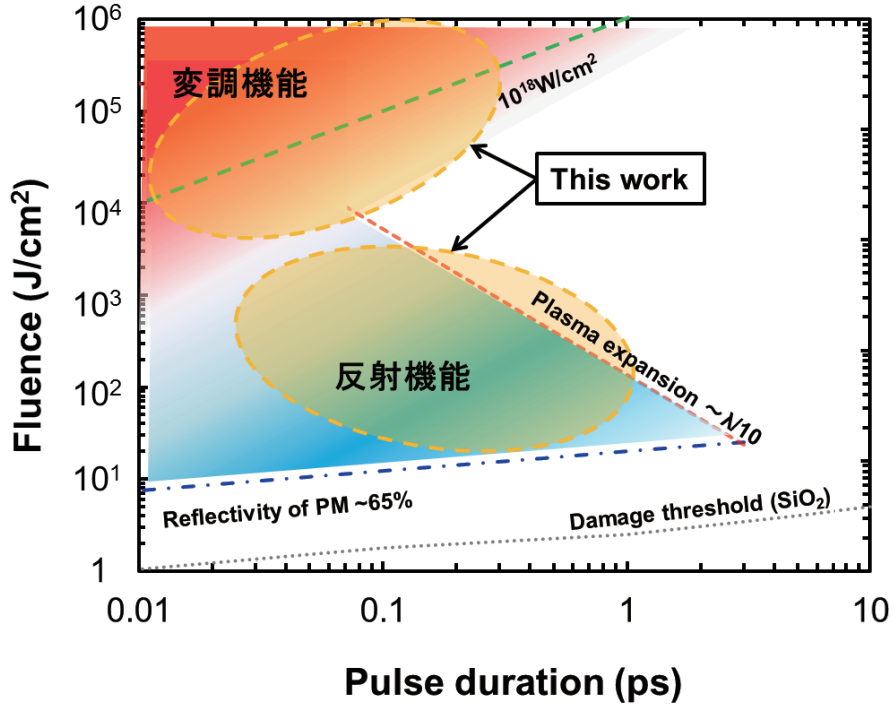


図 1.3: レーザーフルーエンスとパルス幅によって変化するプラズマミラーの機能と本研究の範囲: SiO₂ の損傷閾値 [23], 反射機能 [27], 変調機能 (高次高調波生成) [28].

本研究は、プラズマフォトリックデバイスの光制御に着目し研究を行った。ここでは、強度を一つのスケールとしたプラズマミラーの機能と本研究の目的を説明する。図 1.3 に本研究の領域を表したグラフを示す。縦軸はフルーエンス (J/cm^2) であり、横軸がパルス幅 (ps) である。

固体の損傷閾値を超えた強度である $10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$ 程度のレーザーを固体に照射すると Warm Dense Matter と呼ばれるプラズマと固体の中間の状態が得られる [29]。この領域は、プラズマの吸収率は高い。一方、レーザー強度が $10^{14} \sim 10^{16} \text{ W}/\text{cm}^2$ の領域では、プラズマの温度が高く、吸収率は低い。このときの電子の衝突周波数は、Spitzer の方程式で記述され [20]、吸収率は電子温度が上がると共に低下する ($\propto T_e^{-3/2}$)。このような高温プラズマでは、比較的高い反射機能を持ちミラーとして利用することが可能となる (反射機能領域: 図 1.3)。この領域では、プラズマミラーの反射機能は、レーザーの時間コントラストの向上に近年よく用いられる [30]。しかし、パルス幅が長くプラズマの熱伝がりの影響や電離タイミングの変化等の問題が無視できない状態になるとレーザー波面の乱れや反射率の低下が起こる。そのためプラズマミラーを使った場合、集光強度

が非常に低くなる可能性がある．そこで本研究では，反射機能が有効に働くレーザー条件を実験により明らかにするとともに集光分布の計算により集光性能の低下の原因を明らかにした．さらにプラズマミラーの形状を工夫し今までにない集光機能を持ったプラズマミラーの開発を行った．集光プラズマミラーのためのミラー設計と効率的なアライメント手法の考案を行い，集光機能の実証を行った．さらにその応用である高エネルギープロトンビームの生成をおこない，その有効性を明らかにした．

さらに強度が 10^{16} W/cm² を超えると入射電界の強度が上がり電子の振動速度が光速に対して無視できない程度になる．この領域では入射光がプラズマミラーによって変調され，周波数領域では高次の高調波成分を含む光として反射される（変調機能：図 1.3）．本研究では，プラズマの非線形応答である高次高調波生成について実験的に調べた．また高次高調波は，強度領域によって発生機構は異なる．強度が $10^{16\sim 18}$ W/cm² で支配的な Coherent Wake Emission (CWE)[31] と相対論的な強度である 10^{18} W/cm² 以上で起こる Relativistic Oscillating Mirror (ROM)[32] の 2 つがある．この二つについて詳しく述べる．

図 1.3 に示すようにプラズマミラーの機能は，強度の上昇に伴ってプラズマの光に対する応答が線形から非線形に変わる．この際，プラズマミラー後のレーザーは，反射（コントラスト向上などの高品質化）や変調（極短 X 線パルス生成）などの機能の変化による影響を受けると考えられる．この点に注目し，本研究では強度を一つのスケールとしてプラズマミラーの機能を明らかにすることを目的とし研究を行った．

1.5 論文構成

本論文は，5 章によって構成されている．第 1 章では，本研究の背景と研究目的について述べた．

第 2 章では，レーザー生成プラズマの光制御である最も単純な鏡面反射機能について述べた．プラズマミラー反射機能が有効に働くレーザー条件を実験により明らかにするとともに集光分布の計算により集光性能の低下の原因を明らかにした．またプラズマの反射機能を応用した集光プラズマミラーの開発について述べた．楕円プラズマミラーの基本設計やアライメント手法について示すと共に，高出力レーザーを用いた集光機能の実証実験について述べた．

第 3 章では，楕円プラズマミラーを利用した高エネルギープロトンビームの生成に関する実験について述べた．楕円プラズマミラーを用いることで集光強度が上昇し，プロトン最大エネルギーが上昇していることを実験的に明らかにした．

第 4 章では，強度が $10^{16\sim 22}$ W/cm² 領域で起こるプラズマミラーの変調機能について述べた．非相対論領域での高次高調波の生成を実験で行い，理論によって予測されるカットオフとの比較

を行った．また集光強度が相対論的強度に達するとき起こる相対論プラズマミラーについて述べた．このような高い強度に到達する手段として楕円プラズマミラーを用いた場合について示した．

第5章は本論文のまとめであり，総括を述べた．

参考文献

- [1] D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Optics Communications **56**, 219 (1985).
- [2] H. Baumhacker, G. Pretzler, K. J. Witte, M. Hegelich, M. Kaluza, S. Karsch, A. Kudryashov, V. Samarkin, and A. Roukossouev, *Correction of strong phase and amplitude modulations by two deformable mirrors in a multistaged Ti:sapphire laser*, Optics Letters **27**, 1570 (2002).
- [3] S.W. Bahk, P. Rousseau, T. Planchon, V. Chvykov, G. Kalintchenko, A. Maksimchuk, G. Mourou, V. Yanovsky, *The generation and characterization of the highest laser intensity (10^{22}W.cm^{-2})*, Optics Letters **29**, 2837 (2004).
- [4] D. Umstadter, *Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers* Physics of Plasmas **8**, 1774 (2001) .
- [5] 兒玉 了祐編：解説特集「高エネルギー密度科学への誘い」 レーザー研究 **41**, 4 (2013).
- [6] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. Michael Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason, *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers* , Physics of Plasmas **1**, 1626 (1994).
- [7] Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Academic Press, London, 1966.
- [8] B. Remington, P. Drake, D. Arnett and H. Takabe (edited), *Laser Astrophysics* , Special issue, Astrophys. J. Supplement. **127**, 2 (2000).
- [9] T. Tajima and J. M. Dawson, *Laser electron accelerator*, Physical Review Letters **4**, 267 (1979).
- [10] T. Cowan, J. Fuchs, H. Ruhl, A. Kemp, P. Audebert, M. Roth, R. Stephens, I. Barton, A. Blazevic, E. Brambrink, J. Cobble, J. Fernandez, J.C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich,

- J. Kaae, S. Karsch, G. Le Sage, S. Letzring, M. Manclossi, S. Meyroneinc, A. Newkirk, H. Ppin, and N. Renard-LeGalloudec, *Ultralow Emittance, Multi-MeV Proton Beams from a Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator*, Physical Review Letters **92**, 1 (2004).
- [11] P. Antoine, A. L ' Huillier, and M. Lewenstein, *Attosecond Pulse Trains Using High-Order Harmonics*, Physical Review Letters **77**, 1234 (1996).
- [12] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, E. d ' Humieres, R. Ferrand, G. Grillon, C. Albaret, S. Meyroneinc, J. P. Chambaret, A. Antonetti, and D. Hulin, *Practicability of protontherapy using compact laser systems*, Medical Physics **31**, 1587 (2004).
- [13] Y. Sano, N. Mukai, K. Okazaki, and M. Obata, *Residual stress improvement in metal surface by underwater laser irradiation*, Nucl. Instr. Meth. B **121** , 432 (1997).
- [14] <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>
- [15] <http://www.hiper-laser.org/>
- [16] <http://www.izest.polytechnique.edu/jsp/accueil.jsp?LANGUE=1>
- [17] J. Schwinger, *On Gauge Invariance and Vacuum Polarization*, Physical Review. **82**, 664 (1951).
- [18] G. S. Voronov and N. B. Delone, *Ionization of Xe atom by electric field of ruby laser emission*, Sov. JETP Letters **1**, 66 (1965)
- [19] G. M. Petrov and J. Davis, *Interaction of intense ultra-short laser pulses with dielectrics*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **41**, 025601 (2008)
- [20] L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases. (Interscience Publishers, New York, 1956).
- [21] K. Eidmann, J. Meyer-Ter-Vehn, T. Schlegel, and S. Huller, *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter*, Physical Review. E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics **62**, 1202 (2000).
- [22] D. Batani, Laser and Particle Beams **20**, 321 (2002).
- [23] M. D. Perry, B. C. Stuart, P. S. Banks, M. D. Feit, V. Yanovsky, and a. M. Rubenchik, *Ultrashort-pulse laser machining of dielectric materials*, Journal of Applied Physics **85**, 6803 (1999).

- [24] R. Kodama, Y. Sentoku, Z. L. Chen, G. R. Kumar, S. P. Hatchett, Y. Toyama, T. E. Cowan, R. R. Freeman, J. Fuchs, Y. Izawa, M. H. Key, Y. Kitagawa, K. Kondo, T. Matsuoka, H. Nakamura, M. Nakatsutsumi, P. Norreys, T. Norimatsu, R. A. Snavely, R. B. Stephens, M. Tampo, K. A. Tanaka, and T. Yabuuchi, *Plasma devices to guide and collimate a high density of MeV electrons*. Nature **432**, 1005 (2004).
- [25] R. Kodama, P. Norreys, K. Mima, a. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S. J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tampo, K. a. Tanaka, Y. Toyama, T. Yamanaka, and M. Zepf, *Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition*, Nature **412**, 798 (2001).
- [26] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, M. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. A. Norreys, S. Sakabe, K. A. Tanaka, A. Youssef, M. Zepf & T. Yamanaka, *Fast heating scalable to laser fusion ignition*, Nature **418**, 933 (2002).
- [27] G. Doumy, F. Qur, O. Gobert, M. Perdrix, and P. Martin, *Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses*, Physical Review E **69**, 26402 (2004).
- [28] C. Thaury, F. Qur, J.P. P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Rau, P. D ' Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, P. H. Martin, P. D. Oliveira, and F. R. Eau, *Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics*, Nature Physics **3**, 424 (2007).
- [29] D. Price, R. More, R. R. Walling, G. Guethlein, R. Shepherd, R. Stewart, and W. White, *Absorption of Ultrashort Laser Pulses by Solid Targets Heated Rapidly to Temperatures 1-1000 eV*, Physical Review Letters **75**, 252 (1995).
- [30] D. M. Gold, *Direct measurement of prepulse suppression by use of a plasma shutter*, Optics letters **19**, 2006 (1994) .
- [31] F. Quere, C. Thaury, P. Monot, S. Dobosz, Ph. Martin, J.-P. Geindre, and P. Audebert, *Coherent Wake Emission of High-Order Harmonics from Overdense Plasmas*, Physical Review Letters **96**, 125004 (2006).

- [32] B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M. S. Wei, K. Krushelnick, M. Tatarakis, N. Vakakis, S. Moustazis, R. Kodama, M. Tampo, C. Stoeckl, R. Clarke, H. Habara, D. Neely, S. Karsch, and P. Norreys, *High harmonic generation in the relativistic limit*, Nature Physics **2**, 456 (2006).

第2章 反射機能を利用したプラズマミラー

2.1 はじめに

この章では、反射機能を利用したプラズマミラーについて述べる．まず反射機能としてのプラズマミラーの原理とその応用について説明する．次にプラズマミラーを使う上での問題点について述べ、この課題に対する解決法である集光径と反射率の測定による集光性能の評価について述べる．さらに新たに集光機能を持ったプラズマミラーの設計とその実証実験の結果を示す．

2.2 プラズマミラーの原理

近年、高エネルギー密度プラズマを利用した高強度光の制御に関する研究が進んでおり、さまざまな応用が期待されている．その中でもプラズマミラーは、もっとも基本的である光の反射機能を持ったものである [1]．高強度レーザーを固体に照射すると、パルスの立ち上がり付近で固体は数 fs で多光子吸収などの電離過程を経て表面がプラズマ化する．その支配的な電離プロセスは光電離ではなく衝突電離（電子雪崩）によるものと考えられ、その過程は電子温度に強い相関関係を持つためレーザーフルエンスに強く依存する [2]．プラズマミラーとして機能し始めるフルエンスは $6 - 10 \text{ J/cm}^2$ である [3]．

レーザーパルスの立ち上がり付近で電子密度がレーザーのカットオフ密度（臨界密度）以上のプラズマが形成されると、レーザーはその密度より上の高密度領域には侵入できない．そのため、パルスの後半部のレーザーは、そのプラズマによって反射されることになる．臨界密度は、

$$n_c = \frac{m_e \omega_L^2}{4\pi e^2} = 1.12 \times 10^{21} \left(\frac{\lambda}{(\mu\text{m})} \right)^{-2} [\text{cm}^{-3}] \quad (2.1)$$

で表すことが出来る．ここで、 $m_e = 9.11 \times 10^{-28} [\text{g}]$, $e = 4.8 \times 10^{-10} [\text{esu}]$, ω_L , $\lambda_L [\mu\text{m}]$ は、電子の質量と電荷、レーザーの周波数、波長である．

高強度レーザーによって生成される高密度プラズマは、高い温度では衝突周波数が小さく、プラズマに対するレーザーの吸収は小さいため高い反射率を持つ [4]．ここで簡単に衝突周波数によってプラズマの誘電率（屈折率）が決定されると仮定し、プラズマの反射率を計算を実際に行った．

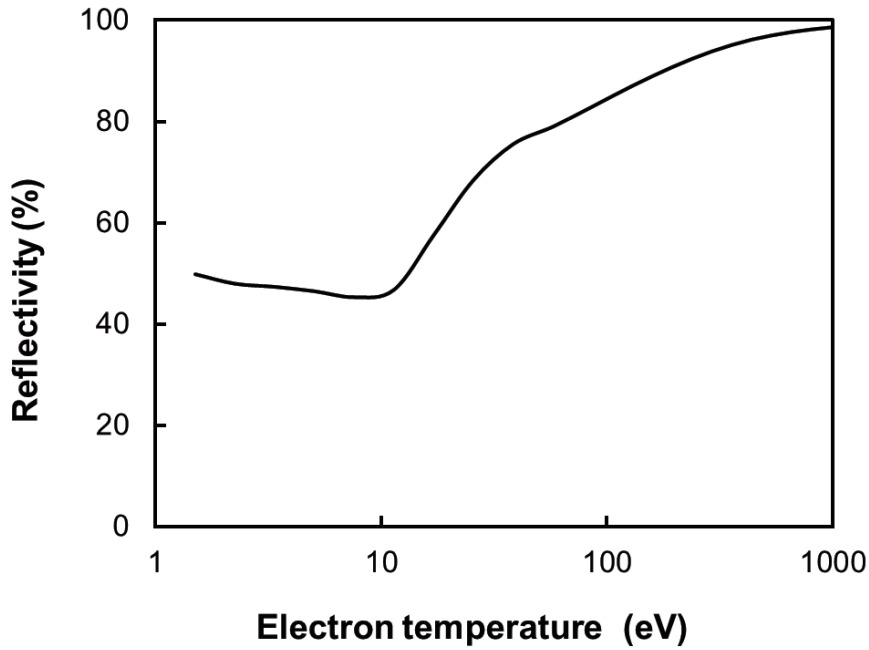


図 2.1: フレネル反射より求めた電子温度に対する反射率の変化: 電子密度 $n_e = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, $Z=3$, イオン温度 $T_i = T_e$ と仮定している。

反射率は、プラズマと真空の境界面が非常に急峻であるとしてフレネルの式 A.1 より求めた。図 2.1 にその結果を示す。電子密度は 10^{23} cm^{-3} のアルミプラズマを仮定し、0 (deg) 入射として計算を行っている。また衝突周波数は、式 1.17 から求めている。電子温度 T_e 上昇に伴い、衝突周波数が減少し反射率が上がっているのがわかる。特に数百 eV ではほぼ 80 % を超える反射率が得られている。このようにレーザー生成プラズマは、高い反射率を持つことから鏡面反射ミラーとして機能する。

通常、プラズマミラーはレーザーの時間コントラストを向上させるために利用される。一般に超高強度レーザーは、メインパルスの数 ps ~ ns 前に強度 $1 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 以上のプレパルスや自然放出増幅光 (ASE: Amplified spontaneous emission) をもっている。これらは、メインパルスよりも早くターゲットに達するため、メインパルスが到達するまでにターゲットはプラズマ化されてしまう。プレパルスによるプレプラズマは、イオン加速 [5][6] や高次高調波 [7] などの生成に大きな影響を及ぼすため、レーザーの時間コントラストを向上させることは非常に重要である。

図 2.2 に示すようにレーザーの集光途中にプラズマミラーとなるガラス等のレーザー光を透過するようなミラー基盤を置く。このとき、集光途中であるためプレパルスや ASE は強度が低くミラー基盤に対しては透過する。しかし、その後に到達するメインパルスに対しては強度が高いためミラー基盤はプラズマ化しミラーとして働く。

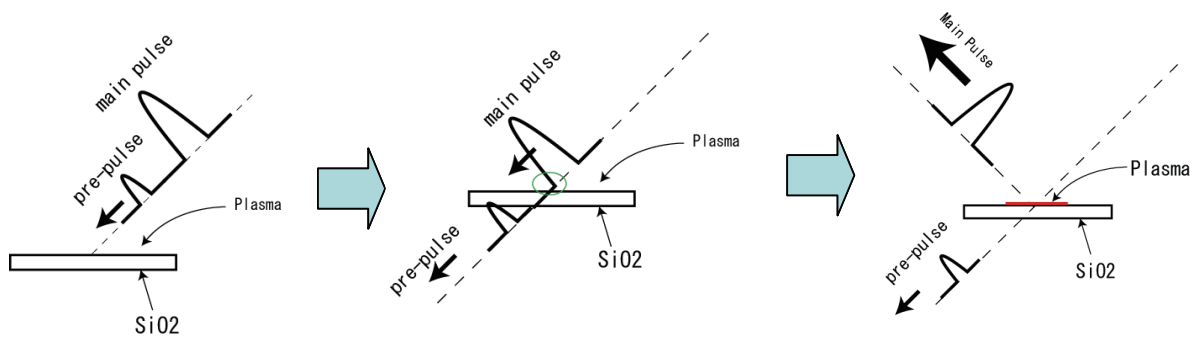


図 2.2: プラズマミラーによる時間コントラストの向上の原理

このように、レーザーパルスのプレパルスや ASE は取り除くことができるため、時間コントラストを向上させることができる。高コントラストを実現させるためには、ミラー基板上にレーザー波長に合わせたアンチリフレクト (AR) コートをする必要がある。AR コートの反射率は< 1 %であるため ASE やプレパルスは完全に除去できるわけではない。さらにコントラスト比はレーザーパルスのピーク値との差によって表すことができるので実際には、プラズマミラーによって改善させることが出来る比率 ΔK は、

$$\Delta K = \frac{R_{PM}}{R_{AR}} \quad (2.2)$$

で表すことが出来る。ここで R_{PM} , R_{AR} は、プラズマミラーの反射率と AR コートの反射率を表している。AR コートの性能やプラズマミラーの反射率によるが、一枚のプラズマミラーを用いることでコントラストで $10^2 \sim 10^3$ 程度向上させることができる [8]。また AR コートの反射率を変えることでコントラストを制御させることも可能である [9]。よく用いられているプラズマミラーの設置方法は2つある。一つはミラーをターゲットと最終集光光学系の間に設置する方法で、プラズマミラーからターゲット（レーザー集光点）間の距離は数 mm ~ cm のオーダーなので特に F 値が小さな集光光学系ではターゲットとの干渉が問題になる。理想的な方法は、実験集光チャンバー前で一度高い f 値を持つ放物面鏡等でレーザーを予備集光しそこにプラズマミラーを設置する手法である。プラズマミラー後、デフォーカスされたレーザーは、2 枚目の放物面鏡で再度平行光にし、実験集光チャンバーに送られる。特に十分長い焦点距離の放物面鏡を用いれば 2 枚目を集光点付近に置くことが可能である。前者の方法では、コストがかからない分チャンバー内での実験スペースに制約があるが、後者ではチャンバー等の設置が必要なのでコストやスペースが問題となる。

