

スペクトル干渉法によるフェムト秒生成プラズマの計測

近藤 公伯

Measurement of Femtosecond Generated Plasmas by Frequency Domain Interferometry

Kiminori KONDO

By the development of ultrafast optical technology, the controllable visible optical pulse can be shorter than 10 femtosecond. By applying this technology to the plasma diagnostics, ultrafast dynamics of the oscillation of electron plasma wave could be observed. The measurement of the dynamics of electron plasma wave with the frequency domain interferometry is introduced.

Key words: frequency domain interferometry, laser wakefield, electron plasma wave, tunneling ionization

超高速光技術の進歩は目覚しく、XUV 光を用いれば、アト秒領域のパルス発生やそのパルス幅の評価が可能になった。可視光領域の光パルスであれば、数サイクルからなるような 10 フェムト秒を切るパルスが自由に扱えるようになったのである。かつてサブ 10 フェムト秒パルスは色素レーザーを用いて発生させるもので、その発生や安定化は、その道の専門家のみが可能で一般の研究者にはほとんど不可能な技術だった。1990 年代に入り、きわめて広い利得帯域を有するチタンサファイア結晶が発明され¹⁾、そのチタンサファイア結晶によるカーレンズモードロック法も発明され²⁾、安定したサブ 100 フェムト秒パルスの発振器が自由に扱えるようになった。また、固体レーザー媒質を利用した超短パルスの増幅技術としてチャープパルス増幅法 (CPA) も発明され³⁾、いよいよ本格的にテラワット (TW, 兆ワット) の高ピーク出力レーザーが一般的なものとなり、最近では 10 TW や 100 TW のピーク出力を有する装置が市販されるに至っている。レーザープラズマの研究者ももちろんこの装置を入手し、1979 年に田島とドーソンが提案したレーザー航跡場加速⁴⁾が現実になった。このレーザー加速は本特集の主題でもある。レーザー加速は荷電粒子を加速してこそであるが、筆者は電子プラズマ波の高速性にも注目すべきと考えている。電子プラズマ波の周波数は式のうへではプラズマの電子密度の 1/2 乗に比例するので、仮に密度をいくらでも高くすることができるなら (これが難しいのだが) 原理的にはいくらでも高速のマクロな発振素子を提供することができるのである。このような電子プラズマ波の振動の様子は近年の超高

速光技術をもってすれば明瞭に計測することが可能なはずであり、その技術の確立は今後のレーザー加速技術開発にとり、きわめて重要なものとなるであろう。本研究では、以上のような観点から、筆者らが行ったスペクトル干渉法による二次元の時間分解密度計測⁵⁾について述べる。

1. スペクトル干渉法による時間分解位相計測

レーザー航跡場とそれを利用した電子加速の話は、本特集の他の誌面にて詳細な説明があるので省略するとして、まずここではスペクトル干渉法による時間分解位相計測⁶⁾の原理について述べる。レーザー航跡場のようにサブピコ秒や数十フェムト秒で変化する電子の密度情報を時間分解計測する場合、電気的な検出器の時間分解能には限界があるので、通常、フェムト秒のパルスを利用したポンプ-プローブ法が利用される。例えば、フェムト秒のプローブ光に記録された位相情報を同じくフェムト秒のレファレンス光と干渉させて、プローブ光がプラズマと相互作用しているときの情報を得るという原理である。レーザー航跡場の場合、電子プラズマ波そのものは縦波でポンプレーザーの進行方向へ波長数十～数百ミクロンの疎密波構造を有するが、横方向のスケール長もプラズマ波長かそれ以上の大きさをもつ。したがって、例えば進行方向と直交する方向からプローブすれば、明らかに異なる時刻の空間情報が一度にプローブ光へ記録されることになり、電子プラズマ波のある瞬間の様子を得ることはできない。むしろ電子プラズマ波の位相速度 v_p はプラズマ中の光の群速度 $v_g = c\sqrt{1 - n_e/n_c}$ で与えられ、十分に低い電子密度のプラズマを対象とした場合、その位相速度はほぼ光速 c に等しく

