

## レーザー計測で切り拓く実験室宇宙物理研究

Laser-aided plasma diagnostics for laboratory astrophysics studies

富田 健太郎

### 1. はじめに

宇宙線や太陽高エネルギー粒子の生成機構理解のためには、衝撃波近傍での波動・粒子相互作用の解明が不可欠とされる。近年、高強度レーザーを用いることで、無衝突衝撃波の生成が可能となっている。<sup>1)</sup> 実験室で生成された衝撃波は、再現性やパラメータの制御性に優れており、高強度レーザー実験は宇宙・天体プラズマの実証研究ツールとして大きなポテンシャルを有している。衝撃波近傍の現象理解のためには、そこでの電子密度・温度などのプラズマパラメータの計測が重要となる。本グループではそのための診断手法として、協同的トムソン散乱 (Collective Thomson scattering: CTS) 法を用いている。以下では、激光 HIPER レーザー (大阪大学レーザーエネルギー学研究中心) を用いて行った、最近の CTS 実験結果について報告する。

### 2. 原理 (協同トムソン散乱)

レーザートムソン散乱法は、プラズマ内にレーザー (電磁波) を入射し、強制振動させられた自由電子による 2 次的電磁波 (散乱光) を分光、解析することで、局所的なプラズマの温度 (電子温度  $T_e$ 、イオン温度  $T_i$ )、電子密度 ( $n_e$ )、イオン価数 ( $Z$ ) などを求める測定法である。<sup>2)</sup> 得られる散乱光スペクトル形状は、散乱パラメータ  $\alpha[\alpha=(k\lambda_D)^{-1}]$  により大きく二つの領域に分けられる (1shefield)。ここで、 $\lambda_D$  はデバイ長、 $k$  は散乱に関わる波数である。 $\alpha \ll 1$  の領域は非協同散乱と呼ばれ、個々独立に運動する電子による散乱スペクトルとなる。一方、 $\alpha \geq 1$  の領域では、電子とイオンの集団的効果が現れ、協同的散乱と呼ばれる。可視波長レーザーをプローブとして用いた場合、本研究で測定対象としているプラズマ ( $n_e:10^{23}\text{-}10^{25}\text{ m}^{-3}$ ,  $T_e:1\text{-}100\text{ eV}$ ) は協同的散乱領域に入る。協同的散乱では散乱スペクトルは電子項 (electron feature) とイオン項 (ion feature) の 2 つに分けて考えられる。このうち電子項は、電子プラズマ周波数程度の広がりを持ち、そのスペクトル強度は一般に低い。特に高密度・多価電離領域では、プラズマの自発光により容易に埋もれてしまう。それに対してイオン項は、イオン音波程度の周波数広がり内に集中するため、プラズマ自発光の影響を受けにくい。そのため本研究では、イオン項の計測から進めている。イオン項のスペクトル広がりには、イオンの熱運動 (すなわちイオン温度) が反映される。イオン項は 2 つのピークを持ち、その

周波数位置  $\Delta\omega_i$  はイオン音波の周波数に対応し、 $(\Delta\omega_i)^2=k^2(Z\kappa T_e+3\kappa T_i)/M$  と書ける。ここで、 $M$  はイオンの質量である。イオン項のスペクトル形状は  $ZT_e$  と  $T_i$  の比で特徴づけられる。さらにスペクトルの全散乱光強度は電子密度に強く依存する。したがって、散乱光強度の絶対値較正を行うことで  $n_e$  を、 $\Delta\omega_i$  とスペクトル形状をもとめることで  $ZT_e$  および  $T_i$  を決定できる。