また、プラズマミラーは、ミラー基盤をプラズマ化させるため、ショットごとに新たなミラー面

を供給する必要がある．特に近年 1 Hz 以上の高出力極短パルスレーザーの技術が発展し，高繰り返しに対応できるプラズマミラーが必要とされている．その方法として，単純に駆動ステージを用いる方法 [9] や液滴 [10] やテープターゲットを [11] 用いる方法が開発されている．近年の研究では，ディスク上のミラーを高速回転させ供給することで数ミクロンの設置精度をもち，1 kHz のレーザーに対応できるまでになっている [12]．

2.3 プラズマミラーを使った高強度レーザーの集光性能の評価

プラズマミラーは，固体のミラーとは異なり使用するレーザーフルーエンスによってその反射率が変化する [3]．また，プラズマミラーの熱広がり等の影響によって波面乱れが起きる可能性が考えられる．そのため，プラズマミラー後のレーザーの集光性能の変化により集光強度の低下する問題がある．集光強度の低下は，高エネルギー粒子生成や高次高調波生成では高いエネルギーの粒子や X 線を生成させる場合，大きな問題になる [13][14]．またレーザーの集光性能の低下は，集光分布の変化による粒子ビームのエミッタンスの悪化を引き起こす [15]．このような問題を回避するために，プラズマミラーの反射率や集光径の測定し，適切な条件（フルーエンス）でプラズマミラーを使用する必要がある．

プラズマミラーによる集光性能の低下は，集光径の増大と反射率の低下の二つが挙げられる．集光径に大きな影響を与えるのは，(1) プラズマの熱広がりによる波面乱れと (2) プラズマの反射率の空間分布である．一方，反射率の変化を引き起こすのは，(3) 電離のタイミングである．

(1) 強度が $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 程度のレーザーを照射した場合，プラズマの熱広がり速度は $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 程度になる [16]．プラズマは，時間とともに真空中に広がっていくため，パルスの前後で位相のずれが起き，集光分布は変化する．パルス幅が非常に短い場合はこの影響はほぼ無視できるが，パルス幅が長い場合は大きな問題となる．(2) プラズマ化させるレーザーの集光パターンは，通常一様ではなくガウシアンなどの空間分布が存在する．フルーエンスの低い ($< 6 \text{ J/cm}^2$) 部分は反射されないため，集光パターンは変化する [18]．一方でこの効果は，プラズマミラーを集光点で使う場合には高次の空間周波数成分を除去できるため空間フィルターとして機能する [1]．(3) プラズマミラーとして機能し始める閾値はフルーエンスにより決定され，その閾値は， $6\text{-}10 \text{ J/cm}^2$ である [3]．フルーエンスが上がるとこの閾値に達する面領域が増え，反射可能なるためで全体の反射率は上がる．以上のような影響によって反射率やピーク強度の低下，集光分布の変化により集光性能の低下が引き起こされる．そのため，集光径と反射率の測定によって集光性能の評価を行った．さらに集光性能の低下の要因を明らかにするため，プラズマの広がりや反射率の空間分布を仮定し，集光分布を数値計算により求めた．

2.3.1 実験セットアップ

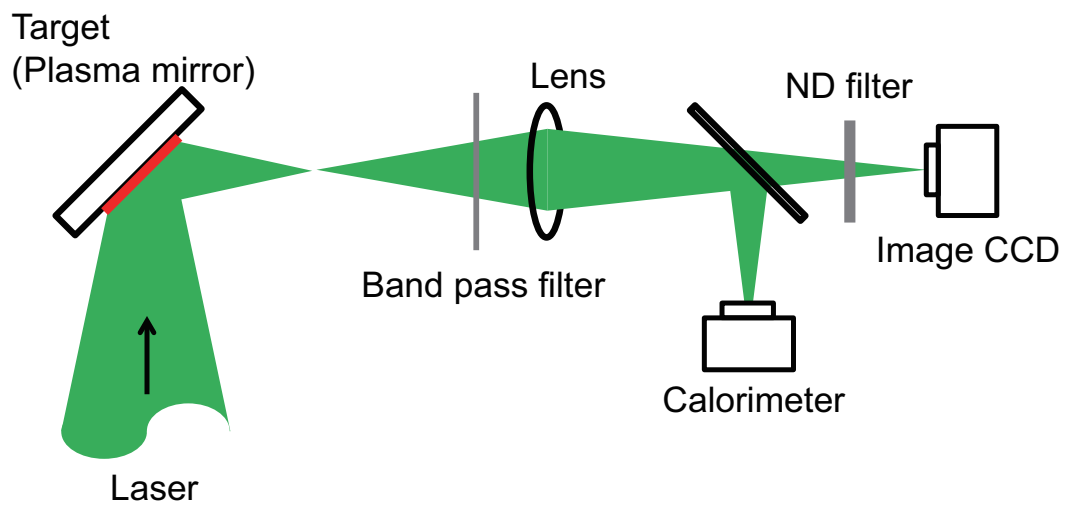


図 2.3: 集光径と反射率の計測セットアップ

実験は、フランスの超高強度レーザー応用研究所（Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses: LULI）の 100 TW レーザーシステムを用いて行った。エネルギーは 3~10 J、パルス幅は 400 fs である。2 倍高調波（527 nm）のレーザーを S 偏光 38.5 度でターゲット（プラズマミラー）に入射している。時間コントラストは、ナノ秒で 10^{11} 以上ありこの時プラズマミラー上のプレパルス・ASE の強度は 10^4 W/cm^2 以下であるため、プレパルス・ASE の影響は無視できると考えられる [22]。実験セットアップは図 2.3 に示す。ターゲットの素材は BK7、2 倍高調波に対する AR コートはされていない。計測器は、カロリメータを用いてプラズマミラーからの反射光の時間と空間の積算エネルギーを測定した。また 16 bit CCD カメラを用いてプラズマミラーを用いた場合の集光分布のイメージを測定した。そして、レーザーのエネルギーを変化させた時の、反射光のエネルギーとスポットの変化を計測した。また同様に大阪大学 P3 ショートパルスレーザー（0.6 J, 30 fs, 800 nm）でも反射率の測定実験を行った。実験セットアップはほぼ同じであるが、平板プラズマミラーにはレーザー波長に対する AR コートがされているものを用いている。

2.3.2 反射率の計測と評価

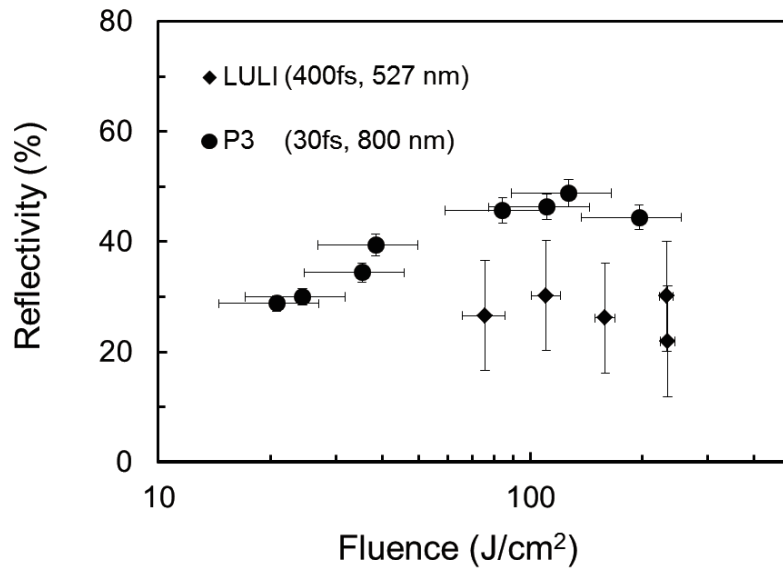


図 2.4: フルーエンスを変化させたときのプラズマミラーの反射率の測定結果

図 2.4 に得られた反射率の計測結果を示す [20]. 横軸は、フルーエンス (J/cm^2) 縦軸は反射率 (%) である. P3 の結果では、フルーエンスの上昇とともに反射率も上がっている. 一方で LULI ではほぼ変わらず 30 % と低い値であった.

プラズマミラーの電離過程は衝突電離に強く依存しているため、その反射率は、強度でなくフルーエンスに強く依存する [3]. この時、プラズマがミラーとして機能し始めるフルーエンスは $6 - 10 \text{ J}/\text{cm}^2$ であるため、パルス幅に強く依存しない [19]. フルーエンスが上がると、この閾値に達する領域が増え、透過せずに反射が可能になるため全体の反射率は上がる. P3 レーザーを用いた実験結果では、フルーエンスの上昇とともに反射率が上昇しているのが計測され、 $100 \text{ J}/\text{cm}^2$ 以下では過去の実験結果とも一致する [3][17]. また反射率の最大値は、通常、プラズマの衝突周波数によって決まっているため、フルーエンスの上昇とともに電子温度が高くなり 70 % まで増加する [3]. しかし本実験ではフルーエンスの上昇とともに反射率が最大 50 %, LULI での実験データが反射率は 30 % 程度である. これは、プラズマミラー上の集光のスポットの質が悪く、プラズマミラーを形成する集光径内に入っているエネルギーが低いことに起因していると考えられる [21].

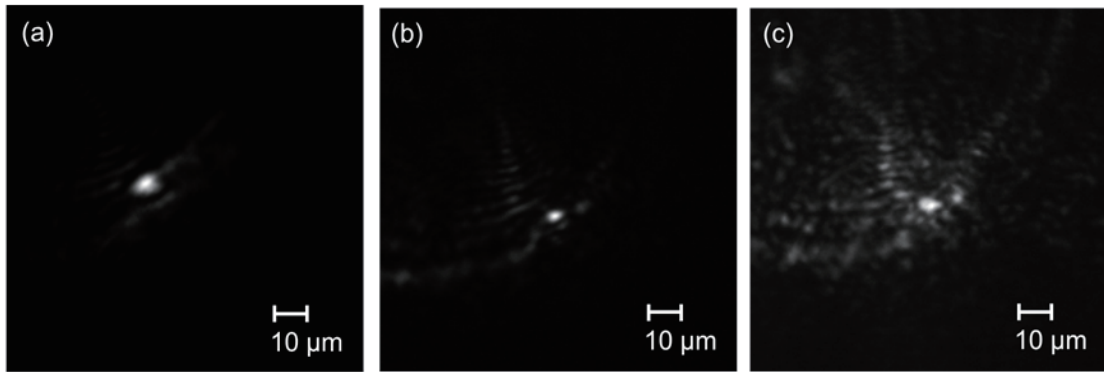


図 2.5: フルーエンスを変化させたときの集光径の変化 (a) プラズマミラーを使わない場合, (b) 80 J/cm^2 , (c) 240 J/cm^2

2.3.3 集光径の計測と評価

集光径の計測結果

また集光径の計算結果を図 2.5 に示す [20]. 図 2.5(a) がプラズマミラーを用いない場合の集光径であり, 集光径が $7.2 \mu\text{m}(1/e^2)$ であった. 一方のプラズマミラー上のフルーエンスが 80 J/cm^2 (図 2.5(b)) では $4.9 \mu\text{m}$, 240 J/cm^2 (図 2.5 (c)) では $8.3 \mu\text{m} (1/e^2)$ あった. フルーエンスが高い場合, 集光径が大きくなり, 集光性能が低下しているのがわかる. また, 80 J/cm^2 の場合, プラズマミラーを使わない場合よりも集光径が小さくなっている. この原因と考えられるのは, 先に述べたプラズマの熱広がりや反射率の空間分布の影響であると考えられる.

回折積分の数値計算と結果

実験から得られた集光性能の低下の原因を詳しく調べるため, 集光分布の計算を行った. プラズマミラーの熱広がりによる位相ずれや反射率の空間分布の効果を考慮した集光分布を, 回折積分の数値計算から求める. 集光点の電界分布 $U(X, Y)$ は, 開口関数として電場 $u(x, y)$, 位相 $\Phi(x, y)$ を用いて

$$U(X, Y) = \frac{i}{\lambda f} \iint_{\text{Aperture}} u(x, y) \exp(-i\Phi(x, y)) dx dy \quad (2.3)$$

と表すことができる [23]. この時, λ は波長, f は焦点距離である. レンズによる集光を仮定し, フランフォーファ回折として求めた. 入射レーザーの空間分布はガウス分布, レーザー波長 527 nm , F 値が $f/3$ のレンズによる集光とし, 集光点 f における強度分布を計算した. 集光前に反射関

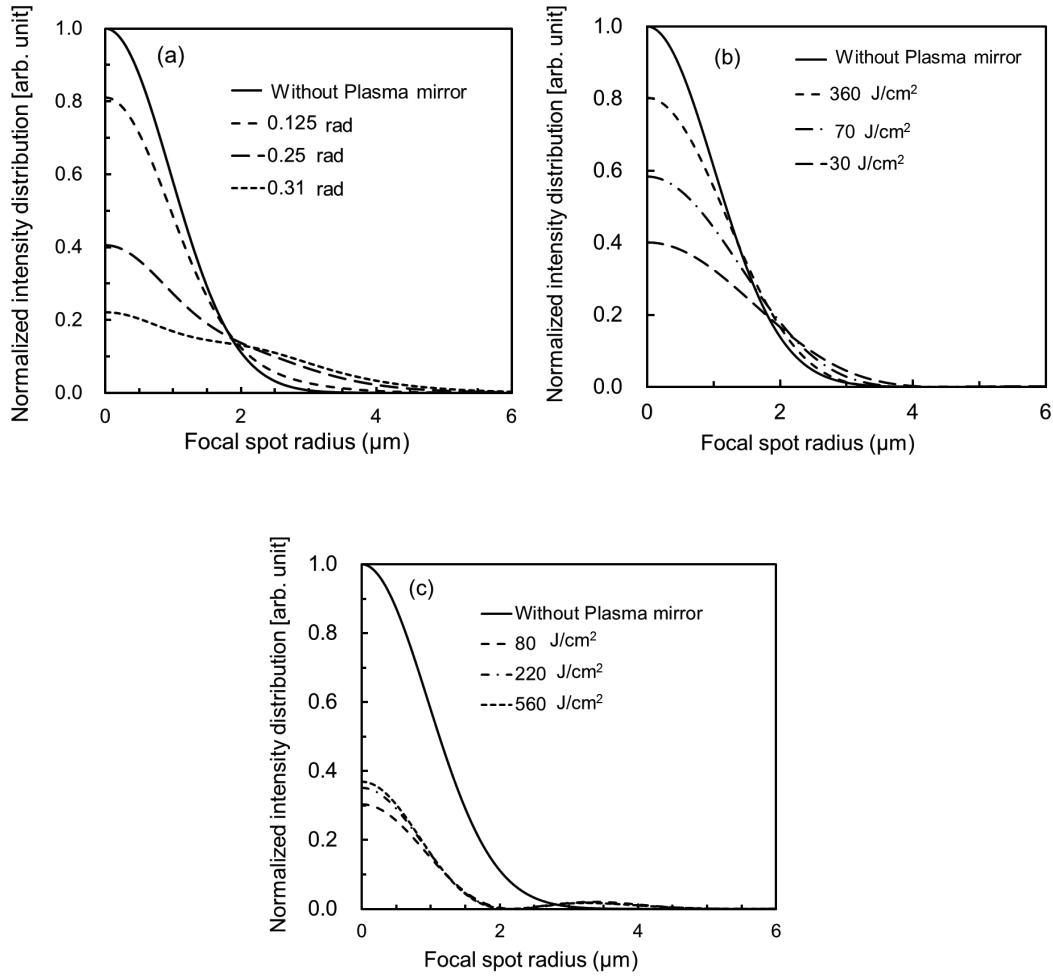


図 2.6: 各効果を考慮した回折積分の計算結果 (a) プラズマの熱広がりによる波面乱れを考慮した集光分布, (b) ガウシアン分布の反射率分布を考慮した場合, (c) 輪帯開口分布の反射率分布を考慮した場合

数を振幅係数 $u_r(x, y)$ と位相 $\Phi_r(x, y)$ として式 2.3 に付加し, 反射率の空間分布と波面広がりによる位相ずれを考慮した回折積分の数値計算を行った. 式 2.3 の数値積分は, シンプソンの公式を用いて計算を行った. またここでの計算では, プラズマ広がりとは反射率分布はそれぞれ独立として計算している.

熱広がりによる位相のずれの空間分布は, プラズマミラー上に分布するレーザー強度に比例する [24] として計算を行った. 位相ずれの最大値は, 強度分布のピーク強度に対応している. この最大値をプラズマ広がりとし $0.125\lambda - 0.31\lambda$ まで変化させた時の結果と位相ずれがない場合の集光分布の計算結果を (図 2.6(a)) に示す. プラズマ広がりが 0.125λ から大きくなるとピーク強度が 80 % 以下になり, 集光性能の低下が顕著になっている. 一方, この時のプラズマ広がりによる位

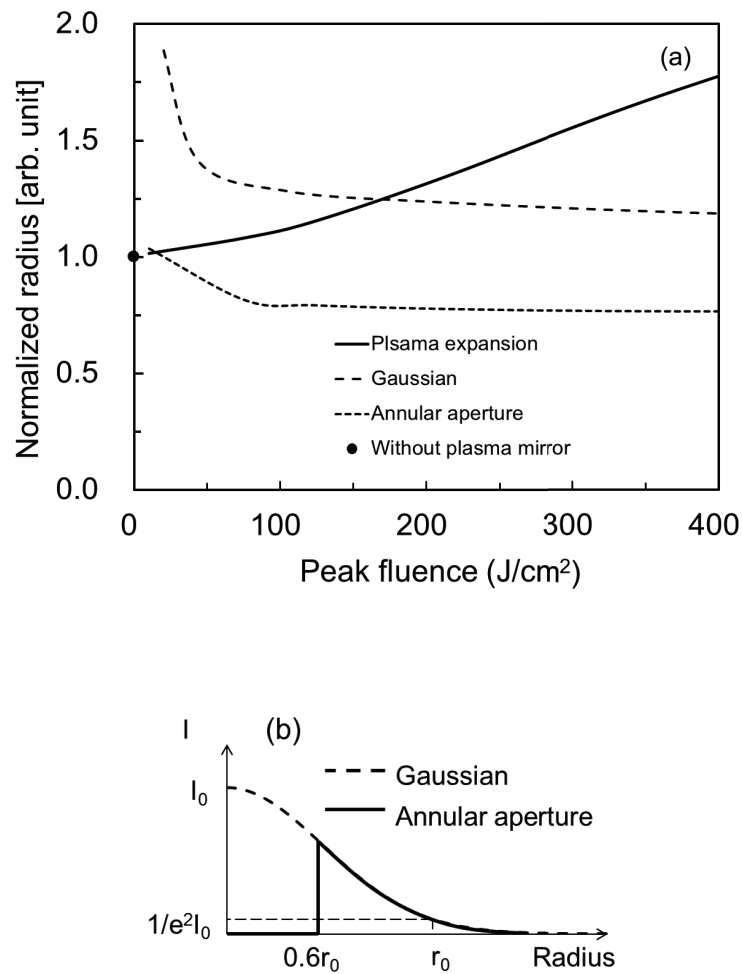


図 2.7: (a) フルーエンス (J/cm^2) とプラズマの熱広がりと反射率の空間分布 (ガウシアン分布, 輪帯開口分布) を考慮した集光径 ($1/e^2$) の変化, (b) 計算において仮定したプラズマミラー上の空間分布

相ずれは、プラズマの熱速度に強く依存するため、レーザーのフルーエンスとパルス幅によって変化する。そこで 1 次元の流体シミュレーション [4][25] を使い、実験条件と同じ場合のプラズマ広がりによる位相ずれを見積った。レーザーのピークから 200 fs 後の臨界密度のプラズマ広がり距離を最大の位相ずれとした。そしてこの位相ずれを入射したレーザーのフルーエンスに対応させた。図 2.7(a) にその結果を示した。縦軸は、プラズマミラーを使わない場合の半径 ($1/e^2$) によって規格化された値であり、横軸はピークフルーエンス (J/cm^2) である。フルーエンスが上昇するにつれ波面広がりの影響によって集光径が大きくなっているのがわかる。

次に反射率の空間分布について考える。実験では、プラズマミラー上の集光分布は計測していないため、正確な分布はわからない。そこで、二つの分布を仮定し計算した。まずガウシアン分布上

で反射率が、フルーエンスによって変化すると計算を行った [26]. さらに過去の実験において集光前の分布の影響により、集光途中では輪帯開口のような分布が計測されていることから [22], 輪帯開口分布 [23] を仮定して計算を行った. この場合、空間周波成分上での低周波数がカットされることによって集光径が小さくなる. 輪帯開口分布は、ガウシアン分布が半径 $(1/e^2)$ の 0.6 倍の部分を除いた空間分布を仮定している (図 2.7(b)). これらの計算結果を図 2.6(b)(c) と図 2.7(a) に示す [20]. ガウシアン形状では、フルーエンスが大きくなるとともに集光径が、小さくなっている. これはスポット上の中心の部分が、プラズマミラーが機能するフルーエンス (6 J/cm^2) を下回り、反射されなくなるためである. 輪帯開口分布では (図 2.7(a) 点線), 100 J/cm^2 超えると、元の集光径よりも 0.8 倍程度小さくなっている. また、ガウシアン形状の場合と同様の理由で、フルーエンスが上がるにつれ集光径が小さくなっている.

