

# CO<sub>2</sub>ガス・ダイナミック・レーザーの研究

水 谷 充

## Study on the CO<sub>2</sub> Gas Dynamic Laser

Mitzuru MIZUTANI

This paper gives an analysis of the conventional CO<sub>2</sub> Gas Dynamic Laser laying emphasis on effects of stagnation temperature, stagnation pressure and nozzle profile. The analysis includes 3-mode relaxation equations, and also photon generation equation in the optical cavity. It is shown that, the optimum value of stagnation temperature exists in the range of 1700°~1800°K, the out put power is nearly proportional to the stagnation pressure, and the higher the stagnation pressure, the more rapid expansion nozzle profile is needed.

The paper gives also experimental results obtained through two different type shock tubes, one is a closed system shock tube with the quick opening valve and another is a conventional shock tube with a diaphragm.

### 1. まえがき

超音速ノズル内を流れる CO<sub>2</sub>分子の分子振動モード間に生ずる非平衡現象(反転分布)を利用するガス・ダイナミック・レーザーは、1969年、ソ連の Basov<sup>1)</sup>により解析されて以来多くの解析、実験が<sup>2)3)4)</sup>が行なわれている。本報告では、CO<sub>2</sub>+N<sub>2</sub>+He 混合気体の分子振動緩和過程を CO<sub>2</sub>( $\nu_1+\nu_2$ ), CO<sub>2</sub>( $\nu_3$ ), N<sub>2</sub>( $\nu$ )の3つのモードに分けて解析を行ない(3モード法)、これらの緩和方程式と流体力学的方程式を3つの形状の異なるノズルについて数値計算を行なった。又共振器内部に於いては、上記の方程式に光子の増殖方程式を加えて解析を行なった。

又急速開口弁を用いたクロズド・システム・ショックチューブと2段破膜式によるショックチューブによりガス・ダイナミック・レーザーの出力の測定を行なった。

### 2. 主な記号

$\rho$	密度
$u$	速度
$A$	面積
$P$	圧力
$h$	エンタルピー
$R$	混合気体のガス常数
$C_p$	定圧比熱
$C_v$	定積比熱
$E$	振動エネルギー
$r$	反射鏡の曲率半径
$L$	反射鏡の間隔

$r_1, r_2$	反射鏡の反射率
$G_{20}$	P(20)枝の利得係数
$G_{cav}$	共振器のしきい値
$K$	ボルツマン定数
$T$	温度
$S$	出力強度
$\phi_j$	$j$ 種の組成のモル分率
$\Phi$	光子密度
$N_{31}$	数密度反転
$M$	質量
$\lambda$	レーザーの波長
$\tau_{21}$	光子の寿命
$\tau_s$	緩和時間
$\sigma$	衝突断面積
$Z$	振動分配関数
$H_j$	$h\nu_j/K$
$\theta_j$	$\exp(-H_j/T)$
$X_j$	$1-E_j^*/E_j^e$

### 3. 基礎方程式<sup>5)</sup>

CO<sub>2</sub>分子の3種類の振動モードの内、 $\nu_1\nu_2$ モードをそのフェルミ共鳴による速い緩和時間により常に平衡を保つとした3モード解析法を用いた。超音速非平衡ノズル流れに於ける並進、回転温度  $T$ ,  $\nu_1\nu_2$ モードの振動エネルギー  $E_{12}$ ,  $\nu_3$ モードの振動エネルギー  $E_3$ , 窒素の振動エネルギー  $E_N$ , 共振器内部に於ける光子の増殖方程式、ならびにエネルギー式はそれぞれ以下の様にと与えられる。

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} + \left( \frac{1}{RT} - \frac{1}{u_2} \right) \frac{d}{dt} (E_{12} + E_3 + E_N)}{(C_p/u^2) - (C_v/RT)} \quad (1)$$

$$\frac{dE_{12}}{dt} = PE_{12}^e \left\{ \frac{2X_2}{\tau_2} + \frac{4}{\tau_{3,21}^v} \frac{\theta_3/\theta_2}{(1-\theta_1)(1-\theta_3)} \right. \\ \left. (1-\theta_2) \times [(1-\theta_1 X_1)(1-X_3) - (1-X_1)(1-\theta_3 X_3)] \right\} + \Phi c G h \nu_1 \quad (2)$$

$$\frac{dE_3}{dt} = PE_3^e \left\{ \frac{2}{\tau_{3,21}^v} \frac{1}{1-\theta_1} [(1-\theta_3 X_3)(1-X_1) \right. \\ \left. - (1-\theta_1 X_1)(1-X_3)] + \frac{\phi_N}{\tau_{3N}^v} \frac{1}{1-\phi_N} \right. \\ \left. [(1-\theta_3 X_3)(1-X_N) - (1-\theta_N X_N)(1-X_3)] \right\} - \Phi c G h \nu_3 \quad (3)$$

$$\frac{dE_N}{dt} = PE_N^e \frac{\phi_c}{\tau_{3N}^v} \frac{\theta_3/\theta_N}{1-\theta_N} [(1-\theta_N X_N) \\ (1-X_3) - (1-\theta_3 X_3)(1-X_N)] \quad (4)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \Phi c (G - G_{cAV}) \quad (5)$$

$$h_0 = \frac{u^2}{2} + C_p T + E_{12} + E_3 + E_N + \Phi h \nu \\ + \int_0^{x'} \Phi h \nu C G \frac{dx'}{u} \quad (6)$$

