漸進混合モデルを用いた超音速流CO化学レーザの出力計算*

増田 渉^{*1}, 笹川 智^{*2}, 遠山 茂登伺^{*3}Numerical Simulation for the Power of a Supersonic Flow CO Chemical Laser
Using a Leaky Stream Tube Approach

Wataru MASUDA, Satoru SASAGAWA and Motoshi TOHYAMA

Effects of mixing process on the power of a supersonic flow CO chemical laser are studied numerically using a leaky stream tube approach. Downstream of the nozzle exits, the flow field is divided into three stream tubes, two stream tubes for the dissociated products of CS₂, diluted in Ar and for O₂, and a third stream tube between these two, in which mixing occurs. It is assumed that each stream tube is quasi-one-dimensional. The numerical results clearly show the importance of the mixing enhancement. As the growth of the mixing region is reduced, the laser power is lowered significantly. Therefore, the mixing process is indispensable in estimating the laser power.

Key Words: Compressible Flow, Reactive Flow, Laser, Chemical Laser, Carbon Monoxide, Numerical Analysis

1. 緒 論

Arで希釈したCS₂の解離生成物とO₂の超音速混合を利用するCO化学レーザ⁽¹⁾⁽²⁾は工業用レーザとしての高い可能性を有していると考えられる。著者らは前報⁽³⁾においてCS₂の解離生成物とO₂がノズル出口で瞬間的に混合すると仮定して超音速流CO化学レーザの出力を解析した。しかし、瞬間混合の仮定は定性的には正しい結果を与えるが、レーザ出力を正確に見積もるためには漸進的な混合過程の効果も正しく考慮する必要があるものと考えられる。⁽²⁾そこで本研究においては漸進混合モデル⁽⁴⁾を用いた超音速流CO化学レーザの数値解析を行ない、レーザ出力におよぼす混合過程の効果を検討した。

2. 理論モデル

2.1 光学場と流れ場のモデル 本研究においては図1に示すような二次元の超音速ノズル列およびレーザ共振器を考える。図1において、xはノズル出口からの流れに沿う距離、yは光軸に平行な距離、zはx、yに垂直方向の距離であり、Y、Zはそれぞれ流路の幅と高さである。またpおよびsはそれぞれArで希釈されたCS₂解離生成気体の流れおよびO₂の流れを表わしている。p流れのプレナム状態は化学・振動平衡状態にあり、急速なノズル膨張により化学・振動非平衡流れとなる。またO₂のプレナム温度は室温程度であるからs流れは等エントロピ的と見なすことができる。ノズル出口の下流では図1に示すように流れの領域を3種の流れ場に分割し、p、s流れのほか両者が混合によって形成されるm流れを考える。m流れは発達した乱流せん断層であると仮定すると、それぞれのm流れの幅Y_mは次式で与えられる。

$$Y_m = \delta_r x \dots\dots\dots (1)$$

ここに δ_r は実験的に決まる定数である。Varwig⁽⁵⁾や

* 昭和63年9月30日 北陸信越支部信越地方講演会において講演, 原稿受付 昭和62年9月24日。

^{*1} 正員, 長岡技術科学大学 (〒940-21 長岡市上富岡町1603-1)。

^{*2} 学生員, 長岡技術科学大学大学院 [現在 本田技研(株)]。

^{*3} 准員, 三菱重工業(株)名古屋航空機製作所 (〒445 名古屋市長区大江町10)。

Shacklefordら⁽⁸⁾は超音速流HF化学レーザーの流れ場を化学発光により観察し、化学反応領域に対する δ_r の値は約0.1であることを示している。しかし δ_r は p , s 流れの流速や化学組成などにも依存するものと考えられるため、本研究ではレーザー出力の δ_r への依存性についても検討する。

m 流れ内では、化学反応の結果振動励起されたCO分子が生成され、利得 G_m が正の値を持つようになる。 G_m は次式で与えられる。⁽⁷⁾

$$G_m = A_{ul} \lambda_{ul}^2 g_u (N_u/g_u - N_l/g_l) S(\nu_0) / 8\pi \quad (2)$$

