

数学月間 企画講演会:24.1.20講演-2
「超音速ノズル流の基礎と気体レーザーへの応用」
令和6年1月20日(土) 15:10~16:40
東京大学 駒場キャンパス 数理科学研究科棟 002教室

超音速ノズル流の基礎と気体レーザーへの応用

九州大学 名誉教授
核融合科学研究所 名誉教授
佐藤 浩之助

数学月間 企画講演会:24.1.20講演-2
「超音速ノズル流の基礎と気体レーザーへの応用」
令和6年1月20日(土) 15:10~16:40
東京大学 駒場キャンパス 数理科学研究科棟 002教室

超音速ノズル流の基礎と気体レーザーへの応用

このたびは、数学月間の企画講演として計画していただき、
大変有難うございます。よろしく願いいたします。

九州大学 名誉教授
核融合科学研究所 名誉教授
佐藤 浩之助

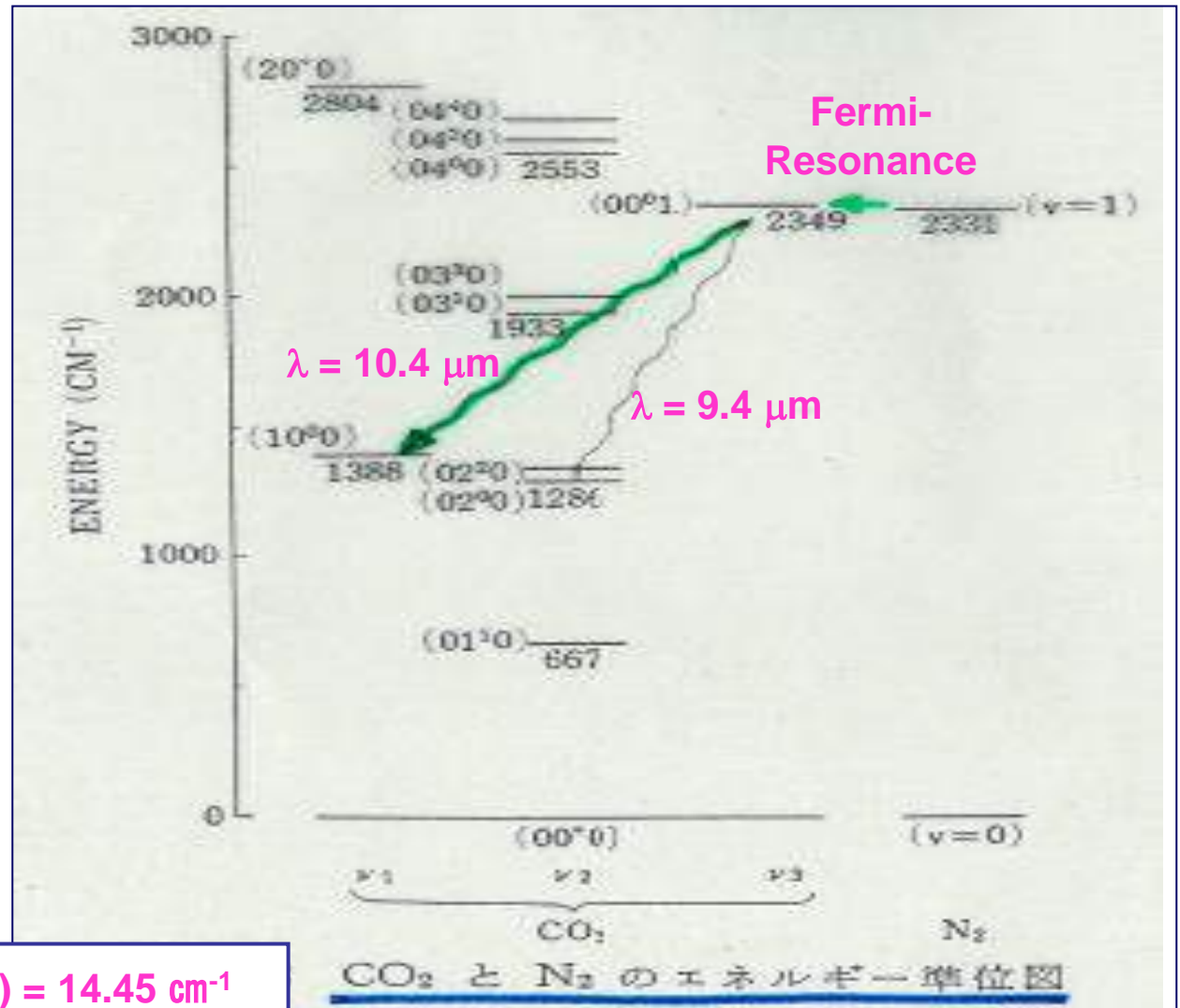
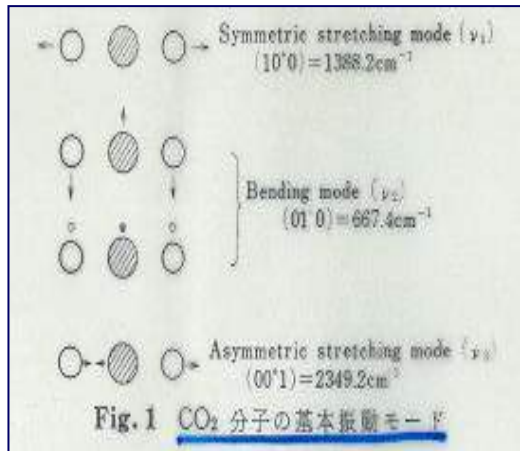
超音速ノズル流の基礎と気体レーザーへの応用

<< 内容 >>

- [1] はじめに — 放電励起レーザーと新型熱励起レーザー (機構の面白さ、連続高出力の可能性)
貯気槽(衝撃波プラズマ)の生成、高速ノズル流、急速冷却と反転分布、振動緩和現象への知見
- [2] 超音速ノズル流の基礎と面白さ — 圧縮性流体の力学
 - (1) 断面の変化する管の中の流れ
 - (2) 連続の方程式・Eulerの方程式
 - (3) 断面積と速度の関係
 - (4) 出口圧力と流れの特性
- [3] 熱励起レーザーの発振と分子振動緩和
 - (1) ガスダイナミック(熱励起)レーザーの発振と特性
 - (2) 分子振動緩和現象への知見
- [4] おわりに
 - (1) 日本の科学技術の将来 — 理学と工学 = 両輪の大切さ
 - (2) 究極は - - - !

分子振動のエネルギー移動とレーザー

CO₂ レーザー
(CO₂ + N₂ [+ He])



気体レーザー、放電励起
電子レベル、振動、回転

$$\Delta\omega(\text{N}_2) = 14.45 \text{ cm}^{-1}$$

衝撃波管・高速ノズル流(急速冷却)を用いた 緩和時間差(熱励起)レーザーの研究

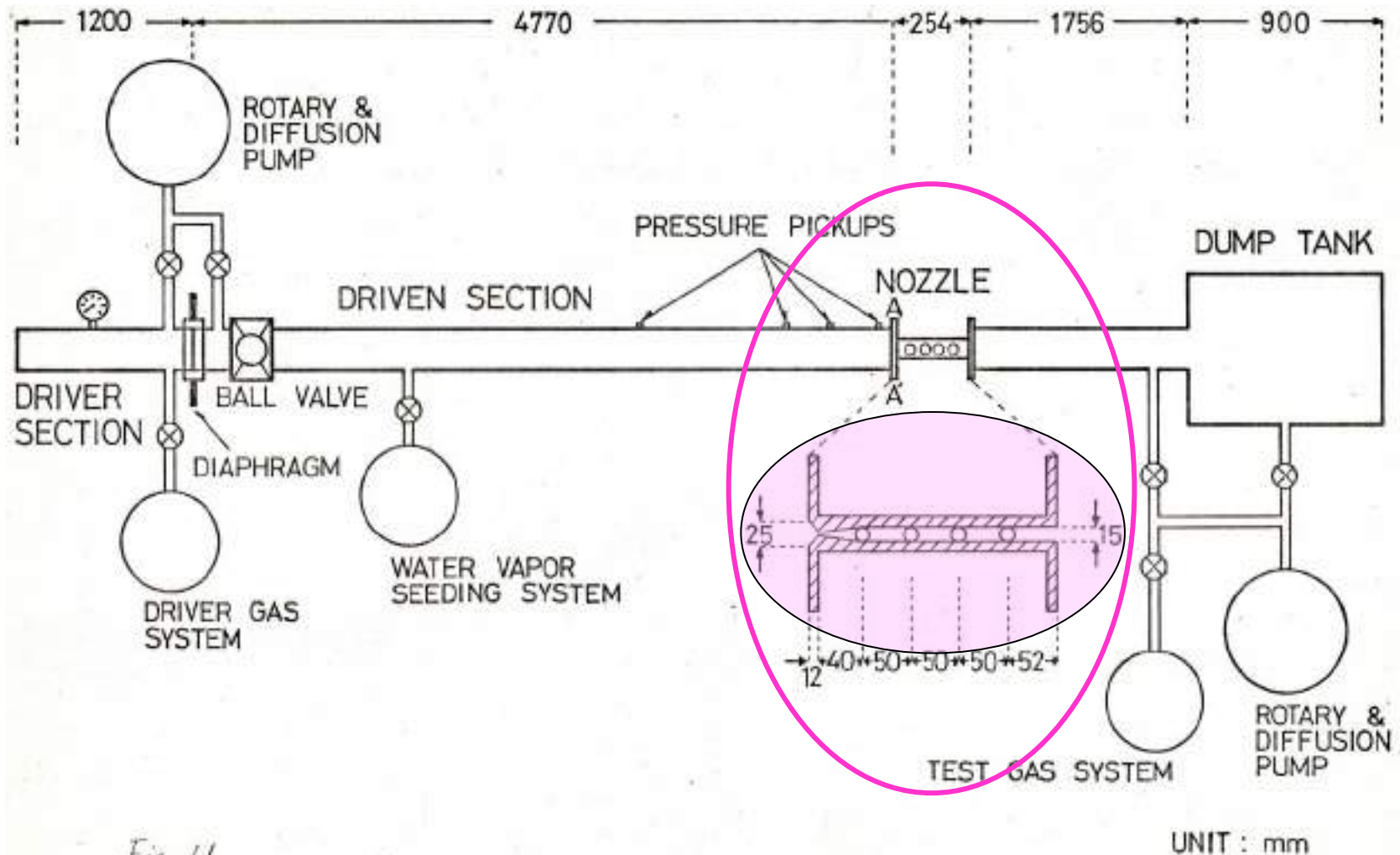
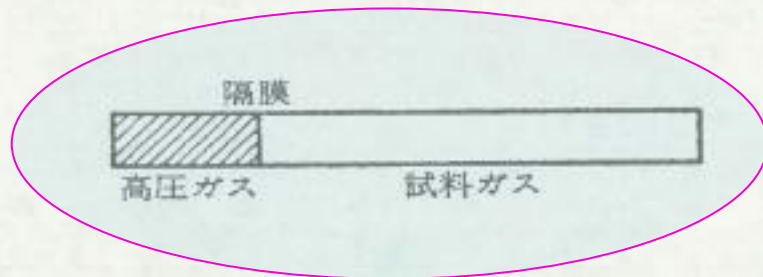
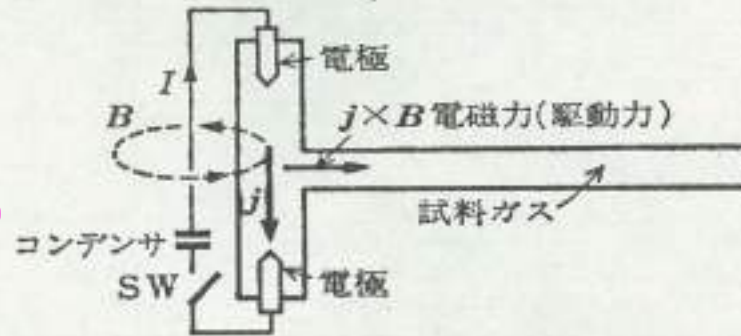