ここで、添字 e は平衡状態での値を示している。第 6 式中の  $x'$  は共振器入口から測った距離を表わしている。利得係数  $G$  の値は、P 枝(20)に於ける解析値を用い以下の様に示される。

$$G(J) = \frac{\lambda^2}{4\pi\tau_{21}\nu_c} (N_{001}\bar{N}(J-1) - N_{100}\bar{N}(J)) \quad (7)$$

$$\bar{N}(J) = \frac{2\theta_r}{T_{rot}} (2J+1) \exp\{-J(J+1)\frac{\theta_r}{T_{rot}}\} \quad (8)$$

$$\nu_c = N \sum_M \phi_M \sigma_M \left[ \frac{8RT}{\pi} \left( \frac{M_c + M_M}{M_c M_M} \right) \right]^{1/2} \quad (9)$$

$$\frac{N_{001} - N_{100}}{N} = \phi_c \frac{\exp(-H_3/T_3^v) - \exp(-H_1/T_{12}^v)}{Z} \quad (10)$$

$$Z = [1 - \exp(-H_1/T_{12}^v)] [1 - \exp(-H_2/T_{12}^v)]^2 \\ [1 - \exp(-H_3/T_3^v)] \quad (11)$$

ここで、 $\theta_r$  は回転モードの特性温度である。 $T_{rot}$  は回転モードの局所平衡温度であり、本解析では並進モードと平衡であると仮定している。即ち  $T_{rot} = T$  とおいた。

共振器のしきい値  $G_{cav}$  は、以下の様に示される。

$$G_{cav} = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) \quad (12)$$

又、レーザー出力は反射鏡面に於いて 2 次元的な分布をするが、ここでは簡単化の為に 1 次元の解析を行った。即ち、ノズルを流れる活性媒体の内、反射鏡内のものみレーザー発振に有効であるとする。今、図 1 に示す様にノズルの質量流量を  $\dot{m}$  とすれば、 $\dot{m} \cdot y_c / y_N$  がレーザーの発振媒体として有効に作用するものと仮定した。この仮定に基づけば、円形反射鏡を用いた場合のレ

ーザー出力は以下の様に求められる。

$$P = \dot{m} \int_{x_b}^{x_f} \frac{\sqrt{R^2 - (X-R)^2}}{Y_N(X)} \Phi h \nu C G \frac{dx}{u} \quad (13)$$

ここで  $x_f$ 、 $x_b$  は、それぞれ共振器入口から測った活性媒体の先端と後端の位置である。反射鏡の直径を  $x_c$  とすれば、 $x_f > x_c$  の場合は  $x_f = x_c$ 、 $x_b < 0$  の場合は  $x_b = 0$  とおけばよい。即ち、レーザー活性媒体の出力を反射鏡内の活性媒体のすべてについて積分すれば、共振器からの総出力が得られる。

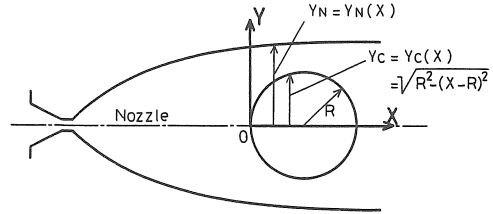


図 1 反射鏡形状を考慮した出力計算

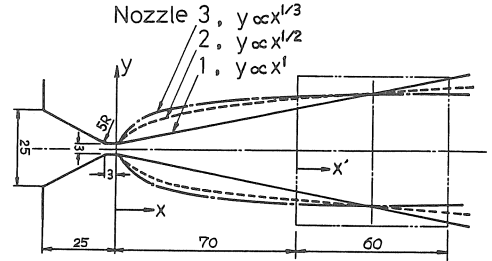


図 2 ノズル形状

#### 4. 数値計算

計算に用いたノズルの形状を図 2 に示す。ガス・ダイナミック・レーザーに於いては、ノズル、スロートから共振器入口に到るまでの活性媒体の膨張の履歴の差によりその出力が左右されることが予想される。その影響を調べる為、スロートからの形状は、一次曲線、二次曲線、三次曲線の三様とし、スロート入口までの超音速部の形状は同一とした。共振器中央はスロート下流 100mm に位置し、その点に於けるノズルの高さは三者同一の 45mm である。ノズルは 2 次元ノズルとし幅は 80mm、スロートの高さは 3 mm、共振器中央に於けるノズル比  $A/A^*$  は 15 である。

この 3 種類のノズルの形状は次式で表わされる。

(1) スロート下流に於けるノズル形状

ノズル 1

$$y_1 = 0.15 + r - \sqrt{r^2 - x^2}, \quad x \leq 0.204 \text{ cm}, \quad r = 1 \text{ cm}$$

$$y_2 = 0.15 + 0.21(x - 0.103), \quad x > 0.204 \text{ cm}$$

ノズル 2

$$y_1 = 0.15 + r - \sqrt{r^2 - x^2}, \quad x \leq 0.166 \text{ cm}, \quad r = 0.184 \text{ cm}$$

$$y^2=0.15+2.1[(x-0.0542)/10]^{1/2}, \quad x>0.166\text{cm}$$

ノズル3

$$y_1=0.15+r-\sqrt{r^2-x^2}, \quad x\leq 0.31\text{cm}, \quad r=0.317\text{cm}$$

$$y^2=0.15+2.1[(x-0.299)/10]^{1/3}, \quad x>0.31\text{cm}$$

(2)スロート上流に於けるノズル形状

$$y=-0.075-0.53x, \quad x\leq -0.535$$

$$y=0.65-0.5\sqrt{1-4(x+0.3)^2}, \quad -0.535<x<-0.3\text{cm}$$

$$y=0.15, \quad x\geq -0.3\text{cm}$$

共振器は安定共振器とし、直径45mmの円形反射鏡を用いた。一方が曲率半径1mの凹面鏡、他方が出力用の直径8mmのカップリングホールを有する平面鏡である。鏡間距離は8cm、反射率は0.97とした。一般にカップリングホールにより共振器内の状態、特に軸対称モードが乱されて損失が生じる<sup>9)</sup>。この損失は反射鏡の反射率にカップリングホールと反射鏡の面積比をかけて評価した。以上により共振器の等価共焦点系共振器の鏡間距離beqは198cmとなり、利得係数のしきい値G<sub>cav</sub>は0.0584 1/mである。

数値計算は、まず岐点状態からスロート出口までは一次元平衡流れとして計算を行なった。スロートから共振器入口までは光子密度Φを零とおいて1式から4式まで、ならびに6式を連立させて解いた。共振器内部での計算は上記の計算による共振器入口での値を初期値として用い1式から6式を連立させて解いた。この場合、光子密度Φの初期値としては定常光子の10<sup>-9</sup>倍の値としている。Φの初期値は光子の増殖の速さのみに影響を与えるから、Φの初期値はレーザーの出力に殆んど影響を与えない。