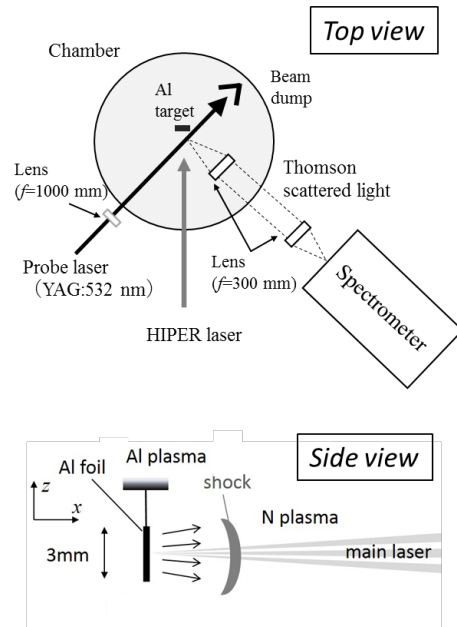


図 1. 協同トムソン散乱システム概要とターゲット配置

### 3. 実験方法

激光 HIPER レーザーで行った CTS 計測実験の概要を図 1 に示す。HIPER レーザーをアルミ箔ターゲット ( $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 200\text{ }\mu\text{m}$ ) に照射し、ターゲットプラズマが超音速でガスプラズマを掃きためることで、ガスプラズマ中に衝撃波を生成する実験を行った。ガスとして、5 Torr の窒素ガスを用いた。レーザーは波長 351 nm (第 3 高調波)、エネルギー  $180\text{ J} \times 3$  (or 6) =  $540\text{ J}$  (or  $\sim 1080\text{ J}$ )、パルス幅 1.3 ns、スポット径  $300\text{ }\mu\text{m}$  である。CTS 計測のためのプローブ光には Nd:YAG レーザーの第 2 高調波 (波長 532 nm, エネルギー  $300\text{ mJ}$ , パルス幅 6 ns, スペクトル幅  $0.1\text{ pm}$ ) を用いた。プローブレーザーを、HIPER レーザーと 45 度異なる角度からチャンバー中心にレンズで集光し、そこからの散乱光を 90 度方向から集

光した。図 2 にはイオン項計測のための分光器を示す。刻線本数 2400 本/mm の回折格子を加分散型に 3 枚配置した。検出器には電子増倍型 CCD (ICCD) カメラ (米国 Princeton 社製 PI-MAX UNIGENII インテンシファイア) を使用し、レーザー軸方向の空間分布情報とスペクトル情報の一括計測を行った。カメラ検出面で入口スリットの像は縮小され、波長分解能は 15 pm であった。HIPER レーザー照射後 20 ns および 8 ns におけるイオン項スペクトル計測結果を図 4 に示す。図の縦方向 (l) は空間方向を表し、チャンバー中心は  $l=0$  である。図の横方向はスペクトル情報であり、 $\Delta\lambda$  はプローブレーザー波長からの差波長である。20 ns では、波長方向にダブルピークを持った典型的な散乱光スペクトルが見られた。+2cm に、ダブルピーク構造の中心波長の急激なシフトが見られ、衝撃波におけるプラズマ流速 (および電子密度) の遷移が明確に捉えられている。8 ns においても、やはりイオン項のダブルピーク構造が見られるが、この時視野内で衝撃波はまだ形成されておらず、そのため中心波長のシフトは見られない。一方、 $\Delta\lambda \sim -2$  nm 付近に別のピークが見られる (矢印部分)。これは、ターゲット起源のアルミプラズマ (の一部) がガスプラズマ中を高速で伝搬していることを表しており、無衝突のプラズマ相互作用を捉えている。8 ns で、イオン項のダブルピークの幅から見積もられるガスプラズマの温度は、 $l=0$  付近でおよそ 20 eV に達する。これは予想よりも 1 桁近く高い。チャンバー中心からずれた位置  $l > 3$  cm においては温度が下がっていることから、衝撃波形成前の段階で、チャンバー中心付近の温度が周囲よりも高いことになる。HIPER レーザーによるガスプラズマの加熱が起こっている恐れがあり、高温のガスプラズマが電子光の増幅を抑制した可能性がある。

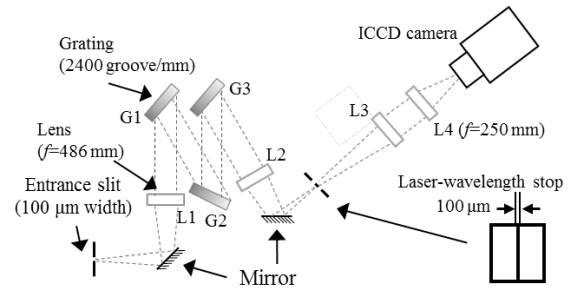


図 2. イオン項計測用分光器

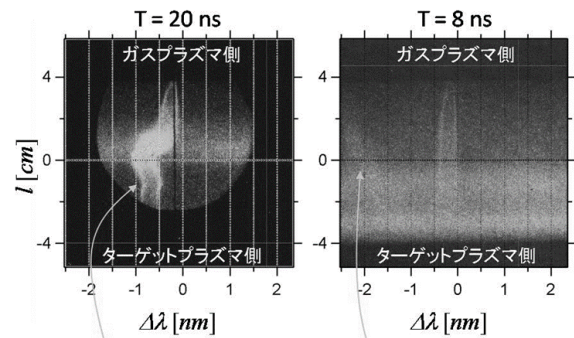


図 3. イオン項スペクトル例

参考文献

- 1) T. Morita, Y. Sakawa, K. Tomita, T. Ide, Y. Kuramitsu, K. Nishio, K. Nakayama, K. Inoue, T. Moritaka, H. Ide, M. Kuwada, K. Tsubouchi, K. Uchino, and H. Takabe, Phys. Plasmas 20, 092115 (2013).
- 2) H. Froula, S. H. Glenzer, N. C. Luhmann, Jr., and J. Sheffield, Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation (Academic Press, USA, 2011) 2nd ed., Chap. 5.