

### 3. レーザーとプラズマ

山中千代衛\*

#### まえがき

レーザーの発達につれ単色性のすぐれた非常に強力な光源が実用化されるようになってきた。強力なレーザー光と物質との相互作用の研究は学問的にも、きわめて興味深い主題であって多くの成果が期待されている。その一環としてプラズマとの相互作用の問題がある。

内容は大別して二つに分けられる。その一つはレーザー光のエネルギーを局所に集中して高温、高密度のプラズマを発生することである。これには制御された熱核融合反応[1]を目標とする研究が各所で開始された。他の一つはレーザー光を用いプラズマ物性を診断[2]しようとする研究であって、高密度プラズマではマイクロ波測定が不可能となり、また高温ではスペクトルが観測されないため、この方面での進展も強く要望されている。

筆者らはここで完全な展望を試みるものではなく、直接関与\*\*している若干の問題点をとり上げることとする。

#### 1. レーザーによるプラズマの発生

はじめにレーザーによるプラズマ発生の大様を明らかにしておく。目標とするプラズマは密度  $10^{16}\sim 10^{19}$ 、エネルギー数  $100\sim$ 数 KeV の領域のものである。今粒子密度  $N$ 、各粒子がもつエネルギーを  $\varepsilon$  eV とすると、プラズマのエネルギーは、joule であらわして  $E=3.2\times 10^{-19}\varepsilon N$  である。 $\varepsilon=1$  KeV、 $N\sim 10^{17}$  とすれば  $E=16$  J、したがって所要のエネルギーは  $1\sim 10^9$  J である。

現在の技術レベルで 10 J 程度のレーザーエネルギーを得ることはさして困難ではない。液体、あるいは固体の密度は  $5\times 10^{22}$  原子/cm<sup>3</sup> 程度であるから、これより所要のプラズマを得るには  $2\times 10^{-7}\sim 2\times 10^{-4}$  cm<sup>3</sup> の容積をプラズマ化することになる。対象を水素とすれば、1 KeV のエネルギーのときの陽子の熱運動速度は  $4\times 10^7$  cm/sec であるから 2 倍に膨張するには  $10^{-10}\sim 10^{-9}$  秒を要する。膨張とともにプラズマは光を内部まで通すようになるから、この程度の時間内にエネルギーを有効に吸収させるとすると  $10^9\sim 10^{12}$  W の出力が必要である。現在のところ Q スイッチレーザーを用い、数 10 MW の鋭頭出力を得ることは容易である。したがってかなり所期のレベルに接近しているといえよう。

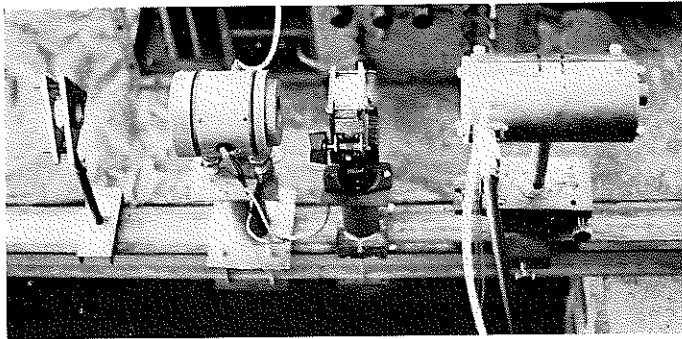
筆者の研究室では図 1 のような Q スイッチルビーレーザーを用い大気中での放電を観測し、探針測定[3][4]を実施した。最近はもっぱら廻転プリズムスイッチが賞用される。

##### 1.1 レーザーによる絶縁破壊の機構

Q スイッチレーザーの数 MW のパルス出力を短焦点のレンズで大気中に集光すると、明るい閃光と鋭い音を伴って電気放電が発生する。この現象は機構的にも興味深い問題を含ん