数値計算にはR.K.G.法を用い、計算のステップはスロートから共振器入口までは0.001cm、共振器内が0.5nsecである。これらはいずれもCourant-Friedrichs-Levyの緩和安定条件を満足している。尚緩和時間は最近の測定値により、最小二乗法により温度Tの関数として表わした。以下にこれらを示す。単位は(atm・μsec)である。

i) T-V過程における緩和時間τ<sub>2M</sub>

$$\log \tau_{2C} = -2.677 + 32.64T^{-1/3} - 57.2(T^{-1/3})^2$$

$$\log \tau_{2N} = 20.56T^{-1/3} - 1.947$$

$$\log \tau_{2H} = -0.9469 - 2.4813T^{-1/3} + 35.89(T^{-1/3})^2$$

ii) V-V過程における緩和時間

(A)分子内V-V過程における緩和時間τ<sub>3,21M</sub><sup>V</sup>

$$\log \tau_{3,21C}^V = -7.542 + 99.22T^{-1/3} - 296.4(T^{-1/3})^2$$

$$\log \tau_{3,21N}^V = -7.159 + 99.6T^{-1/3} - 297.0(T^{-1/3})^2$$

$$\log \tau_{3,21H}^V = -8.607 + 125.6T^{-1/3} - 400.7(T^{-1/3})^2$$

(B)分子間V-V過程における緩和時間τ<sub>3,N</sub><sup>V</sup>

$$\tau_{3N}^V = -0.138 + 7.538 \times 10^{-4}T - 1.866 \times 10^{-7}T^2$$

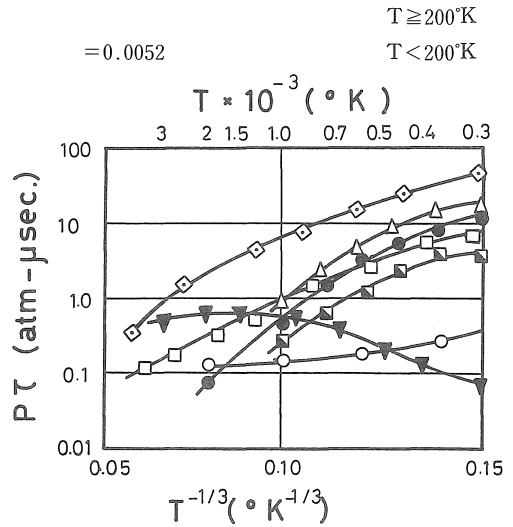


Fig. 4 Relaxation times

- ◇ : τ<sub>2N</sub>
- △ : τ<sub>3,21H</sub><sup>V</sup>
- : τ<sub>3,21N</sub><sup>V</sup>
- ▼ : τ<sub>3N</sub><sup>V</sup>
- : τ<sub>2C</sub>
- : τ<sub>3,21C</sub><sup>V</sup>
- : τ<sub>2H</sub>

図3 緩和時間

これらを図3に示す。利得係数の計算に用いた物理量は文献により求めた。即ち、τ<sub>21</sub>=5.38sec, σ<sub>c</sub>=1.30×10<sup>-14</sup>cm<sup>2</sup>, σ<sub>N</sub>=0.78×10<sup>-14</sup>cm<sup>2</sup>, τ<sub>H</sub>=0.37×10<sup>-14</sup>cm<sup>2</sup>である。又、混合気体の組成は、レーザー出力が最大になると思われるCO<sub>2</sub>:5%, N<sub>2</sub>:25%, He:70%を用いた。

### 5. 数値計算結果

図4にスロートから共振器入口までの各振動モードならびに並進、回転モードの局所平衡温度の分布を示す。岐点圧力2atm、岐点温度1400°Kの場合であり、実線はノズル1、破線はノズル2の場合である。T<sub>2N</sub><sup>V</sup>, T<sub>3</sub><sup>V</sup>, T<sub>12</sub><sup>V</sup>はそれぞれN<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>(ν<sub>3</sub>), CO<sub>2</sub>(ν<sub>1</sub>, ν<sub>2</sub>)モードの振動温度である。レーザー発振の上位準位であるν<sub>3</sub>モードと下位準位である(ν<sub>1</sub>, ν<sub>2</sub>)モードの間で反転分布が生じていることがわかる。T<sub>3</sub><sup>V</sup>とT<sub>12</sub><sup>V</sup>は近共鳴の状態にあり、スロート直後一旦下がったT<sub>3</sub><sup>V</sup>がN<sub>2</sub>のポンピングにより増加してゆく現象が見られる。図5に並進、回転モードの平衡温度とP(0)枝による利得係数G<sub>20</sub>の分布を示す。ノズル形状、即ちスロート直後からの膨張の履歴により利得係数が大きく左右されていることがわかる。図は岐点圧力2atm、岐点温度1400°Kの場合であるが、ノズル1が最も利得係数が高くなっている。逆に岐点圧力がより高い

場合には、ノズル3の様なスロート直後に於いて急速に膨張する型の方が利得係数が高くなる。これは岐点圧力が高くなれば緩和時間が短くなり、レーザー発振の上位準位の失活が多くなる為である。これを防ぐ為には、スロート直後からより急速な膨張（圧力を下げることにより上位準位の失活を防ぐ）をさせる必要がある。岐点圧力が低い場合は、緩和時間が長くスロート直後急膨張