ここに添字 u , l は上位, 下位レーザー準位, A は自然放出係数, λ は遷移波長, g は縮退度, N は数密度, $S(\nu)$ はスペクトルの形状関数(Voigt Function), ν_0 はスペクトル・ラインの中心振動数である。レーザー出力を抽出するためには図1に示すように一対の平面鏡が流れに平行に配置されている。それぞれの平面鏡の反射率 r , 透過率 t , 吸収率 a は一定であるとする。図1に示すように、共振器内を $\pm y$ 方向に進行するレーザー・ビームの強度 I^+ , I^- は流れ内で増幅されるが、鏡1, 2によって反射される際にその一部が吸収され、また $\bar{I}_1$, $\bar{I}_2$ が抽出される。したがって、レーザー・ビームが定常的に抽出されるためには次式が満足されなければならない。

$$r_1 r_2 \exp(2\kappa_m Y_m G_{th}) = 1 \quad (3)$$

図1 流れ場とレーザー・キャビティの概要

ここに κ_m は m 流れの個数, G_{th} はレーザー・ビームが定常的に抽出されるための利得 G_m のしきい値である。 G_m が G_{th} より小さい領域では式(3)を満足することができず、レーザー発振は生じない。 $G_m = G_{th}$ を満足した位置からレーザー発振が生じ、レーザー発振が持続する範囲では G_m は式(3)で与えられる G_{th} と等しくなる。さて、抽出されるレーザー・ビームの強度 $\bar{I}_1$, $\bar{I}_2$ の $\bar{I}_1$, $\bar{I}_2$ と2つの鏡における吸収損失強度 $(\bar{I}_1 + \bar{I}_2)_{loss}$ の和に対する比を f とすると次式が得られる。⁽⁴⁾

$$f = \frac{\bar{I}_1 + \bar{I}_2}{\bar{I}_1 + \bar{I}_2 + (\bar{I}_1 + \bar{I}_2)_{loss}} = \frac{t_1 r_2^{1/2} + t_2 r_1^{1/2}}{(a_1 + t_1) r_2^{1/2} + (a_2 + t_2) r_1^{1/2}} \quad (4)$$

また共振器内の x 断面におけるレーザー・ビームの強度の平均値を I とする。

$$I = \frac{1}{Y} \int_0^Y (I^+ + I^-) dy \quad (5)$$

これらの量を用いると、抽出されるレーザーの出力 L は次式で表わされる。⁽⁵⁾

$$dL/dx = (\bar{I}_1 + \bar{I}_2) Z = f \kappa_m Y_m Z G_{th} I = f \kappa_m Y_m Z G_{th} \sum_v I_v \quad (6)$$

ここに添字 v は振動準位 v から $v-1$ への遷移を表わす。

さて、本研究においては m , p , s 流れはそれぞれ準一次元的であり、また圧力はすべての流れを横切って各 x 断面で一定であると仮定する。流れ場の計算は図1に示す隣りあった p ノズルと s ノズルの中心線の間の領域 Δ において行なえばよい。それぞれの流れ内に検査面を考え上の仮定を用いれば、光学場と結合した反応流れ場の連続、運動量、エネルギー、状態、化学組成、振動エネルギー、CO分子の各振動準位における割合を記述する方程式はつぎのように求まる。⁽⁴⁾

m 流れに対しては、

$$\rho_m u_m A_m = V_m \quad (7)$$

$$\frac{du_m}{dx} + \frac{1}{\rho_m u_m} \frac{dP}{dx} - \frac{(u_m - u_p)}{V_m} \frac{dV_p}{dx} - \frac{(u_m - u_s)}{V_m} \frac{dV_s}{dx} = 0 \quad (8)$$

$$u_m \frac{du_m}{dx} + c_p m \frac{dT_m}{dx} + \sum_i x_{i,m} \sum_j \frac{de_{i,j,m}}{dx}$$