実験結果との比較

図 2.8(a) に実験から得られたフルーエンスの変化に対する集光径の計測結果を示す [20]. 横軸がフルーエンス (J/cm^2), 半径を縦軸がプラズマミラーを使わない場合の半径で規格化した値を示している. $80\text{-}160 \text{ J/cm}^2$ では、集光径が小さくなっており、それ以上では集光径が通常よりも大きくなっている. 一方集光分布の計算では、先に述べた反射率の輪帯開口分布と熱広がりを考慮して計算を行った結果を示す (図 2.8(b)). この結果を実験結果と比較すると図 2.8(a) から明らかなように実験結果と同じ傾向がみられている. フルーエンスが $80\text{-}160 \text{ J/cm}^2$ では輪帯開口の影響が強く集光径は小さい. 一方でフルーエンスが上がるとともにプラズマ広がりによる波面乱れの影響で集光性能が低下することが示された. 以上の結果からフルーエンスが上がるとともに集光径が大きくなる原因は、主にプラズマ広がりによるものであることがわかった. また反射率の分布によっても集光径の変化が起こることも明らかになった. さらに本実験条件下では、集光径と反射率の測定と計算から $80 - 160 \text{ J/cm}^2$ ならば集光性能の低下が起きないことがわかった.

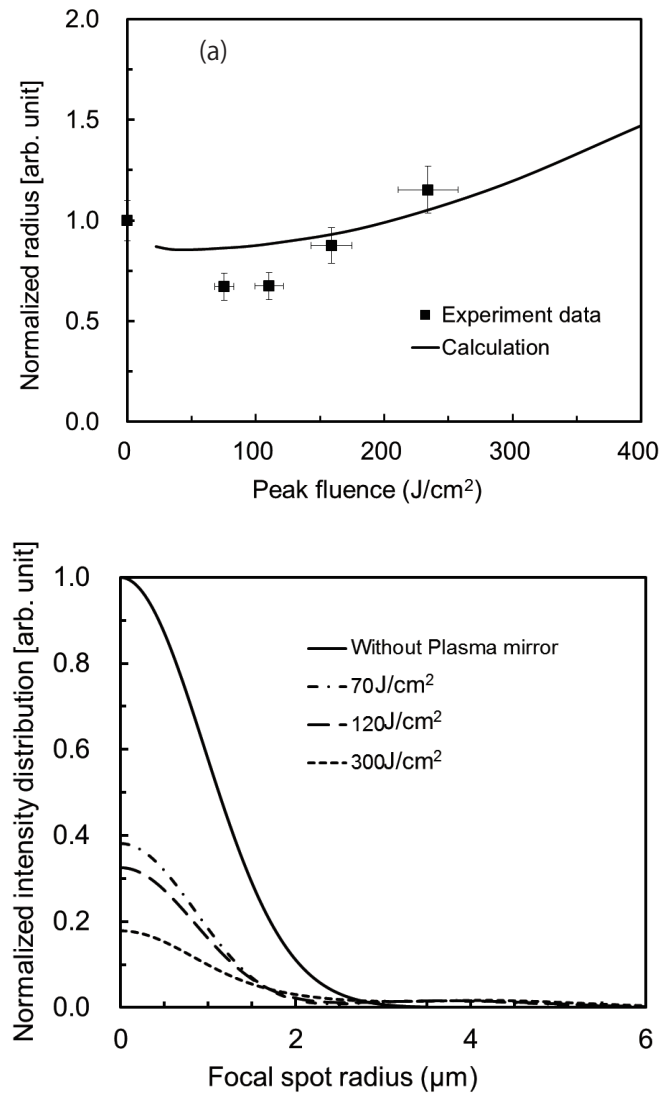


図 2.8: (a) 実験結果と計算結果の比較, 計算では輪帯開口の反射率分布とプラズマの熱広がりを考慮している. 実験と計算ともにプラズマミラーを用いない場合の集光径 ($1/e^2$) で規格化を行っている (b) 計算より得られた集光分布

2.4 集光プラズマミラーの開発

超高強度レーザーは、慣性核融合 [27] や粒子加速 [13], アト秒 (10^{-18} 秒)X 線パルス生成 [14], 真空非線形現象 [28] などのへの発展的な研究が期待されている。一方でこれらの実現には更なる集光強度の増大が必要不可欠である。レーザーの集光強度を上げるためには、大きく分けて 3 つの手法が考えられる。第 1 にパルス幅を短くする方法, 第 2 に入力するエネルギーを大きくする方法, そして第 3 に集光径を小さくすることである。前者の 2 つは、大口径の光学素子 [34] や広帯域化 [35] が必要でありレーザーシステム全体の構成を変更しなければならず、時間的・金銭的コストがかかる。また集光径の減少には Off-axis Parabola (OAP) ミラーのような集光光学系の焦点距離を短くすることでレーザーのスポット径をより小さくする方法がある。しかしこの場合ターゲットからのデブリの飛散による光学系の損傷が問題となるためその交換が必要になり、金銭的なコストが高くなる。このような課題、要求に対する一つの手段として、我々は高密度プラズマを回転楕円体状にした集光機能を持った楕円プラズマミラー (Ellipsoidal plasma mirror: EPM) の開発を行った。この EPM は、ミラー表面が既にプラズマであるためデブリによる更なる損傷を考慮する必要がなく、焦点距離を極端に短くすること (高開口数) ができる。つまり集光径を小さくすることによるレーザー強度の向上が期待できる。またこの集光プラズマミラーは、表面を電離させるため、通常の固体光学素子と異なり敢えて光学系の損傷しきい値よりも高いレーザー強度下で用いる。このため素子を極端に小さいサイズにすることができコストも低く、EPM をあたかもレーザー照射ターゲットのように扱える。そのため集光強度の増大に現状のレーザーシステムや集光ミラーの変更を必要としない。また像転送型の集光システムであることからアライメント方法の簡略化も可能である。さらにレーザーの時間コントラストや空間コントラスト等レーザー品質の向上も同時に達成できる。一方で、本手法は原理より楕円ミラーを 1 ショットごと交換する必要があり高繰返しレーザーには対応していないため、その使用には制限がある。しかし、この手法は現状のレーザー装置を使って今まで達成できなかった集光強度を実現できる数少ない方法である。つまり集光強度に対する電子 [29] やイオンの加速 [30] のスケーリング則を実験的に調べる場合や超高集光強度で発生する新たな物理現象 [31] を探索する場合、この手法は極めて有効であるといえる。

2.4.1 集光プラズマミラーのための楕円ミラーの設計

集光するためのプラズマの形状として球面収差を持たない回転楕円面を選択し、楕円ミラーの最適な設計と得られる集光強度の評価を行った。楕円形状はまた、点と点による像転送を行う素子なので OAP と共焦点設計にすることができる。楕円面から反射されたレーザー集光径の大き

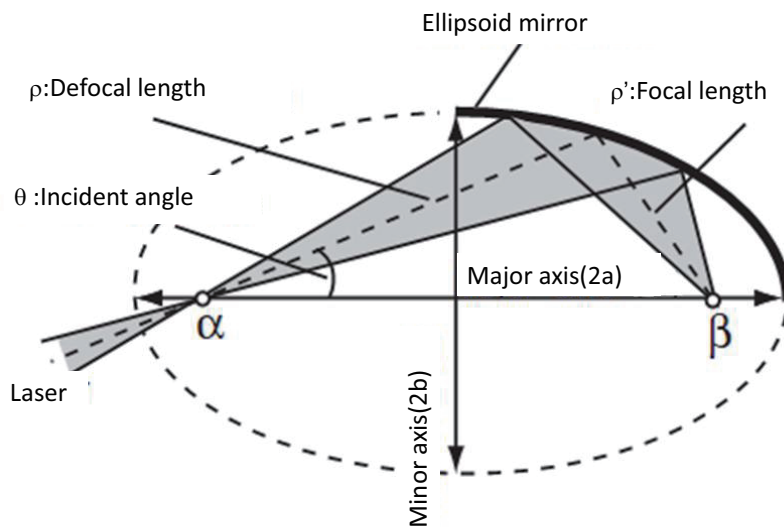


図 2.9: 楕円ミラーの設計

さは、楕円面の長軸と短軸の比や楕円の回転軸に対するレーザーの入射角、楕円に入射するレーザービームの持つ F 値によって変化する．そこでミラー設計のために最適な集光径と強度の倍率を幾何学的な計算により評価した [32]．

集光プラズマミラーの基盤となる回転楕円面ミラーの楕円の長軸と短軸の比から集光強度の評価を行った．楕円面ミラーの倍率は、第 1 集光点から楕円面までの距離、楕円面から第 2 焦点までの距離を ρ, ρ' とすると単純に ρ'/ρ で表すことができ、

$$\frac{\rho'}{\rho} = \frac{[(1 + \kappa^2) - 2\kappa \cos \theta]}{1 - \kappa^2} \quad (2.4)$$

で記述できる [33]．ここでの κ は楕円の離心率、 θ は楕円の回転軸を 0° とした入射角である（図 2.9）．レーザーの集光強度 I (W/cm^2) は、スポット径の 2 乗に反比例するため、楕円ミラーの倍率減少によるレーザー強度の倍率因子 M は、 $M = (\rho/\rho')^2$ で表される．図 2.10(a) の横軸に楕円ミラーの長軸と短軸の比、縦軸にレーザー強度の倍率因子を計算したものを示す [32]．それぞれ入射角を $0^\circ, 4^\circ, 7^\circ, 13^\circ, 18^\circ, 25^\circ$ と変化させたものをプロットしている．ここで入射角は、楕円の回転軸（左右軸）に対する角度である．レーザーの入射角を小さくすると楕円面から第 2 焦点の距離を短く取ることができる為（すなわち高開口数を得る）、第 1 焦点に対する第 2 焦点への集光径の倍率を小さくできる．一方で入射角を小さくしすぎると第 2 焦点に設置すべきターゲットに反射前のレーザーが直接照射されてしまう．そのため、入射レーザーの持つ角度広がり（全角

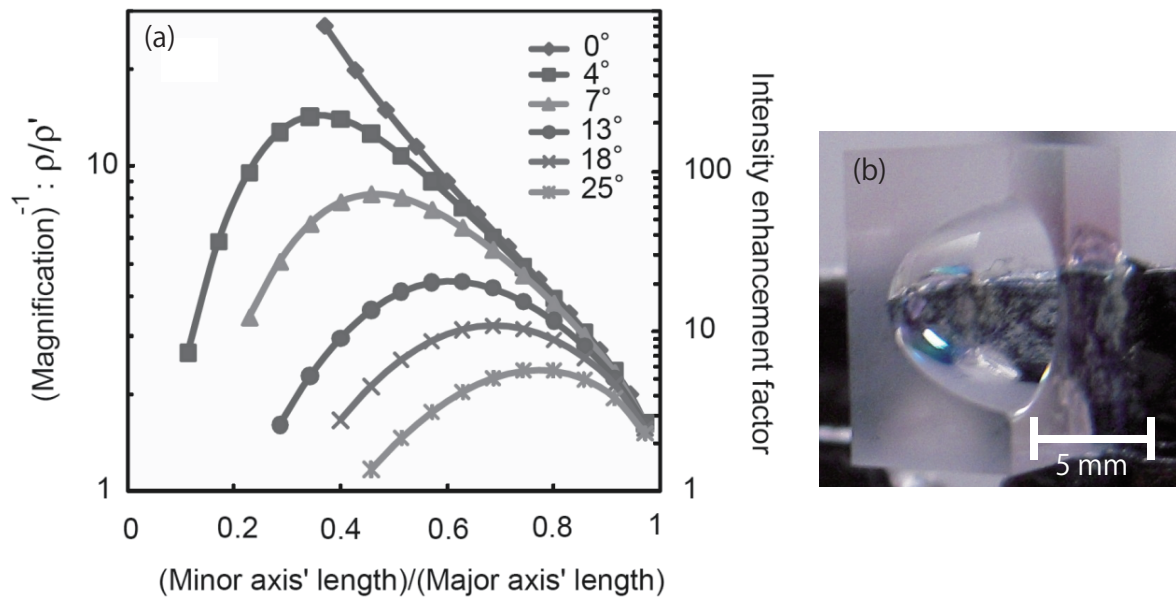


図 2.10: (a) 楕円ミラーの長軸と短軸の比と集光径の倍率・レーザー強度の関係と (b) 作成された楕円ミラー（長径 7.0 mm，短径 4.0 mm）の写真

～ 10° ）を考慮し入射角を 13° に設定した．このときの集光径が最も小さくなる長軸と短軸の比は図 2.10(a) から示されるように 0.57 となり，これより得られる倍率は約 0.23 倍となる．次に実際の回転楕円の大きさを決定する．ミラーの大きさは高密度プラズマを形成する入射レーザーフルエンス (J/cm^2) によって決定され，特に $80 \sim 100 \text{ J}/\text{cm}^2$ に最適値が存在し，これを考慮して楕円の設計を行っている．ここから LULI100TW のレーザー装置で楕円プラズマミラーを使う場合の設計値は，楕円面と第 1 集光点の距離は 5.7 mm に決定され，楕円の長径 (2a) は 7.0 mm 短径 (2b) は 4.0 mm となる．ここで作成された楕円ミラーの面精度は Peak to valley 値で $0.2 \mu\text{m}$ ($\lambda/3$ @632 nm) 以下，2 乗平均粗さでは 50 nm 以下である．またミラーの材質はガラス K-PBK40 を用い，(株) 住田光学ガラスに依頼し作成した．図 2.10(b) に作成された楕円ミラーの写真を示す．

2.4.2 楕円ミラーの集光径の測定とアライメント手法

回転楕円体ミラーでは，その定義から，2つの焦点のうち1つの焦点に集光された光はもう1つの焦点に必ず集光される．つまり，第1集光点に OAP の集光点を置きさえすれば，レーザーは必然と第2集光点に集光される．楕円ミラーを用いる大きな利点は，並行光を集光する放物面ミラーや双曲面ミラーとは異なり点と点による集光である点が挙げられる．そのためあおりや回転に高い精度を要求されず，アライメントの極端な簡略化が可能となる．一方 EPM は実験ショットごとにミラーを交換する必要があるため，効率的な集光アライメントが必要不可欠である．本研究で

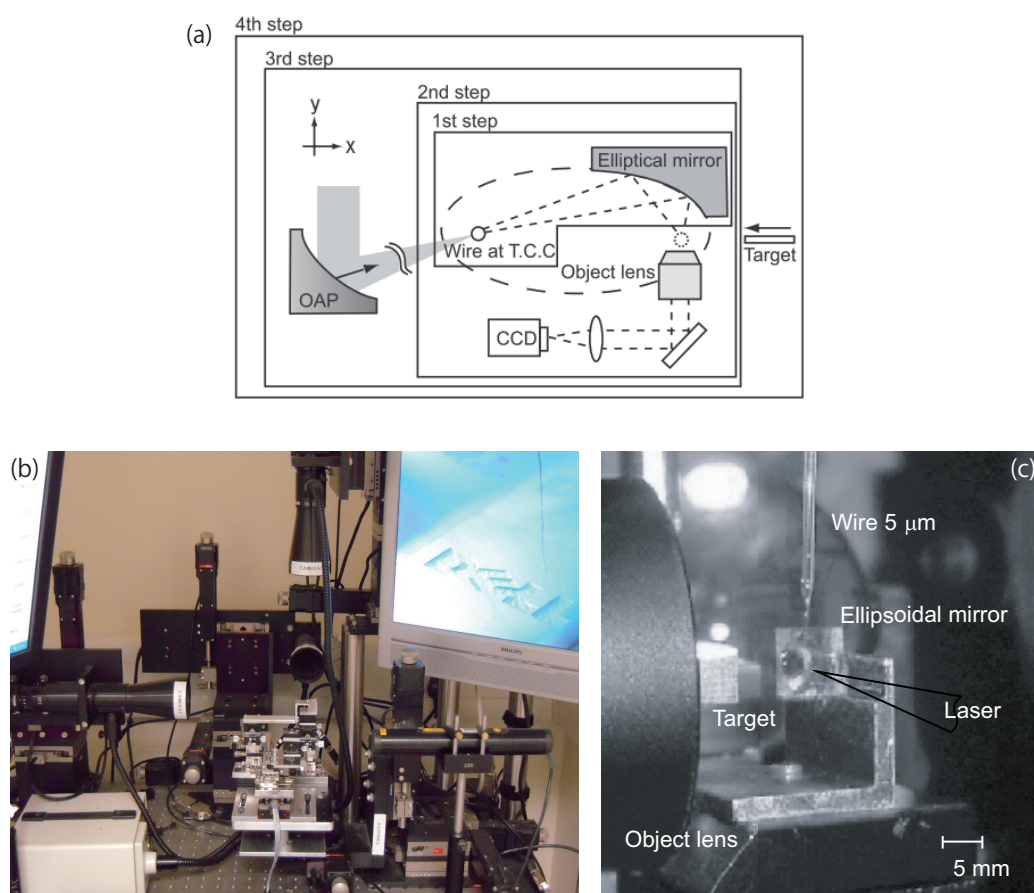


図 2.11: 楕円ミラーの集光・ターゲットアライメントの手順とその様子 [32] (a) アライメント手順の概要, (b) プリアライメントシステムの写真, (c) チャンバー内での集光・ターゲットアライメントの様子

作成された楕円面ミラーはF値が0.4と極端に小さく、 $\pm 1 \mu\text{m}$ 程度のターゲット精度が要求される。そのため本実験では、同じく大きな開口数を持つ対物レンズを効率的に使用し高精度のアライメントを達成した。またここでF値は、楕円ミラーのもつ開口角からF値を見積もっている。

本アライメントシステムでは、大きく分けて5つの要素によって構成されている。それらは、楕円ミラー、レーザー照射用の金属箔ターゲット、アライメント用ワイヤターゲット（径 $5 \mu\text{m}$ ）、対物レンズ、OAPでありそれぞれ6軸の駆動が可能なステージ上にある。また楕円ミラー、ターゲット、ワイヤは独立したキネマティックステージ上に設置されショットごとの交換が可能になっている。それぞれのキネマティックステージは一つの大きな（15 cm 角程度）ステージに固定される。楕円ミラーには前述のミラーを用い、対物レンズにはエドモンド製高解像度の無限補正対物レンズ（ $\times 40$, $f/0.66$ ）を使用した。図 2.11 に、集光アライメントのセットアップとその手順を示す。レーザー実験用真空チャンバー内に設置する前にプリアライメントシステムを用いて楕円ミラー

とアライメント用ワイヤターゲットの相互位置の微調整を行う。ここでプリアライメントシステムはXYZの3軸のカメラとターゲットステージとそれぞれにXYZと回転あおりの5軸のステージがついてある(図2.11(b))。最初に楕円ミラーを適当な位置にステージ上に設置する。次にその設計上一意的に決まる第1焦点付近にアクチュエータステージを用いてワイヤターゲットを置く。この時点では極端な高精度は必要なく、大体 $100\ \mu\text{m}$ 程度の精度で設置できれば良い。その後、楕円ミラーと照射ターゲット、ワイヤを乗せた15センチキネマステージごとターゲットチャンバー内に設置する。ターゲットチャンバー内でのアライメント手順は、大きく分けて4つの段階を踏んでおり(図2.11(a))、楕円ミラーと第1焦点に置かれるワイヤターゲット、対物レンズ、OAP、ターゲットの順にアライメントを行う。楕円ミラーの集光点の結像には対物レンズと焦点距離 $400\ \text{mm}$ のアクロマティックレンズを用い、カメラにはANDOR社製16 bits CCDを用いた。あらかじめプリアライメントしておいたワイヤターゲットをターゲットチャンバー中心(TCC: Target Chamber Center)すなわちOAPによるレーザーの集光点に監視用CCDカメラを用いてキネマステージ全体を移動させ設置する(図2.11(c))。次に、既に粗調整しておいた対物レンズをy軸(集光軸)方向に像転送されたワイヤの像をクリアに見える状態に移動させる。次にワイヤを取り除き実際に実験で用いるレーザーとOAPに対して同軸同広がりで入射するレーザー(ここでは実験で用いる発振器から出力される10 Hzのレーザーを増幅器を動作させない状況で用いた)を入射する。このレーザーは実際の実験でのレーザー同様TCCに集光されている。そして第2焦点に再集光されたレーザースポットを対物レンズを通してCCDカメラで計測し、最も小さい集光スポットが見えるまで楕円ミラーと対物レンズを交互に少しずつ動かす。

図2.12(a)は、OAP($f/2.7$)のみを用いた場合の集光スポットを $f/3$ のアクロマティックレンズを用いて計測したものである。一方2.12(b)は、楕円面ミラー($f/0.4$)によって上記の手順を踏んで得られた再集光された10 Hzレーザーの集光スポットである。集光アライメント用の10 Hzレーザーのエネルギーは、 μJ レベルでありプラズマは形成されていない。楕円ミラー使用時のスポット径は半値幅で $0.9\ \mu\text{m}$ であり、一方OAP使用時には半値幅で $4.4\ \mu\text{m}$ であった。これより楕円ミラーによってスポットが0.2倍まで小さくなっており、楕円ミラーの設計から見積もられる倍率0.23にほぼ等しい理想的な値が得られた。この状態では対物レンズは第2焦点に焦点が合わされている(第2焦点に対する対物レンズの設置精度は対物レンズのN.A.で決まり $1\ \mu\text{m}$ 以下である)。これを利用してターゲットを第2焦点に設置する。例えば、 $2\ \mu\text{m}$ の厚みの平板を置くのであれば対物レンズを通して白色光で照らされた金箔の裏面構造がクリアに見えるように設置し、その後厚みの $2\ \mu\text{m}$ 分をピエゾモーターステージなどを用いて補正し、第2焦点に設置する。通常集光点にターゲットを設置する場合、直行する2方向からCCDカメラを用いてアライメントをす