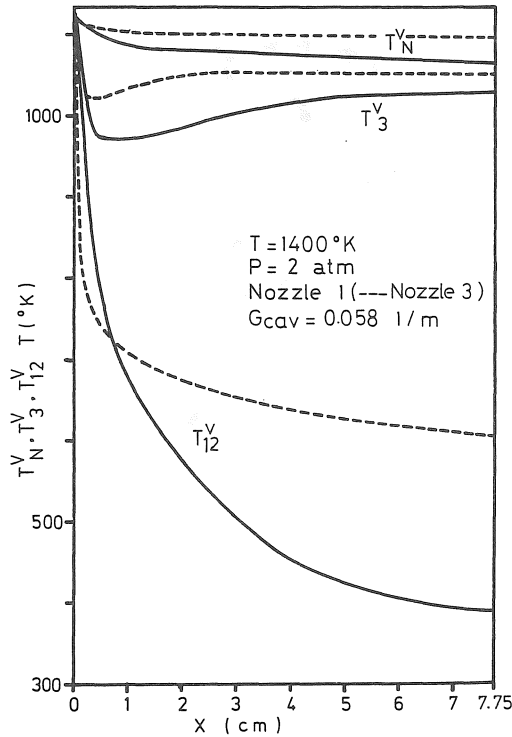


図4 振動温度分布

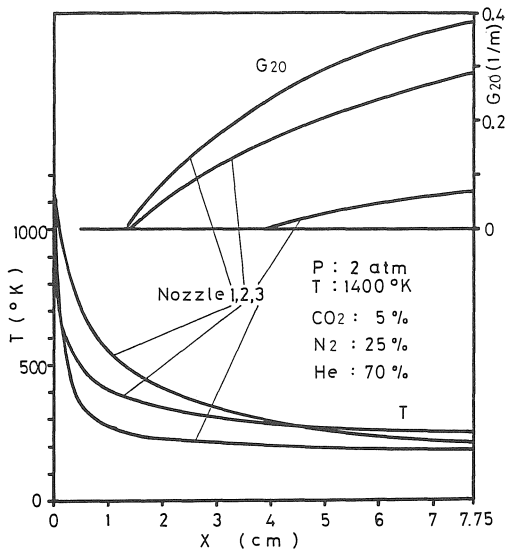


図5 利得係数分布

させると図4, 5に示すように下位準位である  $T_{12}^V$  が下がり、かえって利得係数は低下する。

図6から図9に岐点圧力2 atm, 岐点温度1400°K, 共振器のしきい値が0.058 1/mの場合に於ける共振器内の振動温度, 光子密度, 利得係数, 出力強度, 出力の分布を示す。横軸は共振器に入ってから時間を表わし対数目盛で示している。共振器内では式5の光子の増殖方程式が支配的となり、まず反転分布を伴って共振器に入った混合気体は急激な誘導放出を行ない光子密度が増

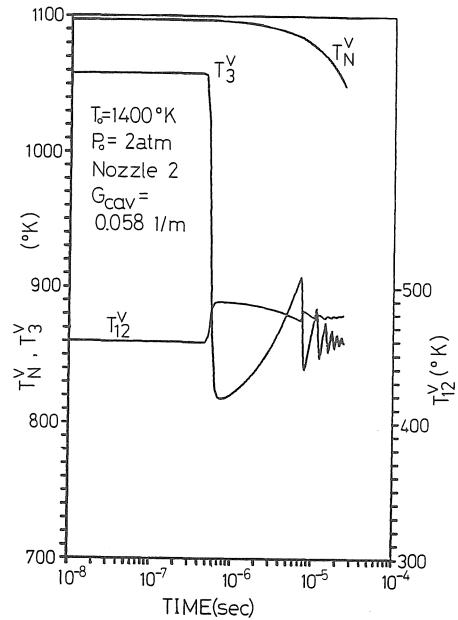


図6 振動温度分布

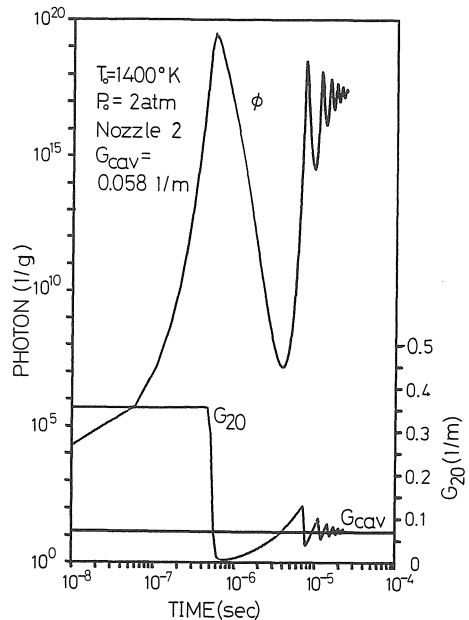


図7 光子密度, 利得係数分布

加する。この誘導放出により反転分布は減少し利得係数がしきい値に等しくなった時光子密度は最大値に達する。それ以後 ( $G_{20} - G_{cav}$ ) は負になり光子密度は減少し始める。即ち、光子の吸収が起る。これにより反転分布は増加を始め  $G_{20} > G_{cav}$  で誘導放出を起す。この様に利

得係数はしきい値を中心にして振動し、これにつれて各振動温度も振動している。即ち、活性媒体は共振器内に於いて光子の吸収過程と放出過程を繰り返していることがわかる。この変動の周期は  $2 \mu\text{sec}$  から  $6 \mu\text{sec}$  程度であり、共振器入口に於ける利得が大きい程短くなる傾向にある。出力強度  $S$  は光子密度  $\Phi$  の変動に対応して図9に示される様に間欠的に発振している。この出力強度の積分値である出力  $P$  は本計算例の場合、ノズル1が