\* 大阪大学工学部

\*\* 最近の発展については文献[16]参照



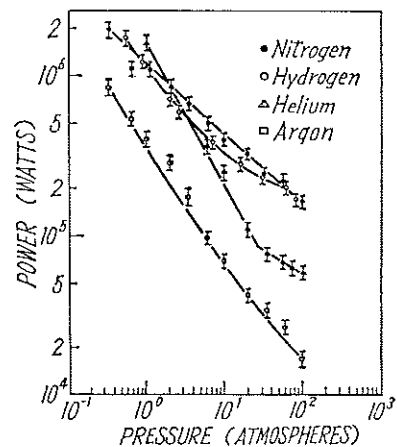
第1図 6MW Q スイッチルビーレーザー (カーセル使用)

でいる。現在のところこの放電過程に関しては、未だ定説はない。次にその2, 3を取りあげてみよう。

**高周波放電機構** 高周波放電においてはよく知られたように[5]電界から電子に対するエネルギーの供給は衝突がなければ行なわれない。電子は電界の位相に対し、衝突なしのとき90°位相の進んだ運動をする。実際は弾性衝突により random 運動に変化するが、この場合のエネルギー損失率は電子、原子の質量比 ( $\sim 2 m/M$ ) 程度であって、位相の変化により得るエネルギーの方がはるかに大きくなる。電子は次第に電界からエネルギーを獲得して励起電離可能な状態にまで立至る。これは直流電界では衝突がエネルギー損失を生じていたのに比べ逆説的になっている。

絶縁破壊[6]の判別はもちろん電子の増倍と消失が balance する条件で与えられる。損失項は一般に拡散・付着・再結合で決定される。

Minck[7] はこのような考えを光の周波数にまで拡大して、レーザー光による気体の絶縁破壊を取り扱っている。回転プリズムによる Q スイッチルビーレーザーにより鋭頭出力 3~5 MW, パルス幅 25 nsec の三角波の光ビームを焦点距離 2 cm のレンズで集光\*し 0.1~100 気圧の間で気体の放電を観測した。図2にその結果を示す。低圧においては拡散が効いて破壊の threshold は上昇し、高圧においては電子の衝突周波数が光の周波数に接近するため、再びこの threshold は増大し、Paschen 特性と類似の圧力依存性が期待される。前述のようなマイクロ波放電に適用される理論を光周波数に拡張するには難点[8]がある。マイクロ波においては電磁界中での電子の ordered oscillation の運動のエネルギーは  $10^{-3}$  eV 程度である。ところがマイクロ波の光子



第2図 放電レシヨールド・パワーと圧力の関係

\* これにより大気中を伝達できる最高の連続出力は  $7 \times 10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> と推定される。

エネルギーは  $10^{-5} \sim 10^{-6}$  eV であるから、電磁界中で振動している電子は各サイクルごとに多数のこの量子を吸収したり、放出したりする。したがって電子の運動は古典的取扱いが可能である。しかるに光の電磁界においては電子の振動のエネルギーはルビーレーザーでは 1.7 eV で、はるかに電子のエネルギーより大きいから、電子と光の相互作用は量子効果に支配される。不確定性原理により電磁界の 1 周期間の電子のエネルギーは、 $\Delta E \geq h\nu$  より詳しくは決定されない。したがって  $10^{-3}$  eV の電子エネルギーを 1.7 eV の光量子の場合において論ずることは無意味となる。

また仮りに、電子が古典的に振舞うとしても十分なエネルギーが与えられないことは明らかである。すなわち、1,500 mmHg の He において  $10^7$  V/cm の電界で破壊が発生するが、マイクロ波放電の理論により電子の得る平均のエネルギーは 40 MW レーザーパルス、9 nsec 幅に直径 0.2 mm、長さ 0.6 mm の焦点付近において 190 eV にすぎない。イオン対を発生するのに 30 eV 必要であるから、約 100 倍の電子増倍をみるのみとなる。実際には  $10^{13}$  程度の電子の出現が測定されているからマイクロ波放電理論はそのままでは適用できない。また電界による原子からの直接の電子放出には  $10^9$  V/cm 程度の電界が必要であるからこの機構も不適当とされている。