$$+ \sum_i H_{1i} \frac{d\chi_{1i}}{dx} - \frac{(H_m - H_p)}{V_m} \frac{dV_p}{dx} - \frac{(H_m - H_p)}{V_m} \frac{dV_m}{dx} + \frac{G_{th}}{\rho_m u_m} \sum V = 0 \quad \dots\dots (9)$$

$$P = \rho_m \sum_i \chi_{1i} R_i T_m \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{d\chi_{1i}}{dx} - \frac{(\chi_{1i} - \chi_{1p})}{V_m} \frac{dV_p}{dx} - \frac{(\chi_{1i} - \chi_{1m})}{V_m} \frac{dV_m}{dx} = \frac{\alpha_{1i}}{u_m} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{de_{1j}}{dx} - \frac{\chi_{1p}}{\chi_{1m}} \frac{(e_{1j} - e_{1p})}{V_m} \frac{dV_p}{dx} - \frac{\chi_{1m}}{\chi_{1m}} \frac{(e_{1j} - e_{1m})}{V_m} \frac{dV_m}{dx} = \frac{\beta_{1j}}{u_m} \quad \text{for } i \neq \text{CO} \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\frac{dn_{\text{CO}}}{dx} = \sum V e_{\text{CO},v} \frac{dn_{\text{CO},v}}{dx} \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\frac{dn_{\text{CO},v}}{dx} = \frac{H_{\text{CO}} G_{th}}{\chi_{\text{CO}} \rho_m u_m N_A h c} (I_{v+1} \lambda_{v+1} - I_v \lambda_v) + \frac{\gamma_{\text{CO},v}}{u_m} \quad \dots\dots\dots (14)$$

また p 流れに対しては

$$\rho_p u_p A_p = V_p \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\frac{du_p}{dx} + \frac{1}{\rho_p u_p} \frac{dP}{dx} = 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$u_p \frac{du_p}{dx} + c_{pp} \frac{dT_p}{dx} + \sum_i H_{1p} \frac{d\chi_{1p}}{dx} + \sum_i \chi_{1p} \sum_j \frac{de_{1jp}}{dx} = 0 \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$P = \rho_p \sum_i \chi_{1p} R_i T_p \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\frac{d\chi_{1p}}{dx} = \frac{\alpha_{1p}}{u_p} \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\frac{de_{1jp}}{dx} = \frac{\beta_{1jp}}{u_p} \quad \dots\dots\dots (20)$$

となる。s 流れに対しては式(15)～(20)と同形の式が得られる。さらに、計算領域全体の質量保存式

$$V_p + V_m + V_s = \text{const.} \quad \dots\dots\dots (21)$$

が成立する。ここに ρ は密度、 T は温度、 P は圧力、 u は速度、 V は計算領域 Δ 内の流量、 χ は質量分率、 c_p は凍結定圧比熱、 e は単位質量当たりの振動エネルギー、 $n_{\text{CO},v}$ は CO 分子の振動準位 v における割合、 H

は単位質量当たりのエンタルピー、 R は気体定数、 α は化学反応による χ の生成速度、 β は振動緩和と化学反応による e の生成速度、 γ は振動緩和と化学反応による $n_{\text{CO},v}$ の生成速度、 M_{CO} は 1 モル当たりの CO の質量、 N_A はアボガドロ数、 h はプランク定数、 c は光速であり、添字 i, j はそれぞれ化学種と振動モードを表わしている。流れの諸量およびレーザ出力は上で述べた諸式をルンゲ・クッタ・ギル法を用いて解くことにより得られる。

2. 2 化学反応と振動緩和 p ノズルのプレナムでは CS_2 が解離され、 $\text{CS}_2/\text{CS}/\text{S}_2/\text{S}/\text{Ar}$ 混合気体が生成される。混合気体はノズル出口で O_2 と混合され