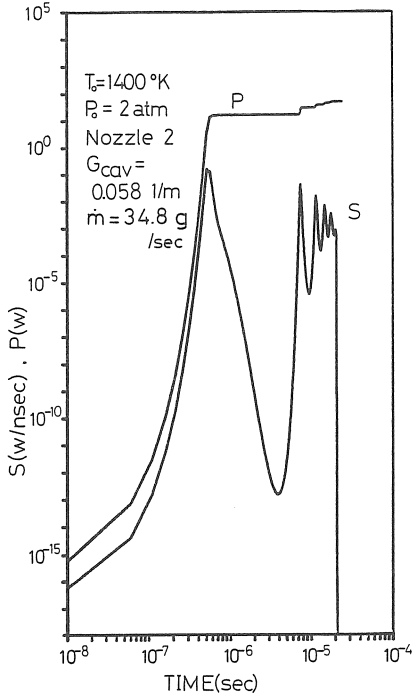


図8 出力強度分布と出力

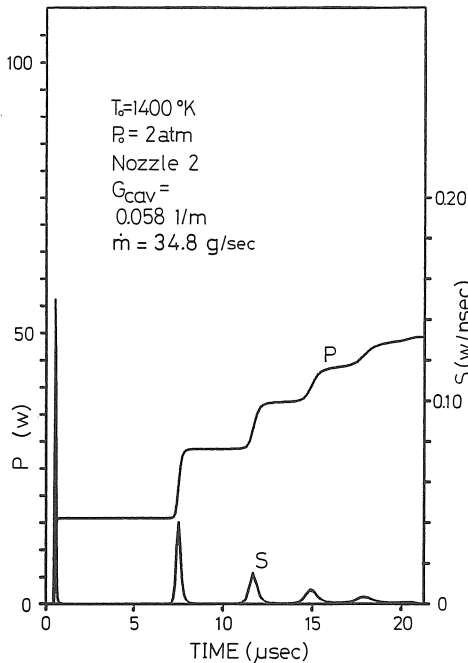


図9 出力強度分布と出力

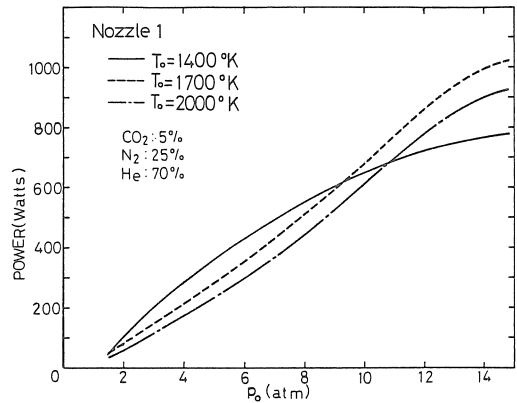


図10 ノズル1の出力

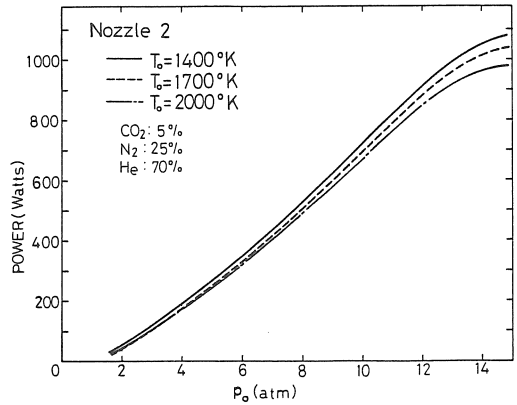


図11 ノズル2の出力

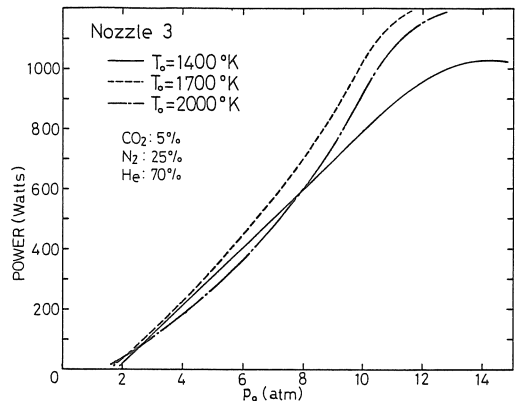


図12 ノズル3の出力

100W, ノズル2が47W, ノズル3が20Wである。

図10から図12に各岐点圧力, 岐点温度に於ける出力を3種類のノズル形状について示す。これによれば, 岐点温度は岐点圧力に比べて出力に大きな影響を与えないことがわかる。出力は岐点圧力にはほぼ比例するが, 12atmを越すところより頭うちになり以後減少する。これは高い圧力により緩和時間が短くなり上位準位の失活が速くなる為である。ノズル形状の影響については, 上記の理由により高い岐点圧力ではノズル3が高い出力を示す。

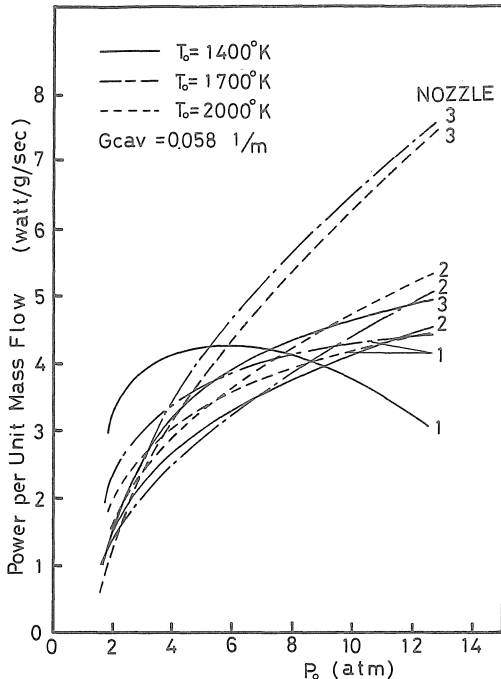


図13 単位質量流量当りの出力

図13に単位質量流量当りの出力, 表1に各岐点状態下に於ける質量流量を示す。

表2には共振器入口に於ける混合気体の種々のエネルギー分布の割合を示す。岐点温度の上昇につれて上位準位のエネルギー Eu, 下位準位のエネルギー El は共に上昇するが, 岐点圧力の上昇につれて El の低下が顕著である。P0=2 atm に於いては Eu はあまり変化せず El がノズル1, 2, 3の順に増大しているのに対して, P0=10atm では逆に El はあまり変化せず Eu が増大している。岐点温度が2000°K の場合, Eu が大きいにもかかわらず岐点温度が1700°K の場合に比べて出力が低下するのは, 質量流量が岐点温度の平方根に反比例することによる質量流量の減少が原因と思われる。