Fig 11

圧力駆動衝撃波管の種類

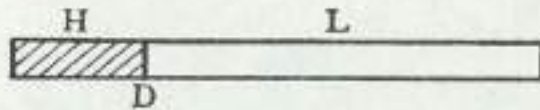


(a) 圧力駆動衝撃波管

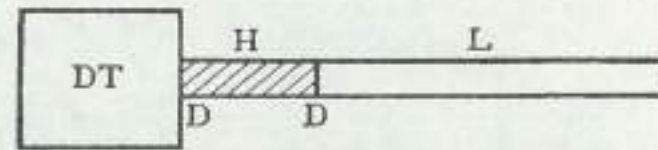


(b) 電磁衝撃管(T-tubeともいう)

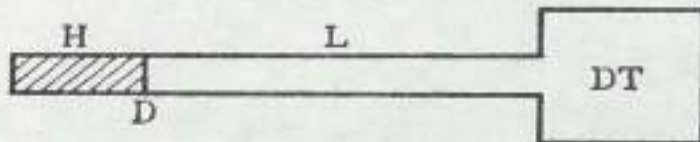
図 7・3 衝撃波管の2種類の駆動方法



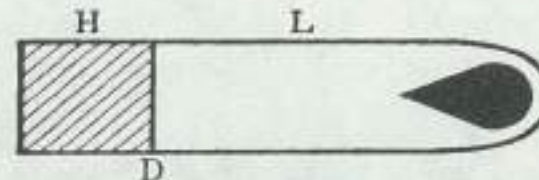
(a) 標準型



(c) 単一パルス型(ほぼ同時に2枚の膜を破る)



(b) 入射波型



(d) 収束型

H: 高压部, L: 低压部, DT: ダンプタンク, D: 隔膜

図 7・4 圧力駆動型衝撃波管のいろいろ

衝撃波の物理と衝撃波管

7・2 衝撃波プラズマ

一般に、流体中に物理量が不連続的に急変するような面が発生することがある。そのような面の両側で、圧力（および密度・温度・流速）が急速に変化している場合があり、**衝撃波**と呼んでいる。衝撃波面の前後では、三つの保存則は成立するが、エントロピーは保存されない。この衝撃波面は、流体中をほぼ一定速度で進行する場合もあり、また特殊な条件下では空間内に静止していることもある。

ある中性ガス中を衝撃波が移動し、通過する場合、その背後には高温高密度のプラズマが生成される（図7・2）。このようにして生成されたプラズマは前節に述べた電離平衡が成り立っている典型的な例の一つである。

粒子間の衝突現象が主役をなす**衝撃波**として

は、われわれの身近なところでは超音速航空機の飛行時にできるものなどがあるが、実験室では**衝撃波管** (shock tube) と呼ぶ装置により比較的簡単に実現できる。衝撃波管を用いる