の連鎖反応によって振動励起した CO 分子が生成される。本研究においては m 流れ内で 24 の化学反応と 27 の振動緩和過程を考慮している。また分子振動モデルにおいては CO 以外の分子はすべて調和振動子であり、各モード内では局所ボルツマン分布が成立していることが仮定されている。回転準位は並進温度で平衡状態にあると仮定されている。これらのモデルおよび α, β, γ に対する議論は文献(1)を参照されたい。

3. 計算結果

本研究ではまず前報⁽²⁾と同一の条件で計算を行ない、混合過程がレーザ出力に及ぼす影響を検討する。p ノズルは図 1 に示すように絞り半角 45° 、開口半角 $\theta_n = 20^\circ$ 、スロート高さ $h_p = 0.5 \text{ mm}$ のくさび形二次元ノズルとし、スロート部をスロート高さの半値を半径とする円弧でまらめてある。したがって p ノズルの形状は面積比 AR_p (出口面積/スロート面積) を与えることによりすべて決定される。つぎに p ノズルのプレナム状態 (プレナム圧力 P_{op} 、プレナム温度 T_{op} 、各分子のモル分率 ϕ) を与えれば、前報⁽²⁾の方法により p ノズル流れが解ける。強い衝撃波等の発生を避けるため、ノズル出口 ($x=0$) において s 流れの圧力を p 流れの圧力と等しくおく。s 流れは等エントロピ的であるから、s ノズルのマッハ数 M_s 、プレナム温度 T_{os} および O_2 のモル流量を与えれば s ノズル流れは容易に求められる。 O_2 のモル流量を与えるために次式で定義される流量比 α_{mix} を導入する。

$$\alpha_{\text{mix}} = \Phi_{\text{O}_2} / \Phi_{\text{CS}_2 + \text{CS}} \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここに Φ_{O_2} は s ノズル内の O_2 のモル流量, Φ_{CS_2+CS} は p ノズル内の CS_2 と CS のモル流量の和である. 表 1 には本計算の入力条件を示す. 表 1 中の上付添字 i はブレナムにおいて CS_2 が解離される前の初期値を表わしている. また θ_0 は図 1 に示すように共振器の開き角である.

まず, 前報⁽⁹⁾の瞬間混合モデルと 今回の漸進混合モデルによる計算結果の比較を行なう. 図 2 には m 流れ内における CS , S , O_2 , O , CO 分子の数密度 N と温度の分布を示す. 図中の破線は瞬間混合モデル, 実線は漸進混合モデルによる結果である. また図中の X_p と X_s はそれぞれ p, s 流れが消滅する位置である. 破線で示される瞬間混合モデルによる結果では $x = 0$ で混合が完了するため, $x > 0$ では連鎖反応(22), (23)により反応物の CS と O_2 は消費されて単調に減少し振動励起された CO が生成される. S は反応(22), (23)の連鎖子であるから 変化はわずかである. O 原子は反応(22)によりノズル出口から急速に生成され, その後少しずつ減少する. これに対して漸進混合モデルでは CS と O_2 はそれぞれ $x < X_p$, $x < X_s$ の領域内では m 流れに連続的に供給される. これらの領域内では反応物の供給が反応による消費より大きいいため, N_{CS} と N_{O_2} は増加する. 本計算例では X_s が X_p よりかなり小さいためノズル出口近傍では O_2 の供給量は CS より大きくなっている. その結果, 反応(22)が(23)を上回り, S 原子がノズル出口近傍で急速に減少する. しかし, その下流部で CS が増加するとともに 反応(23)が促進され S 原子は再び増加する. 漸進混合モデルを用いた場合の CO の生成量は瞬間混合モデルを用いた場合と比較していずれの位置においても小さくなっている.

