レーザーとプラズマの相互作用^{*)}

山中千代衛 横山昌弘 山中龍彦

井沢靖和(阪大工)^{**)}

(1965年11月25日受理)

§1 まえがき

レーザーとプラズマとの相互作用の研究は大きくいて2つに分けられる。その1つはレーザーによってプラズマを作り出し、その電離機構及び生じたプラズマによるレーザー光のエネルギー吸収を調べ、最終的には核融合プラズマを発生することである。他の1つは高密度高温プラズマにレーザー光をあて、いわゆるトムソン散乱を観測することからプラズマ諸量を計測し、さらにプラズマの collective mode に関する情報を明らかにしようとする立場である。

ここでは前回の報告¹⁾に引き続き、その後得られた結果について述べることにする。

§2 散乱断面積

周波数 ω なる入射光により誘起される双極子は、輻射の反作用を無視すると、

$$e\mathbf{r} = \frac{e}{m} \frac{E_0 e^{i\omega t}}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

で与えられる。ここで ω_0 は粒子自身の振動周波数である。それ故平均の輻射の割合は

$$\frac{e^4 E_0^2}{3m^2 c^3} \frac{1}{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2}$$

^{*)} Interaction of Laser with Plasma

<sup>**) Chiyoe YAMANAKA, Masahiro YOKOYAMA
Tatsuhiko YAMANAKA and Yasukazu IZAWA
(Faculty of Engineering, Osaka University)</sup>

レーザーとプラズマの相互作用

であらわされる。入射エネルギーの流れは $\bar{S} = (c/8\pi) E_0^2$ であるから、散乱の全断面積は

$$\sigma = \frac{8\pi e^4}{3m^2 c^4} \frac{1}{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2}$$

で与えられる。

トムソン散乱の場合 $\omega_0 \rightarrow 0$ であるから

$$\sigma_c = \frac{8\pi e^4}{3m^2 c^4} = 0.665 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$$

となって、微分断面積は電子の振動方向と散乱観測方向のなす角度を θ とすると

$$d\sigma_c = \left(\frac{c}{m c^2}\right)^2 \sin^2 \theta d\Omega$$

となる。

レーリー散乱の場合、可視光に対しては $\omega_0 \gg \omega$ であるから

$$\sigma = \frac{8\pi e^4}{3m^2 c^4} \frac{\omega^4}{\omega_0^4}$$

となり、一方分極率 α は粒子数を N 、屈折率を n とすると

$$\alpha = \frac{e^2}{m \omega_0^2} = \frac{n^2 - 1}{4\pi N}$$

であらわされているから、結局レーリー散乱の全断面積は

$$\sigma = \frac{8\pi}{3\lambda^4} \alpha^2 = \frac{8\pi}{3\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{4\pi N}\right)^2$$

で与えられることになる。この場合微分断面積は

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{\lambda^4} \alpha^2 \sin^2 \theta d\Omega$$

で与えられる。

粒子の半径が波長と同程度になるいわゆるミー散乱の場合、散乱強度は波長と粒子径により複雑に変化して簡単な形ではあらわされない。

§3 トムソン散乱とプラズマ諸量

プラズマの場合主として問題になるのは、自由電子によるトムソン散乱であって、その微分散乱断面積は

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega \cdot d\omega} = \sigma_e \cdot S(k_s - k_o, \omega_s - \omega_o)$$

で与えられる。ここで S は散乱強度函数と呼ばれるもので

$$S(k, \omega) = S_e(k, \omega) + S_i(k, \omega)$$

と書くことが出来、熱平衡が仮定されていると、 Z をイオンの電荷として

$$S_e(k) = \frac{1}{1 + \alpha^2}$$

$$S_i(k) = \frac{Z \alpha^4}{(1 + \alpha^2)(1 + (Z + 1)\alpha^2)}$$

で表わされる。ここで α はプラズマパラメータで、 λ_D をデバイ長とすると

$$\alpha = \frac{1}{|k| \cdot \lambda_D} = \frac{\lambda_0}{4\pi \lambda_D \sin(\theta/2)}$$