なることを利用する。ここで n_e と n_c は電子密度と光のカットオフ密度である。つまり、プローブ光を電子プラズマ波の進行方向と同じ方向からプローブする。すなわち、電子プラズマ波のある位相にプローブパルスに乗せて伝搬させ、着目する位相における電子密度の情報をプローブパルスにコードするのである。その様子を示したのが図1である⁷⁾。レファレンスパルスとしてプラズマ発生前に同様の超短パルスを走らせておくことで、プローブ終了後、時間的に離れたレファレンスパルスとプローブパルスを干渉させることでプローブに与えられた位相情報を引き出すという原理である。このとき、時間的に離れた同軸方向に進行するレファレンスとプローブを干渉させることはそう単純ではない。レファレンスとプローブを同軸方向ではなく、例えばレファレンスを全く別の光路を走らせてビームスプリッターで再び一致させて干渉させる方法も考えられるが、レファレンスとプローブの光路長を完全に固定することが必要になり、測定系に加わる擾乱に弱い干渉計となる。実際にこの方法がレーザー航跡場に適用された際⁷⁻¹¹⁾には、プラズマ研究者が利用できる超短パルスのパルス幅が100フェムト秒程度であったことや、ピーク出力もサブTW程度だったので励起できるプラズマのスケール長も数百ミクロン程度しかなく、進行方向と同軸にプローブしても期待できるプローブパルスへの位相差はわずか10ミリラジアン以下だった。すなわち、数ミリラジアンの位相差を正確に計測する必要があり、むしろ航跡場計測では図1のようにレファレンス光はプローブ光と同軸方向に設けられ、ここで述べるスペクトル干渉法で干渉縞を発生し位相差を評価するものであった。もう少し詳細に説明する。まず、レファレンスパルスの電場の強さの時間変化を $E_0(t)$ とする。われわれが測ることができる光の強度の時間依存性 $I_0(t) \propto |E_0(t)|^2$ であり、プローブパルスはレファレンスパルスと電場の時間変化の形が同じでレファレンスから τ だけ遅れたものとする、それは $E_0(t-\tau)$ と書ける。一方、図1のように分光器の中に入射して観測面でスペクトル波形を得ることは、電場の強さの時間変化のフーリエ変換であるスペクトル領域での電場の周波数依存性 $\tilde{E}_0(\omega) = F[E_0(t)](\omega)$ を考えた場合、 $\tilde{I}_0(\omega) \propto |\tilde{E}_0(\omega)|^2$ と表せることになる。したがって、図1にあるように、レファレンスとプローブを同時に分光器に入射すれば、スペクトル領域での電場 $\tilde{E}(\omega)$ は $\tilde{E}(\omega) = F[E_0(t) + E_0(t-\tau)](\omega) = F[E_0(t)](\omega) + F[E_0(t-\tau)](\omega)$ であり、 $F[E_0(t-\tau)](\omega) = \exp(i\omega\tau) F[E_0(t)](\omega) = \exp(i\omega\tau) \tilde{E}_0(\omega)$ であることから $\tilde{E}(\omega) = \tilde{E}_0(\omega)(1 + \exp(i\omega\tau))$ となる。したがって、分光器で観測される光の強さの周波数依存性、すなわちスペクトルは $\tilde{I}(\omega) = \tilde{I}_0(\omega) \cdot (1 + \exp(i\omega\tau)) \cdot (1 + \exp(-i\omega\tau)) = 2\tilde{I}_0(\omega) \cdot (1 + \cos(\omega\tau))$ となるので、周期