図 3 はレーザ・ビームの抽出を行っていない場合 ($r_1 = r_2 = 0$) に対して, 漸進混合モデルで得られた $P_{12}(J)$ 枝遷移の G_m の分布をいくつかの J 枝に対して示したものである. すべての J 枝の G_m は CO 分子の生成とともに増大し, $P_{12}(15)$ 枝では 0.69 m^{-1} まで達する. その後, 振動緩和が反応(23)によるポンピングを上回るため G_m は低下を始める. 図 2 に示されたように漸進混合モデルによる CO の生成量は瞬間混合モデル

図 2 m 流れ内の各化学種の数密度と温度の分布

図 3 レーザ・ビームを抽出していない場合の $P_{12}(J)$ 枝遷移の G_m の分布

表 1 計算条件

m stream	$\delta_T = 0.1$
p stream	$h_p = 0.5 \text{ mm}$, $AR_p = 40$, $T_{Op} = 4000 \text{ K}$, $P_{Op} = 1.5 \text{ MPa}$, $\phi_{CS_2^i} : \phi_{Ar^i} = 1:9$
s stream	$h_s = 0.59 \text{ mm}$, $M_s = 3$ ($AR_s = 4.24$), $T_{Os} = 300 \text{ K}$, $P_{Os} = 28.7 \text{ kPa}$, $\alpha_{mix} = 1$
optical cavity	$Y = 450 \text{ mm}$, $Z = 50 \text{ mm}$, $\theta_0 = 0^\circ$
	$r_1 = 0.90$, $t_1 = 0.09$, $a_1 = 0.01$, $r_2 = 0.99$, $t_2 = 0$, $a_2 = 0.01$

図4 レーザ・ビームを抽出している場合の $P_{12}(J)$ 枝遷移の G_m の分布

に比較して小さいため、図3の G_m の最大値は前報⁽⁹⁾の図4に示される瞬間混合モデルによる結果と比較してほぼ半分程度に低下している。

図4はレーザ・ビームの抽出を行なっている場合に対して、漸進混合モデルにより得られた $P_{12}(J)$ 枝遷移の G_m の分布を示したものである。図中には式(3)で与えられる G_{th} も示されている。 G_m は CO の生成とともに増加し、一方 G_{th} は Y_m の増加によって減少する。そして $P_{12}(12)$ 枝の G_m が G_{th} と一致した位置からレーザ発振が開始され、レーザ発振が持続する範囲では G_m は G_{th} と等しく変化する。 $P_{12}(12)$ 枝のレーザ発振が開始されると $v=12$ の CO 分子はこのために失われ、 $v=11$ では増加する。このため、 $J=12$ 以外の $P_{12}(J)$ 枝の G_m の増加速度も低下する。しかしやがて $J=13$ の G_m が G_{th} に達し $P_{12}(13)$ 枝のレーザ発振が開始される。同時に $P_{12}(12)$ 枝の G_m は G_{th} より小さくなり、この遷移枝での発振は停止する。このようにレーザ発振は順次 J の大きな遷移に移り $J=28$ まで持続する。その下流では振動緩和が化学反応によるポンピングを上回り、 $P_{12}(29)$ 枝の利得は G_{th} に達せず減少し、 $P_{12}(J)$ 枝でのレーザ発振は終了する。本計算では $v=13 \rightarrow 12$ と $v=2 \rightarrow 1$ の間で合計203本の遷移枝が G_{th} に達しレーザ発振を生じることが示された。しかし前報⁽⁹⁾の瞬間混合モデルによる結果より43本少なくなっている。またレーザ発振の開始位置は瞬間混合モデルによる場合と比較して当然ながら下流側となる。

図5は漸進混合モデルにより得られた $v=12 \rightarrow 11$ 遷

図5 $P_{12}(J)$ 枝遷移のレーザ・ビームの強度分布

移による出力レーザ・ビームの強度 I_1 の流れに沿う分布を示す。図中の矢印は他の $v \rightarrow v-1$ 遷移のレーザ発振がその位置から開始されたことを示している。矢印の位置における I_1 の不連続的な増加についての議論は前報⁽⁹⁾を参照されたい。漸進混合モデルによると CO の生成は瞬間混合モデルよりかなり小さくなるため、図5に示される出力レーザ・ビームの強度は前報⁽⁹⁾の図6と比較して約50%程度になっている。