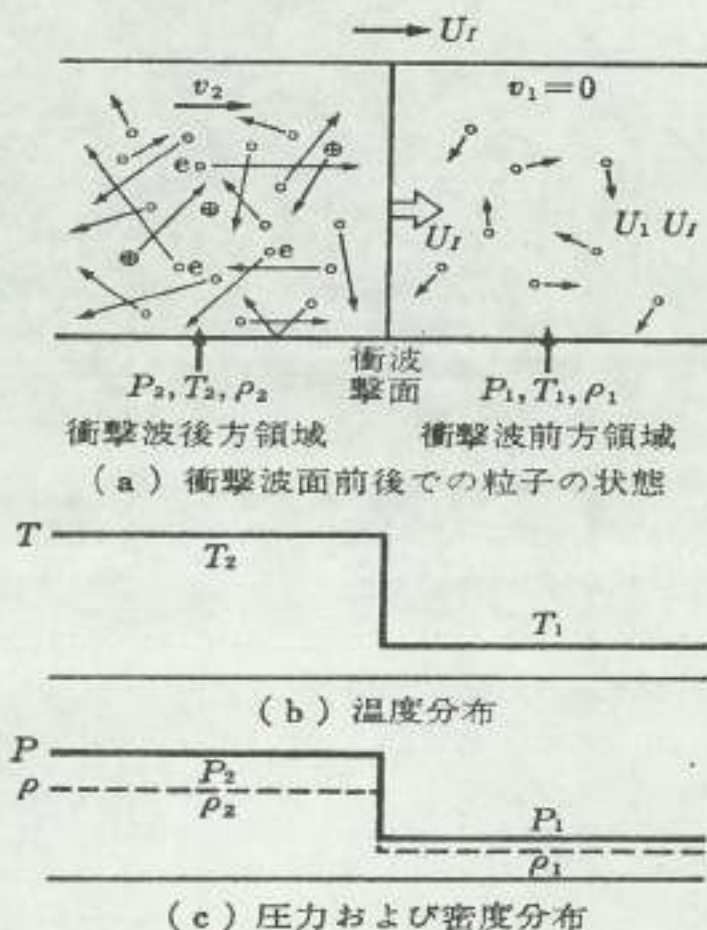
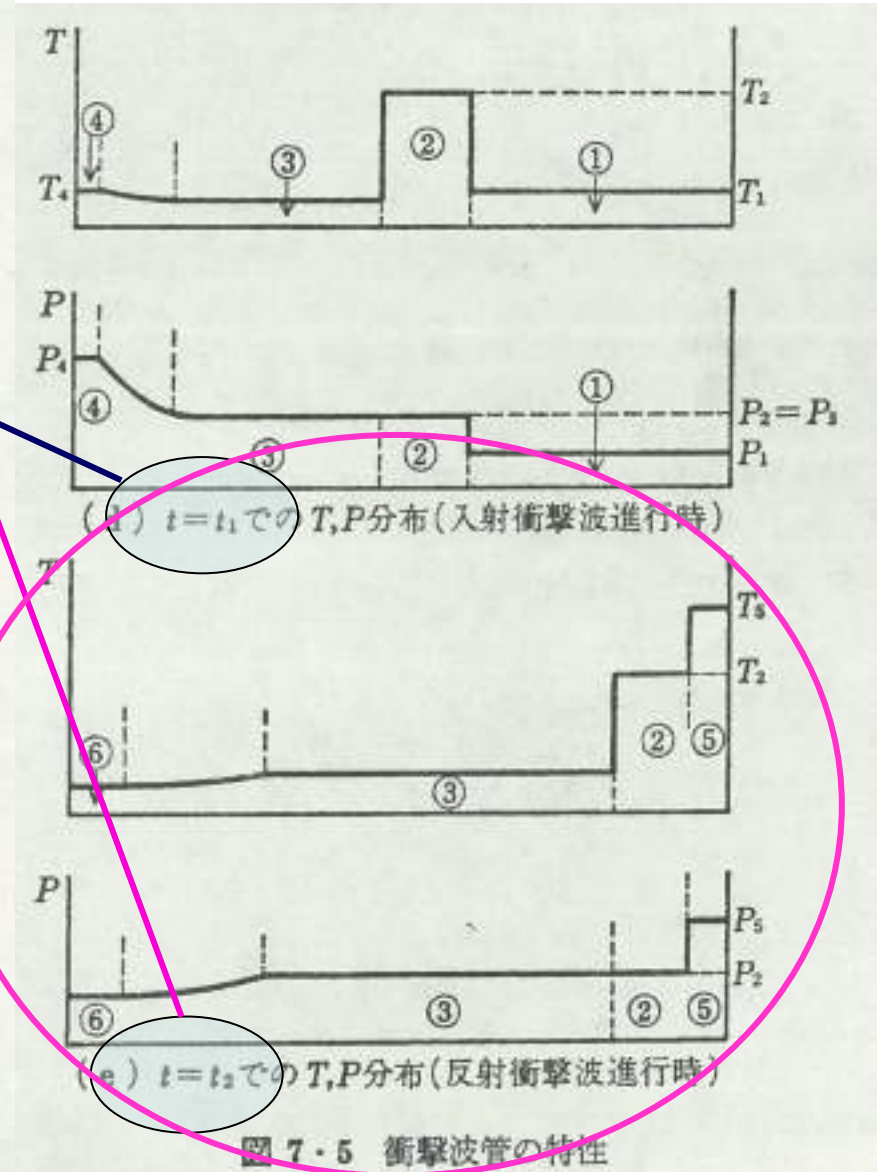
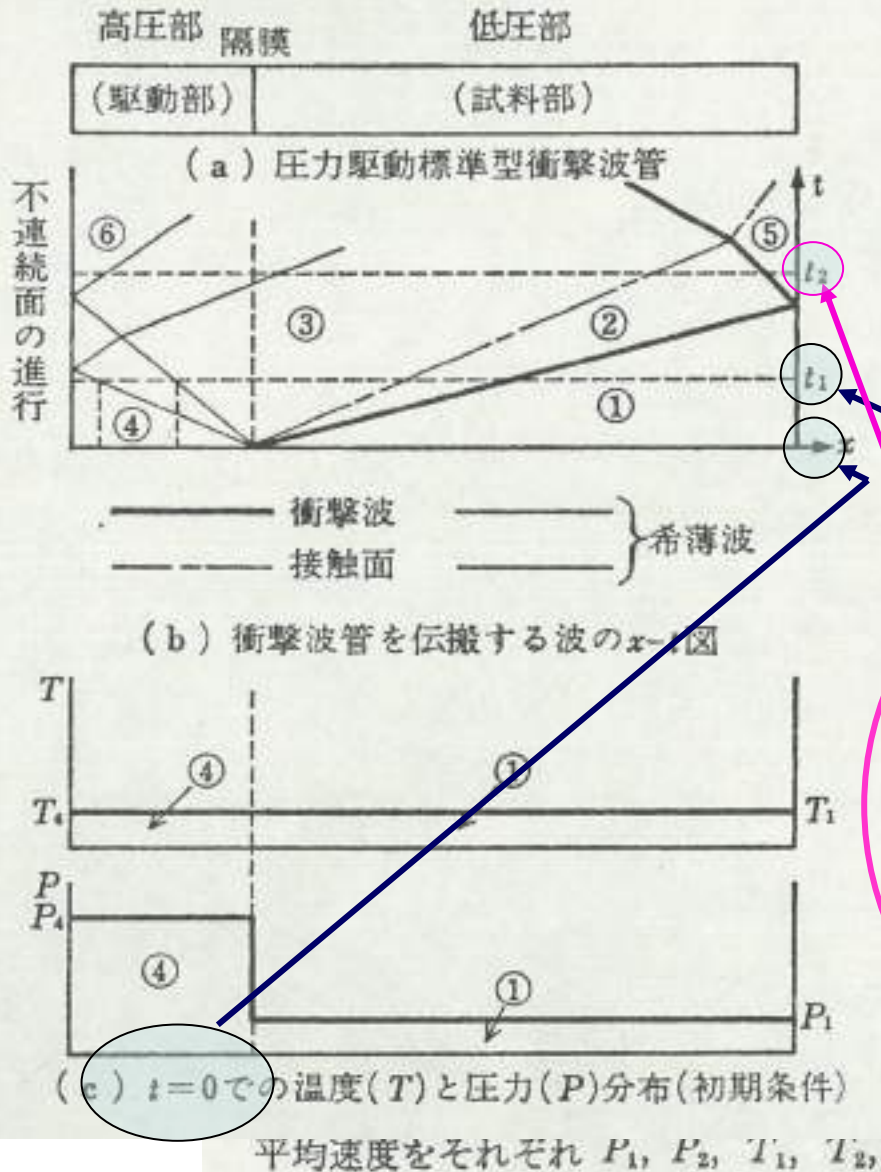


図 7・2 衝撃波面前後での状態

衝撃波の物理と衝撃波管



衝撃波の物理と衝撃波管

ρ_1, ρ_2, v_1, v_2 とし、入射衝撃波面の速度を U_I とする。質量、運動量、エネルギーの保存式および状態方程式は $v_1=0$ (初期には試料気体は巨視的に静止している) を考慮すると

$$\begin{aligned}\rho_2(v_2 - U_I) &= \rho_1(v_1 - U_I) \\ &= -\rho_1 U_I\end{aligned}\tag{7.6}$$

$$\begin{aligned}P_2 + \rho_2(v_2 - U_I)^2 &= P_1 + \rho_1(v_1 - U_I)^2 \\ &= P_1 + \rho_1 U_I^2\end{aligned}\tag{7.7}$$

$$\begin{aligned}c_v T_2 + \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{1}{2}(v_2 - U_I)^2 &= c_v T_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2}(v_1 - U_I)^2 \\ &= c_v T_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2}U_I^2\end{aligned}\tag{7.8}$$

$$P_i = \frac{\rho_i R T_i}{M} \quad (i=1, 2)\tag{7.9}$$

と書き表される。ここに c_v は単位質量当りの定積比熱、 M は分子量、 R は1モル当りの気体定数 (8.3 J/K) である。これらの式から、五つの未知数 ($P_2, \rho_2, T_2, v_2, U_I$) のうちの一つがわかる(測定される)と、すべてのパラメータが一義的に決定される。衝撃波前方での音速を a_1 、入射衝撃波のマッハ数を M_I 、試料ガスの比熱比を γ とすると、以下のような関係

衝撃波の物理と衝撃波管

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1)P_2 + (\gamma-1)P_1}{(\gamma-1)P_2 + (\gamma+1)P_1} \quad (7 \cdot 10)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{(\gamma-1)P_2 + (\gamma+1)P_1}{(\gamma+1)P_2 + (\gamma-1)P_1} \cdot \frac{P_2}{P_1} \quad (7 \cdot 11)$$

$$v_2 = \frac{2a_1(P_2 - P_1)}{\sqrt{2\gamma P_1 \{(\gamma+1)P_2 + (\gamma-1)P_1\}}} \quad (7 \cdot 12)$$

$$M_I \equiv \frac{U_I}{a_1} = \left\{ \frac{(\gamma+1)P_2 + (\gamma-1)P_1}{2\gamma P_1} \right\}^{1/2} \quad (7 \cdot 13)$$

式が導かれる。(7・10)式は有名な**ランキン・ユゴニオ (Rankine-Hugoniot) の式**と呼ばれるものである。反射衝撃波に関しても、同様にして関係式を導くことができる(問題〔2〕)。

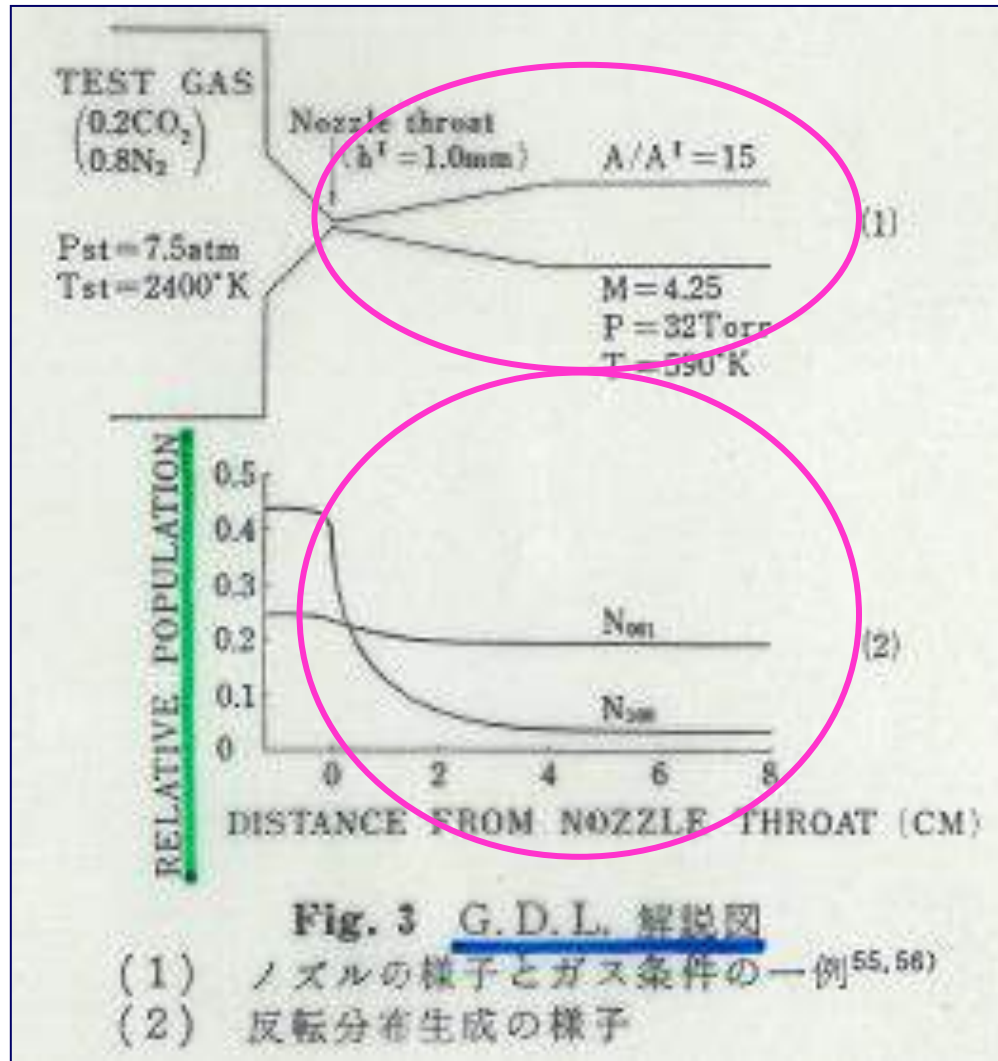
ところで、これらのうちの特別な場合として、強い衝撃波の極限を考えると、圧力および温度は入射衝撃波速度の増大とともに増加するが、密度はある一定値に飽和する。 ρ_2/ρ_1 および ρ_5/ρ_1 (ρ_5 は反射衝撃波後方の密度) の値はおのおの