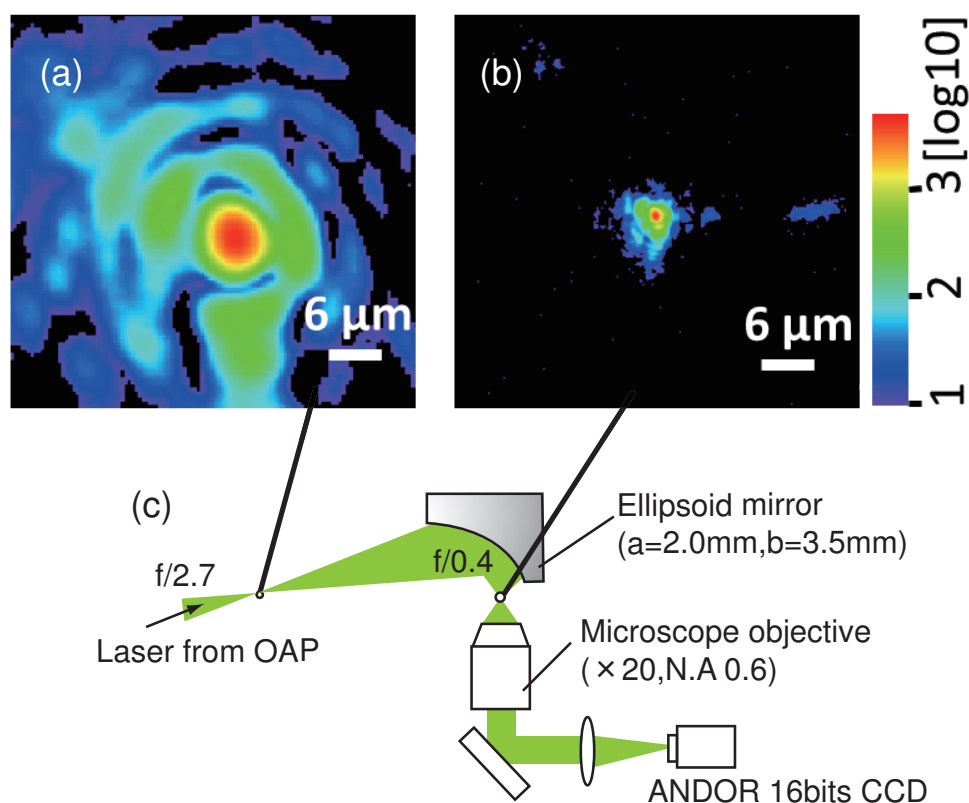


図 2.12: 集光径の比較と集光径の計測セットアップ (a)OAP f/2.7 では集光径 $4.4 \mu\text{m}$ (FWHM), (b) EPM f/0.4, $0.9 \mu\text{m}$ (FWHM), (c) 楕円ミラーの集光径の計測セットアップ

る必要がある。しかしこのアライメントシステムでは、対物レンズの焦点深度が非常に浅いため ($0.76 \mu\text{m}$) 一つの CCD カメラで奥行き方向を含めた 3 軸方向の位置を精度よく合わせることが可能である。本実験ではこのアライメントシステムを用いてターゲットと集光スポットのアライメントを行い、実際に超高強度レーザーを用いた実験を行った。

2.4.3 超高強度レーザーを使った楕円プラズマミラーの実証実験

前述の楕円面ミラー（長径 7 mm 短径 4 mm）を用いて超高強度光の集光実験を行った。実験はフランスの超高強度レーザー応用研究所（Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses: LULI）の 100 TW レーザーシステムで行った。第 1 焦点に超高強度レーザー ($1 \sim 5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, 2~10 J, 400 fs, 528 nm) を f/2.7 の OAP で集光し、高開口数の EPM を使い再集光実験を行った。今回の実験では 2ω のレーザーを用いコントラスト比が高い条件で行った。この理由の一つとしては、プラズマミラーを用いない場合のダイレクトショットのデータと楕円面プラズマミラーを用いた場合とを直接比較するためである。楕円面プラズマミラーを用いた場合と用いない場合の違い

は、プレパルスが除去されているか否かである。つまり、コントラストが高い場合、後者の違いはほとんど無視できるといえる。本実験での EPM の集光強度は、前述した集光径の減少による強度の増大 (25 倍) と集光実験の前にカロリメータで計測したプラズマミラーの反射率 30 % と考慮すると、約 $8 \sim 40 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ であると見積もられる。集光実験では、直接第 2 焦点でのレーザー強度を計測する代わりに第 2 焦点に厚さ $2 \mu\text{m}$ の金ホイルターゲットを設置し、レーザープラズマ相互作用によって発生する高エネルギープロトンのエネルギーを観測した。近年の研究から [30] 高強度レーザー生成プロトンの最大エネルギーはレーザーの集光強度に強く依存することが分かっている。更にレーザー生成プロトンは高輝度、高エミッタンスであることからレーザー核融合 [36] や診断 [37]、医療応用 [38] などへの応用も期待されており、EPM を用いた応用の可能性を追究する意味でもプロトンの計測は妥当と判断した。計測器は、Radiochromic Film(RCF) 放射線発光フィルム [39] をスタック状にして使用した。放射線に感度を持つ RCF フィルムはレーザープラズマ実験においてはイオンの他、特に高エネルギー電子や X 線に感度があるが、イオン（ここでは主にプロトン）との阻止能と角度広がり分布の差（プロトンはそれぞれのエネルギーに対して異なる広がり角度を持つ）から両者は容易に区別できる。ISP 社製の RCF である MD-55 は 2 つの検出層をもつため HD-810 に比べ感度が高い [39]。そこで RCF スタックは最前面にはアルミ箔 (厚さ $13 \mu\text{m}$)、1~3 枚目を HD-810、4~8 枚目を MD-55 で構成しターゲットから 3.5 cm 後方に設置した。この RCF スタックでは 1.2 MeV - 12.5 MeV まで計測可能である。通常 PM は、レーザーの時間的コントラストを向上させるが、本実験では EPM による集光強度の増大に焦点をあてるため、2 倍高調波 (2ω , 波長 528 nm) 変換技術を用いてレーザーの ASE 及びプレパルスの効果は無視できる程度にまで落とした状態で実験を行った。KDP 結晶による 2ω 変換効率はレーザーの強度に依存しており、これを利用することで時間コントラストを向上させることができる。この結果メインパルスのレーザー強度と ASE、プレパルスのコントラスト比は 10^{11} 以上であり、集光点での ASE やプレパルスによるターゲットの予備加熱効果は無視できる。したがって EPM を使った場合と使わない場合を直接比べることが可能である。

図 2.13 に実験結果を示す [32]。図 2.13(a),(b) は、ターゲット上のエネルギーを 2.5 J に固定した場合の RCF フィルムによって得られたレーザー生成プロトンの空間分布像である。f/2.7 の OAP を用いた場合のプロトン最大エネルギーは $2.2 \pm 1.0 \text{ MeV}$ であったが (図 2.13(a))、EPM を用いた場合には $10.5 \pm 0.7 \text{ MeV}$ (図 2.13(b)) であった。つまり EPM によってプロトンの最大エネルギーが約 5 倍まで増大した。プロトン最大エネルギーのレーザー強度に対するスケールリングは $\propto I_L^{0.5 \sim 1}$ (I_L はレーザー強度) 程度であり [40]、5~25 倍程度のレーザー強度の増加が EPM により得られたことになる。一方 EPM 反射前のレーザーエネルギーを統一した場合 (EPM の反射率 30 % を考

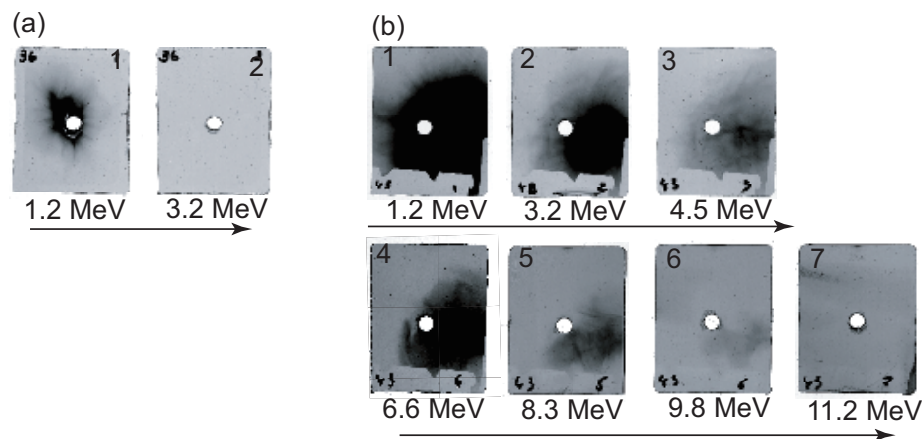


図 2.13: 得られた RCF のプロトンイメージ (a)OAP f/2.7, (b)EPM(f/0.4), オンターゲットのエネルギーは 2.5 J.

慮した場合)でもプロトンエネルギーの増加が得られた. これらの実験結果は各ショットに対し良い再現性も示しており, 上記に示したアライメント法及び楕円ミラーのデザイン, 集光性能の評価から得られたフルーエンスが適当であったことを裏付けている.

2.5 まとめ

本章では, プラズマミラーの反射機能について記述した. まず反射機能の基本原理とその応用について説明した. しかし, プラズマミラーにはプラズマ広がりなどの影響によって集光性能が低下する可能性がある. そこで, このような問題を解決するために集光径と反射率を測定し, 集光性能の評価を行った.

- P3 レーザーを用いた反射率測定の実験結果では, フルーエンスの上昇とともに反射率 50 %まで上昇しているのが計測され, 100 J/cm^2 以下では過去の実験結果とも一致する. 一方, LULI での実験データが反射率は 30 %程度である. これは, プラズマミラーを形成する集光径内に入っているエネルギーが低いことに起因しているものと考えられる.
- 集光径の計測実験では, フルーエンスが高い場合, 集光径が大きくなり, 集光性能が低下しているのがわかった. 一方で 80 J/cm^2 の場合, プラズマミラーを使わない場合よりも集光径が小さくなっている.
- フルーエンスの変化に伴う集光径の変化の原因を検討するためにプラズマミラー上の熱広がりによる波面乱れや反射率の空間分布を仮定して集光分布の計算を回折積分の数値計算か

ら求めた。その結果、フルーエンスが上昇するにつれ波面広がりの影響によって集光径が大きくなっているのがわかった。また輪帯開口を仮定した反射率分布では、通常集光径よりも小さくなっていた。

- 計算と実験結果の比較によるとフルーエンスが上がるとともに集光径が大きくなる原因は、主にプラズマ広がりによるものであると考えられる。また反射率の分布によっては集光径の減少が起こったと考えられる。さらに本実験条件下では、集光径の測定と計算から $80 - 160 \text{ J/cm}^2$ ならば集光性能の低下が起きないことがわかった。

また、反射機能の発展的技術として集光プラズマミラーの開発を行った。集光プラズマミラーの基盤となる楕円ミラーの形状設計の評価とその最適化、楕円ミラーの集光アライメント法の考案を行った。その後、超高強度レーザーを用いた実証実験の詳細を述べた。

- 集光プラズマミラーは、プラズマ化させるためデブリによる損傷を考慮する必要がなく焦点距離を極端に短くすること（高開口数）ができる。さらにターゲットのように小さく OAP などの集光光学系に比べコストが低い。
- 集光プラズマミラーの基盤となる回転楕円面ミラーの楕円の長軸と短軸の比から集光強度の評価を行った。楕円面ミラーの倍率は、第1集光点から楕円面までの距離、楕円面から第2焦点までの距離により決定された。入射レーザーの持つ角度広がり considering 入射角を 13° に設定し、集光径が最も小さくなる長軸と短軸の比は 0.57、この設計では集光径は約 0.23 倍まで小さくできる。
- 楕円ミラー使用時のスポット径は半値幅で $0.9 \mu\text{m}$ であり、一方 OAP 使用時には半値幅で $4.4 \mu\text{m}$ であった。これより楕円ミラーによってスポットが 0.2 倍まで小さくなっており、楕円ミラーの設計から見積もられる倍率 0.23 にほぼ等しい理想的な値が得られた。
- 楕円ミラーとターゲットの位置をプリアライメントシステムを用いて合わせ、チャンバー内では高開口の対物レンズを用いて集光径とターゲットのアライメントを行うことで高い再現性と精度をもったアライメント法を考案した。
- 高出力レーザーを用いた集光機能の実証実験を行った。プロトンの最大エネルギーを計測することで集光強度の上昇を確認した。回転楕円プラズマミラーによってプロトンの最大エネルギーが約 5 倍の 10 MeV まで増大した。プロトン最大エネルギーのレーザー強度に対するスケーリング則と比較しても集光強度が増大していることがわかった。これにより、楕円プラズマミラーによって高速集光機能が実証された。

参考文献

- [1] D. M. Gold, *Direct measurement of prepulse suppression by use of a plasma shutter*, Optics Letters **19**, 2006 (1994).
- [2] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, a. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, *Optical ablation by high-power short-pulse lasers*, Journal of the Optical Society of America B **13**, 459 (1996).
- [3] G. Doumy, F. Qur, O. Gobert, M. Perdrix, and P. Martin, *Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses*, Physical Review E **69**, 26402 (2004).
- [4] K. Eidmann, J. Meyer-Ter-Vehn, T. Schlegel, and S. Huller, *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter*, Physical Review. E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics **62**, 1202 (2000).
- [5] D. Neely, P. Foster, A. Robinson, F. Lindau, O. Lundh, A. Persson, C. C. G. Wahlstrm, and P. McKenna, *Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses*, Applied Physics Letters **89**, 021502 (2006).
- [6] D. Batani, R. Jafer, R. Redaelli, R. Dezulian, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, K. Osvey, C. C. G. Wahlstrm, and D. C. Carroll, *Effects of laser prepulse on proton generation*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **620**, 76 (2010).
- [7] C. Thaury and F. Quere, *High-order harmonic and attosecond pulse generation on plasma mirrors: basic mechanisms*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **43**, 1 (2010).
- [8] C. Thaury, F. Qur, J.P. P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Rau, P. D ' Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, P. H. Martin, P. D. Oliveira, and F. R. Eau, *Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics*, Nature Physics **3**, 424 (2007).

- [9] C. Rodel, M. Heyer, M. Behmke, M. Kbel, O. Jckel, W. Ziegler, D. Ehrt, M. C. Kaluza, and G. G. Paulus, *High repetition rate plasma mirror for temporal contrast enhancement of terawatt femtosecond laser pulses by three orders of magnitude*, Applied Physics B **103**, 295 (2010).
- [10] D. Panasencko, Anthony. J. Gonsalves, W. Leemans, K. Nakamura, *DEVELOPMENT OF WATER JET PLASMA MIRROR FOR STAGING OF LASER PLASMA ACCELERATORS*, LBNL Paper LBNL-3597E **65**, 91 (2010).
- [11] T. Sokollik, S. Shiraishi, J. Osterhoff, E. Evans, A. J. Gonsalves, K. Nakamura, J. van Tilborg, C. Lin, C. Toth, and W. P. Leemans, *A High Repetition Plasma Mirror for Staged Electron Acceleration*, Proceedings of 2011 Particle Accelerator Conference MOP084, (2011).
- [12] A. Borot, A. Malvache, X. Chen, D. Douillet, G. Iaquianiello, T. Lefrou, P. Audebert, J. Geindre, G. Mourou, F. Qur, and R. Lopez-Martens, *High-harmonic generation from plasma mirrors at kilohertz repetition rate*, Optics Letters **36**, 1461 (2011).
- [13] S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, V. S. Khoroshkov, A. V. Kuznetsov, and F. Pegoraro: *Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators*, Physics Letters A **299**, 240 (2002).
- [14] B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M. S. Wei, K. Krushelnick, M. Tatarakis, N. Vakakis, S. Moustazis, R. Kodama, M. Tampo, C. Stoeckl, R. Clarke, H. Habara, D. Neely, S. Karsch, and P. Norreys, *High harmonic generation in the relativistic limit*, Nature Physics **2**, 456 (2006).
- [15] J. Fuchs, T. Cowan, P. Audebert, H. Ruhl, L. Gremillet, A. Kemp, M. Allen, A. Blazevic, J. C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, S. Karsch, P. Parks, M. Roth, Y. Sentoku, R. Stephens, and E. Campbell, *Spatial Uniformity of Laser-Accelerated Ultrahigh-Current MeV Electron Propagation in Metals and Insulators*, Physical Review Letters **91**, 2 (2003).
- [16] B. T. V. Vu, A. Szoke, O. L. Landen, *Time-resolved probing of electron thermal transport in plasma produced by femtosecond laser pulses*, Physical Review Letters **72**, 3823(1994).
- [17] Y. Cai, W. Wang, C. Xia, J. Liu, L. Liu, C. Wang, Y. Xu, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu, *Time-resolved measurements on reflectivity of an ultrafast laser-induced plasma mirror*, Physics of Plasmas **16**, 103104 (2009).

- [18] M. Geissel, M. Schollmeier, M. W. Kimmel, P. K. Rambo, J. Schwarz, B. Atherton, and E. Brambrink, *Characterizing plasma mirrors near breakdown*, Review of Scientific Instruments. **82**, 053101 (2011).
- [19] B. C. Stuart, M. Feit, A. Rubenchik, B. Shore, and M. Perry *Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses*, Physical Review Letters **74**, 2248 (1995).
- [20] 今 亮, 中堤 基彰, J. Fuchs, S. Buffechoux, P. Audebert, 林 圭輔, 中新 信彦, Z. Jin, 益田 伸一, 細貝 知直, 兒玉 了祐”プラズマミラーを用いた高強度レーザーの集光性能の計測 ” レーザー研究 掲載決定済み
- [21] P. Antici, J. Fuchs, E. d’Humieres, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. a. Cecchetti, S. Gaillard, L. Romagnani, Y. Sentoku, T. Toncian, O. Willi, P. Audebert, and H. Pepin *Energetic protons generated by ultrahigh contrast laser pulses interacting with ultrathin targets*, Physics of Plasmas **14**, 030701 (2007) .
- [22] P. Antici. thesis, 2007,Ecole Polytechnique
- [23] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics 7th (Cambridge Univ Pub, 1999).
- [24] P. Blanc, P. Audebert, F. Fallies, J. P. Geindre, J. C. Gauthier, A. Dos Santos, A. Mysyrowicz, and A. Antonetti ,*Phase dynamics of reflected probe pulses from sub-100-fs laser-produced plasmas*, J. Opt. Soc. Am. B . **13**, 118 (1996) .
- [25] R. Ramis, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, and S. Hller, *MULTI-fs — A computer code for laser—plasma interaction in the femtosecond regime*, Computer Physics Communications **183**, 637 (2012).
- [26] T. Wittmann, J. P. Geindre, P. Audebert, R. S. Marjoribanks, J. P. Rousseau, F. Burgy, D. Douillet, T. Lefrou, K. Ta. Phuoc, and J. P. Chambaret *Towards ultrahigh-contrast ultraintense laser pulses—complete characterization of a double plasma-mirror pulse cleaner*, Review of Scientific Instruments. **77**, 083109 (2006).
- [27] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason, *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*, Physics of Plasmas **1**, 1626 (1994).

- [28] J. Schwinger, *On Gauge Invariance and Vacuum Polarization*, Physical Review. **82**, 664 (1951).
- [29] T. Tanimoto, H. Habara, R. Kodama, M. Nakatsutsumi, K. a. Tanaka, K. L. Lancaster, J. S. Green, R. H. H. Scott, M. Sherlock, P. Norreys, R. G. Evans, M. G. Haines, S. Kar, M. Zepf, J. King, T. Ma, M. S. Wei, T. Yabuuchi, F. N. Beg, M. H. Key, P. Nilson, R. B. Stephans, H. Azechi, K. Nagai, T. Norimatsu, K. Takeda, J. Valente, J. R. Davies, and R. B. Stephens, *Measurements of fast electron scaling generated by petawatt laser systems*, Physics of Plasmas **16**, 062703 (2009).
- [30] J. Fuchs, P. Antici, E. D ' Humieres, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Ppin, and P. Audebert, *Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase*, Nature Physics **2**, 48 (2005).
- [31] G. Mourou, T. Tajima, and S. S. Bulanov, *Optics in the relativistic regime*, Reviews of Modern Physics **78**, 309 (2006).
- [32] 今 亮, 中堤 基彰, J. Fuchs, S. Buffechoux, P. Audebert, Z. L. Che, 犬伏雄一, Z. Jin, 兒玉了祐, ”回転楕円体プラズマミラーを用いた超高強度レーザーの高開口数集光” レーザー研究 第 **38** 巻 10 号 784-788 (2010).
- [33] O. N. Stavroudis, C. De Investigaciones, A. Postal, and A. J. Ames, *Confocal prolate spheroids in an off-axis system*, Journal of the Optical Society of America A **9**, 2083 (1992).
- [34] N. Blanchot, E. Bignon, H. Coc, A. Cotel, E. Couturier G. Deschaseaux, and N. Forget, *Multi-petawatt high-energy laser project on the LIL facility in Aquitaine*, Proc. SPIE **5975**, 59750C (2006).
- [35] L. J. Waxer, D. N. Maywar, J. H. Kelly, T. J. Kessler, B. E. Kruschwitz, S. J. Loucks, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, S. F. B. Morse, C. Stoeckl, and J. D. Zuegel, *High-Energy Petawatt Capability for the Omega Laser*, Optics and Photonics News, **16**, 30 (2005).
- [36] M. Roth, T. Cowan, M. Key, S. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. Pennington, R. Snavely, S. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. Bulanov, E. Campbell,

- M. Perry, and H. Powell, *Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams*, Physical Review Letters **86**, 436 (2001).
- [37] M. Borghesi, D. H. Campbell, A. Schiavi, M. G. Haines, O. Willi, a. J. MacKinnon, P. Patel, L. a. Gizzi, M. Galimberti, R. J. Clarke, F. Pegoraro, H. Ruhl, and S. Bulanov, *Electric field detection in laser-plasma interaction experiments via the proton imaging technique*, Physics of Plasmas **9**, 2214 (2002).
- [38] T. Tajima J. Jpn. Soc. Therapy. Rad. Oncol. **9**, 83(1998).
- [39] N. V. Klassen, L van der Zwan, and J. Cygler *GafChromic MD-55: Investigated as a precision dosimeter*, Medical Physics **24**, 1924 (1997).
- [40] P. Mora, *Plasma Expansion into a Vacuum*, Physical Review Letters **90**, 5 (2003).