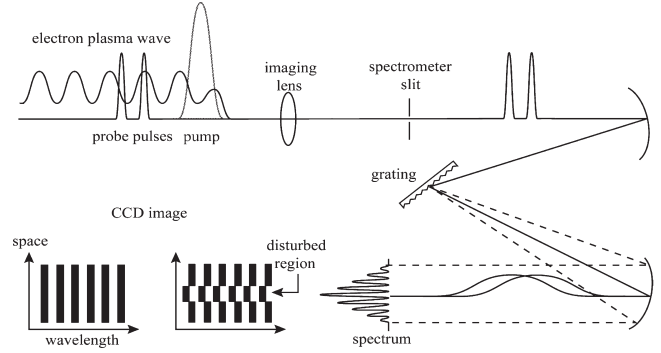


図1 スペクトル干渉法による電子プラズマ波の位相情報の取得⁷⁾。

$2\pi/\tau$ の縞が現れることが理解できる。もしプローブに一律に $\Delta\phi$ という位相シフトが加わった場合は、プローブの電場の強さは $E_0(t-\tau) \cdot \exp(i\Delta\phi)$ となるので、上述のことからプラズマが存在した場合のスペクトルは $\tilde{I}_p(\omega) = \tilde{I}_0(\omega) \cdot (1 + \exp(i(\omega\tau + \Delta\phi))) \cdot (1 + \exp(-i(\omega\tau + \Delta\phi))) = 2\tilde{I}_0(\omega) \cdot (1 + \cos(\omega\tau + \Delta\phi))$ と表すことができ、結果的に $\Delta\phi$ は得られたスペクトル中のフリンジシフトとして観測されることがわかる。図1に示すように、実際には分光器は一次元の入射スリットがあるので、一次元の空間情報を入手することができる。

2. スペクトル干渉法を応用した二次元ダイナミクス計測

さて、今回われわれが新たに行ったのは、上述の一次元空間分解スペクトル干渉法を二次元化する試みである。上述の研究が行われた1990年台後半では、すでに述べたようにプラズマ研究者が扱える高ピーク出力レーザーのパルス幅は100フェムト秒程度であり、ピーク出力もサブTW級であった。ところで近年は、われわれも含めてパルス幅が50フェムト秒を切る10TW級あるいは100TW級のレーザー装置を扱うようになってきた。同じ照射強度を得るにしても、集光径が大きくてもかまわないということになり、その結果、励起される電子プラズマ波の進行方向への長さもけた違いに長くできる。また、パルス幅が半分以下になったため、密度が4倍高くてもプローブすることが可能になった。したがって、かつて期待される位相シフトが数ミリラジアン程度しかなかった状況に対し、今ならばその数十倍の位相シフトがプローブパルスにコーディングされると考えられる。このような状況の中、従来用いられていた分光器を利用してスペクトル干渉を得るのではなく、狭帯域フィルターを利用してある周波数成分のみの位相シフトを、むしろ二次元的にとらえる方法を考案した。狭帯域フィルターの周波数帯域が十分に狭ければ、分光器を用いてフリンジシフトを観測せずとも、例えばプラズマによる位相シフトのない状態を暗線イメージになるようにレファレンスとプローブの相対時間差を調整しておけ