つぎにレーザ特性の各種パラメータへの依存性を検討する。以下の文中および図中には表1と異なる条件のみを記述する。図6にはレーザ出力 L の $\delta \tau^{-1}$ への

依存性を示す。レーザ出力はp, s流れがノズル出口において瞬間的に混合する場合($\delta\tau^{-1}=0$)に最大となり、混合が緩慢になるとCOの生成が小さくなるため単調に減少する。そして、 $\delta\tau^{-1}$ が36より大きくなるとレーザ出力は得られなくなる。この結果は混合の促進が大きなレーザ出力を得るうえで極めて重要であることを示している。混合の促進はノズルを小さくすることによって可能であるが工作上的制限がある。このため、流体力学的手法等による混合促進技術の開発が望まれる。

図7にはレーザ出力の AR_p と θ_c への依存性を示す。 AR_p が小さい場合、ノズル出口温度が高く密度も大きいためCO分子の生成は速くなる。しかし、同時に急速に分子振動緩和が進む。一方、 AR_p が大きい場合はCOの生成が緩やかになる。このため AR_p には最適値が存在する。また、 AR_p の小さな場合に θ_c を大きくするとレーザ・キャビティ内の温度、密度が低下し分子振動緩和が抑制される。一方、 AR_p の大きい場合にはノズル出口ですでに低温、低密度になっており、 θ_c を大きくするとCOの生成速度をさらに低下させる。したがって、図7に示されるように、 θ_c を大きくすると、 AR_p の小さな場合にはLが増加し、 AR_p の大きな場合には低下する。

図8、図9および図10にはそれぞれLの T_{op} 、 P_{op} および α_{mix} への依存性を示す。 T_{op} を上昇させるとともに CS_2 の解離が大きくなり、Lは大きくなる。しかし同時にキャビティ内の温度も上昇し振動緩和が進むため、図8に示されるようにやがてLは低下する。 P_{op} の上昇は密度を上昇させるためCOの生成量が

大きくなる。しかし密度の上昇は振動緩和も促進するため、図9に示されるように P_{op} には最適値が存在する。 α_{mix} を大きくする(O_2 の供給量を増す)と連鎖反応が急速に進みCOの生成量は大きくなるが化学反応により放出される熱のためキャビティ内の温度が上昇する。またp流れに比較して運動量の小さいs流れを大量に供給すると散逸が大きくなり、更に温度を上昇させる。したがって、振動緩和は急速に進み正の利得が得られる領域が小さくなる。このため図10に示すように α_{mix} の最適値は1よりかなり小さくなる。

図11はLの出力鏡の反射率 r_1 への依存性を示している。Lの r_1 への依存性の傾向は瞬間混合を仮定した前報⁽⁹⁾の結果とほぼ同様である。しかし漸進混合

図7 レーザ出力の AR_p と θ_c への依存性

図6 レーザ出力の $\delta\tau^{-1}$ への依存性

図8 レーザ出力の T_{op} への依存性

図9 レーザ出力の P_{op} への依存性

モデルを用いた 今回の L の最大値は約14 kWとなり、前報で得られた19.5 kWに比較すると約70 %に低下している。これらの結果は超音速流化学レーザの解析においては混合過程が本質的に重要であること、混合促進手法の開発がぜひとも必要であることを明らかに示している。

4. 結 論

漸進混合モデルを用いて超音速流CO化学レーザの出力を解析し、混合が緩やかになればレーザ出力が急速に低下することを示した。 $\delta_T=0.1$ を仮定した計算では瞬間混合を過程した場合に比較しレーザ出力は約70 %に低下する。したがって超音速流化学レーザの出力向上のためには混合促進手法の開発が極めて重要である。その際、混合による温度上昇が小さいこと、レーザ・ビームのコヒーレンスを低下させる流れの乱れが小さいことが望ましい。また、さらに精密な混合モデルを用いた解析を進め、混合過程の影響を詳細に検討する必要があると思われる。

文 献

- (1) Masuda, W., Ogawara, N. and Tohyama, M., Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci., 30-87 (1987), 1.