表1 質量流量  
Mass Flow

		T <sub>0</sub> (°K)		
		1400°K	1700°K	2000°K
P <sub>0</sub> (atm)	2 atm	34.8 <sub>g/sec</sub>	31.5 <sub>g/sec</sub>	29.1 <sub>g/sec</sub>
	4 atm	69.5 <sub>g/sec</sub>	63.1 <sub>g/sec</sub>	58.1 <sub>g/sec</sub>
	10 atm	173.9 <sub>g/sec</sub>	157.7 <sub>g/sec</sub>	145.3 <sub>g/sec</sub>

表2 共振器入口におけるエネルギー分布

nozzle	H <sub>0</sub> 1/6	K.E 1/6	h 1/6	E <sub>l</sub> 1/6	E <sub>u</sub> 1/6
T <sub>0</sub> = 1400°K P <sub>0</sub> = 2atm					
N - 1	2874.4	2431.3	406.0	6.5	30.5
N - 2	2874.4	2356.2	474.0	10.5	33.7
N - 3	2874.4	2468.6	352.1	20.0	33.7
T <sub>0</sub> = 1400°K P <sub>0</sub> = 10atm					
N - 1	2874.4	2439.1	414.3	1.9	19.1
N - 2	2874.4	2367.4	477.0	2.3	27.7
N - 3	2874.4	2481.3	362.6	1.9	28.6
T <sub>0</sub> = 1700°K P <sub>0</sub> = 2atm					
N - 1	3528.2	2962.4	502.2	10.2	53.4
N - 2	3528.2	2869.9	584.5	15.0	58.8
N - 3	3528.2	3006.1	435.8	27.1	59.2
T <sub>0</sub> = 1700°K P <sub>0</sub> = 10atm					
N - 1	3528.2	2976.3	515.8	3.6	32.5
N - 2	3528.2	2885.7	590.2	4.4	47.9
N - 3	3528.2	3025.0	449.6	2.9	50.7
T <sub>0</sub> = 2000°K P <sub>0</sub> = 2atm					
N - 1	4187.5	3494.8	598.0	14.6	80.1
N - 2	4187.5	3304.1	695.4	29.1	87.9
N - 3	4187.5	3544.4	519.7	34.5	88.9
T <sub>0</sub> = 2000°K P <sub>0</sub> = 10atm					
N - 1	4187.5	3513.1	617.0	6.0	51.4
N - 2	4187.5	3403.7	705.2	7.3	71.3
N - 3	4187.5	3568.7	357.1	4.5	77.2

## 6. 実験

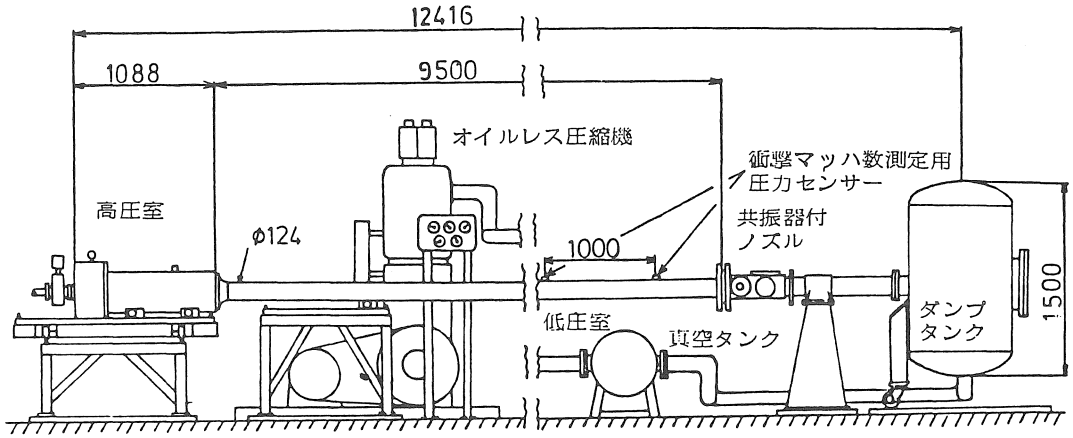
### 6-1 実験装置

実験には2種類の衝撃波管を用いた。一方は急速開口弁を用いたクローズドシステム衝撃波管であり, 他方は通常の2段破膜方式による衝撃波管である。以下本稿ではそれぞれ衝撃波管A, 衝撃波管Bと称す。これらの概要を図14, 図15に示す。衝撃波管Aは新開発の2段自由ピストンを用いた急速開口弁<sup>7)</sup>を有し次の様な特徴を有している。

- 1) 繰り返し動作が頗る容易である。
- 2) 混合気体の消費が少ない。
- 3) 不純物の混入が少ない。
- 4) 将来のフロー, レーザーへの展望を含んでいる。