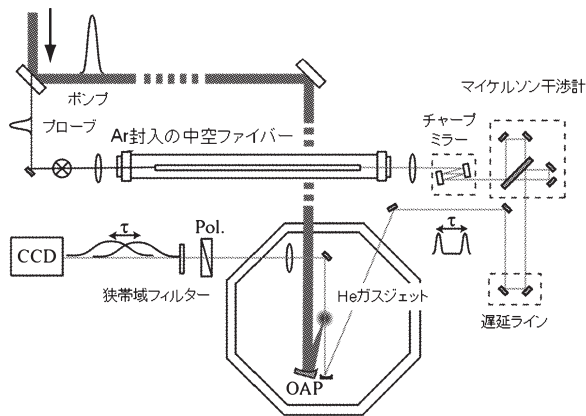


図2 実験のセットアップ。

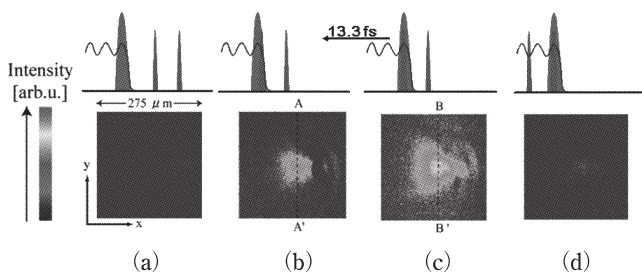


図3 位相シフトの時間変化。

ば、プラズマによる位相差分布は明線の強度分布として二次元像としてとらえることができるという方法である。実際に使用される狭帯域フィルターの帯域は、本研究で用いられたものでもせいぜい2 nmであった。つまり、帯域が10 nm程度の100 フェムト秒のプロープパルスしか利用できなかったところには困難な手段であることがわかる。本研究では、より高い時間分解能を得るためにプロープパルスを、Ar ガスを封入した中空ファイバーに入射し、コヒーレントな広帯域白色プロープを発生し、プラズマ計測に用いた。すなわち、プラズマを励起するレーザーパルスは40 フェムト秒のパルス幅を有するが、このプラズマ励起用レーザーの一部を空間的に抜き取って、Ar ガスを封入した中空ファイバーに入射し、広帯域のコヒーレントパルスを発生した。チャープミラーを利用してパルス圧縮を行い、14 フェムト秒のプロープ光を発生することが可能になった。図2に実験のセットアップの概念図を示す。周波数空間干渉を得るため、このパルスを2つに分けて適当な遅延をかけ、被観測プラズマをプロープした。すでに示したように、2つのプロープ光の相対時間差をうまく調整すれば、プロープ光に位相シフトが乗らない場合、図3(a)に示すような暗線のイメージを得ることができた。この実験では2つのプロープ光の相対時間差は233 フェムト秒に固定し、プラズマ励起用パルスとの時間差を変化させた。数十フェムト秒で変化するプラズマによる位相シフトが片

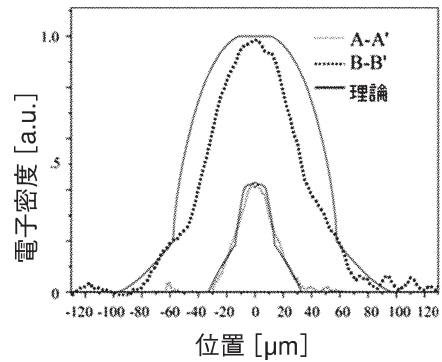


図4 理論計算による電子密度分布と計測結果の比較。

方のプロープ光に加われば、図3(b), (c)に示すような明るい部分となって観測される。(c)を基準に励起光と時間的に後ろのプロープ光のタイミングずれを示すと、(a)が-220 フェムト秒、(b) -13.3 フェムト秒、(c) 0 フェムト秒、(d) +227 フェムト秒であり、(b)と(c)の時間遅れはわずかに13.3 フェムト秒である。(b)と(c)の違いは、トンネル電離によるプラズマ化の進行度の違いを示している。図3(d)は航跡場振動の領域であり、本来ならここで電子プラズマ波の振動がとらえられるはずである。わずかに航跡場によると思われる信号はとらえられているが、実際にはレーザーパルスの不安定性が原因で、そのダイナミクス観測までには至らなかった。なお、図4にBSIモデルによる電離電子の空間分布と実験で得られた位相シフトの空間分布の比較を示した。両者はほぼ一致しており、フェムト秒の時間スケールで空間的に電離領域が広がっていく様子をとらえていることがわかる。

本研究における超高速プラズマ観測の研究は、筆者が以前に所属した大阪大学レーザーエネルギー学研究中心において実施した。その際に、ともに研究を行った修士課程卒業生の濱佳和氏、研究員のArnard Zoubir氏に感謝する。なお本研究は、文部科学省科学研究費補助金(No. 18340120 および No. 20340107)の支援を受けて行った。

文 献

- 1) P. F. Moulton: J. Opt. Soc. Am. B, **3** (1986) 125-133.
- 2) T. Brabec *et al.*: Opt. Lett., **17** (1992) 1202-1204.
- 3) D. Strickland *et al.*: Opt. Commun., **56** (1985) 219.
- 4) T. Tajima *et al.*: Phys. Rev. Lett., **43** (1979) 267-270.
- 5) Y. Hama, K. Kondo *et al.*: Opt. Lett., **31** (2006) 1917.
- 6) E. Tokunaga *et al.*: Opt. Lett., **17** (1992) 1131-1133.
- 7) J. R. Marques *et al.*: Phys. Plasmas, **5** (1998) 1162.
- 8) J. R. Marques *et al.*: Phys. Rev. Lett., **76** (1996) 3566-3569.
- 9) C. W. Siders *et al.*: Phys. Rev. Lett., **76** (1996) 3570-3573.
- 10) E. Takahashi *et al.*: Phys. Rev. E, **62** (2000) 7247-7250.
- 11) H. Kotaki *et al.*: Phys. Plasmas, **9** (2002) 1392-1397.

(2008年6月11日受理)