累積放電機構多重光子吸収による電離を考えてみると Ar, He において電離電圧はそれぞれ 15 V, 24 V である。ルビーレーザーの光子は 1.7 eV であるから 7~12 の光子の連続吸収が必要となり、1 段階の吸収の確率を 10% としても Ar と He の破壊電界の比が  $10^5$  におよぶ。実測値の開きは 1.7 であるからこの機構もこのままでは適切でない。プラズマによるレーザー光の吸収の測定は吸収断面積が異常に大きく、イオン対発生エネルギーがマイクロ波領域に比べ低いことを示している。第 1 励起準位にある原子が 2~3 光子を吸収する確率は、きわめて高いからその後、局部電界により電離が進展すると考えると、電子は最初の励起を果すエネルギーを衝突により獲得すればよい。このようなモデルとかあるいは逆制御動く射[9]の機構なども提案されている。この方向の研究は今後の発展に待つところが多い。

## 1.2 応 用

$10^{10}$  W のレーザーを数 nsec 動作させ、粒子エネルギー KeV 領域のプラズマを発生し得るといろいろの興味ある実験が可能となる。

たとえば磁界中で急激に膨張するプラズマを磁界中に保持できるかどうか検証する研究は直接熱核融合反応装置につながる問題である。また惑星空間磁界と超新星との相互作用、地磁気と太陽面爆発との相互作用などの研究にも応用される。また上述のプラズマ塊の衝突などは collisionless shock の条件を容易に満足し、また急激な膨張は shock wave の drive にも用いられよう。高密度プラズマの再結合の研究にも適して、かかる場合高エネルギー中性粒子を得る可能性もある。

このほかふく射とプラズマの相互作用、たとえば散乱、高調波発生などの研究の手段に用いられる。

## 2. レーザーによるプラズマの診断

レーザーにより coherent な光ビームが得られるようになったのでマイクロ波、ミリ波にかわってプラズマ診断の技術が格段に増強され、光ビームとプラズマとの相互作用の理論的研究も2, 3見られるようになった。

### 2.1 レーザー光のプラズマによる散乱

電子  $n_0$  を含む体積  $V$  を考える。電子密度は  $n_0/V$ 、イオン数は  $N_0=n_0/Z$ 、 $Z$  は原子番号  $\omega p$  はプラズマ周波数である。

光の周波数  $\omega \gg \omega_p$  とすれば屈折率は  $n=[1-(\omega_p/\omega)^2]^{1/2} \approx 1$  となり、プラズマによる光の反射、減衰はない。入射光ビームの散乱としては原子の質量は電子のそれに比べ、はるかに大であるから電子による Thomson 散乱を考慮すればよい。

ところでプラズマ内の電子、イオンの密度揺動より散乱波には位相因子が表われる。強度  $I_p$ 、振動数  $\Omega_2$ 、波数  $\vec{K}_2$  のふく射が立体角  $dO$  中に散乱されるとすれば

$$dI_s(\vec{K}_2, \Omega_2) = \sigma_e I_0(\vec{K}_1, \Omega_1) \langle |n(\vec{k}, \omega)|^2 \rangle dO \quad (1)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} \vec{K}_2 &= \vec{K}_1 + \vec{k} & \Omega_2 &= \Omega_1 + \omega \\ \vec{K}_2 &= \vec{K}_1 - \vec{k} & \Omega_2 &= \Omega_1 - \omega \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$I_0$  は入射光の強度、 $\sigma_e$  は1電子による散乱断面積、 $n(\vec{k}, \omega)$  は電子密度のフーリエ変換、括弧はアンサンブル平均を示す。