である。

今 α による S の変化の有様を図に示すと第1図のようになり、 $\alpha \ll 1$ の時には S_i は無視することが出来、電子は独立に散乱に寄与するとみなしてよい。この場合には散乱光のスペクトル分布はガウス型となり、その半値幅より電子温度が求まり、絶対測定から電子密度が求まる。

$\alpha \gg 1$ の時には散乱光のスペクトル分布は $S_i(k, \omega)$ で決まる中心ピークの他に、その両側にプラズマ振動の分散関係 $\omega_p^2 \approx \omega_p^2 + (3\pi T_e k^2 / m)$ で決まる側帯ピークがあらわれ、

第1図 散乱強度函数と α の関係

その形は $S_e(k, \omega)$ で決まる。それ故中心ピークからはイオン温度が求まり、側帯ピークの位置と中心ピークに対してこのピークに含まれている全エネルギーの比から電子密度と電子温度を求めることが出来る。⁵⁾

§4 散乱実験

前回の実験¹⁾ではレーザー光として通常のルビーレーザーの発振を用いた。レーザーの出力が小さいために、プラズマ光の妨害を除去するために偏光を利用した差動法が用いられたが、今回は大出力を得るため回転プリズムによるQスイッチルビーレーザーによって実験を行った。Qスイッチレーザーの諸元は次の如くである。

ルビー; $5\phi \times 50$ mm

第2図 Qスイッチ・レーザ光波形
 掃引速度 $0.1 \mu\text{sec/div}$

第3図 レーザー出力とQスプాయిリング時間の関係

レーザーとプラズマの相互作用

c 軸とロッド軸のなす角 90°

端面反射率 80 %

回転プリズム：直角をはさむ 2 辺並びに

高さ 15 mm

頂角 $90^\circ \pm 3'$

回転数 27000rpm

ポンピング：スパイラル型 Xe フラッシュ

チューブ 内径 $1.3 \phi \times 65 \text{ mm}$

最大入力 2.5 KJ

第 2 図は光電管でうけたその発振波形で、大体 100 n sec のパルス幅である。Xe フラッシュの光の発光時間と Q-スポンピング時間との関係を第 3 図に示す。今の場合約 1.27 n sec ではほぼ最大のレーザー出力が得られることがわかった。推定出力は 1 MW ~ 2 MW である。この様にレー

第 4 図 Thomson 散乱観測装置

ザー出力が増大した結果、差動法を用いなくても散乱が観測されるようになった。

実験装置の概要を第4図に示す。器壁、レンズ等によるレーザー光の反射の散乱を小さくするために、アイリス、長焦点距離のレンズによりレーザー光を散乱観測チェンバーに焦点を結ばせ、RCA 7102 光電子増倍管により先ずレーリ-散乱を観測することによってそのチェックを行った。

プラズマとしては、Ar の衝撃波プラズマを用いた。2.4 μ F のコンデンサを 18 KV に充電し、air gap を通じて放電を行った。散乱の観測は衝撃波プラズマとレーザー光の進行方向に垂直な平面内で、入射レーザー光に対して 90° 方向で行った。

衝撃波プラズマが散乱チェンバーに到達した時に同期してQスイッチレーザーを入射させ、その散乱光を観測するために、第5図に示すような timing sequence を採用した。

プリズムの回転により光パルスが発生させる。この光パルスは回転数により発生数が決まる。光パルスの間隔が一定値になった時、ゲートが動作し第5図に示す所のマスターシグナル②を発生する。これより遅延回路によって適当な時間おくらせてQスイッチレーザーのXcフラッシュ放電管をトリガする③。この様にしておくと、あらかじめ予想した最大出力の所でQスイッチレーザーパルスが発生する。次にフラッシュトリガパルスより更に遅延回路によって適当な時間後衝撃波のトリガを動作させる。衝撃波プラズマの任意の時刻にQスイッチレーザーを入射させるには、遅延時間を適当に選ぶ。