$$\alpha_2 \equiv \lim_{(M_I \rightarrow \infty)} \rho_2/\rho_1 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \quad (7 \cdot 14)$$

$$\alpha_5 \equiv \lim_{(M_I \rightarrow \infty)} \rho_5/\rho_1 = \frac{\gamma(\gamma+1)}{(\gamma-1)^2} \quad (7 \cdot 15)$$

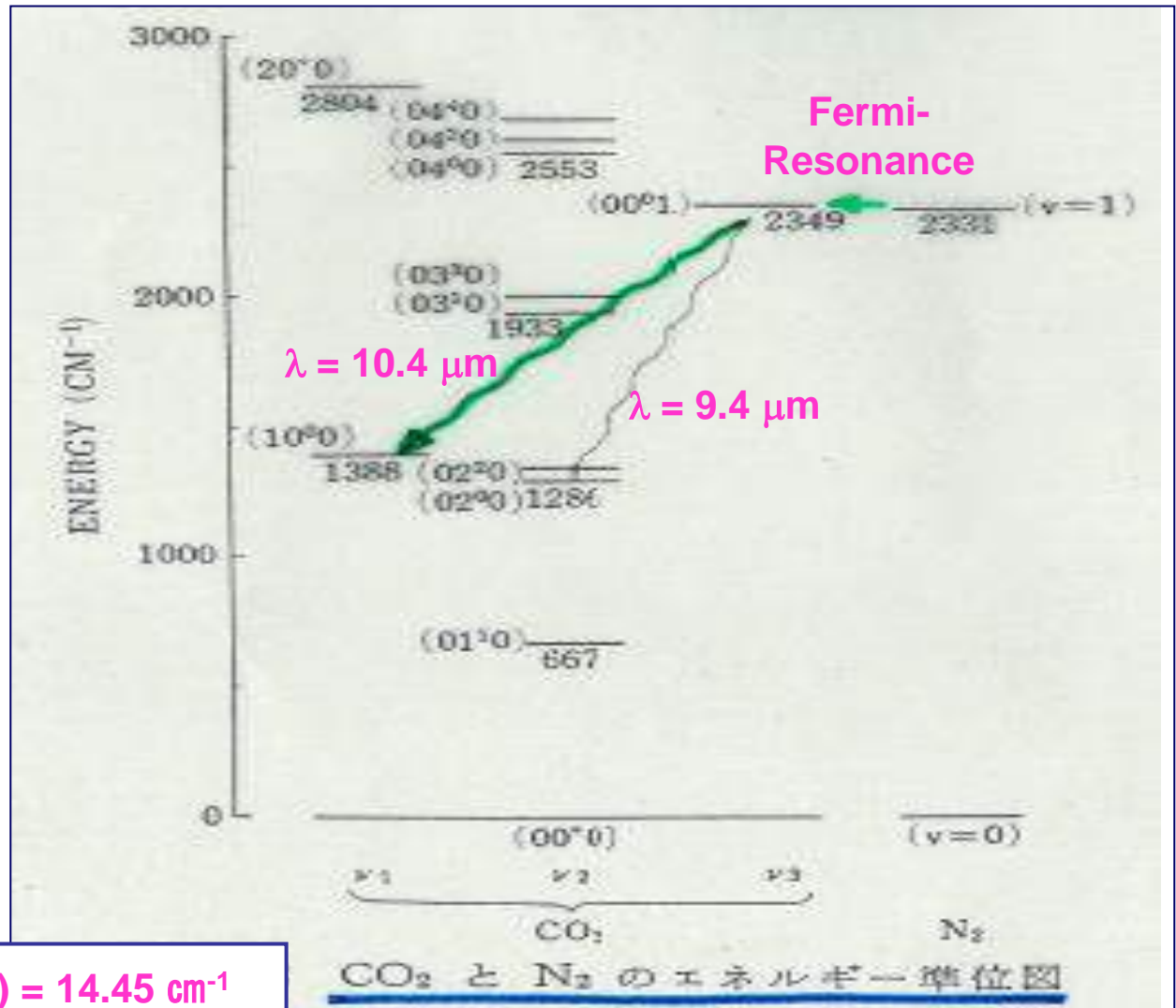
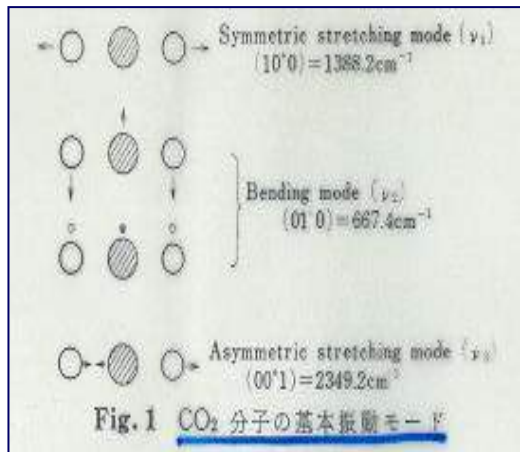
に近づく。 $\gamma=5/3$ (自由度3の粒子)の気体では、おのおの $\alpha_2=4$, $\alpha_5=10$ という値になる ($\alpha_5=\alpha_2^2$ でないことに注意せよ!)。

分子振動緩和現象とガスダイナミックレーザー



分子振動のエネルギー移動とレーザー

CO₂ レーザー
(CO₂ + N₂ [+ He])



気体レーザー、放電励起
電子レベル、振動、回転

$$\Delta\omega(\text{N}_2) = 14.45 \text{ cm}^{-1}$$

レーザー媒体(CO₂+N₂)の超音速ノズル流特性

CO₂:N₂ = 0.3:0.7

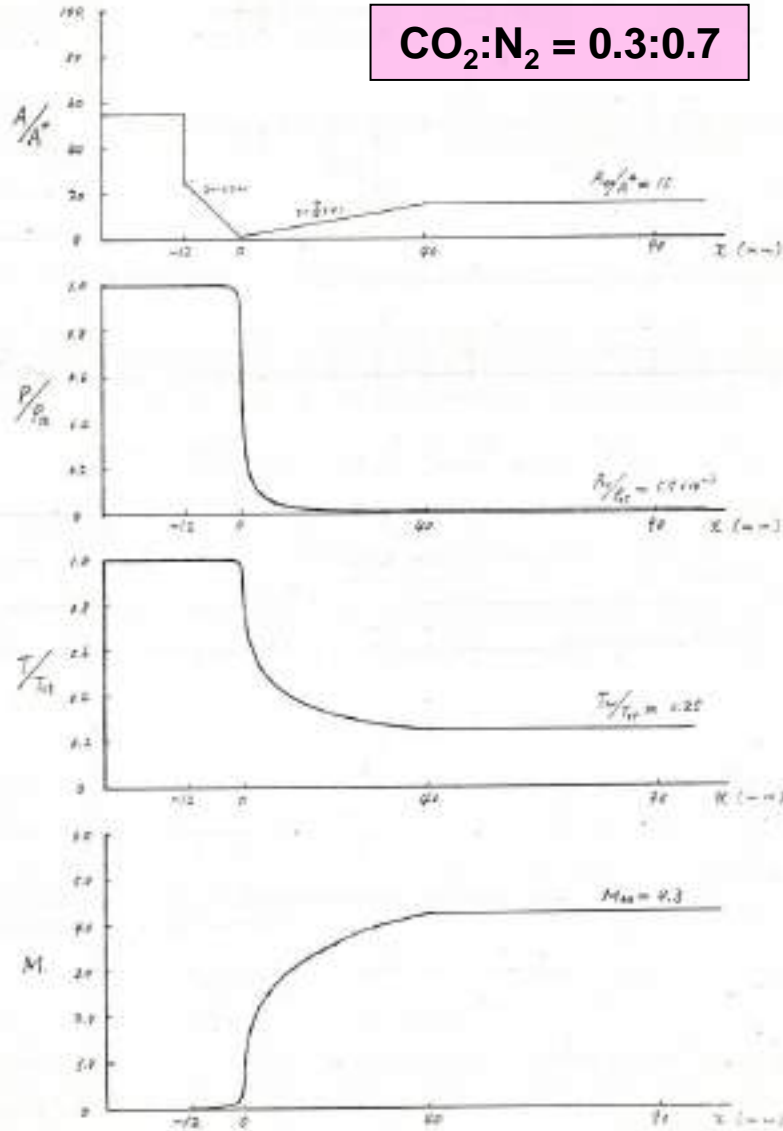


Fig. 10(a)