第3章 集光プラズマミラーを応用した高エネルギープロトンの生成

3.1 はじめに

本研究で開発された集光プラズマミラーは、F 値が 1 よりも小さいため集光径を通常の光学系よりも小さくすることができる。つまりより高い集光強度を得ることが可能である。相対論強度 ($> 10^{18} \text{W/cm}^2$) を超える超高強度レーザーは、様々な応用研究の発展が期待されている。特に近年、レーザー誘起のイオン加速が注目されており様々な研究機関で研究が進められている。この章では、本研究で開発された集光プラズマミラーをレーザー誘起のイオン加速に応用した研究結果について述べる。

3.2 超高強度レーザーによるイオン加速

高強度レーザーによるイオン加速の研究は、2000 年前後にレーザーのピークパワーの上昇とともに急速に発展した。特に相対論強度レーザーを固体ターゲットに照射した時に生成されるイオンビームの大きな特徴として高い電流量と低いエミッタンスを持っている点である。数十 MeV 以上の高いエネルギーでかつ 10^{10} 個のイオンビームの電流量は、メガアンペアを超える [1]。またターゲット裏面の電界による加速 [2] では、レーザー波長程度の空間に非常に高い加速勾配を得ることができるためエミッタンスが $10^{-4} \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 以下であり、これは従来の加速器と比べ 100 程度低い値である [3]。このような特徴を生かしたレーザーイオン加速の様々な応用が可能であり、その例として、慣性核融合の高速点火におけるドライバーとしての役割 [4] や粒子線医療 [5]、ラジオグラフィーによる密度や電磁場の診断 [6] や Warm dense mater 生成 [7] 等が挙げられる。特に高強度レーザー実験では同期をとりやすいという利点もあり様々な実験で応用されている。

イオン加速の原理

ここではターゲット裏面に形成されるシース電界によるイオン加速である Target normal sheath acceleration (TNSA) について説明する [2]。超高強度レーザー 10^{18} W/cm^2 を数ミクロン厚の固体ターゲットに照射すると、ASE やプレパルスによってメインパルス到着前にターゲットはプラ

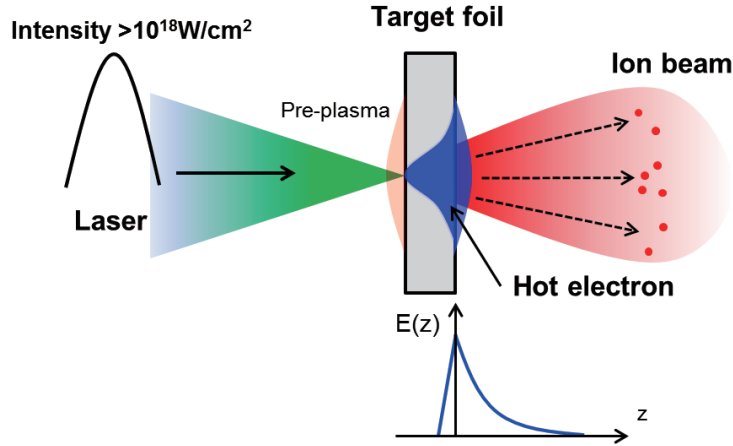


図 3.1: ターゲット裏面のシース電界によるイオン加速の概念図

ズマ化し，真空中に広がる．このプレプラズマとメインパルスとが相互作用し，レーザーのエネルギーは電子の運動に変換される．この時のレーザーの吸収過程は，プラズマのスケール長やレーザー強度，入射角，偏光などによって異なる [8]．例えば，ターゲットに対して P 偏光で斜め入射で照射した場合，吸収過程は疑似共鳴吸収や $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加熱が主である [2]．特に $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加速によって加速された高速電子の温度は，

$$k_B T_h = m_e c^2 (\sqrt{1 + a^2/2} - 1) \quad (3.1)$$

で記述される．生成された高速電子は，ターゲットを突き抜け裏面から真空中に飛び抜ける．高速電子は，ターゲット裏面に電荷分離によるシース電場を形成する．この時，高速電子は何度もターゲット内と真空中を行き来し，準静的な電界を生み出す (図 3.1)．この電界の最大電場はターゲット裏面直後 ($z=0$) で，

$$E_{max} \simeq \frac{k_B T_h}{e \lambda_D} \quad (3.2)$$

で表すことができる [9]．ここで e は電子の電荷， λ_D はデバイ長である．典型的な高速電子温度が数 keV の場合，デバイ長が数ミクロンであるとするこの電場勾配は， 10^{12} V/m に達する [6]．この非常に高い電界によって，ターゲット裏面の原子が電離され，イオンの加速が起こる．この式からわかるようにイオン化が加速される電界強度の強さはで高速電子の温度つまりレーザーの強度に強く依存していることがわかる．

実際に計測される加速されるイオンは，ターゲット裏面に付着している微量の水や油（真空ポンプからの油等）に含まれる水素による軽量なプロトンである．得られるエネルギースペクトルは，一般的にシャープなカットオフが存在し，強度によって変化する [9]．また実験的には，2000 年

に 58 MeV [10], 2011 年に 67 MeV[11] の最大エネルギーを持ったプロトンが計測されている. またターゲットの厚みを薄くしていくと, より高エネルギーのイオンが得られることがわかっている. 高速電子は, 表面のレーザーによる加速と裏面のシース電界によって再びターゲット内への突入を繰り返す. ターゲットが薄い場合, この循環によって実効的に加速に寄与する電子数が増加しシース電場の強度が上がり, 効率的なイオン加速が行われるためである [12]. このため, レーザーの時間コントラストを上げることが重要とされており 交差偏光波法 (cross polarized wave:XPW)[13] やプラズマミラー [14] 等が用いられ, 近年ではコントラスト比 $1 : 10^{15}$ を得るまでに至っている [15]. 一方でターゲットが薄すぎるとプレパルスによりメインパルス到着前にターゲット形状が破壊される. そのため, ターゲット裏面に急峻な密度勾配が得られずプロトンの最大エネルギーが減少する [16].

3.3 楕円プラズマミラーを使った高エネルギープロトンの生成

楕円プラズマミラーを用いることで集光強度を飛躍的に上げることができる. 集光強度の上昇は, プロトンの最大エネルギーを上げることできる. つまり楕円プラズマミラーを使うことで今までよりも高いエネルギーのプロトンビームを生成できる可能性がある.

3.3.1 実験セットアップ

楕円プラズマミラーを用いた実験は, 3 つのレーザー装置を用いて行った. LULI100TW[17] ではレーザーエネルギーは, 3-10 J, パルス幅 400 fs (FWHM), 波長 528 nm である. $f/2.7$ の OAP で得られる $4.4 \mu\text{m}$ (FWHM) の集光径を楕円プラズマミラーを使い $0.9 \mu\text{m}$ まで小さくしている. プラズマミラーは $80 - 200 \text{ J/cm}^2$ で用いられ 30 % の反射率である. ターゲットは, 厚さ $0.5 - 2 \mu\text{m}$ の金とアルミのターゲットである. ターゲットに対してノーマル入射である. ラザフォードアップルトン研究所 (Rutherford Appleton Laboratory : RAL) の Vulcan レーザー [18] では, エネルギー 60 - 200 J, パルス幅 1000 fs, 波長 1054 nm である. $f/3$ の OAP を用いて $7 \pm 2 \mu\text{m}$ の集光径が得られている. 楕円プラズマミラーを用い $4 \mu\text{m}$ の集光径が得られたが, 集光径内に入っている低く強度としては 2 倍程度の上昇と見積もられる. プラズマミラーの反射率は, $100 - 300 \text{ J/cm}^2$ で 68 % である. ターゲットは, 厚さ $1 - 6 \mu\text{m}$ の金とアルミのターゲットを用いた. ターゲットに対してノーマル入射である. またサンディア国立研究所 (Sandia National Laboratories : SNL) の 100TW レーザーシステム [19] では, レーザーエネルギー 90 J, パルス幅 800 fs 波長 1054 nm である. $f/4$ の OAP を用いて $8 \mu\text{m}$ の集光径を楕円プラズマミラーを用いることで最小 $1.5 \mu\text{m}$ まで小さくしている. 図 3.2 に集光径を示す. プラズマミラーの反射率は,

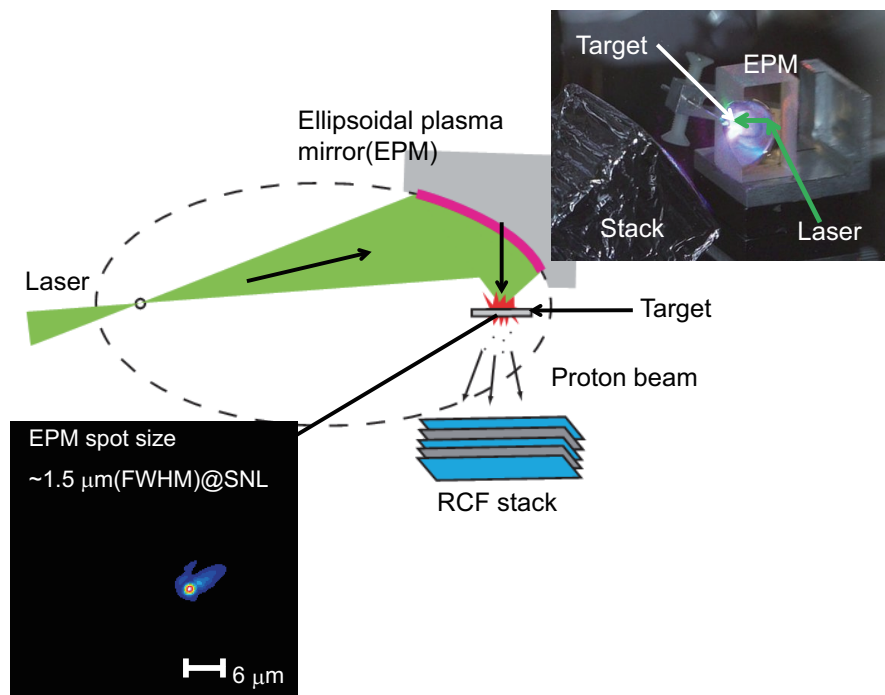


図 3.2: 高エネルギープロトンビーム生成の実験セットアップ

$340 \pm 50 \text{ J/cm}^2$ で 81 % であった。ターゲットは、 $1 \mu\text{m}$ 厚の金ターゲットでターゲットサイズ ($1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ と $300 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$) を変え、ターゲットノーマルと P 偏光 23° で入射した。表 3.1 にレーザー施設と実験条件を示す。楕円プラズマミラーは、LULI と RAL, SNL では、サイズが異なる。LULI で用いられた楕円ミラーは、長径 7 mm, 短径 4 mm であり、RAL と SNL では長径 24.5 mm, 短径 14 mm のものを用いた。前者は波長 528 nm に対する AR コートはされていないが、後者は波長 1054 nm に対して 1 % 以下の AR コートを施している。作成された楕円ミラーの面精度は Peak to valley 値で $0.2 \mu\text{m}$ 以下、2 乗平均粗さでは 50 nm 以下である。図 3.2 に実験セットアップを示す。計測器は、RCF をスタック上にしプロトンの最大エネルギーを計測している。

表 3.1: 3 つのレーザー施設における実験条件

レーザー施設	LULI	RAL	SNL
エネルギー (J)	3-10	60 - 200	90
パルス幅 FWHM(fs)	400	1000	800
波長 (μm)	0.528	1.054	1.054
集光径 with OAP FWHM(μm)	4.4	7 ± 2	8
集光径 with EPM FWHM(μm)	0.9	4	1.5

3.3.2 実験結果と考察

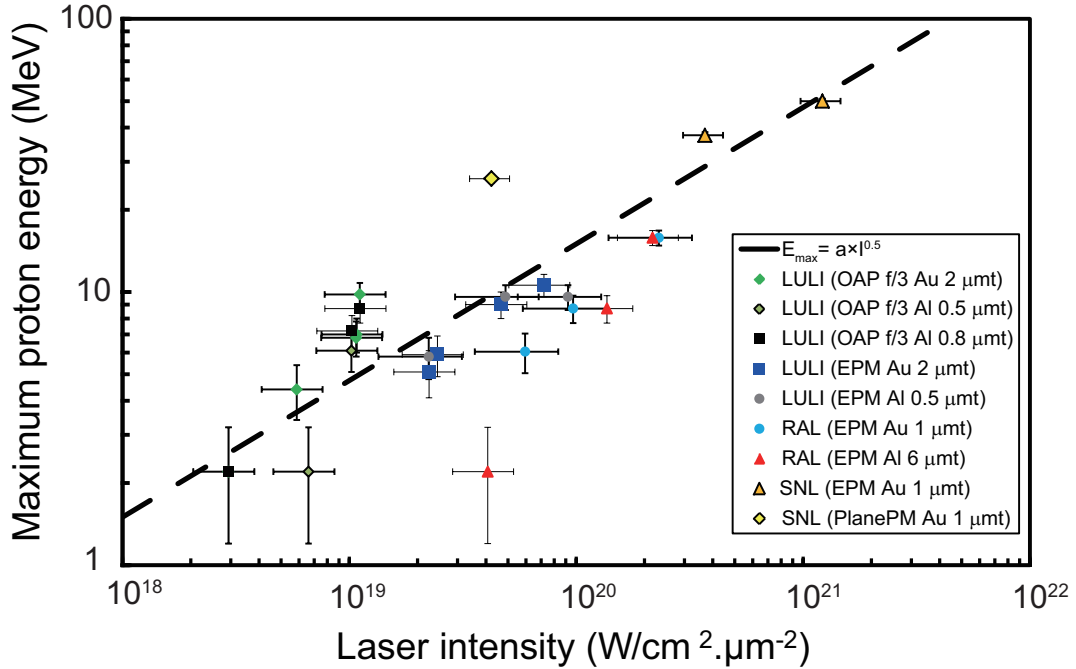


図 3.3: 実験から得られたプロトンの最大エネルギー (MeV) とレーザー強度 $I_{\text{peak}}\lambda^2$

図 3.3 に得られた結果を示す。縦軸にプロトンの最大エネルギー (MeV) と横軸にレーザーの $I_{\text{peak}}\lambda^2$ ($\text{W}/\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$) を示している。レーザーエネルギーを変えた時のプロトンの最大エネルギーを表している。 λ はレーザー波長 (μm)、ピーク強度 I_{peak} の見積もりは、B.2 を参考。ターゲット厚さは、プロトンの最大エネルギーに対し最適化を行っており TNSA 加速の範囲では最大のプロトンビームの生成を確認している。プロトンの最大エネルギー E_{max} に対するレーザーの強度 I のスケーリング則は、 $E_{\text{max}} \propto I^\alpha$, $\alpha=0.5 - 1$ であることが明らかになっている [20][21]。楕円プラズマミラーを用いた実験で得られた結果では、 $\alpha=0.67$ である。また、この結果から異なる 3 つのレーザー施設で楕円プラズマミラーを用いることで、高いエネルギーのプロトンビームが生成することができ、その高速集光機能がうまく働いていることがわかった。以上のことから今後建設されるもしくは建設中の超高強度レーザーにおいても同様に楕円プラズマミラーを使うことで従来の集光光学系を用いるよりも一けた近く高い集光強度を実現可能であると考えられる。つまり、楕円プラズマミラーを用いることで今までよりも遥かに高いエネルギーのプロトンビームの生成できる可能性があり、今後楕円プラズマミラーの応用が期待される。

3.4 まとめ

本章では、集光プラズマミラーの応用として高エネルギープロトンビームの生成実験について記述した。楕円プラズマミラーを使い3つの異なるレーザー施設において実験を行った。楕円プラズマミラーを用いることで従来の集光光学系を用いた場合よりも0.2 - 0.5倍の集光径の減少が計測された。集光強度の増大によってプロトンの最大エネルギーが上がっていることが確認された。さらに過去の実験結果の比較によるプロトンの最大エネルギーと集光強度のスケール則 $E_{\max} \propto I^{\alpha}$, $\alpha=0.5 - 1$ に一致している。本研究により集光プラズマミラーの高エネルギープロトン生成への応用が有効であることが明らかになった。

参考文献

- [1] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. B. Lasinski, R. W. Lee, A. J. MacKinnon, D. M. Pennington, M. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks, and K. Yasuike, *Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets*, Physics of Plasmas **7**, 2076 (2000).
- [2] S. Wilks, A. Langdon, T. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, and R. Snavely, *Energetic proton generation in ultra-intense laser—solid interactions*, Physics of Plasmas **8**, 542 (2001).
- [3] T. Cowan, J. Fuchs, H. Ruhl, A. Kemp, P. Audebert, M. Roth, R. Stephens, I. Barton, A. Blazevic, E. Brambrink, J. Cobble, J. Fernandez, J.C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, J. Kaae, S. Karsch, G. Le Sage, S. Letzring, M. Manclossi, S. Meyroneinc, A. Newkirk, H. Ppin, and N. Renard-LeGalloudec, *Ultralow Emittance, Multi-MeV Proton Beams from a Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator*, Physical Review Letters **92**, 204801 (2004).
- [4] M. Roth, T. Cowan, M. Key, S. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. Pennington, R. Snavely, S. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. Bulanov, E. Campbell, M. Perry, and H. Powell, *Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams*, Physical Review Letters **86**, 436 (2001).
- [5] S. S. Bulanov, A. Brantov, V. Y. Bychenkov, V. Chvykov, G. Kalinchenko, T. Matsuoka, P. Rousseau, S. Reed, V. Yanovsky, K. Krushelnick, D. W. Litzenberg, and A. Maksimchuk, *Accelerating protons to therapeutic energies with ultraintense, ultraclean, and ultrashort laser pulses*, Medical Physics **35**, 1770 (2008).
- [6] L. Romagnani, J. Fuchs, M. Borghesi, P. Antici, P. Audebert, F. Ceccherini, T. Cowan, T. Grismayer, S. Kar, A. Macchi, P. Mora, G. Pretzler, A. Schiavi, T. Toncian, and O. Will,

- Dynamics of Electric Fields Driving the Laser Acceleration of Multi-MeV Protons*, Physical Review Letters **95**, 4 (2005).
- [7] G. Dyer, A. Bernstein, B. Cho, J. Osterholz, W. Grigsby, A. Dalton, R. Shepherd, Y. Ping, H. Chen, K. Widmann, and T. Ditmire, *Equation-of-State Measurement of Dense Plasmas Heated With Fast Protons*, Physical Review Letters **101**, 015002 (2008).
- [8] P. Gibbon. Short pulse laser interactions with matter. London: Imperial College Press, 2005.
- [9] P. Mora, *Plasma Expansion into a Vacuum*, Physical Review Letters **90**, 5 (2003).
- [10] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry, and E. M. Campbell, *Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids*, Physical Review Letters **85**, 2945 (2000).
- [11] S. A. Gaillard, T. Kluge, K. A. Flippo, M. Bussmann, B. Gall, T. Lockard, M. Geissel, D. T. Offermann, M. Schollmeier, Y. Sentoku, and T. E. Cowan, *Increased laser-accelerated proton energies via direct laser-light-pressure acceleration of electrons in microcone targets*, Physics of Plasmas **18**, 056710 (2011).
- [12] Y. Sentoku, V. Y. Bychenkov, K. Flippo, A. Maksimchuk, K. Mima, G. Mourou, Z. M. Sheng, and D. Umstadter, *High-energy ion generation in interaction. of short laser pulse with high-density plasma*, Applied Physics B: Lasers and Optics **74**, 207 (2002).
- [13] N. Minkovski, G. I. Petrov, S. M. Saitel, O. Albert, and J. Etchepare, *Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration*, Journal of the Optical Society of America B **21**, 1659 (2004).
- [14] D. M. Gold, *Direct measurement of prepulse suppression by use of a plasma shutter*, Optics Letters **19**, 2006 (1994).
- [15] S. Steinke, P. Hilz, M. Schnrer, G. Priebe, J. Brnzell, F. Abicht, D. Kiefer, C. Kreuzer, T. Ostermayr, J. Schreiber, A. A. Andreev, T. P. Yu, A. Pukhov, and W. Sandner, *Stable laser-ion acceleration in the light sail regime*, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **16**, 011303 (2013).