なお衝撃波管の圧力の微妙な変化で衝撃波の到着時刻にわずかな変動が生じるので、衝撃波の到達位置を計測し、これよりプリズムの回転角に若干のひねりを与え、正確にレーザーパルスを衝撃波フロントに一致させる計測制御系を準備している。

第6図(a)はAr 0.8 mmHg、放電電圧 18 KV の時の衝撃波プラズマ光の波形である。(b)はQスイッチレーザー光をこの衝撃波フロントの背後に打ち込んだ時の波形である。(c)は散乱チェンバーを真空に排気した時のレーザー光の instrumental scatter の波形である。時間軸は、上は 50 μ sec/div. 下は 10 μ sec/div. である。

光電子増倍管の分光感度は印加電圧 1300 V、波長 6943 $\text{\AA}$ で 39.3 $\mu\text{A}/\mu\text{W}$ 、散乱による信号の読みは 40 μA であるから光電子増倍管に入った散乱光強度は $40/39.3 \mu\text{W}$ 、使用した干渉フィルター(6943 $\text{\AA}$ で透過率 70%)、偏光板(透過率 25%)に対する補正を行うと散乱光強度は 0.6 μW となる。レーザー出力は 1 MW とすると散乱光と入射光強度の比は 0.6×10^{-12} これをトムソン散乱の断面積 $0.665 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ 、及び光電子増倍管の立体角 10^{-3} rad. で割

レーザーとプラズマの相互作用

第5図 Q-スイッチ・レーザーとプラズマの同期

上) 100 mV/div.
50 μ sec/div.

下) 100 mV/div.
10 μ sec/div.

a) plasma 光

上) 100 mV/div.
50 μ sec/div.

下) 50 mV/div.
10 μ sec/div.

b) plasma 光 + 散乱光

上) 20 mV/div.
50 μ sec/div.

下) 50 mV/div.
10 μ sec/div.

c) instrumental scatter

各図で下のトレースは上の輝度変調のかかった部分の拡大図である。

Ar 0.8 mm Hg, 放電電圧 18 kV

レーザーとプラズマの相互作用

ると電子密度として約 $10^{15} / \text{cm}^3$ が得られる。一方流しカメラの測定からフロントの速度が大体 10 マッハ程度であることがわかっているので、電離度 0.012, 圧縮比 3.9 となり、電子密度は $1.35 \times 10^{16} / \text{cm}^3$ と算出される。

§ 5 プラズマ生成

先に Q スイッチレーザーによりアルゴンプラズマ生成 (7) ~ (10) (12) (13) に成功したことを報告した。こゝではアルゴンプラズマの発光スペクトルならびにプラズマ光の様子 (11) を調べた結果について述べる。

使用した装置は先に報告した文献 (7) に示したもので、レンズは焦点距離 25 mm の単レンズである。分光器はガラス分光器で撮影はコダック 3 X を用い 1 回の露出で行なった。分光器の入口スリットは 0.1 mm 程度にし、発光スペクトルを出来るだけ多く観測するようにした。

第 7 図にレーザー光の波形を示す。(a) は励起入力 7 KJ, (b) は 7.38 KJ である。励起入力を増加すると 7 KJ まではレーザー出力は増大するが 7 KJ 以上になると 2 本のレーザーパルスが発生し、尖頭出力は増加しなくなった。ガス圧 1 気圧, 2 気圧での絶縁破壊のしきい値は励起入力でそれぞれ 6.9 KJ, 6.5 KJ であった。又焦点距離 12.5 mm の複レンズを用いた場合での