CO₂:N₂:He = 0.1:0.2:0.7

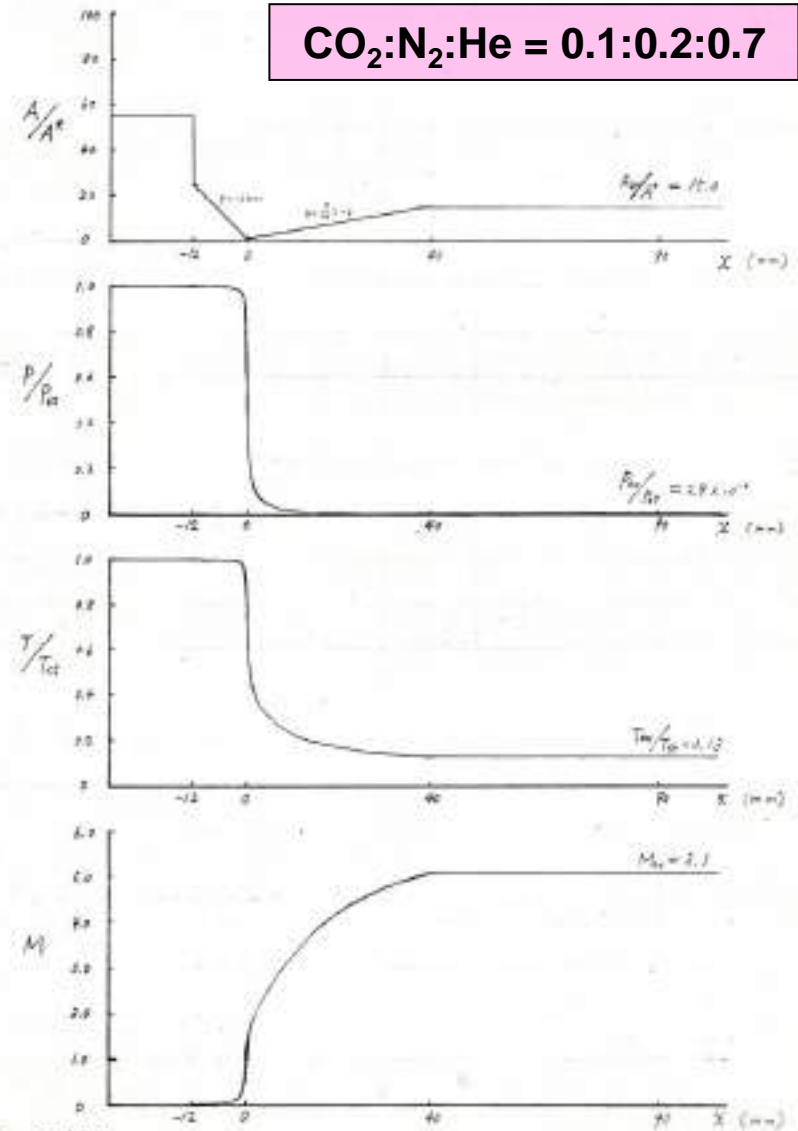
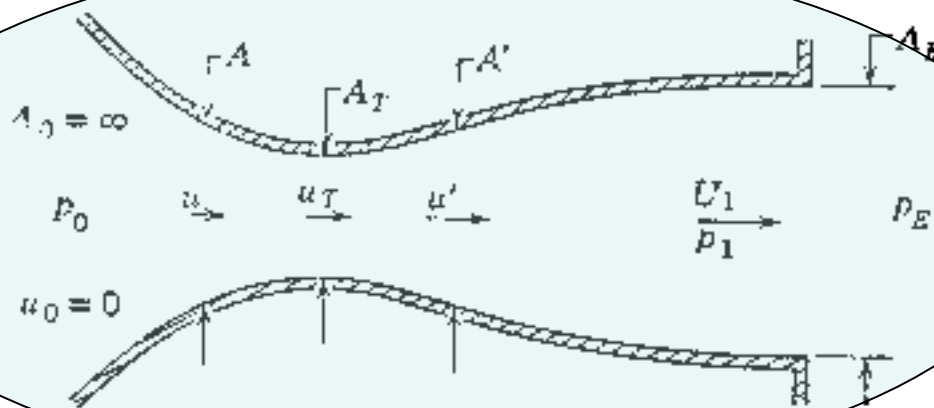


Fig. 10(b)

圧縮性気体のノズル流

5.2 断面の変化する管の中の流れ

せびまり-ひらがり形の管は非定常な流れを得るための、大抵の方法の基礎となる



5.1 図 Laval ノズル

空気力学的部分である。これが風洞その他の空気力学系においてどのように利用されるかは後述わかるであろう。

さしあたりは、5.1 図に示したもっとも簡単な配置

を研究すれば充分である。この図で流体は管の入口から高い圧力 p_0 で供給せられ、出口から低い圧力 p_E の中へ排出される。これは **Laval ノズル** と呼ばれる。ノズルは入口を高圧の貯気槽につないでその中の気体を大気中へ放出したり、反対に出口を真空タンクにつないで大気を吸い出したりすることができる。非常に高い圧力比を得るためにはノズルの入口を高圧の貯気槽につなくと共にその出口を真空タンクにつなげばよ

- (1) 気体と液体の違い---
例えば 粘性の温度依存性
- (2) 圧縮性と非圧縮性
- (3) 通常ノズルと磁気ノズル

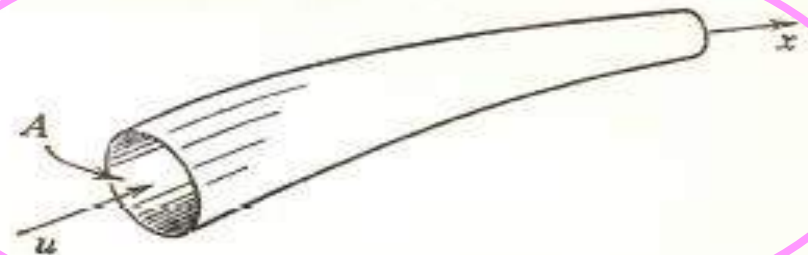
圧縮性気体のノズル流

第2章 一次元気体力学

2.1 まえがき

p. 39
圧縮性流体の運動の研究を、一次元の流れの場合からはじめることにしよう。一次元の流れというのは、2.1図に示すような細長い管の中の流れなどの場合である。ただし、この管は、軸にそった断面積の変化 $A=A(x)$ によって特徴づけられ、各断面内で流れの特性は一樣、すなわち $p=p(x)$ 、 $\rho=\rho(x)$ であるとする。同様に、速度 u は断面に垂直で、各断面内で一樣、すなわち $u=u(x)$ であるとする。流れが非定常であれば、これらの量はまた時間の関数でもある。

これらの条件はみかけほどきつうくつなものではない。たとえば、途中に流れの状態が一樣ではない断面があっても、状態が一樣なすなわち一次元的な二つの断面の間では、なおこの結果を用いることができる。また、流れの



2.1 図 流管中の一次元の流れ

状態が一樣でない断面においても、適当な平均値に対して用いることができる。

さらに、一次元の結果は、一般の三次元の流れの個々の流管にも適用することができる。

圧縮性気体のノズル流

2.2 連続の方程式

p. 40

2.1 図の管の中の流れが定常であれば、ある断面を通過する流体は、それより下流にあるすべての断面を通過しなければならない。これは単に質量保存の法則を言い表わすものにすぎない。状態が一様な任意の二つの断面では、流量は等しい。すなわち、

$$\rho_1 u_1 A_1 = \rho_2 u_2 A_2 \quad \blacktriangleright (2.1)$$

この形の連続の式は非常に一般的である。何故ならば、たとえこれらの断面の途中で状態が一様でなくても成り立つからである。流れがどの断面でも一様であれば、方程式は

$$\rho u A = \text{const.} = m \quad (2.2)$$

と書くことができる。そして、管にそってどこでも適用することができる。これを微分すると、定常な連続の式の微分形が得られる：

$$\frac{d}{dx} (\rho u A) = 0 \quad \blacktriangleright (2.3)$$

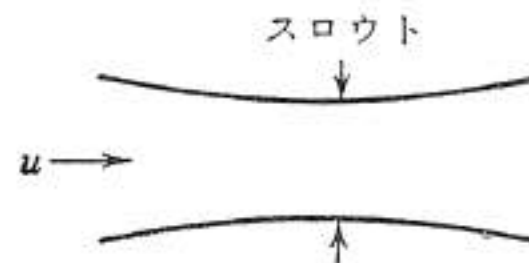
圧縮性気体のノズル流

2.9 断面積と速度の関係

圧縮性の影響の一部は断面積の変る流管内の定常な断熱流を考えることによって簡単に示される (2.8 図). 連続の式 (2.2) から,

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{du}{u} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (2.25)$$

が得られる. 非圧縮性流れ $d\rho=0$ の場合には, この式は速度の増加が断面積の減少に比例するという 簡単な結果に帰着する. これが圧縮性によってどのように修正せられるかは, Euler の式 p. 52 (2.18 a) を用いて密度変化と速度変化との間の関係を求めてみればわかる. (2.18 a) は次の形に書直すことができる:[†]



2.8 図 管のスロウト

Euler の式 \Rightarrow 定常 ($dt = 0$)