- [16] A. Mackinnon, Y. Sentoku, P. Patel, D. Price, S. Hatchett, M. Key, C. Andersen, R. Snavely, and R. Freeman, *Enhancement of Proton Acceleration by Hot-Electron Recirculation in Thin Foils Irradiated by Ultraintense Laser Pulses*, Physical Review Letters **88**, 215006 (2002).
- [17] B. Wattellier, J. Fuchs, J. P. Zou, K. Abdeli, H. Ppin, and C. Haefner, *Repetition rate increase and diffraction-limited focal spots for a nonthermal-equilibrium 100-TW Nd:glass laser chain by use of adaptive optics*, Optics Letters **29**, 2494 (2004).
- [18] C. Danson, P. Brummitt, R. Clarke, J. Collier, B. Fell, A. Frackiewicz, S. Hancock, S. Hawkes, C. Hernandez-Gomez, P. Holligan, M. H. Hutchinson, A. Kidd, W. Lester, I. Musgrave, D. Neely, D. Neville, P. Norreys, D. Pepler, C. Reason, W. Shaikh, T. Winstone, R. W. Wyatt, and B. Wyborn, *Vulcan Petawatt—an ultra-high-intensity interaction facility*, Nuclear Fusion **44**, S239 (2004).
- [19] J. Schwarz, P. Rambo, M. Geissel, A. Edens, I. Smith, E. Brambrink, M. Kimmel, and B. Atherton, *Activation of the Z-petawatt laser at Sandia National Laboratories*, Journal of Physics: Conference Series **112**, 032020 (2008).
- [20] J. Fuchs, P. Antici, E. D ' Humieres, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Ppin, and P. Audebert, *Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase*, Nature Physics **2**, 48 (2005).
- [21] L. Robson, P. T. Simpson, R. J. Clarke, K. W. D. Ledingham, F. Lindau, O. Lundh, T. McCanny, P. Mora, D. Neely, C. C.G. Wahlstrm, M. Zepf, P. McKenna, *Scaling of proton acceleration driven by petawatt-laser—plasma interactions*, Nature Physics **3**, 58 (2006).

第4章 変調機能を利用したプラズマミラー

4.1 はじめに

この章では、プラズマミラーの変調機能である固体密度プラズマからの高次高調波生成について述べる。まず、近年急速に発達しているプラズマミラーからの高調波生成の利点とその応用について説明をする。次に発生原理と実際に行った実験結果について述べる。実験では、非相対論領域での高調波の生成次数に影響するターゲットの密度の依存性について示す。また、相対論領域での高エネルギーを持った高次高調波生成についても述べる。

4.2 プラズマミラーからの高次高調波生成

近年のレーザーの高出力化にともない高強度レーザーを用いて数十を超える次数の高調波の生成が比較的容易になった。これにより極短紫外線 (XUV) から X 線に近い領域までの電磁波を発生することが可能になっている。近年までは、主にガスをターゲットにした高調波を中心に研究が進められてきた [1]。一方、今日の時間コントラスト技術の向上により固体ターゲットからの高調波発生に必要なプレパルスや ASE の少ない超高強度レーザーが得られるようになり、ここ 10 年急速に研究が進んできている [2]。高次高調波とレーザープラズマ X 線 (制動輻射, 蛍光 X 線) との大きな違いは、レーザーのような高い指向性とコヒーレンス性、短いパルス時間幅である。従来のプラズマ X 線はインコヒーレントで指向性は弱く、パルス幅は、プラズマ中の熱拡散・エネルギー散逸時間のスケールによって決定され数ピコ秒程度である。一方、高次高調波はレーザー電場によって直接振動する電子から発生し、次数は各振動電界強度に強く依存するためレーザーパルス幅よりも短く、高次の高調波になればなるほど短パルスになる。すなわち高次高調波ビームは他のプラズマ X 線と比べて極めて質の良いコヒーレントな光源であり、超高速現象の測定やコヒーレンシーを利用したナノスケールの物性研究 [3], コヒーレント X 線散乱イメージング 等 [4] への応用が期待されている。

ここでレーザーが電子を励起する強さのパラメータとして規格化された運動量とした a_0 は,

$$a_0 = \sqrt{I(\text{W/cm}^2)\lambda_{\text{Laser}}^2/1.37 \times 10^{18}} \quad (4.1)$$

であるとする. この値は, よく集光強度の強さを表す値として良く用いられる. 固体からの高次高調波には強度 (a_0) の大きさによって支配的な発生機構が異なり, 大きく分けて二種類の発生機構が存在する. まず $10^{16} - 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ($a_0 < 1$) において支配的な Coherent Wake Emission (CWE) では, 入射レーザーの電界成分によって振動を受けた電子が, プラズマ波を励起することによって高次高調波を生成する. CWE では高調波の上限はターゲットが完全電離されたプラズマの周波数によって制限されるため, 材質によって異なるが XUV 領域が最大となる. 一方 Relativistic oscillating mirror (ROM) モデルでは, 強度が 10^{18} W/cm^2 以上の強度で起こる. この領域では, プラズマミラー自体 (臨界密度以上の電子プラズマ) が光速で振動する. この振動するミラーによってレーザー光がドップラーシフトを起こし変調される. そのため生成される高調波の次数は, 振動を引き起こすレーザーの強度に強く関係している. 特に強度が 10^{20} W/cm^2 以上では, X 線領域の高いエネルギーの高調波が生成可能である. 近年の固体ターゲットからの高次高調波生成の研究では, X 線領域である 3.8 keV (3200 次) の高調波が計測されており [5], また XUV 領域では 900 as ($\text{as} = 10^{-18} \text{ sec.}$) の時間幅を持つことが示されている [6]. さらに数十 eV の高調波をシングルアト秒パルスかつ kHz の高繰り返しで発生することにも成功している [7].

また, ガスターゲットの高調波では強度が $10^{14} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$ の領域で用いられ, 最近では 80 as , 100 eV , nJ レベルのシングルアト秒パルスが計測されている [8][9]. このパルスを用いて原子や固体内の電子のダイナミクス等の計測が行われている [10][11][12]. しかしガス高調波ではレーザー強度が 10^{15} W/cm^2 を超えるあたりからプラズマ化が進行し, 位相整合が満たされなくなるため効率が極端に低下する. 一方で固体からの高調波では, 強度を上げるとより高次の高調波が生成できる利点があり, 次世代のアト秒-zepto秒 ($\text{zs} = 10^{-21} \text{ sec.}$) 光源として期待されている [13].

4.3 非相対論領域での高次高調波の生成

4.3.1 Coherent Wake Emission (CWE)

ここではまず, 強度が 10^{18} W/cm^2 以下で支配的な CWE についての説明する. 固体に高い強度のレーザーが P 偏光 (電界ベクトルが相互作用表面に対して垂直方向) で入射すると, 電界によって電子が原子から引き剥がされ振動する. 電界がターゲット内部方向を向くと電子は真空中方向に振られるが, この際の電子の振幅がプラズマスケール長よりも小さい (レーザー強度が低く

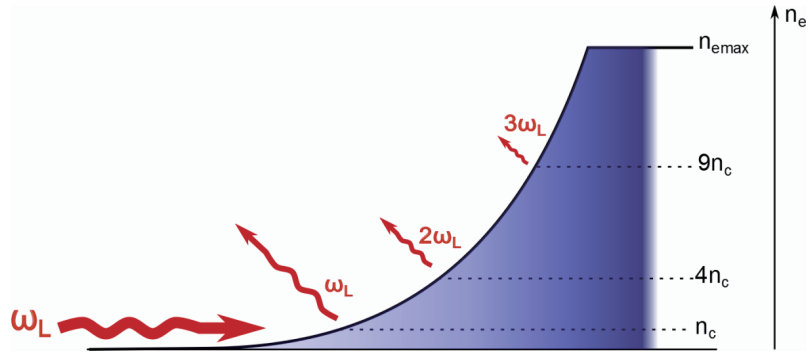


図 4.1: 電子密度分布と CWE の生成原理

プラズマスケール長が長い) と共鳴吸収, それよりも大きくなるとブルネル吸収が支配的となる [15][16]. 高調波発生はブルネル吸収が支配的となる 10^{15} W/cm^2 以上のプレプラズマの少ない状況で効率よく発生する. レーザーの電界によって真空中に引き出された電子束は光電場ベクトルが逆転するとプラズマに再入射する. 臨界密度プラズマに再入射した電子は, プラズマ遮断によりもはや振動電界を感じることなく伝播し, プラズマ振動を誘発する. この時, プラズマ周波数 $\omega_p > \omega_L$ に対応した高次高調波を放出する (図 4.1)[14]. この発生機構では, 原理的にプラズマ密度で決まる周波数以上の高調波は発生しない. このときの最大プラズマ周波数 ω_{pmax} は,

$$\omega_{pmax} = \omega_L \sqrt{\frac{n_{emax}}{n_c}} \quad (4.2)$$

ここで ω_L はレーザー周波数, n_{emax} はプラズマ化したターゲットの最大密度, n_c はレーザーの臨界密度である. この式からも明らかなように, ターゲットの材質の完全電離プラズマの周波数 (密度) によって最大次数は変化する.

4.3.2 実験セットアップ

強度が 10^{18} W/cm^2 以下で生成されるプラズマミラーからの高次高調波生成を確認するために 2 種類の固体ターゲットにレーザーを照射し, 高調波のスペクトルを測定した. 実験はフランスの高強度レーザー応用 (LULI) 研究所 (フランス・エコールポリテクニク) にある LULI-ELFIE ガラス 100TW レーザーシステムにおいて行った. このレーザーシステムによるレーザー条件は, レーザー中心波長が 1054 nm, パルス幅 400 fs (FWHM), レーザーエネルギーがコンプレッサー出口で約 6 J であった. 高調波のスペクトル計測を行うための実験セットアップを図 4.2 に示す. 実験ではレーザーを $f/3$ の軸外し放物面鏡によってターゲットに集光させる前に平板プラズマミ

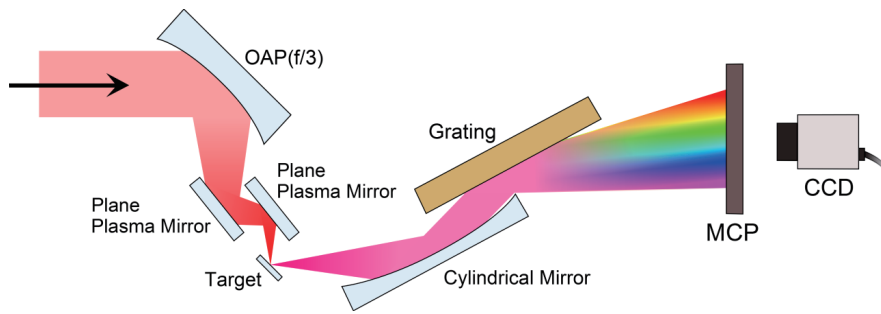


図 4.2: 高次高調波生成の実験セットアップ

ラーによって 2 回反射させることによりレーザーのコントラスト比を約 4 桁向上させた．平板プラズマミラーは，波長 1054 nm に対して AR コートを施している．集光点に設置した高調波生成用のターゲットは，厚さ 1 mm のガラス (BK7) 平板と厚さ 20 μm のポリスチレン平板を用いた．このような透明な材質のターゲットを使うとレーザーの集光途中にあるペDESTALやプレパルスが透過し光の吸収が起こりにくいため，ターゲットがメインパルス到着前にプラズマ化するのを抑制できる．平板プラズマミラーには S 偏光でレーザーを入射し，その後ターゲットにレーザーを 45° の P 偏光で照射させた．

高次高調波の計測は，ターゲットからの鏡面反射光をシリンドリカルミラーによって集光し，溝本数 600/mm の反射型回析格子によって分光させた．その後，高調波を Micro-Channel Plate(MCP) によって検出し，レンズを用いて像転送させ 16 ビットの CCD カメラで観測することによって高次高調波の波長スペクトルを測定した．また今回用いた MCP は可視光に感度はなく高調波のみを検出できる．CCD 上での，高調波の波長分解能は $2.3 \pm 0.3 \times 10^{-2} \text{ nm}$ であった．ターゲット上では，レーザー集光径 (FWHM) は 5.3 μm ，集光径内に入っているエネルギーは 36 % であった．またプラズマミラーの反射率を 30 % として見積もった．ピーク強度は，最大で $\sim 10^{18} \text{ W/cm}^2$ である．

4.3.3 実験結果と考察

実験により得られた高次高調波のスペクトルを SiO_2 (図 4.3), ポリスチレン (図 4.4) に示す．得られたスペクトルは，いくつかのピークが計測されている．レーザーの基本はの高次高調波成分ならば， n 次成分は λ_{laser}/n (nm) の波長である．この時，グラフ中に n 次の波長を点線で示している．また，計測より得られたカットオフを図の太線の点線で示した．

レーザー強度は， 10^{18} W/cm^2 であり，高次高調波は CWE モデルによるものが支配的であると考えられる．そのため，高調波成分には最大プラズマ周波数のカットオフが存在すると考えられる．

図 4.3 のガラスターゲットのスペクトルの場合、波長が 40 nm 付近より高い領域にて鋭いピークがいくつか観測された。さらに波長が 40 nm 付近より短い領域では強いピークは観測されていない。これから、波長 40 nm 付近でカットオフが存在すると推測できる。この波長が 40 nm 付近より高い領域におけるピークは明らかに高次高調波によるものであると考えられる。

さらにポリスチレンターゲットにおける測定結果では 44 nm より高い領域においてもいくつかのピークが確認された（図 4.4）。観測された鋭いピークの連なりは高次高調波によるものであると考えられ、44 nm 付近でカットオフが存在すると推測できる。

しかしながら、図 4.3, 図 4.4 の高次高調波のピークはそれぞれ本来検出されるべき波長（細い点線部）から外れている。これは、分光計の波長の較正に問題があり、図中における波長の値は信用性が低いと考えられる。図の横軸の波長は、MCP 上に計測される波長を集光点からの回折格子までの距離、回折角などから幾何学的に計算で求めた値であり、実験的に校正を行ったものではない。そのためこのような違いが発生したと考えられる。分光計の較正の問題点については EUV 領域にピークをもつ元素によって構成された物質に高強度レーザーを照射し回折光を観測した結果によって較正することが本来必要である。

ここで、CWE モデルによって予測される高次高調波のカットオフ周波数を考える、BK7 のおよその組成は $\text{SiO}_2 = 70\%$, $\text{Na}_2\text{O} = 10\%$, $\text{B}_2\text{O}_3 = 8\%$, $\text{K}_2\text{O} = 8\%$, その他の酸化物が 4 % 程となっており原子番号が比較的低いものがほとんどであるため、レーザーが照射された時、表面が完全電離しているとしてターゲットのイオン化比率 p を $p \simeq 1$ と近似した。また組成比から、モル質量、原子あたりの電子数はそれぞれ 60.5, 30.2 とし、BK7 の密度は 2.51 g/cm^3 であるため、電子密度は $n_{\text{emax}} \simeq 7.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ である。つまり、最大周波数は、 $\omega_{\text{pmax}} \simeq 7.8 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ である。この時、 $27\omega_{\text{Laser}} < \omega_{\text{pmax}}$ であることから、最大次数は 27 次 (38.6 nm) までの高次高調波が生成されると予想される。同様にポリスチレンでは、組成式は $\text{C}=50\%$, $\text{H}=50\%$ とポリスチレン密度が 1.05 g/cm^3 であるから、電子密度は $n_{\text{emax}} \simeq 7.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ である。つまり、最大周波数は、 $\omega_{\text{pmax}} \simeq 7.8 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ である。同様に $18\omega_{\text{Laser}} < \omega_{\text{pmax}}$ であることから最大次数 18 次 (57.4 nm) の高調波が生成されることが考えられる。

実験結果からは、ガラス、ポリスチレンターゲットの二つの材質のターゲットを用いることでカットオフ（最大次数）が異なることが計測され、CWE モデルにおける高調波の特徴を確認することができた。しかし、どちらの測定結果において計測器の問題から波長較正を正確に行うことができなかったため、最大プラズマ周波数におけるカットオフ波長の正確な評価はできなかった。

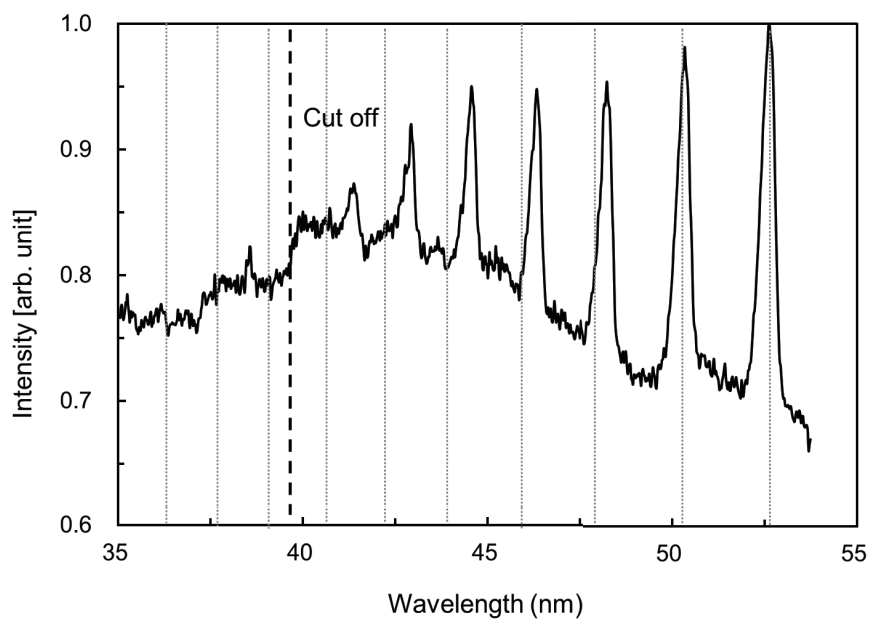


図 4.3: SiO₂ (BK7) のターゲットから得られた高次高調波の波長スペクトル

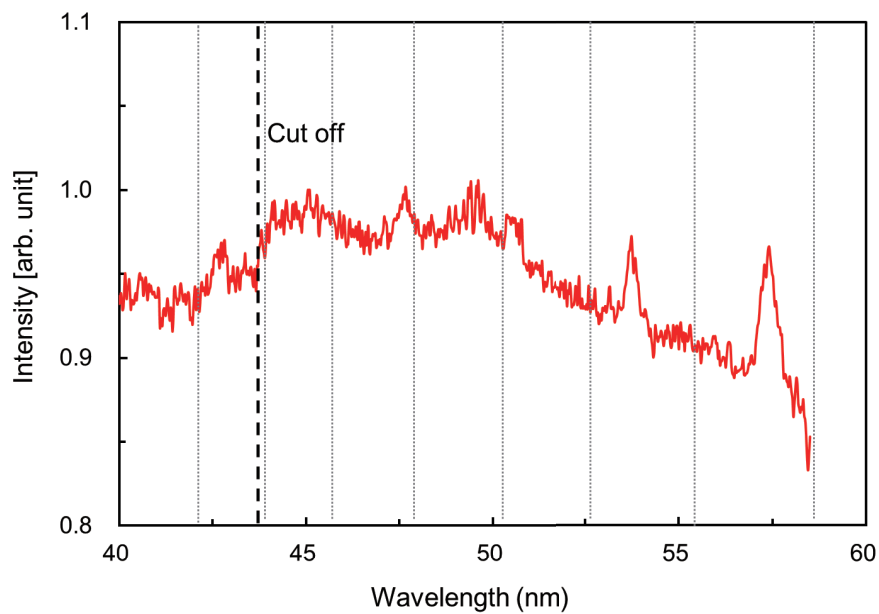


図 4.4: ポリスチレンのターゲットから得られた高次高調波の波長スペクトル

4.4 相対論領域の高次高調波生成

レーザー強度が、 $a_0 > 1$ よりも大きくなると CWE とは別の発生機構が支配的になる．このモデルは Relativistic Oscillating Mirror(ROM) と呼ばれる．この発生機構では、非常に高いエネルギーの X 線 ($> \text{keV}$) の生成が可能であることが近年の研究によって明らかになってきている [5][24]．高エネルギーの高次高調波では、波長が短いためパルス幅も短く～zeptosecond (10^{-21} s) に至ると予測されている [13]．このような高次高調波によって生成される高エネルギーで極短の X 線パルスは、LCLS[19] や SACLA[20]、European XFEL[21] などの自由電子レーザーよりも高繰り返し性や光子数で劣るものの、非常に短い時間分解能を得られると期待されており、近年勢力的に研究されている．

4.4.1 Relativistic Oscillating Mirror(ROM)

レーザーの強度が、 10^{18} W/cm^2 ($a_0 > 1$) を超えると相対論的振動ミラー (ROM) による高調波生成が支配的になる．この発生機構では、レーザーの非常に強い電界によって臨界密度以上を保ったままの電子群が光に近い速度で振動する．この時、同時に入射レーザーが振動ミラーによって反射される際にドップラー効果によって変調をうけることで高調波が生成される．この ROM 機構には、数多くの理論的アプローチが存在するが [22]-[25]、時間・空間的变化する相対論的電子のダイナミクスを解析的に見積もることは非常に難しい．そのためモデルには PIC シミュレーションがよく用いられている．近年の研究によると生成可能な高調波の最大次数 n_{max} は、レーザー強度に非常に強い相関を持つことがわかっており、

$$n_{\text{max}} \approx 8^{1/2} \gamma^3 \quad (4.3)$$

で表すことができることが実験的にも明らかになった [26]．ここで $\gamma = (1 + a_0^2)^{0.5}$ である．図 4.5 に集光強度と最大次数の関係式 4.3 のグラフを示す．波長は 1054 nm を仮定した．グラフからもわかるように強度の上昇に伴い keV 領域の高いエネルギーの X 線の生成が可能になっている．実験では最大 3.8 keV (3200 次) の高調波が計測されている [5]．一方で ROM モデルでも同様に効率的に高調波を生成されるには、レーザーの時間コントラストを上げることが重要あり、プラズマミラー等のコントラスト制御が必要不可欠である [5]．