第 7 図 レーザー光波形

- (a) 励起入力 7 KJ
- (b) 励起入力 7.38 KJ

1 気圧のしきい値は 6.24 KJ であった。

第 8 図にプラズマ光の波形を示す。図の (a), (b) を比較するとわかるように同一レーザーエネルギーに対して 2 気圧の場合のプラズマ光強度は 1 気圧のそれに対して約 1.6 倍になっている。プラズマ光がピークに達するまでの時間は $0.2 \mu\text{sec}$, プラズマ光の decay time は約 $0.4 \mu\text{sec}$ で 1 気圧, 2 気圧ではほとんど差異がなかった。(c), (d) のようにレーザー光が 2 本の場合にはプラズマ光もピークが 2 つ現われ第 2 のピークは $0.5 \mu\text{sec}$ 程度の所に現われた。レーザー光の波長とプラズマ光のピークの間の隔はともに $0.3 \mu\text{sec}$ で略一致している。このことから 2 本のレーザー光を $0.1 \mu\text{sec}$ 程度の間隔で照射した場合プラズマ加熱が行なわれるものと思われる。

第 9 図に 1.83 気圧でのプラズマのスペクトル写真を示す。Free-bound 遷移による連続スペクトルが $5300 \text{ \AA}$ 程度の所まで観測された。線スペクトルは 1 価のイオン線が 18 本, 原子線

第 8 図 プラズマ光

- (a) ガス圧 1 気圧, 励起入力 7 KJ
- (b) ガス圧 2 気圧, 励起入力 7 KJ
- (c) ガス圧 1 気圧, 励起入力 7.38 KJ
- (d) ガス圧 2 気圧, 励起入力 7.38 KJ

第9図 アルゴンプラズマ分光スペクトル

ガス圧 1.83 気圧

が7本, 不純物線(窒素)が1本観測された。これらの線スペクトルのうち $4880\text{ \AA}$, $5009\text{ \AA}$ のイオン線を用いてイオン温度¹⁴⁾を見積ると 69000°K であった。

§4 結 論

トムソン散乱を観測する際に重要な Instrumental scattering によるシグナルをレーリ-散乱を尺度に利用してチェックした結果必要なレベル以下に低くおさえられていることが確認出来た。又入射プラズマ光による散乱光への妨害は前には偏光を利用した差動法で除去出来ることを示したが, 今回はQスイッチルビーレーザーを用いることで差動法を用いなくても散乱が観測可能なことが判明した。観測された散乱光より求めた電子密度が衝撃波フロントの理論より求めた値と略一致していることが確かめられた。

又プラズマ生成に関しては磁界中に trap されたプラズマにエネルギーを注入し高温化の過程を調べている。

参 考 文 献

- 1) 横山, 井沢, 山中: 核融合研究 15 (1965) 216
- 2) 横山, 井沢, 山中: 物理学会年会 13aK10 (1965)
- 3) 中井, 井沢, 横山, 山中: 電気関西支部連大 1-6 (1965)
- 4) 井沢, 横山, 山中: 電気通信学会全国大 417 (1965)
- 5) H.J. Kunze: I.P.P. (1964) 1/30
- 6) George, Goldstein, Slama and Yokoyama :
Phys. Rev. 137 (1965) A 369
- 7) 山中龍, 山中千: 核融合研究 15 (1965) 224
- 8) 山中龍, 前田, 山中千: 物理学会分科会 12 a C 8
- 9) T. Yamanaka, C. Yamanaka : Technol. Rep. Osaka Univ.
(1965) in press
- 10) 山中千: 電子科学 15 (1965) 62
- 11) 山中龍, 山中千: 物理学会年会 13a-K-11 (1965)
- 12) 山中千: 応用物理 34 (1965) 628

レーザーとプラズマの相互作用

- 13) R.G. Meyerand , Jr. and A.F. Haught: Phys. Rev.
Letters 13 (1964) 7
- 14) H.N. Olsen: Temperature, its measurement and control in
science and industry, Part 1. 593
(Reinhold Pub. Corp.)