圧縮性気体のノズル流

2.5 Euler の方程式

この節では、Newton の法則を流れている流体に適用しよう。Newton の法則は、

$$\text{力} = \text{質量} \times \text{加速度}$$

なることを述べるものである。我々は Euler 的な見方をとることにする。すなわち、管の中の各場所における流体粒子の加速度を観察するのである。

$$a_x = f_x$$

または

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \blacktriangleright (2.18)$$

となる。これは Euler の方程式と呼ばれる。

定常な流れの場合、第一項は零となる。そして、残りの項は全微分になり

$$u du + \frac{dp}{\rho} = 0 \quad \blacktriangleright (2.18a)$$

あるいは、積分形で

圧縮性気体のノズル流

2.8 音速, Mach 数

圧縮性流れの理論における基本的なパラメータは音速 a である。次の章で示すようにそれは圧縮性流体の中を微小変動（波）が伝播する速さである。音速と流体の圧縮率との間には

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad \blacktriangleright (2.22)$$

p. 51
の関係がある。音波によって流体中に引き起される変動（もっと正確には、温度および速度の勾配）は非常に小さいので、各流体粒子はほぼ等エントロピー過程に従う。波の速さを計算するために、過程は厳密に等エントロピー的であると仮定する（3.2 及び 3.6 節参照）。したがって、(2.22) の導関数は等エントロピー関係によって計算する。理想気体の場合、これは、

$$p = \text{const.} \rho^\gamma$$

従って

$$a^2 = \frac{\gamma p}{\rho} = \gamma RT \quad \blacktriangleright (2.23)$$

圧縮性気体のノズル流

$$u \, du = - \frac{dp}{\rho} = - \frac{dp}{d\rho} \frac{d\rho}{\rho} = -a^2 \frac{d\rho}{\rho}$$

Mach 数を導入すると,

$$\frac{d\rho}{\rho} = -M^2 \frac{du}{u}$$

(2.26)

この式を見れば, M が圧縮性の尺度となることがよくわかる. Mach 数が非常に小さいときには, 密度変化は速度変化にくらべて非常に小さいので流れの場を計算する際に無視できる. すなわち $\rho = \text{一定}$ と考えてよい. “非圧縮性流れ” の等価な定義は, $a = \infty$ または $M = 0$ である.

† 断熱, 非粘性流れは等エントロピー的である. したがって, $dp/d\rho = (\partial p/\partial \rho)_s$.
3.6 節参照.

圧縮性気体のノズル流

この関係を (2.25) に代入すると、断面積と速度との関係が得られる：

$$\frac{du}{u} = \frac{-dA/A}{1 - M^2}$$

▶ (2.27)

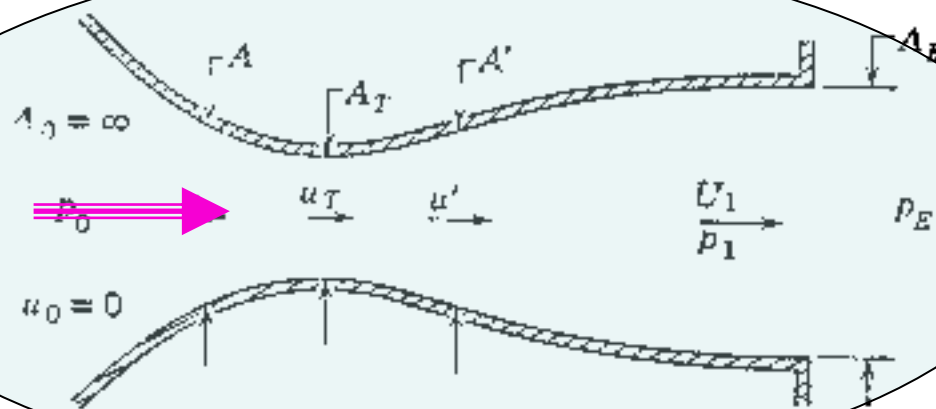
これは次のような Mach 数の影響をあらわす。

- (1) $M=0$ において、断面積が減少するとそれに比例して速度は増加する。
- (2) M が 0 と 1 の間にあるとき、すなわち亜音速においては、上の関係は、定性的には、非圧縮性流れの場合と同様である。すなわち断面積が減少すると、速度は増加する。しかし、分母が 1 より小さいから、速度への影響は非圧縮性の場合よりも大きい。
- (3) 超音速においては分母は負になり、断面積が増加すると速さも増加する。非圧縮性流れを考え慣れた者にとって、この振舞は全く変った事柄に思われる。これは、超音速においては、“密度の減少が速度の増加よりも速やかである” ので断面積は質量の連続性を保つために増加せねばならないという事実による。このことは (2.26) からわかる。この式は、 $M>1$ の場合、密度の減少が速度の増加より大きいことを示す。

圧縮性気体のノズル流

5.2 断面の変化する管の中の流れ

せぼまり-ひらがり形の管は非定常な流れを得るための、大抵の方法の基礎となる



5.1 図 Laval ノズル

空気力学的部分である。これが風洞その他の空気力学系においてどのように利用されるかは後述わかるであろう。

さしあたりは、5.1 図に示したもっとも簡単な配置

を研究すれば充分である。この図で流体は管の入口から高い圧力 p_0 で供給せられ、出口から低い圧力 p_E の中へ排出される。これは **Laval ノズル** と呼ばれる。ノズルは入口を高圧の貯気槽につないでその中の気体を大気中へ放出したり、反対に出口を真空タンクにつないで大気を吸い出したりすることができる。非常に高い圧力比を得るためにはノズルの入口を高圧の貯気槽につなくと共にその出口を真空タンクにつなげばよい。

圧縮性気体のノズル流

この関係を (2.25) に代入すると、断面積と速度との関係が得られる：

$$\frac{du}{u} = \frac{-dA/A}{1 - M^2} \quad \blacktriangleright (2.27)$$

これは次のような Mach 数の影響をあらわす。

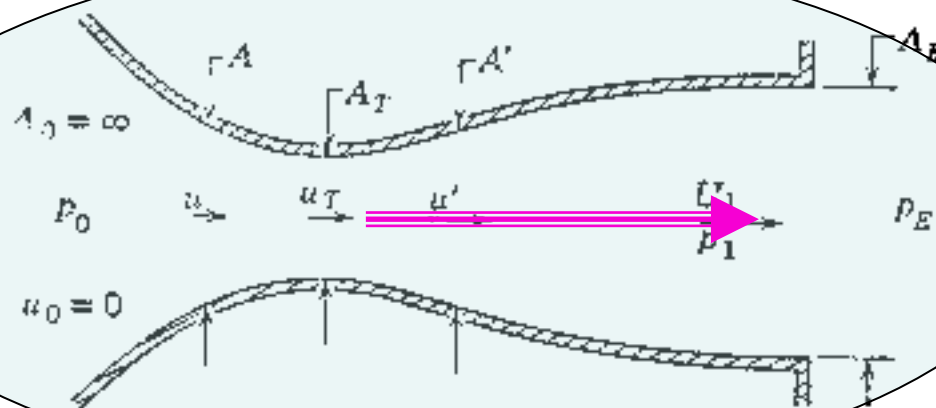
- (1) $M=0$ において、断面積が減少するとそれに比例して速度は増加する。
- (2) M が 0 と 1 の間にあるとき、すなわち亜音速においては、上の関係は、定性的には、非圧縮性流れの場合と同様である。すなわち断面積が減少すると、速度は増加する。しかし、分母が 1 より小さいから、速度への影響は非圧縮性の場合よりも大きい。

(3) 超音速においては分母は負になり、断面積が増加すると速さも増加する。非圧縮性流れを考え慣れた者にとって、この振舞は全く変わった事柄に思われる。これは、超音速においては、“密度の減少が速度の増加よりも速やかである”ので断面積は質量の連続性を保つために増加せねばならないという事実による。このことは (2.26) からわかる。この式は、 $M > 1$ の場合、密度の減少が速度の増加より大きいことを示す。

圧縮性気体のノズル流

5.2 断面の変化する管の中の流れ

せぼまり-ひらがり形の管は非定常な流れを得るための、大抵の方法の基礎となる



5.1 図 Laval ノズル

空気力学的部分である。これが風洞その他の空気力学系においてどのように利用されるかは後述されるであろう。

さしあたりは、5.1 図に示したもっとも簡単な配置

を研究すれば充分である。この図で流体は管の入口から高い圧力 p_0 で供給せられ、出口から低い圧力 p_E の中へ排出される。これは **Laval ノズル** と呼ばれる。ノズルは入口を高圧の貯気槽につないでその中の気体を大気中へ放出したり、反対に出口を真空タンクにつないで大気を吸い出したりすることができる。非常に高い圧力比を得るためにはノズルの入口を高圧の貯気槽につなくと共にその出口を真空タンクにつなげばよい。

圧縮性気体のノズル流

この関係を (2.25) に代入すると、断面積と速度との関係が得られる：

$$\frac{du}{u} = \frac{-dA/A}{1 - M^2}$$

▶ (2.27)