入射光が単色光とすれば、散乱光のスペクトル分布は密度分布のスペクトルを示す。熱平衡を仮定すると  $n(\vec{k}, \omega)[I_0]$  を計算することができる。逆に散乱光の測定よりプラズマのマイクロ不安定性を調べることができる。古典的な Thomson 散乱においては電子は統計的に互いに独立であるから  $\langle |n(\vec{k}, \omega)|^2 \rangle$  は  $n_0$  に比例する。この近似の是非は、パラメータ

$$\alpha = 1/|\vec{k}|D, \quad \text{ただし } D = \sqrt{kT/4\pi n e^2}$$

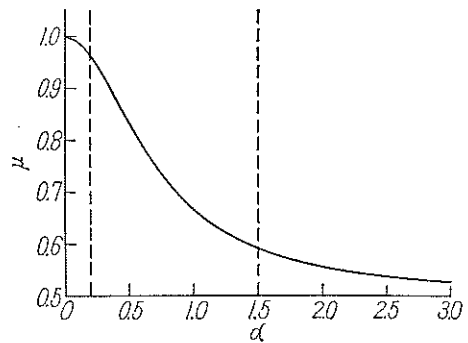
に依存し  $\alpha \ll 1$  の場合成立し、 $\alpha \gg 1$  の場合 collective effect を考慮しなければならない。

一方ある立体角中に散乱された光の全強度は因子  $\mu$  だけ減少することが示される。

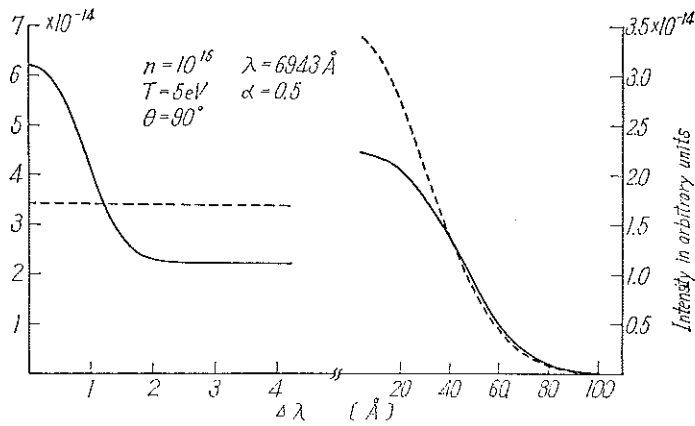
$$\mu = (1 + Z\alpha^2) / \{1 + (1 + Z)\alpha^2\} \quad (3)$$

$\mu(\alpha)$  は  $Z=1$  のとき  $1 \sim 0.5$  の間に変化する。(図3, 4, 5 参照)  $\mu$  の変化は主に  $0.2 < \alpha < 1.5$  の間に表われる。この間の電子密度の変化は50倍位である。上の  $\alpha$  の間に同時にスペクトル分布に変化が生じる。 $\alpha \ll 1$  の場合ガウス分布であって幅は電子の熱運動により

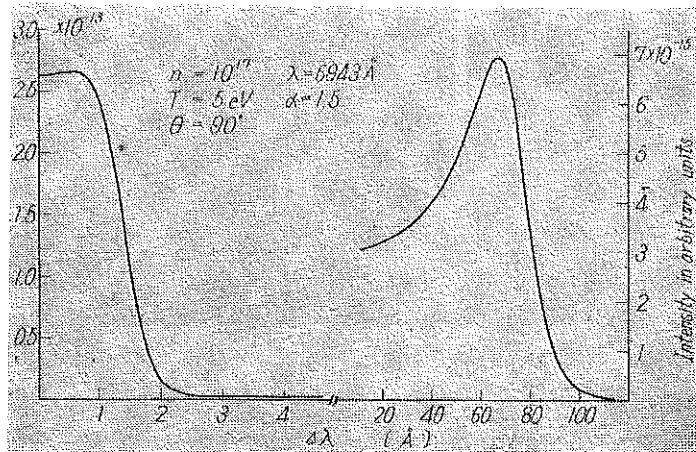
定まる。 $\alpha \gg 1$  の場合スペクトルは中心線とその両側に対称にあらわれる二つの山よりなる。その位置の大様はプラズマ振動の分散関係で与えられ、 $\omega_0 = \pm \sqrt{\omega_p^2 + (3kT/m)k^2}$  となる。中心線の拡がりはイオンの熱運動で与えられる。