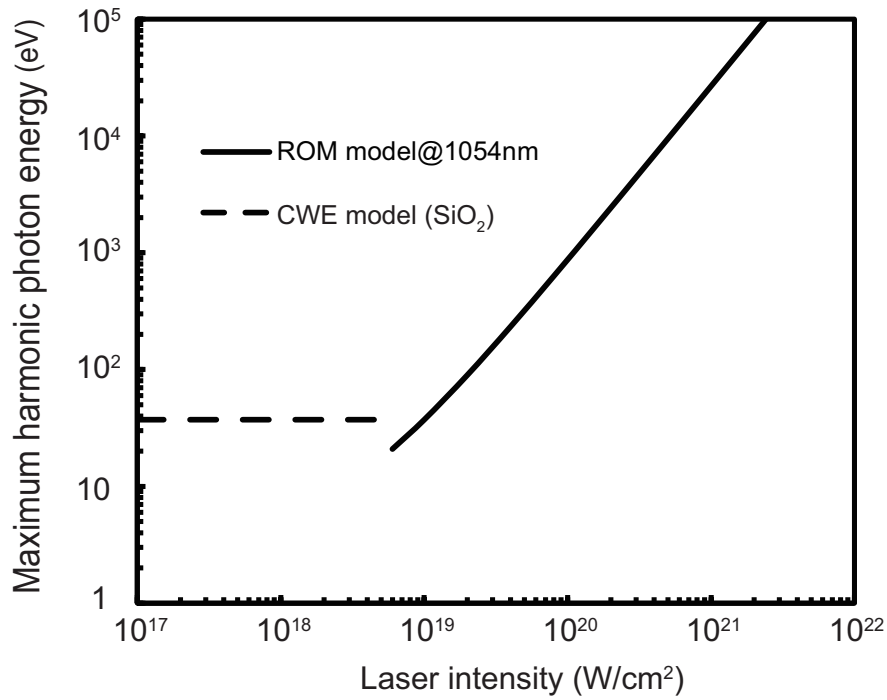


図 4.5: CWE 領域と ROM 領域での集光強度と高調波の最大次数の見積もり

4.4.2 効率的な高エネルギーの高次高調波の生成

レーザーの強度を上げることで高調波の発生効率や最高次数を上げることができる。そこで、本研究で開発した楕円プラズマミラーを用いることでより高エネルギーの高調波を生成させることができると考えられる。楕円プラズマミラーを使うとスポットサイズを小さくできるため、出力が低くても高い集光強度を実現できる可能性がある。ここでは、従来の集光光学系を比べ、どの程度低いエネルギーで keV 領域の高調波が生成できるかを検討した。図 4.6 にその結果を示す。最大次数の見積もりは式 4.3 を用いた。集光径は、1, 3, 6 μm 、波長は 800 nm、30 fs のショートパルスレーザーを仮定した。通常の集光光学系では、 $f/3$ 程度であり集光径は $\sim 6 \mu\text{m}$ であり、keV 以上の高調波を発生させるには、10 J を超えるレーザーエネルギーが必要になる。一方、楕円プラズマミラーを用いることで集光径を 1 μm まで小さくした場合、1 J 以下のレーザーエネルギーで keV の高調波が生成できると見積もられる。この結果からも明らかなように楕円プラズマミラーを用いることで低いレーザーエネルギーでも高エネルギーの X 線パルスが生成できる可能性が示された。さらに同時にコントラストも向上できる楕円プラズマミラーは、高次高調波生成に非常に有効な手段であると考えられる。

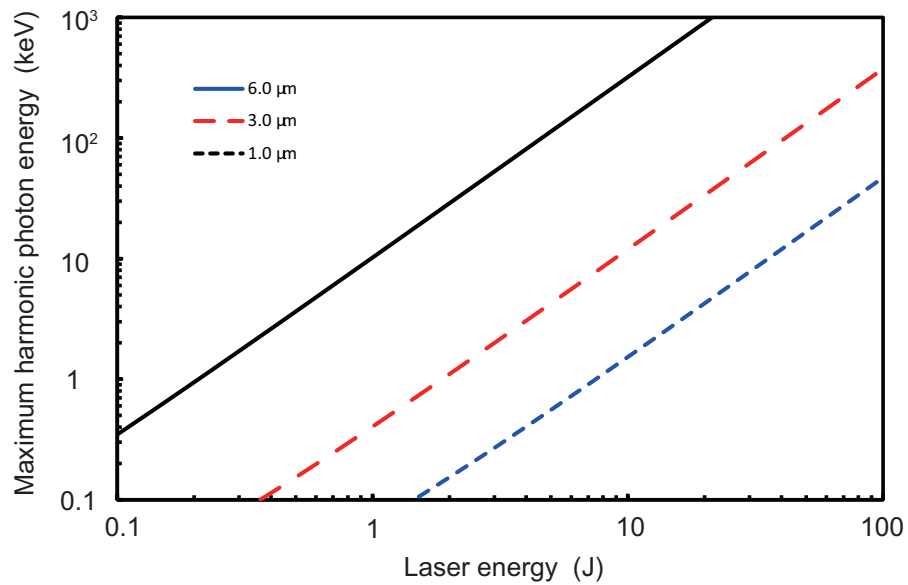


図 4.6: レーザーエネルギーと ROM 領域の高調波の最大次数の関係（集光径 1, 3, 6 μm ）

4.5 まとめ

この章では、プラズマミラーの変調機能である集光強度が $10^{16-21} \text{W}/\text{cm}^2$ の領域で生成される固体密度プラズマからの高次高調波生成について述べた。以下にそのまとめを示す。

- 強度が $10^{16-18} \text{W}/\text{cm}^2$ において支配的な CWE モデルでは、プラズマの最大周波数によって高調波のカットオフが決まる。ガラス（BK7）では最大次数は 27 次（38.6 nm）、ポリスチレンでは 18 次（57.4 nm）までの高次高調波が生成されると予想される。
- 実験結果からは、ガラス、ポリスチレンターゲットの二つの材質のターゲットを用いることでカットオフ（最大次数）が異なることが計測され、CWE モデルにおける高調波の特徴を確認することができた。しかし、どちらの測定結果において波長較正に問題があったため、最大プラズマ周波数におけるカットオフ波長の正確な評価はできなかった。
- 強度が相対論的強度領域で支配的になる ROM モデルでは、より高エネルギーの高調波（keV）が生成できることを示した。楕円プラズマミラーを用いることで集光径を 1 μm まで小さくした場合、1 J 以下のエネルギーで keV の高調波が生成できると見積もられた。楕円プラズマミラーを用いることで通常の集光光学系を用いる場合よりも遥かに低いエネルギーでも高エネルギーの X 線パルスが生成できる可能性が示された。

参考文献

- [1] K. Midorikawa, Y. Nabekawa, and A. Suda, *High-Order Harmonic Generation and Attosecond Science*, Prog. Quantum Electron. **32**, 43 (2008).
- [2] U. Teubner and P. Gibbon, *High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces*, Reviews of Modern Physics **81**, 445 (2009).
- [3] S. W. Wilkins, T. E. Gureyev, D. Gao, A. Pogany and A. W. Stevenson: *Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays*, Nature **384**, 335 (1996).
- [4] G. J. Williams, M.A. Pfeifer, I.A. Vartanyants and I.K. Robinson *Three-Dimensional Imaging of Microstructure in Au Nanocrystals*, Phys Rev. Lett. **90**, 175501 (2003).
- [5] B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M. S. Wei, K. Krushelnick, M. Tatarakis, N. Vakakis, S. Moustazis, R. Kodama, M. Tampo, C. Stoeckl, R. Clarke, H. Habara, D. Neely, S. Karsch, and P. Norreys, *High harmonic generation in the relativistic limit*, Nature Physics **2**, 456 (2006).
- [6] Y. Nomura, R. Hrlein, P. Tzallas, B. Dromey, S. Rykovanov, Z. S. Major, J. Osterhoff, S. Karsch, L. Veisz, M. Zepf, D. Charalambidis, F. Krausz, and G. Tsakiris, *Attosecond phase locking of harmonics emitted from laser-produced plasmas*, Nature Physics **5**, 124 (2008).
- [7] A. Borot, A. Malvache, X. Chen, A. Jullien, J. P. Geindre, P. Audebert, G. Mourou, F. Qur, and R. Lopez-Martens, *Attosecond control of collective electron motion in plasmas*, Nature Physics **8**, 1 (2012).
- [8] G. Sansone, E. Benedetti, F. Calegari, C. Vozzi, L. Avaldi, R. Flammini, L. Poletto, P. Villoresi, C. Altucci, R. Velotta et al.: *Isolated Single-Cycle Attosecond Pulses*, Science **314**, 443 (2006).

- [9] E. Goulielmakis, V. S. Yakovlev, A. L. Cavalieri, M. Uiberacker, V. Pervak, A. Apolonski, R. Kienberger, U. Kleineberg and F. Krausz. : *Single-Cycle Nonlinear Optics*, Science **320**, 1614 (2008) .
- [10] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, M. Uiberacker, V. Yakovlev, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann and F. Krausz *Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy*, Nature **419**, 803 (2002) .
- [11] M. Uiberacker, T. Uphues, M. Schultze, A. J. Verhoef, V. Yakovlev, M. F. Kling, J. Rauschenberger, N. M. Kabachnik, H. Schrder, M. Lezius, K. L. Kompa, H. G. Muller, M. J. J. Vrakking, S. Hendel, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz, *Attosecond real-time observation of electron tunnelling in atoms*, Nature **446**, 627 (2007).
- [12] L. Cavalieri, N. Mller, T. Uphues, V. S. Yakovlev, A. Baltuska, B. Horvath, B. Schmidt, L. Blmel, R. Holzwarth, S. Hendel, M. Drescher, U. Kleineberg, P. M. Echenique, R. Kienberger, F. Krausz, and U. Heinzmann, Nature **449**, 1029 (2007). Attosecond spectroscopy in condensed matter, Nature **449**, 1029 (2007)
- [13] S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, and T. Baeva, *Relativistic Doppler Effect: Universal Spectra and Zeptosecond Pulses*, Physical Review Letters **93**, 115002 (2004).
- [14] C. Thaury, F. Qur, J. P. P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Rau, P. D ' Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, P. H. Martin, P. D. Oliveira, and F. R. Eau, *Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics*, Nature Physics **3**, 424 (2007).
- [15] D. Forslund, J. Kindel, K. Lee, E. Lindman, and R. Morse, *Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma*, Physical Review A **11**, 679 (1975).
- [16] F. Brunel *Not-so-resonant, resonant absorption*, Physical Review Letters **59** 52 (1987)
- [17] T. Baeva, S. Gordienko, and A. Pukhov, *Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma*, Physical Review E **74**, 1 (2006).
- [18] S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, and T. Baeva, *Relativistic Doppler Effect: Universal Spectra and Zeptosecond Pulses*, Physical Review Letters **93**, 115002 (2004).
- [19] https://.slac.stanford.edu/sites/lcls_public/Pages/Default.aspx

- [20] <http://xfel.riken.jp/>
- [21] <https://www.xfel.eu/>
- [22] S. V. Bulanov, N. M. Naumova and F. Pegoraro, *Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma*, Physics of Plasmas **1** 745 (1994) .
- [23] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn and A. Pukhov: *Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity*, Physics of Plasmas **3** 3425 (1996) .
- [24] T. Baeva, S. Gordienko, and A. Pukhov, *Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma*, Physical Review E **74**, 1 (2006).
- [25] D. von der Linde and K. Rzewski Appl. Phys. B **63** 499 (1996).
- [26] B. Dromey, S. Kar, C. Bellei, D. Carroll, R. Clarke, J. Green, S. Kneip, K. Markey, S. Nagel, P. Simpson, L. Willingale, P. McKenna, D. Neely, Z. Najmudin, K. Krushelnick, P. Norreys, and M. Zepf, *Bright Multi-keV Harmonic Generation from Relativistically Oscillating Plasma Surfaces*, Physical Review Letters **99**, 1 (2007).

第5章 総括

本論文は、プラズマミラーを用いた光制御技術の開発と応用に関する研究の成果をまとめたものである。この章で、本研究から得られた成果を各章ごとにまとめる。

第2章では、レーザー強度が $10^{14-16} \text{ W/cm}^2$ で機能する反射機能を利用したプラズマミラーについて述べた。本章で得られた研究成果は以下の通りである。

プラズマミラーの反射の原理と使用上の問題点である集光性能の低下について述べた。プラズマミラーを用いた場合、フルーエンスの上昇に伴い、集光径や反射率の変化する。この影響によってレーザーの集光性能の低下が問題になる。この問題点を解決するために集光径と反射率を測定し、集光性能の評価を行った。さらに集光性能を低下させている原因を計算により検討した。

- P3 レーザーを用いた反射率測定の実験結果では、フルーエンスの上昇とともに反射率 50 % まで上昇しているのが計測され、 100 J/cm^2 以下では過去の実験結果とも一致する。一方、LULI での実験データが反射率は 30 % 程度である。これは、集光径内に入っているエネルギーが低いことに起因しているものと考えられる。
- 集光径の計測実験ではフルーエンスが高い場合、集光径が大きくなり集光性能が低下しているのがわかった。一方で 80 J/cm^2 の場合、プラズマミラーを使わない場合よりも集光径が小さくなっている。
- フルーエンスの変化に伴う集光径の変化の原因を検討するためにプラズマミラー上の熱広がりによる波面乱れや反射率の空間分布を仮定して集光分布の計算を回折積分の数値計算から求めた。その結果、フルーエンスが上昇するにつれ波面広がりの影響によって集光径が大きくなっているのがわかった。また輪帯開口を仮定した反射率分布では、通常の集光径よりも小さくなっていた。
- 計算と実験結果の比較によるとフルーエンスが上がるとともに集光径が大きくなる原因は、主にプラズマ広がりによるものであると考えられる。また反射率の分布によっては集光径の減少が起こったと考えられる。さらに本実験条件下では、集光径の測定と計算から $80 - 160 \text{ J/cm}^2$ ならば集光性能の低下が起きないことがわかった。

また、反射機能の発展的技術として集光プラズマミラーの開発を行った。集光プラズマミラーの基盤となる楕円ミラーの形状設計の評価とその最適化、回転楕円ミラーの集光・ターゲットアライメント法の考案を行った。その後、超高強度レーザーを用いた実証実験の詳細を述べた。

- 集光プラズマミラーは、プラズマ化させるためデブリによる損傷を考慮する必要がなく焦点距離を極端に短くすること（高開口数）ができる。またミラー自体が非常に小さく（＜1cm）、通常の大型の集光光学素子に比べコストを安くことができるのが利点である。
- 集光プラズマミラーの基盤となる回転楕円面ミラーの楕円の長軸と短軸の比から集光強度の評価を行い最適な設計を行った。入射レーザーの持つ角度広がり considering 入射角を 13° に設定し、集光径が最も小さくなる長軸と短軸の比は 0.57 に決定した。この設計では回転楕円ミラーによって集光径を通常の約 0.23 倍まで小さくできる。
- 回転楕円ミラー使用時のスポット径は半値幅で $0.9\ \mu\text{m}$ であり、一方 OAP 使用時では半値幅で $4.4\ \mu\text{m}$ であった。これより回転楕円ミラーによってスポットが 0.2 倍まで小さくなっており、設計から見積もられる倍率 0.23 にほぼ等しい理想的な値が得られた。
- 回転楕円プラズマミラーとターゲットの位置をプリアライメントシステムを用いて合わせ、チャンバー内では高開口の対物レンズを用いて集光径とターゲットのアライメントを行うことで高い再現性と精度をもったアライメント法を考案した。
- 高出力レーザーを用いた集光機能の実証実験を行った。プロトンの最大エネルギーを計測することで集光強度の上昇を確認した。回転楕円プラズマミラーによってプロトンの最大エネルギーが約 5 倍まで増大した。プロトン最大エネルギーのレーザー強度に対するスケーリングと比較しても集光強度が増大していることがわかった。これにより、回転楕円プラズマミラーによって高速集光機能の有効性が明らかになった。

第3章では、集光プラズマミラーの応用として高エネルギープロトンビームの生成実験について記述した。楕円プラズマミラーを使い3つの異なるレーザー施設において実験を行った。楕円プラズマミラーを用いることで従来の集光光学系を用いた場合よりも 0.2 - 0.5 倍の集光径の減少が計測された。特に LULI と SNL で行われた実験では、楕円プラズマミラーを用いない場合と比べ、集光強度の増大によってプロトンの最大エネルギーが上がっていることが確認された。これらの結果は、過去の実験結果の比較によるプロトンと集光強度のスケール則 $E_{\text{max}} \propto I^\alpha$, $\alpha=0.5 - 1$ に一致している。本研究により集光プラズマミラーの高エネルギープロトン生成への応用が有効であることが明らかになった。

第4章では、プラズマミラーの変調機能である集光強度が $10^{16-21} \text{ W/cm}^2$ の領域で生成される固体密度プラズマからの高次高調波生成について述べた。以下に得られた研究成果を示す。

- 強度が $10^{16-18} \text{ W/cm}^2$ において支配的な CWE モデルでは、プラズマの最大周波数によって高調波のカットオフが決まる。ガラス (BK7) では最大次数は 27 次 (38.6 nm)、ポリスチレンでは 18 次 (57.4nm) までの高次高調波が生成されると予想される。
- 実験結果からは、ガラス、ポリスチレンターゲットの二つの材質のターゲットを用いることでカットオフ (最大次数) が異なることが計測され、CWE モデルにおける高調波の特徴を確認することができた。しかし、どちらの測定結果において波長較正に問題があったため、最大プラズマ周波数におけるカットオフ波長の正確な評価はできなかった。
- 強度が相対論的強度領域で支配的になる ROM モデルでは、より高エネルギーの高調波 (keV) が生成できることを示した。楕円プラズマミラーを用いることで集光径を $1 \mu\text{m}$ まで小さくした場合、1 J 以下のレーザーエネルギーで keV の高調波が生成できると見積もられた。楕円プラズマミラーを用いることで通常の集光光学系を用いる場合よりも遥かに低いレーザーエネルギーでも高エネルギーの高次高調波が生成できる可能性が示された。

本研究では、プラズマミラーが従来の固体光学素子とは異なるミラーであること示し、その機能がレーザー強度によって変化することを明らかにした。そして、本研究で開発されたプラズマミラーの反射 (集光) 機能と変調機能を組み合わせることで非常に高い keV 領域、高コヒーレンスをもった X 線光源が生み出せる新たな可能性が示された。従来、keV 領域の高調波を生成させるために 1PW のレーザーが必要であったが、楕円プラズマミラーを使うことで反射率等を考慮したとしても 100TW のレーザーで十分であることが見積られる。さらには、1PW のレーザーで楕円プラズマミラーを用いると 100 keV に達する X 線が生成可能になると考えられる。また、楕円プラズマミラーを相対論的強度で使用することでの高エネルギーの高次高調波を生成させ、同時に集光するといった展開も期待できる。このように本研究において開発されたプラズマミラーを利用することでレーザーの高強度化だけではなく、新たな X 線光源が生み出せる可能性が示され、今後これらを用いた応用研究の進展に大きく寄与すると考えられる。

Appendix A

A.1 フレネル反射

プラズマと真空の境界面が急峻な場合を考え、フレネル方程式を用いプラズマの反射率を簡単に求めることができる [1]. フレネル方程式は, S, P 偏光によって異なり

$$R_s = \left| \frac{\sin(\theta - \theta_t)}{\sin(\theta + \theta_t)} \right|^2 \quad s - light \quad (A.1)$$

$$R_p = \left| \frac{\tan(\theta - \theta_t)}{\tan(\theta + \theta_t)} \right|^2 \quad p - light \quad (A.2)$$

$$\theta_t = \sin^{-1}\left(\frac{\sin\theta}{n}\right) \quad (A.3)$$

である. θ は入射角であり, θ_t は屈折率 n と入射角で決まる値である. ここで屈折率 n は, ドルーデモデルと電子の衝突周波数を使い式 1.16 より,

$$n^2 = 1 - \frac{i\omega_p^2}{\omega^2(1 + i\tilde{\nu})} \quad (A.4)$$

と表すことができる. ここで $\tilde{\nu} = \nu_{ei}/\omega$, ω_p はプラズマ周波数, ω はレーザー周波数である. また衝突周波数 ν_{ei} は, 式 1.17 からわかるように, 電子温度 T_e の -3/2 乗に比例する値である. 式 1.17 と式 A.4 からプラズマの屈折率が求まるため, さらに式 A.1 と式 A.2 に代入して反射率を求めることができる [2]. そして, 実際にプラズマ温度の変化によるフレネル反射によるプラズマの反射率変化を実際に計算した. 図 A.1 のその結果を示す. 縦軸は反射率 (%) 横軸が入射角 (°) である. 電子温度は 100, 150, 300 eV, $\omega_p/\omega_L=10$, $Z=3$, である. 通常の金属 (Al) と比較してもプラズマが金属のような振る舞いをするのがわかる. この簡単なモデルでは, 強度が 10^{14} W/cm² 程度では実験データと合うことがわかっている [3][4].