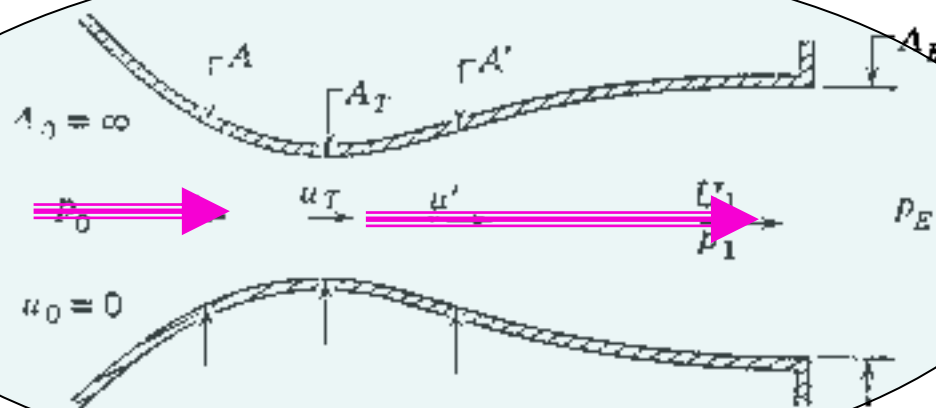
これは次のような Mach 数の影響をあらわす。

- (1) $M=0$ において、断面積が減少するとそれに比例して速度は増加する。
- (2) M が 0 と 1 の間にあるとき、すなわち亜音速においては、上の関係は、定性的には、非圧縮性流れの場合と同様である。すなわち断面積が減少すると、速度は増加する。しかし、分母が 1 より小さいから、速度への影響は非圧縮性の場合よりも大きい。
- (3) 超音速においては分母は負になり、断面積が増加すると速さも増加する。非圧縮性流れを考え慣れた者にとって、この振舞は全く変った事柄に思われる。これは、超音速においては、“密度の減少が速度の増加よりも速やかである” ので断面積は質量の連続性を保つために増加せねばならないという事実による。このことは (2.26) からわかる。この式は、 $M>1$ の場合、密度の減少が速度の増加より大きいことを示す。

圧縮性気体のノズル流

5.2 断面の変化する管の中の流れ

せぼまり-ひらがり形の管は非定常な流れを得るための、大抵の方法の基礎となる



5.1 図 Laval ノズル

空気力学的部分である。これが風洞その他の空気力学系においてどのように利用されるかは後述されるであろう。

さしあたりは、5.1 図に示したもっとも簡単な配置

を研究すれば充分である。この図で流体は管の入口から高い圧力 p_0 で供給せられ、出口から低い圧力 p_E の中へ排出される。これは **Laval ノズル** と呼ばれる。ノズルは入口を高圧の貯気槽につないでその中の気体を大気中へ放出したり、反対に出口を真空タンクにつないで大気を吸い出したりすることができる。非常に高い圧力比を得るためにはノズルの入口を高圧の貯気槽につなくと共にその出口を真空タンクにつなげばよい。

研究ノートから (大学院時代)

- 4 -

(2), (5) より

$$(M^2 - 1) \frac{dM}{M} = \frac{dA}{A} \quad \dots (6)$$

この式から 次のことが言える

i) $0 \leq M < 1$ の範囲

断面積の減少とともに速度は増大する。

ii) $M > 1$

断面積の増大とともに速度も増大する。

iii) $M = 1$

$dA = 0$ となるのは スロート でのみ 起る。

(スロート でのみ $M = 1$ となる)

圧縮性気体のノズル流

2.10 エネルギー方程式からの結果

2.3節で示したように、断熱的な流れでは、理想気体に対するエネルギーの式は[†]

$$\frac{1}{2}u^2 + c_p T = c_p T_0 \quad (2.28)$$

である。音速の式 $a^2 = \gamma R T$ によって、これは

$$\frac{u^2}{2} + \frac{a^2}{\gamma - 1} = \frac{a_0^2}{\gamma - 1} \quad \blacktriangleright (2.29)$$

となる。そこで、この式に $(\gamma - 1)/a^2$ を掛けると、

$$\frac{a_0^2}{a^2} = \frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (2.30)$$

が得られる。

等エントロピー関係 (2.21 a) を用いると、次の関係が得られる：

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\gamma/(\gamma - 1)} \quad \blacktriangleright (2.31)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{1/(\gamma - 1)} \quad \blacktriangleright (2.32)$$

圧縮性気体のノズル流

$$\frac{a^{*2}}{a_0^2} = \frac{2}{\gamma + 1} = \frac{T^*}{T_0} \quad (2.34)$$

の関係がある。このように、一つの流体については、音速点の温度と貯気槽内の温度との比は一定である。したがって、 T^* は断熱流のいたる所で一定である。空気の場合、その数値は

$$T^*/T_0 = 0.833, \quad a^*/a_0 = 0.913 \quad (2.35)$$

音速点の圧力比および密度比もまた、(2.34) に等エントロピー関係を用いるか、または、(2.31) および (2.33) で $M=1$ と置くことによって得られる。結果は

$$\begin{aligned} \frac{p^*}{p_0} &= \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} = 0.528 \\ \frac{\rho^*}{\rho_0} &= \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{1/(\gamma-1)} = 0.634 \quad . \end{aligned} \quad (2.35 \text{ a})$$

もちろん、音速における値を基準として用いる場合、必ずしも流れ中にスロウトが実際に存在する必要はない。

圧縮性気体のノズル流

ある種の問題特に超音速の問題では速度比 u/a^* が便利である、これはときには

$$M^* = u/a^* \quad (2.36)$$

で表わされる。(これは常に星印をつけることに対する我々の規約と厳密には一致しない、もしそれに従えば $M^*=1$ である、しかしながら、(2.36) の記号を認めることは便利でありまた混同の恐れもないであろう。) M^* と M との関係は、(2.33) の両辺を u^* で割ることによって得られる。 M^{*2} または M^2 について解いた結果は、

$$\left(\frac{u}{a^*}\right)^2 \equiv M^{*2} = \frac{\frac{\gamma+1}{2} M^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} = \frac{\gamma+1}{\frac{2}{M^2} + \gamma - 1} \quad \blacktriangleright (2.37 a)$$

$$M^2 = \frac{M^{*2}}{\frac{\gamma+1}{2} - \frac{\gamma-1}{2} M^{*2}} = \frac{2}{\frac{\gamma+1}{M^{*2}} - (\gamma-1)} \quad \blacktriangleright (2.37 b)$$

p.55
これらの式から、 $M < 1$ に対して $M^* < 1$ 、また $M > 1$ に対して $M^* > 1$ であることが

圧縮性気体のノズル流

(2.28), (2.29), (2.30) で, T_0 および a_0 の値は流れのいたる所で一定である, したがって, 実際の貯気槽内の値とみることができる. (2.31) および (2.32) で, p_0 および ρ_0 の値は局所的な“貯気槽の値”である. これらは, 流れが等エントロピー的である場合にのみ, いたる所で一定である.

熱力学的変数と Mach 数との間のこれらの関係は, 空気について ($\gamma=1.40$), 巻末の表 I および II にかかげてある.

エネルギーの式の定数を定めるのに, 貯気槽の代りに, 流れ内の任意な他の点を用いてもよい. 特に有用なのは $M=1$ の点, すなわちスロウトのところである. そこでの流れの変数は, “音速状態”と呼ばれ, 添字 * で表わす. したがって, 流速および音速はそれぞれ u^* および a^* である. しかるに Mach 数が 1 であるから, これらは等しく $u^*=a^*$ である. p. 54 そこでエネルギーの式は

$$\frac{u^2}{2} + \frac{a^2}{\gamma - 1} = \frac{u^{*2}}{2} + \frac{a^{*2}}{\gamma - 1} = \frac{1}{2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} a^{*2} \quad (2.33)$$

となる. (2.29) と比較すると, スロウトにおける音速と貯気槽における音速の間には,

圧縮性気体のノズル流

p. 126
 $u^* = a^*$ であったから (5.1) は次のように書直される:

$$\frac{A}{A^*} = \frac{\rho^*}{\rho} \cdot \frac{a^*}{u} = \frac{\rho^*}{\rho_0} \frac{\rho_0}{\rho} \frac{a^*}{u}$$

右辺の各比はそれぞれ第2章の (2.35 a), (2.32) および (2.37 a) によって Mach 数の関数として与えられている。多少の計算の後、断面積 Mach 数の関係は次のように求められる:

$$\left(\frac{A}{A^*}\right)^2 = \frac{1}{M^2} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) \right]^{(\gamma + 1)/(\gamma - 1)} \quad (5.2)$$

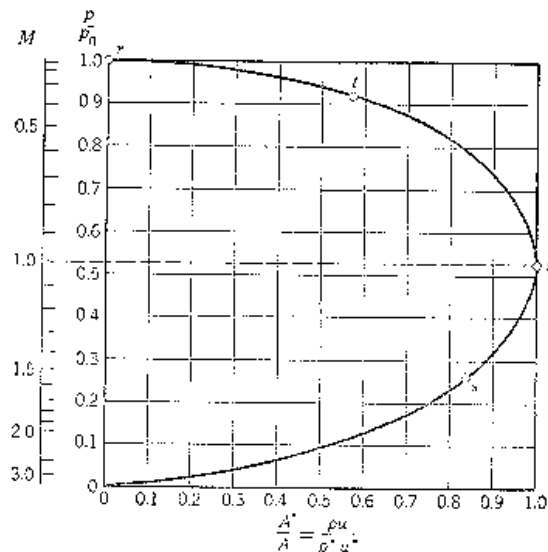
この結果は、 ρ_0/ρ に等エントロピー関係を使ったから、等エントロピー流れの場合にだけ成り立つものである。流れの仕のパラメータと断面積との関係は Mach 数を介して容易に得られる。たとえば、(2.31) を用いると、断面積と圧力との関係は次の形に