第3図 パラメータ  $\alpha$  による全散乱面積の減少



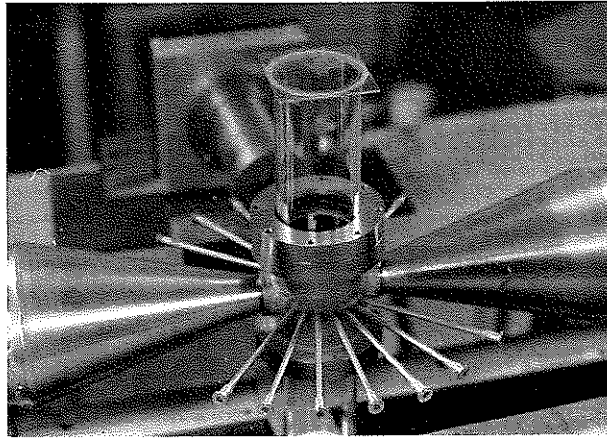
第4図 実線: 散乱光のスペクトル ( $\alpha=0.5$ )  
破線: ガウス分布 (電子は独立と考える)



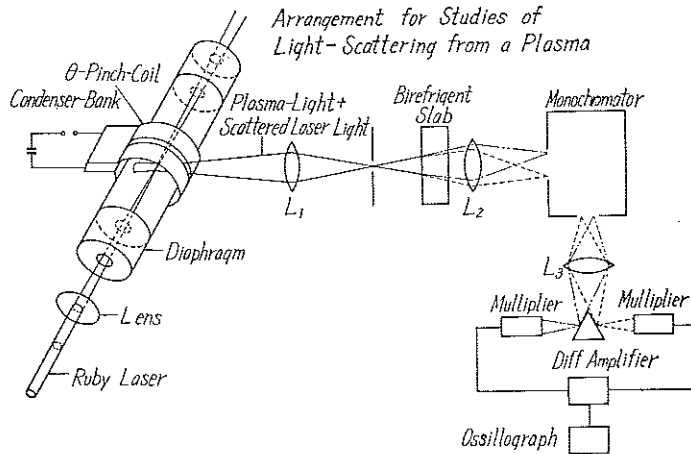
第5図 散乱光のスペクトル ( $\alpha=1.5$ )

筆者の研究室では Thomson 散乱の実験を実施中であるが、まず図6の装置によりガス分子による Rayleigh 散乱を測定し、単原子ガスの散乱微分断面積は理論値の約2倍であり、 $n$  を屈折率とすると  $(n^2-1)^2$  に比例し原子分極率の2乗となって傾向は理論と一致した。また偏光による散乱の角度分布を明らかにし、このほか高層大気による散乱の基礎的研究を行なっている。

Funfer, Kunze[2]らは  $\theta$  ピンチプラズマ、電子密度  $10^{17}$ 、温度 5 eV につき図7のような装置で測定を実施し入力出力比  $10^{11}$  を得ている。このような濃いプラズマでは電子密度  $n^2$  に比例する制動ふく射が妨害をおよぼし、散乱光の20倍も大きい。直角方向の直線偏光性を利用し、なお散乱光の拡がりを使いスペクトル分布の wing を用い信号の分離を試みている。図8はその結果を示したもので、スペクトルの半値幅は  $3.5 \pm 3.5 \text{ \AA}$  で、この結果を理論計算のプロファイルと比べると  $\alpha \geq 2$ 、 $D = \leq 400 \text{ \AA}$  であった。



第6図 レーザービーム散乱測定装置 (角度分布測定用)