等多くの利点を有している。一方欠点としては

- 1) 必然的に駆動気体と非駆動気体が同一となる為, 初期圧力比(高圧室と低圧室の圧力比)が He 駆動方式に比べて大きくなる。



第1図 CO<sub>2</sub>系GDL実験用クローズド システム ショックチューブ

図14 衝撃波管A

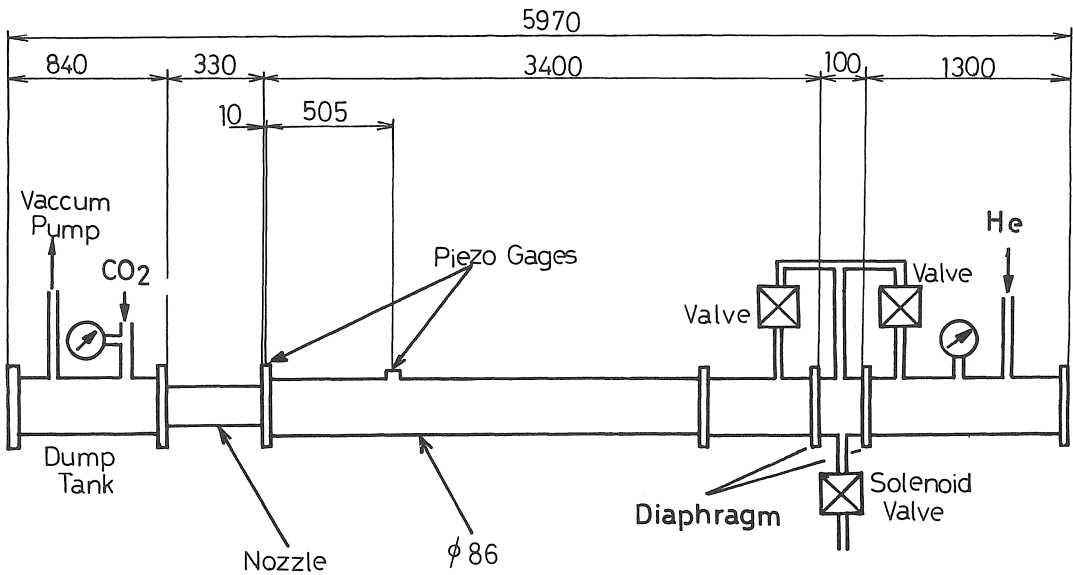


図15 衝撃波管B

2) 助走距離が長くなる為、形成される衝撃波が弱くなる。

等があげられる。衝撃波管Bの膜には厚さ2 mmのアルミ板を用い、それぞれの衝撃波管に岐点圧力測定用ならびに入射衝撃波速度測定用の圧力変換器が設置されている。

図16にCO<sub>2</sub>混合気体駆動、ならびにHe駆動方式による入射衝撃波速度、反射衝撃波後の温度を示す。岐点温度1400°K、1700°K、2000°Kに対応する初期圧力比は、CO<sub>2</sub>混合気体駆動の場合、それぞれ330、970、2900であり、He駆動の場合は60、110、180となる。

出力実験に先だち、衝撃波管の性能実験を行なった。その結果、衝撃波管Aは理論値の約80%、衝撃波管Bは

約92%の入射衝撃波を形成することがわかった。衝撃波後の平衡圧力はほぼ理論通りであり、ノズル端と接触面間で衝撃波が多重反射する為、岐点圧力状態の持続時間は短かく急速に圧力が上昇してゆく。

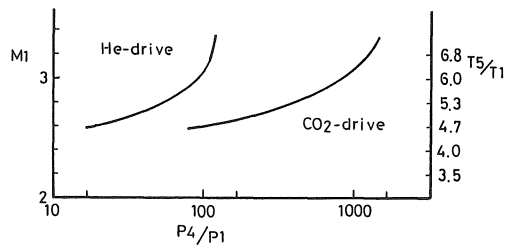


図16 初期圧力比と Mach 数, 岐点温度

6-2 出力測定

まず衝撃波管Aについて出力測定を行なった。実験に用いたノズル形状は数値計算に用いたものと同一であり図2に示されている。共振器はφ45mm, 曲率1mの全反射鏡, φ45mm, φ8mmのカップリングホール付きの全反射平面鏡を用いた。レーザー出力はGe窓(透過率60%)を通して外部に取り出される。レーザー出力の測定はHg-Cd-Te光電変換器を用い、総発振エネルギーの測定はジュール・メーターを用いて行なった。Hg-Cd-Te光電変換器はCwCO<sub>2</sub>レーザーにより較正を行なった。共振器のアライメントはHe-Neレーザーを用いて細心に行なった。

衝撃波管Aの高圧室耐圧は30atmであり、CO<sub>2</sub>駆動である点、又急速開口弁方式による助走距離の増大等を考慮すると岐点圧力, 岐点温度の設定に大きな制約を受ける。

Mixture Gas: 5%CO<sub>2</sub>-25%N<sub>2</sub>-70%He  
Reservoir Condition: P<sub>3</sub>=2.0atm T<sub>3</sub>=1400°K

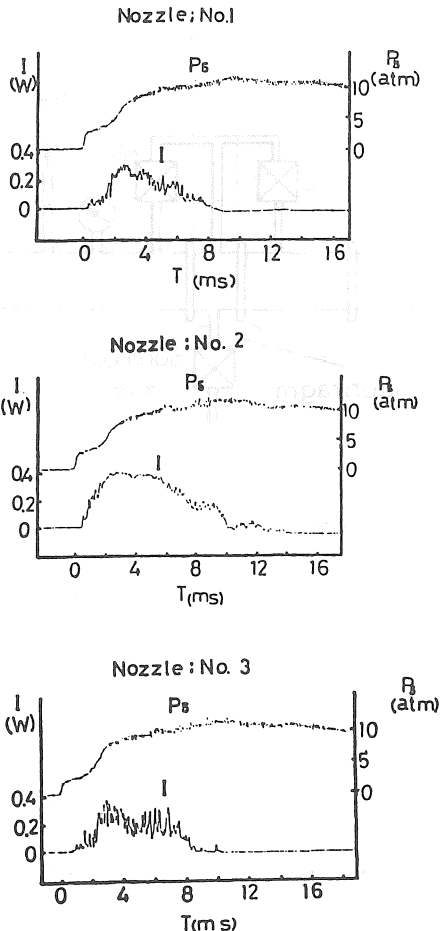


図17 衝撃波管Aによる出力波形

実験は高圧室圧力24atm, 低圧室圧力41torrで行なった。この圧力比に於ける理論マッハ数は  $M_{1th}=2.7$ , 理論岐点圧力  $P_{5th}=2\text{ atm}$ , 理論岐点温度  $T_{5th}=1400^{\circ}\text{K}$  である。実測値はマッハ数  $M_1=2.0$ , 岐点圧力  $P_5=2\text{ atm}$ , 岐点温度はマッハ数  $M_1=2.0$ より推定 $1000^{\circ}\text{K}$ と思われる。Hg-Cd-Te光電変換器によるレーザー出力波形を図17に示す。波形の再現性は良好であった。図中上部の波形はノズル端上流直前に設けた圧力変換器からの出力波形であり、これにより岐点圧力(2 atm)の持続時間は2 ms程度であることがわかる。下部波形はレーザーの出力波形であり、出力の最大値及び持続時間はそれぞれノズル1で0.33W, 7.6ms, ノズル2で0.40W, 11.0ms, ノズル3で0.35W, 8.0msである。岐点温度推定 $1000^{\circ}\text{K}$ , 岐点圧力の持続時間2 ms程度であるから出力, 持続時間共に低いレベルにとどまっている。総発振エネルギーは3 mJ程度であり出力波形の積分値に当然の事ながら一致している。ノズル形状の出力への著しい影響は見られなかった。又、レーザー発振は多数の尖頭を含む非常発振をすることが認められた。