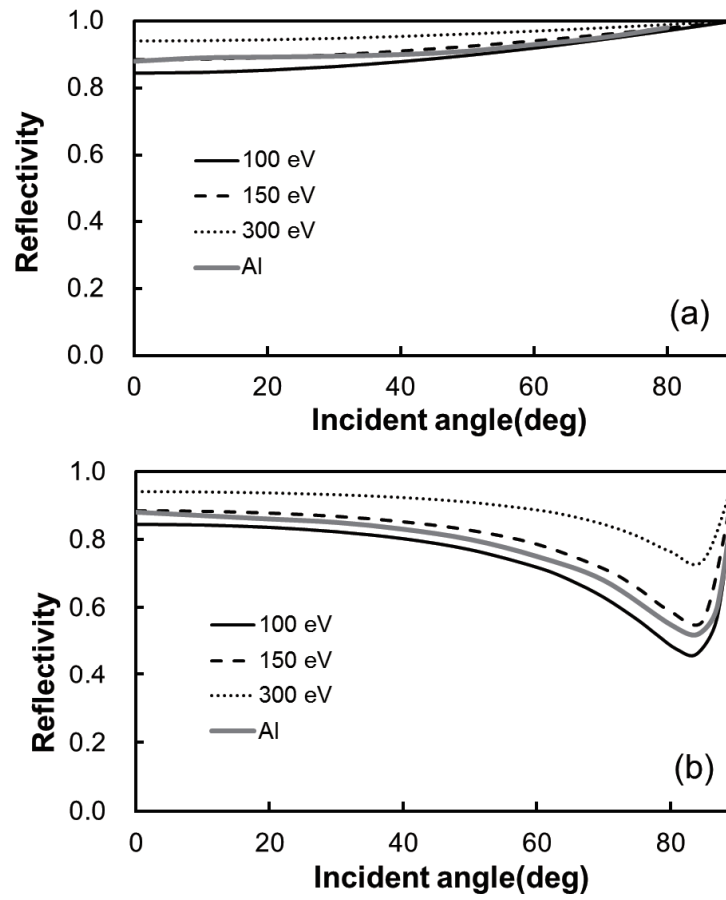


図 A.1: プラズマの電子温度を変化させたときのフレネル反射とアルミの反射率との比較 (a)S 偏光 (b)P 偏光

Appendix B

B.2 ガウシアンビーム

一般的に集光された高強度レーザーは、時間・空間的にガウシアン分布を持つ.

$$I(r, t) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) \exp\left(-\frac{2t^2}{\tau_0^2}\right), \quad (\text{B.1})$$

ここで I_0 はピーク強度, ω_0 は $1/e^2$ の半径, τ_0 は $1/e^2$ パルス幅である. また, 同じように Fluence $F(r)$ は,

$$F(r) = \int_{-\infty}^{\infty} I(r, t) dt = F_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (\text{B.2})$$

$F_0 = \sqrt{\pi/(4\ln 2)} \cdot I_0 \tau_0$ で表すことができる. さらにここでは,

$$\omega_0 = \left(\frac{\text{FWHM}_r}{2\sqrt{\ln 2}}\right) \quad (\text{B.3})$$

$$\tau_0 = \left(\frac{\text{FWHM}_t}{2\sqrt{\ln 2}}\right) \quad (\text{B.4})$$

である. ここで FWHM_r , FWHM_t は, 半径とパルス幅の半値幅 (Full Width Half Maximum) の値である.

そこで集光径の半径 R に入っているエネルギーは,

$$\int_0^R F \cdot 2\pi r dr = \frac{\pi F_0}{a} (1 - e^{-aR^2}), \quad (a = 2/\omega_0^2) \quad (\text{B.5})$$

で表すことができる. 半値幅内に入っているエネルギーは, $R = \text{FWHM}_r$ では, $\exp[-a(\text{FWHM}_r)^2] = 1/2$ であり半分の値になることがわかる.

さらにここでレーザーのエネルギーが E である時, B.1 を用いて

$$\begin{aligned} E &= \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^{\infty} 2\pi dr I(r, t) \\ &= I_0 \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4\ln 2}} \cdot \frac{\pi(\text{FWHM}_r)^2}{4\ln 2} \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

つまりこの時、ガウシアンパルスのピーク強度 I_0 は、次式で示すことができる。

$$I_0 = \frac{E}{(FWHM_t)(FWHM_r)^2} \left(\frac{4\ln 2}{\pi} \right)^{3/2} \sim \frac{0.829E}{(FWHM_t)(FWHM_r)^2} \quad (\text{B.7})$$

また平均強度 I_{avg} は、半径が $1/e^2$ 内の強度で定義され B.6 と同様に求めることができ、

$$I_{avg} = \frac{2\ln 2(1 - e^{-2})E}{\pi(FWHM_t)(FWHM_r)^2} \sim \frac{0.38E}{(FWHM_t)(FWHM_r)^2} \quad (\text{B.8})$$

しかし、実際の集光径では、収差の影響によりきれいな分布になることはまれである。そのため我々は、集光径 (1st Aiy) に入っているエネルギーを集光イメージから算出し、式 B.6 にかけてピーク強度を見積っている [5]。我々が LULI で行った計測では、約 40 – 50 % であった。この時のオンターゲット上のエネルギーが 0.8J, 集光径 $0.9\mu\text{m}$ (FWHM), パルス幅 400 fs(FWHM), レーザーピーク強度は、 $\sim 9 \times 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$ である。

Appendix C

C.1 Radio Chromic Films(RCF)

ラジオクロミックフィルム（以下 RCF）[6] は，放射線の吸収線量に応じて化学塗料が青く変化するシートのことである．青く変化した部分の透過率の変化から受けた線量を見積もることが可能である．フィルムは，ガンマ線や X 線だけでなく中性子や電子，イオンにも感度を持っている．我々が用いた RCF は 2 種類あり（MD-55, HD-810 (ISP TECHNOLOGIES INC 社製))，それぞれ感度が異なる．その計測範囲は，MD-55 では，2-100 Gy，HD-810 では 10 - 400 Gy であるとされている [7]-[10] が文献によって異なる．これは，電子データを読み取るスキヤナの性能によって大きく依存するためである．図 C.1 に構成図を示す．

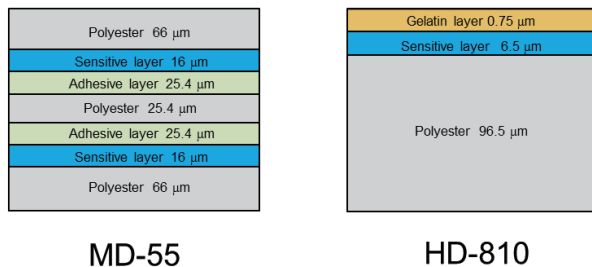


図 C.1: RCF の構成

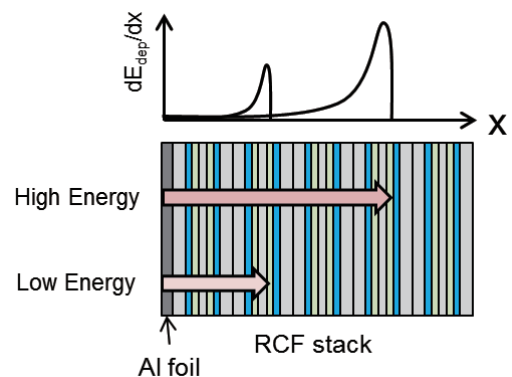


図 C.2: RCF スタックによるエネルギースペクトルの概念図

イオンなどの粒子が物質内を透過中，ブラックピークで大部分のエネルギーを落とすため，フィルムをスタック上に並べることでイオンのエネルギースペクトルが計測できる（C.2）．エネルギースペクトルは，イオンの阻止能と飛程を計算することで求められる [5][11]．また RCF は，電子や X 線にも感度を持つため正確にはイオンのみの線量を測定することができない（しかしながら，濃度や空間分布などにより見分けることは可能）．そこで，イオンのみに感度を持つプラスチック検出器である CR-39 が用いられる．CR-39 にイオンの照射するとトラックと呼ばれる数十 nm の損

傷が生じる．そして，エッチング処理によりその損傷を大きくすることで検出が可能になる．しかし，CR-39 は 1 時間程度のエッチングが必要なため測定後すぐに結果を見ることができない．そこで近年では，トムソンパラボラと MPC[12] や CCD[13]，シンチレータ [14] など組み合わせたを用いた手法が開発され，シングルショットですぐにエネルギースペクトルの計測が可能になっている．

参考文献

- [1] M. Born and E. Wolf. Principles of Optics 7th (Cambridge Univ Pub, 1999).
- [2] P. Gibbon, Short pulse laser interactions with matter. London: Imperial College Press, 2005.
- [3] O. L. Landen, D. G. Stearns, and E. M. Campbell, *Measurement of the expansion of picosecond laser-produced plasmas using resonance absorption profile spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **63**, 1475 (1989).
- [4] R. Fedosejevs, R. Ottmann, R. Sigel, G. Khnle, S. Szatmari and F. P. Schfer, *Absorption of subpicosecond ultraviolet laser pulses in high-density plasma*, Appl. Phys. B **50**, 79 (1990).
- [5] P. Antici. thesis, 2007, Ecole Polytechnique
- [6] ISP - International Specialty Products, Wayne, New Jersey, USA. Radiochromic film types HD-810, HS, MD-55, MD-V2-55 are trademarks of ISP corporation. Website, June (2008). Available online at <http://online1.ispcorp.com/layouts/Gafchromic/index.html>
- [7] W.P. Bishop, K.C. Humpherys, and P.T. Randtke. *Poly(halo)styrene thin-film dosimeters for high doses*, Review of Scientific Instruments **44**, 443 (1973)
- [8] A. Niroomand-Rad, C.R. Blackwell, B.M. Coursey, K.P. Gall, J.M. Galvin, W.L. McLaughlin, A.S. Meigooni, R. Nath, J.E. Rodgers, and C.G. Soares. *Recommendations of AAPM radiation therapy committee task group 55*, Med. Phys. **25**, 2093 (1998).
- [9] W.L. McLaughlin, C. Yun-Dong, C.G. Soares, A. Miller, G. van Dyk, and D.F. Lewis, *Sensitometry of the response of a new radiochromic film dosimeter to gamma radiation and electron beams*, Nucl. Instr. and Meth. A **302**, 165(1991)
- [10] W.L. McLaughlin, M. Al-Sheikhly, D.F. Lewis, A. Kovcs, and L. Wojnrovits, *A radiochromic solid-state polymerization reaction*, Polymer Preprints **35**, 920 (1994).
- [11] J.P. Biersack J.F. Ziegler and U. Littmark. The Stopping and Range of Ions in Matter. Pergamon Press, New York, (1985). Available online at <http://www.srim.org>. (2008)

- [12] K. Harres, M. Schollmeier, E. Brambrink, P. Audebert, A. Blazevic, K. Flippo, D. C. Gautier, M. Geibel, B. M. Hegelich, F. Nurnberg, J. Schreiber, H. Wahl, and M. Roth, *Development and calibration of a Thomson parabola with microchannel plate for the detection of laser-accelerated MeV ions*, Review of Scientific Instruments **79**, 093306 (2008).
- [13] J. Metzkes, L. Karsch, S. D. Kraft, J. Pawelke, C. Richter, M. Schurer, M. Sobiella, N. Stiller, K. Zeil, and U. Schramm, *A scintillator-based online detector for the angularly resolved measurement of laser-accelerated proton spectra*, Review of Scientific Instruments **83**, 123301 (2012).
- [14] H. Sakaki, M. Kanasaki, Y. Fukuda, M. Nishiuchi, T. Hori, A. Yogo, S. Jinno, and K. Niita, *Development of a single-shot-imaging thin film for an online Thomson parabola spectrometer*, Review of Scientific Instruments **84**, 013301 (2013).

パラメーター一覧

記号	名称, 意味
ν_{ei}	電子 - イオン衝突周波数
n_e	プラズマ電子密度
ω_p	プラズマ周波数
ϵ_0	真空の誘電率
ϵ	複素誘電率
T_e	電子温度
n	複素屈折率
m_e	電子質量
Z	イオン価数
$\hbar$	換算プランク定数
k_B	ボルツマン定数
λ_e	電子の平均自由行程
r_0	イオン半径
v_F	フェルミ速度
T_h	高速電子の温度
λ_D	デバイ長

謝辞

本研究の遂行に際し、御懇篤なるご指導、終始懇切なる御指導御鞭撻を賜りました大阪大学大学院工学研究科兒玉了祐教授に深厚なる謝意を表します。

本研究において非常に有益なご指導、ご助言戴きました同研究科田中和夫教授、上田良夫教授、飯田敏行教授、村上匡且教授、中井光男教授、羽原英明准教授、村田勲准教授、加藤裕史准教授、河仲準二准教授、有川安信講師、藪内俊毅助教、大塚裕介助教、Lee Heun Tae 助教、佐藤文信助教、佐野孝好助教に深厚なる謝意を表します。

日々の研究、またそれ以外の日々の日常生活においても終始懇切丁寧なるご指導、ご助言をいただきました尾崎典雅助教に深厚なる謝意を表します。

大阪大学グローバル COE プログラム並びに卓越した大学院拠点形成支援プログラム「次世代電子デバイス教育研究開発拠点」の谷口研二教授（現奈良工業高等専門学校 校長）、尾崎雅則教授をはじめ電気電子情報工学専攻の各教官の方々には多くの画期的な教育プログラムを提供いただくとともに、経済的な支援をいただきました。深く感謝いたします。

本研究の一部は、エコールポリテクニーク研究所 (LULI)、ラザフォードアップルトン研究所 (RAL)、大阪大学レーザーエネルギー学研究センター (ILE)、Sandia National Laboratories (SNL) で行われたものであり、素晴らしい研究の場を提供していただいた Palaiseau Audebert 教授、Francois Amiranoff 教授、Peter A. Norreys 教授、疇地宏教授、Briggs Atherton 博士に深厚なる謝意を表します。

本実験の遂行において惜しめない御協力、活発な討論をいただいた Julien Fuchs 博士 (LULI)、中堤基彰博士 (European XFEL)、Sebastien Buffechoux 博士、千徳靖彦教授 (ネバダ大学)、反保元伸博士 (日本原子力機構)、Robin Marjoribanks 博士 (トロント大)、Fabien Quere 博士 (CNRS)、Matthias Geissel 博士 (SNL)、Marius Schollmeier 博士 (SNL) ほかエコールポリテクニーク研究所、ラザフォード研究所、サンディア国立研究所のスタッフの皆様に深く感謝致します。

研究を進めるにあたり活発な議論、御協力、激励をいただきました大阪大学光科学センターの Alexei Zhidkov 特任教授、細貝知直特任准教授、金展特任助教、益田伸一特任講師、中新信彦博士に深く感謝いたします。

日々の研究生活において活発な議論惜しめない御協力を頂きました近藤公伯主任研究員（日本原子力開発機構）、坂和洋一准教授（大阪大学レーザー研）、森芳孝助教（光産業創生大学院大学）、谷本壮助教（高知高専）、犬伏雄一博士（理化学研究所）、中村浩隆博士（Imperial College）、陳正林博士に深く感謝致します。

実験におけるターゲット作成にご協力いただいた大阪大学工学研究科の木村素子技官に深く感謝いたします。

研究に関わる事務手続きに関して積極的に御支援、御協力をいただきました大阪大学兒玉研究室事務員である門野照美様、栗栖真美様、森久美子様に深く感謝致します。

博士課程在学中に親身なる討論、激励、御協力を頂きました柴田一範博士、木村友亮博士、西田明憲博士、東恵悟氏、中川真氏、宮西宏併氏、水田好雄氏、田中敏博氏、道端拓也氏、申定訓氏、岡林篤紀博士、門田裕一郎博士、家氏仁志氏、浅海雄人氏、浦西宏幸氏、中塚和樹氏、中澤知大氏、近藤良彦氏、林圭輔氏、中原弘貴氏、幸原朋広氏、楊宗翰氏、喜田美佳氏、池谷正太郎氏、岩佐健太氏、小川剛史氏、佐藤友哉氏、張天駒氏に心から感謝致します。

博士課程在学中に研究活動の支援や経済的な援助をいただきました日本学術振興会先端拠点研究事業プログラム「高エネルギー密度科学」、科学技術振興機構 JST-CREST「高エネルギープラズマフォトンクス」、「光制御極短シングル電子パルスによる原子スケール動的イメージング」に深く感謝いたします。

最後になりましたが、大阪大学大学院での研究活動を経済的、精神的に支えていただいた家族に心から感謝します。

研究業績

学術論文（第一著者分，査読有）

[1] A. Kon, M. Nakatsutsumi, S. Buffechoux, Z. L. Chen, J. Fuchs, Z. Jin, R. Kodama, “Geometrical optimization of an ellipsoidal plasma mirror toward tight focusing of ultra-intense laser pulse”, *Journal of Physics*, 244 032008(2010) .

[2] 今 亮, 中堤 基彰, J. Fuchs, S. Buffechoux, P. Audebert, Z. L. Che, 犬伏雄一, Z. Jin, 兒玉了祐, “回転楕円体プラズマミラーを用いた超高強度レーザーの高開口数集光” レーザー研究 第38巻10号784-788 (2010).

[3] 今 亮, 中堤基彰, J. Fuchs, S. Buffechoux, P. Audebert, 林圭輔, 中新信彦, Z. Jin, 益田伸一, 細貝知直, 兒玉了祐, “プラズマミラーを用いた高強度レーザーの集光性能の計測” レーザー研究 掲載決定済み

学術論文（共著者分，査読有）

[1] M. Nakatsutsumi, A. Kon, S. Buffechoux, P. Audebert, J. Fuchs, and R. Kodama , “Fast focusing of short-pulse lasers by innovative plasma optics toward extreme intensity” *Opt. Lett.* 35, 2314 (2010).

[2] Jin, Z. Chen, H. Zhuo, A. Kon, M Nakatsutsumi, H. Wang, B. Zhang, Y. Gu, Y. Wu, B. Zhu, L. Wang, M. Yu, Z. Sheng, and R Kodama, “ Tunable Radiation Source by Coupling Laser-Plasma-Generated Electrons to a Periodic Structure ” *Phys. Rev. Lett* 107, 1 (2011).

[3] M. Nakatsutsumi, Y. Sentoku, S. Buffechoux, A. Kon, B. Atherton, P. Audebert, M. Geissel, L. Hurd, M. Kimmel, P. Rambo, M. Schollmeier, J. Schwarz, R. Kodama, and J. Fuchs, “Magnetic inhibition of high-energy proton acceleration in the strongly relativistic limit” submitted to *New Journal of Physics*.

国際会議

[1]A. Kon, M. Nakatsutsumi, Z. L. Chen, M. Tampo, Y. Katayama, T Tnimoto, M Hatakeyama, R. Kodama, “ Elliptical plasma mirror for focusing laser light ” 1st Global COE Student Conference On Innovative Electronic Topics, P-43, Suita campus of Osaka-Univ, July 2008,

[2]A. Kon, M. Nakatsutsumi, J.Fuchs, Z. L. Chen, S. Buffechoux, P. Audebert, R. Kodama. “ Focusing -intense laser by an aspheric plasma mirror with super small F-number” 3.10.061, The sixth Conference on Inertial Fusion science and Application , San Francisco, UAS, Sept 6-11, 2009

[3]A. Kon, M. Nakatsutsumi , S. Buffechoux, Z. L. Chen, J. Fuchs, Z.Jin, R. Kodama; “ Enhancement of laser intensity with ellipsoid plasma mirror ” , UK-Japan High Energy Density Science Workshop , January 7-9 2010,

[4]A. Kon, M. Nakatsutsumi, S. Buffechoux, Z. L. Chen, J. Fuchs, Z.Jin, R. Kodama; “ Tight focusing with an ellipsoid plasma mirror towards ultra-high contrast and ultra-intense laser ” , US-Japan Fast Ignitor and High Energy Density Physics Workshop March 11-12 2010,

[5]A. Kon, M. Nakatsutsumi , S. Buffechoux, J. Fuchs, R. Kodama, “ High N.A. focusing of ultra-high intensity laser with ellipsoidal plasma mirror ” , UK-France High Energy Density Science Workshop , January 9-13 2011,

[6]A. Kon, M. Nakatsutsumi, S. Buffechoux , Y. Sentoku, M. Geissel, P. Rambo, F. Qur, R. S. Marjoribanks, K. Hayashi, P. Audebert, J. Fuchs, and R. Kodama, “ Generation of high energy proton beams and high order harmonics with ellipsoidal plasma mirror” International conference on high energy density sciences 2012, HED-p18, April 25- 27, 2012

[7]A. Kon, M. Nakatsutsumi, K. Hayashi, S. Buffechoux, P. Audebert, J. Fuchs, R. Kodama, “Focus-ability of ellipsoidal plasma mirror for ultrahigh intensity laser” International conference on high energy density sciences 2013, HED-p3 – 17, April 23-25, 2013

国内学会

[1] 今 亮, 陳正林, 中堤基彰, 反保元伸, 片山祐輔, 谷本壮, 畠山幹生, 澤井清信, 鈴木健治, 田中和夫, 三間罔興, 兒玉了祐 “超高強度場のための極小 F 値集光プラズマミラーに関する研究” 日本物理学会第 63 年次大会, 20pZH-5, 岩手大学上田キャンパス, 2008 年 9 月,

[2] 今 亮, 中堤基彰, 陳正林, 金展, 反保元伸, 片山祐輔, 鈴木健治, 澤井清信, 田中 和夫, 谷本壮, 畠山幹生, 兒玉了祐 “超高強度場のための極小 F 値集光プラズマミラーに関する研究” レーザー学会学術講演会第 29 回年次大会, 10pI-9, 徳島大学常三島キャンパス, 2009 年 1 月,

[3] 今 亮, 中堤基彰, J.Fuchs, S.Buffechoux, P.Audebert, 陳正林, 兒玉了祐 “極小 F 値集光プラズマミラーを用いた高エネルギープロトンの生成に関する研究” 日本物理学会第 64 年次大会, 28aSA-10, 立教大学池袋キャンパス, 2009 年 3 月