第7図 プラズマによる散乱の実験装置

## 2.2 レーザー干渉計によるプラズマ測定

電磁波の周波数を  $\omega$  とするとプラズマの屈折率  $n$  は

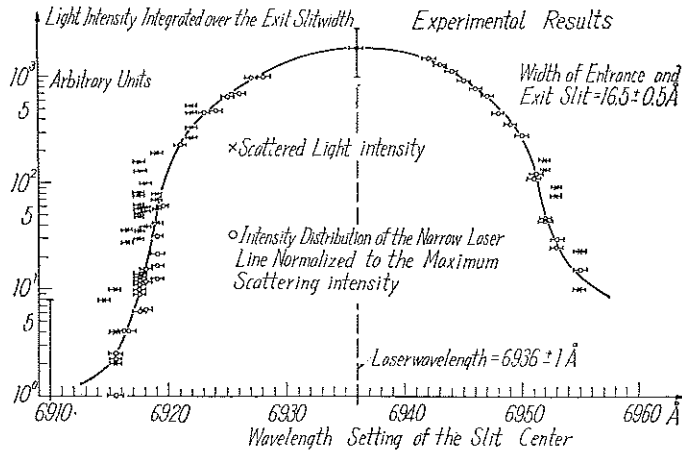
$$n = [1 - (\omega_p/\omega)^2]^{1/2} \quad (4)$$

で与えられ、ここに

$$\begin{aligned} \omega_p &= (4\pi n_e^2/m_e)^{1/2} \\ &= 5.6 \times 10^4 n_e \text{ rad sec}^{-1} \end{aligned} \quad (5)$$

である。したがって屈折率の測定からプラズマの電子密度  $n_e$  が決定できる。マイクロ波による測定上限密度は特殊な場合[11]以外  $10^{14}/\text{cm}^3$  である。このためレーザー光を用いた干渉測定を行なうのが得策である。

マッハツェンダー干渉計： マッハツェンダー干渉計は衝撃波による粒子密度の跳びを定量的に測定するのに広く用いられている。原理はよく知られたように一方の光路に被検物を



第 8 図 プラズマによる散乱のスペクトル

そうし、標準の光路との間の位相差を検出することにより被検物屈折率を求めるものである。光路長  $L$  の差は  $\Delta L = L(n_2 - n_1)$  となるから、2 光線を重ねた時の干渉縞の移動数は、

$$N = \Delta L / \lambda = (L/\lambda)(n_2 - n_1) \quad (6)$$

となり、これを光電子増倍管で測定すると時間分解を伴った密度が求められる。ここで  $n_1 = 1$  とすれば (5) 式より

$$n_2 - 1 \doteq -\frac{1}{2} \omega_p^2 / \omega^2 = -4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 n_e \quad (7)$$

ただし

$$\omega_p^2 / \omega^2 \ll 1$$

$$N = -4.46 \times 10^{-14} \lambda L n_e \quad (8)$$

$$n_e = 2.24 \times 10^{13} |N| / \lambda L \text{ cm}^{-3} \quad (9)$$

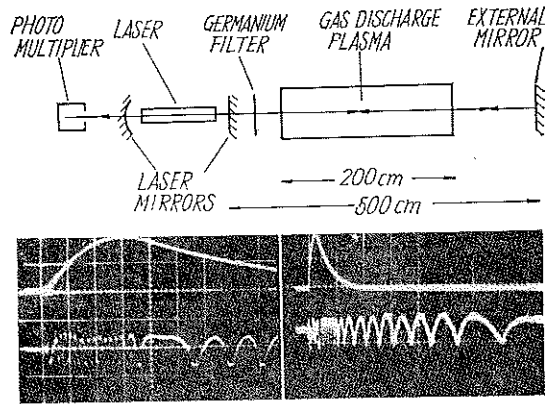
一方中性気体粒子の縮移動数は (6) より分かるように (8) に比べて符号が逆である。換言すれば不完全電離プラズマでは電子により、1 よりやや小なる屈折率と中性粒子による 1 よりやや大なる屈折率の効果が併存する点に注意を要する。

筆者らの研究室では衝撃波フロントでの電離プラズマ中の電子密度の測定を計画し、 $\mu$  波  $mm$  波の実測 [11] についてプラズマ発光の妨害を差動法で排除し、はじめてその実測 [12] に成功した。光源にはルビーレーザーなどが用いられる。

ガスレーザー干渉計：原理的にはマッハツェンダー干渉計と同じであるが、 $H_e - N_e$  レーザー共振器が標準光路を兼ねた図 9 のような方法を用いた報告 [13] がある。  $L = 200 \text{ cm}$  の  $A_r$  放電により平均電子密度  $2.3 \times 10^{15} / \text{cm}^3$  を得ている。