実験の岐点温度を上げる為、衝撃波管Bを用いて実験を行なった。使用したノズル形状は図2のノズル1と同一である。ただし2次元ノズルの幅が衝撃波管Aが80mmであるのに対して衝撃波管Bは50mmである。共振器はφ17mmのGeを用い一方が全反射鏡, 他方が半透過鏡である。曲率半径は共に3mである。実験は高圧室圧力25atm(He), 低圧室圧力93torr(CO<sub>2</sub>混合気体)で行なった。この場合の理論マッハ数は  $M_{1th}=3.26$ であるが、実測値は  $M_1=3.0$ ,  $P_5=5.8\text{ atm}$ ,  $T_5=1730^{\circ}\text{K}$ であった。岐点温度は  $M_1=3.0$ による計算値である。図18に出

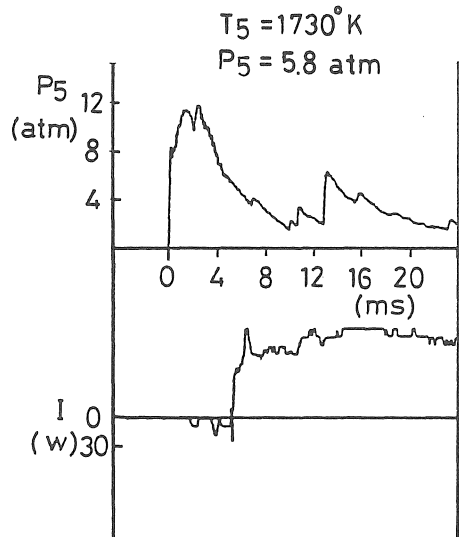


図18 衝撃波管Bによる出力波形



力波形を示す。Hg-Cd-Teの受光素子は2 mm×2 mmの大きさであり、レーザー出力測定位置は共振器の中央である。図中上部波形は岐点圧力であり下部波形はレーザー出力である。レーザーが間欠的に発振しているのがわかる。発振の持続時間は3.2msである。今、低圧管内の初期混合気体が岐点状態(5.8atm, 1730°K)で一次元定常ノズル流れをした場合の持続時間は4 msと計算されるからこの持続時間の一致は良好である。ジュールメーターにより測定された共振器全体からの総発振エネルギーは21mJであった。この値から平均出力は、6.6Wと計算できる。又発振波形より最大出力は26W程度であると思われる。この場合の理論出力は図18の値に反射鏡の面積を考慮することにより27W程度と見積ることができる。よって理論出力の25%程度の平均出力が得られたことになる。

## 7. まとめ

3モード法に基づきCO<sub>2</sub>ガス・ダイナミック・レーザーの解析を行ない、2種類の衝撃波管を用いて出力の測定を行なった。以下に本稿で得られた結果を示す。

- 1) 最適岐点温度は1700°Kから1800°K程度であり、出力は岐点圧力にほぼ比例している。しかし、高圧になれば緩和時間が短くなりレーザー発振上位準位の失活が激しくなり出力は低下する。よって高出力を得る為に高い岐点圧力を用いる場合は、上位準位の失活を防ぐノズル形状、N<sub>2</sub>気体の分離(混合型G.D.L.)等を考慮しなければならない。
- 2) 実験によれば発振は非定常なものである。これは共振器内の光子密度分布(電磁場)と超音速で共振器内に流れ込む活性媒体との相互作用によるものと思われる、今後この点を考慮した理論解析が望まれる。
- 3) 急速開口弁を用いた衝撃波管は、その多くの利点にもかかわらず形成される衝撃波が弱く出力実験は

強い制約の下に行なわれた。岐点圧力2 atm, 岐点温度1000°Kで0.4W, 持続時間11msの発振が得られた。今後、急速開口弁のより一層の性能向上が望まれる。

- 4) 2段破膜方式による衝撃波管により出力測定を行なった。岐点圧力5.8atm, 岐点温度1730°Kに於いて理論出力の25%(6.6W)の平均出力を得た。最大尖頭出力は26W程度であった。共振器内部のより詳細な出力分布測定ならびにより高い岐点圧力での出力測定を今後予定している。

尚、本研究は昭和55年度、昭和56年度文部省科学研究費(一般研究B(546087))の補助を受けたものである。

## 文 献

- 1) N. G. Basov et al. : Molecular Population Inversion in the Supersonic Flow of a Binary Gas in a Laval Nozzle. Soviet Physics-Technical Physics 13. 12p. (1969)
  - 2) D. M. Kuehn et al. : Experiments with a CO<sub>2</sub> Gas-Dynamic Laser Applied Physics Letter 16. 1. p.48 (1970)
  - J. D. Anderson : A Time Dependent Analysis for Vibrational and Chemical Non-Equilibrium Nozzle Flows. AIAA Journal 8, p.545 (1970)
  - 4) 神元五郎：分子振動緩和を伴うノズル流れ、日本航空宇宙学会誌、第21巻、第236号(1973)
  - 5) 神元五郎：レーザーキャビテーター内の流れの解析、日本航空宇宙学会誌、第25巻、第283号(1977)
  - 6) D. E. Mccumber, : Bell Syst. tech. J., 44, 333 (1965)
  - 7) 水谷 充, 神元五郎：GDL用衝撃波管の性能実験、日本機械学会講演論文集, No.813-2 (1981)
- (受理 昭和58年1月16日)