図10 レーザ出力の α_{mix} への依存性 図11 レーザ出力の r_1 への依存性

- (2) 増田・藤原・五十嵐, 機論, 53-496 (昭62), 3555.
- (3) 増田・遠山, 機論, 54-498 (昭63), 236.
- (4) Gross, R. W. F. and Bott, J. F., Handbook of Chemical Lasers, (1976), John Wiley & Sons, 499 and 526.
- (5) Varwig, R. L., AIAA J., 12-10 (1974), 1448.
- (6) Shackleford, W. L., ほか4名, AIAAJ., 12-8 (1974), 1009.
- (7) 恩田 ほか3名, 電子技術総合研究所調査報告, No.190 (昭51), 9.

討 論

〔質問〕 久保田 弘敏〔東京大学工学部〕

多ノズルガスレーザーに特有の超音速混合の問題について、本質的な混合過程を解析して、レーザー出力に対する効果を検討されている点にまず敬意を表したい。そのうえでさらに、次の点について検討願いたい。

(1) 流れ場の幾何学的形状パラメータについての出力の検討がなされているが、そのうちで、最も重要なものは何か。

(2) δ_T の妥当な値はどの程度か。

(3) 開口比がそう大きくないので、これでよいかもしれないが、さらに二次元解析を行う必要はないか。

〔回答〕 (1) 本研究では幾何学的パラメータとしてはくさび形ノズルの面積比 AR_p および共振器の開き角 θ_c のレーザー出力におよぼす影響について検討を加えている。結果は図 7 に示されているが、これから明らかなように、 AR_p と θ_c のいずれが重要であるかについて答えることは困難である。重要な幾何学的パラメータとしてノズル形状なども考えられ、レーザー出力はこれらのうちのただ一つのパラメータのみに強く支配されるものではないと考えられる。

(2) 非圧縮性流体のせん断層の場合、 δ_T は 0.1 程度である。一般に、圧縮性流体においてはマッハ数が大きくなるとともに δ_T は小さくなる傾向にあるが、超音速流れ HF 化学レーザーの化学反応領域に対する δ_T が約 0.1 であるという報告もある⁽⁵⁾⁽⁶⁾。そこで、本研究においては多くの計算を $\delta_T=0.1$ として行っている。しかし、 δ_T はマッハ数、ガス組成、圧力温度などの影響を受けると考えられる。これらの影響については十分なデータが存在しない現状であるため、本論文では図 6 にレーザー出力の δ_T への依存性を示した。超音速流れ CO 化学レーザーにおける δ_T の妥当な値は今後実験的に明らかにしてゆく必要があると考えられる。

(3) 本論文を投稿後、小信号利得係数に対する実験結果と実験結果の比較検討を行ってきた(付1)(付2)。これによると、準一次元の解析は小信号利得係数を定性的に正しく予測するが、定量的には充分ではないことが明らかになっている。この原因として考えられるのは、ノズルや共振器に発達する境界層や流れ内に存在する衝撃波などの効果を無視していることが考えられ、ご指摘のようにさらに二次元解析を行なう必要があると考えている。

〔質問〕 西田 迪 雄〔京都大学工学部〕

漸進混合モデルを用いた超音速流 CO 化学レーザーの計算に関する貴論文を興味深く拝見した。

(1) 二つのノズルから出る異種気体の混合問題は、流れに垂直方向の濃度こう配による拡散が重要な役割をはたすので、二次元流れ(または三次元流れ)としての取扱いが必要である。この拡散は貴論文の準一次元流モデルでは、どのような形で含まれているのか。