さらに感度のよい方式として Cancave resonator のガスレーザー中にプラズマ槽を導入し、これがレーザー共振系に及ぼす影響を、横モードの変化として取り出す方式が報告 [14] されている。測定感度は 4 倍高められている。

ルビーレーザーを用い位相差顕微鏡の手法でプラズマ計測を行なった報告 [15] がある。



第9図 ガスレーザー干渉計

### 3. プラズマ中のレーザーによる非線形現象

プラズマ中において光の Mixing が生じ、和または差の周波数の光を発生する問題は2節の散乱問題の拡張と考えてよい。先の場合には電子密度の熱かく乱による変動がスペクトルに出現したのであるが、光の Mixing に関しては、レーザービームによる電界のため強制的に発生した密度変動が問題である。

さて光は横波であるから磁界が存在してはじめて電荷の蓄積が生じる。よく知られたように電子密度の変動が最も顕著にあらわれる形は、光の伝ばベクトルを  $\vec{k}_0$ 、磁界を  $\vec{B}$ 、光の電界を  $\vec{E}$  とすれば  $\vec{k}_0 \perp \vec{B} \perp \vec{E}$  の場合である。Kegel によれば、このような配置で  $\vec{B}$  が一定かつ一様として、 $\omega_0 \gg \omega_{ce}$  のときレーザービームにより引きおこされる密度変動は、

$$\langle |n(\vec{k}_0, \omega_0)|^2 \rangle = E^2 B^2 (n_0^2 / \omega_0^4) (e/mc)^4 \cdot 4 \cdot [ \{ (2\pi)^2 - 6 \} / 6 ] \quad (10)$$

となり、これにより第2のレーザービームが散乱される。ここに  $\omega_{ce}$  は電子のサイクロトロン周波数である。この時(2)式より Mixing が起こることは明らかである。また(1)式と(10)式より  $\omega_0 = \Omega_1$  とすれば、二次高調波の発生が期待される。

### む す び

強い相互作用のもとでは気体のプラズマ化を発生させる主題があり、一方なるべくプラズマに影響を及ぼさないでその診断を行なう問題がある。各方向で精力的な研究が開始され、筆者らの研究室でもプラズマ形成、プラズマ診断の実験が行なわれている。未開拓の分野が多いので将来の発展に待つところが大きい。

### 参 考 文 献

- [1] J. M. Dowson, Phys. Fluids, 7, 981 (1964)
- [2] W. H. Kegel, Plasma Physics of the Am. phys. Soci., San Diego (1963)
- [3] E. K. Damon, R. G. Tomlinson, Appl. Optics, 2, 546 (1963)
- [4] 山中, 山中: 電気学会連合大会, 116 (昭 40)



- [5] G. Francis, Ionization Phenomena in Gases. London, 1960
- [6] L. Govid, L. W. Rodert, J. Appl. Phys., **27**, 1162 (1956)
- [7] R. W. Minck, J. Appl. Phys., **35**, 252 (1964)
- [8] R. G. Meyerand, A. F. Haught, Phys. Rev. L., **11**, 401 (1963)
- [9] R. G. Meyerand, A. F. Haught Phys. Rev. L., **13**, 7 (1964)  
J. K. Wright, Proc phys. Soc., **84**, 41 (1964)
- [10] E. E. Salpeter, Phys. Rev. **120**, 1528 (1960)
- [11] 中井, 山中: 核融合研究 **13**, 312 (昭 39), 電学誌 **85**, 289 (昭 40)
- [12] 中井, 山中: 物学会会 8pc 4 (昭 39)
- [13] J. B. Gerardo, J. T. Verdeyen, Appl. Phys. L., **3**, 121 (1963)
- [14] D. E. T. F. Ashby, D. F. Jephcott, Appl. Phys. L., **3**, 13 (1963)
- [15] D. Finkelstein, Phys. Today, **15**, 43 (1962)
- [16] 山中: 応用物理, 9 月 (1965)