(2) m 流れ内の温度(T_m)分布(図 2)と振動・解離過程の進行との関係について説明をいただきたい。

〔回答〕 (1) 本研究では一般に leaky stream tube と呼ばれている混合モデルを用いている⁽⁴⁾。このモデルにおいてはナビエ・ストークスの式などを解いた結果として混合層の広がりが必要でなく、混合層の広がりを式(1)のように経験的に与える。乱流場に対してナビエ・ストークスの式を用いる場合でも乱流モデルは経験的に与える必要があるので、本モデルでは与える経験的な量が異なっていると考えられる。図 1 に示されるように、 p, s 流れは流れ方向に減少し、 m 流れは大きくなるが、本モデルではこれらはすべて準一次元的で圧力は y 方向に一定と仮定する。このような仮定のもとで、 p, s, m 流れ間の質量、運動量、エネルギー、化学種の交換(保存)を記述したのが式(7)~(21)である。本モデルは混合層の広がりを与えることにより、粘度、熱伝導係数、拡散係数などを暗に与えていることになると考えられる。このようなモデルは現象の基本的な特性を把握するうえで極めて有用である。しかし、すでに述べたように、現象を定量的に正しく記述するには二次元または三次元的な取扱いが望ましい。

(2) m 流れ内では、化学エネルギーの放出と散逸が T_m を上昇させる。瞬間混合モデルでは図 2 の破線で示したように散逸の効果はノズル出口($x=0$)で発生し、 T_m は不連続的に大きく上昇する(図中には示していないが $x=0$ において p 流れの温度は約 280 K, s 流れの温度は約 100 K である)。 $x>0$ における T_m の単調な増加は化学エネルギーの放出によるものである。漸進混合モデルにおいても実線で示したように $x=0$ で不連続的に温度が上昇するが、瞬間混合モデルによる上昇と比較して小さい。 $x>0$ では散逸と化学反応によって、急速に T_m は上昇する。しかし、 $0.1m < x < 0.2m$ の範囲で T_m はむしろ低下する傾向を示す。こ

れは、この範囲で吸熱反応が優勢になることによるものではない。化学反応による放出エネルギーはつねに正である。 T_m が低下する現象は極めて複雑であるが、簡単に説明すると、 p, s 流れから m 流れへの質量、運動量などの供給の速さが位置によって異なるためである。つまり、 T_m が低下する範囲では s 流れは消滅しており、 p 流れのみが大きな運動量を供給している。

なお、論文中でも述べたが振動緩和や化学反応モデルの詳細については文献(1)を参照されたい。

〔質問〕 手島光司〔京都教育大学〕

レーザ出力[kW]をどのように定義しておられるのか、またこのレーザ出力が漸進混合の程度を表すパラメータ δ_T の逆数に逆比例している(図6)ことの物理および化学的な意味をおたずねしたい。

〔回答〕 レーザ出力 L の定義は式(6)で与えられている。つまり、 L は共振器を構成する平面鏡から抽出されるレーザビームの強度を鏡面全体で積分したものである。

CO 化学レーザでは、反転分布は連鎖反応(22)、(23)で振動励起された CO 分子が生成されることによ

って形成される。 $1/\delta_T$ が大きくなると m 流れへの CS, S, O_2 の供給速度が小さくなるため CO の生成速度も低下する。また、生成された励起 CO 分子は流れ方向に振動緩和して失活するので小信号利得は減少する(付3)。この結果、図6に示すように、 L は $1/\delta_T$ が大きくなるとともに低下し、 $1/\delta_T > 35$ では小信号利得が G_m を超えて大きくならないためレーザビームを抽出できなくなる。図6において、 L は $1/\delta_T$ に対してほぼ直線的に低下しているが(質問者の用語「逆比例」は不適切と思われる)、これは論文中に示した方法による計算結果であり、直線的になるというなんらかの根拠に基づいて得られた結果ではない。しかし、興味深いご指摘でもあり、今後、物理的・化学的な説明を試みたいと考えている。

(付1) 増田・ほか2名, 論文講演前刷北陸信越支部北陸地方講演会(昭63-11), No. 88-0558 B.

(付2) 増田・平出, 論文講演前刷北陸信越支部北陸地方講演会(昭63-11), No. 88-0571 A.

(付3) Masuda, W. and Tohyama, M., *Trans. Jpn. Soc. Aero. Space Sci.*, 30-90 (1988), 201.