圧縮性気体のノズル流

書直すことができる：

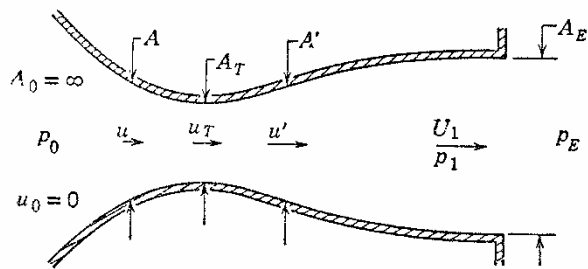
$$\frac{A^*}{A} = \frac{\rho u}{\rho^* u^*} = \frac{\left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]^{1/2} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1/\gamma}}{\left(\frac{\gamma-1}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{(1/2)(\gamma+1)/(\gamma-1)}} \quad (5.3)$$

(5.2) および (5.3) のグラフを 5.2 図に示す。

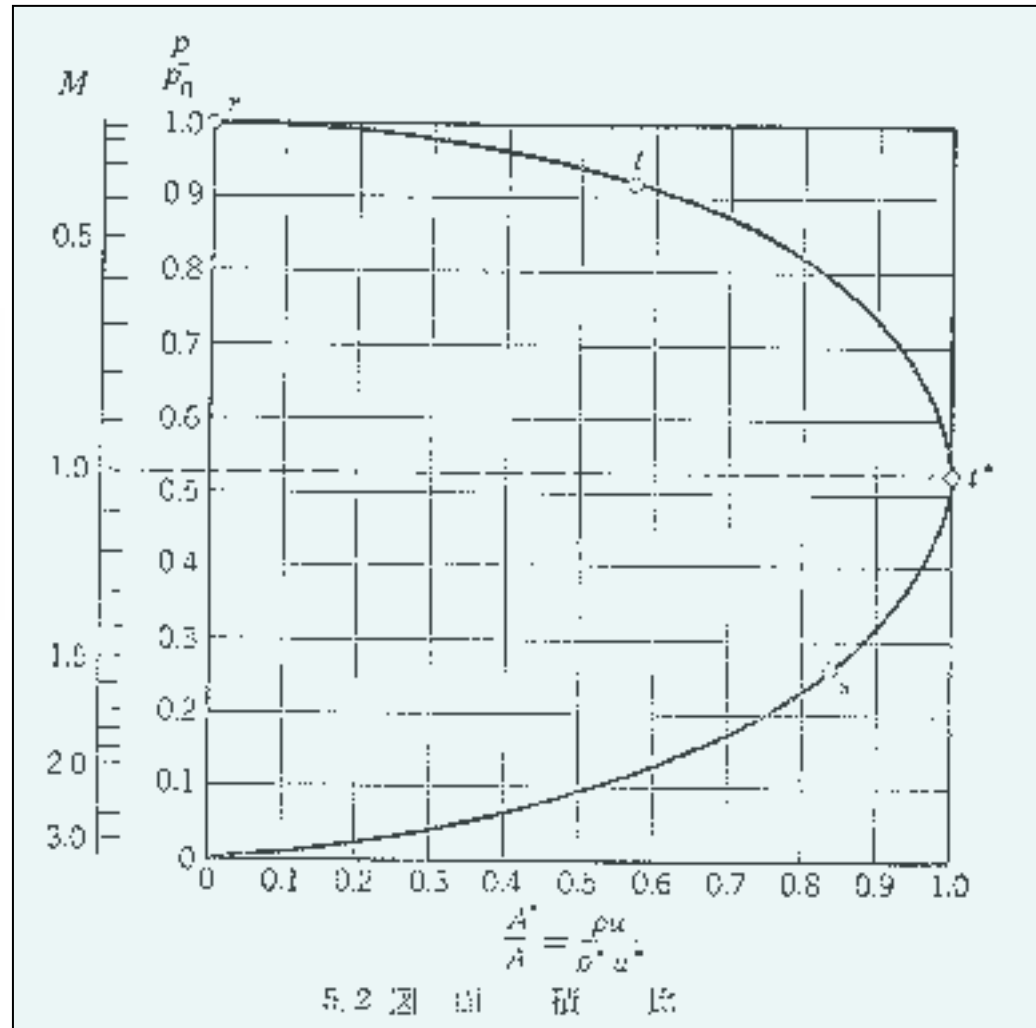


5.2 図 面積比

圧縮性気体のノズル流



5.1 図 Laval ノズル

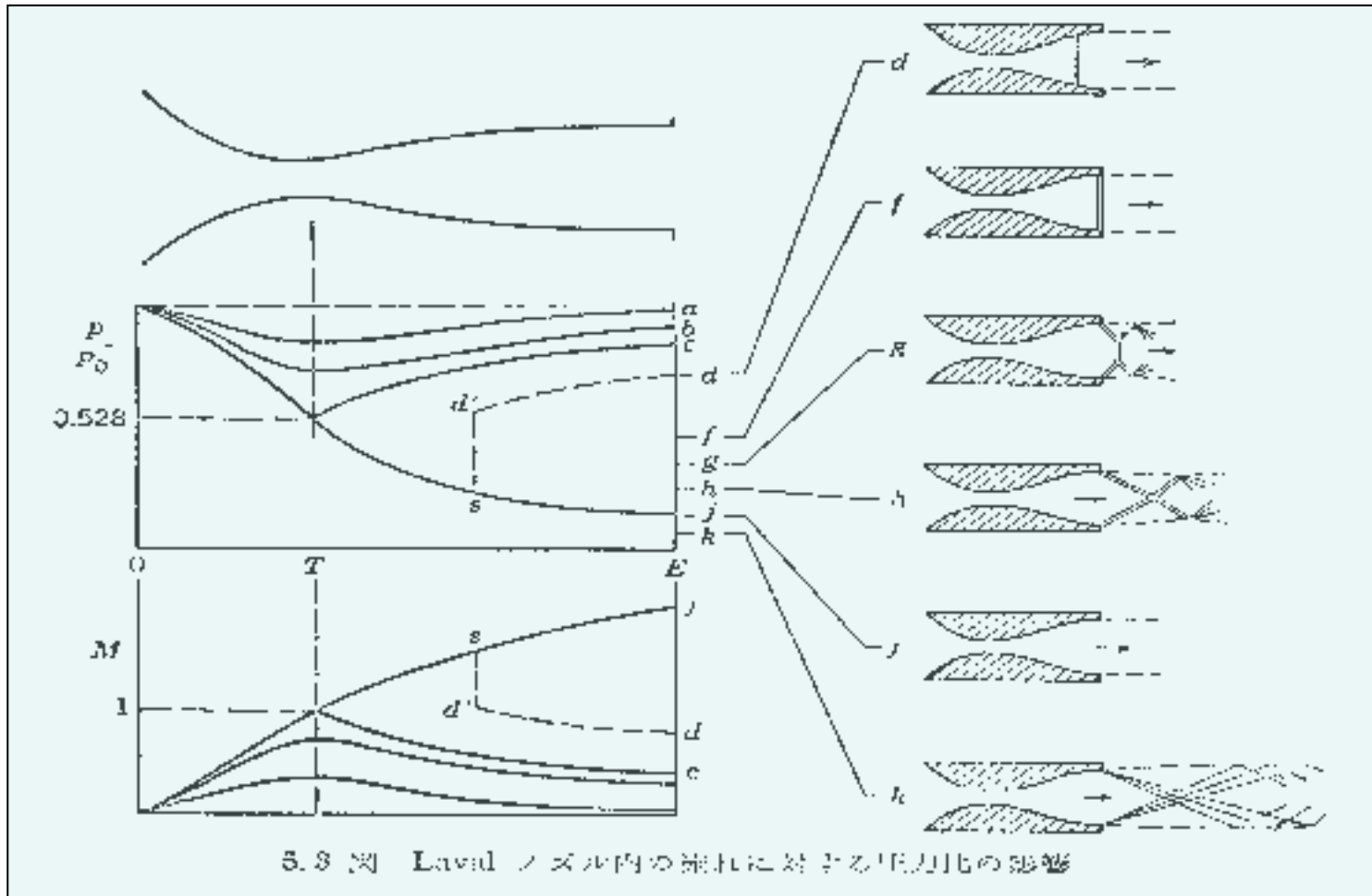


5.2 図 面積比

いろいろな出口圧力における流れの特性

5.4 ノズルの流れ

P_0/P_0^* 関係式を用いると、与えられたノズルに沿って Mach 数および圧力の分布を描くことができる。5.2 図の曲線は、亜音速および超音速の二部分をもち、二値になっている。流れは亜音速の枝に沿って点 a から出発する。もし流れが作るような超音速であれば



研究ノートから (大学院時代)

(2), (5) より

$$(M^2 - 1) \frac{du}{u} = \frac{dA}{A}$$

この式から 次のことが言える

i) $0 \leq M < 1$ の範囲

断面積の減少とともに速度は増大する。

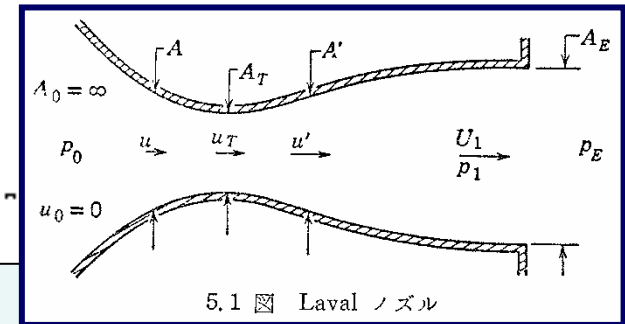
ii) $M > 1$

断面積の増大とともに速度も増大する。

iii) $M = 1$

$dA = 0$ となるかち スロート でのみ 起りうる。

(スロート での 必ずしも $M = 1$ ではない)



衝撃波管・高速ノズル流(急速冷却)を用いた 緩和時間差(熱励起)レーザーの研究

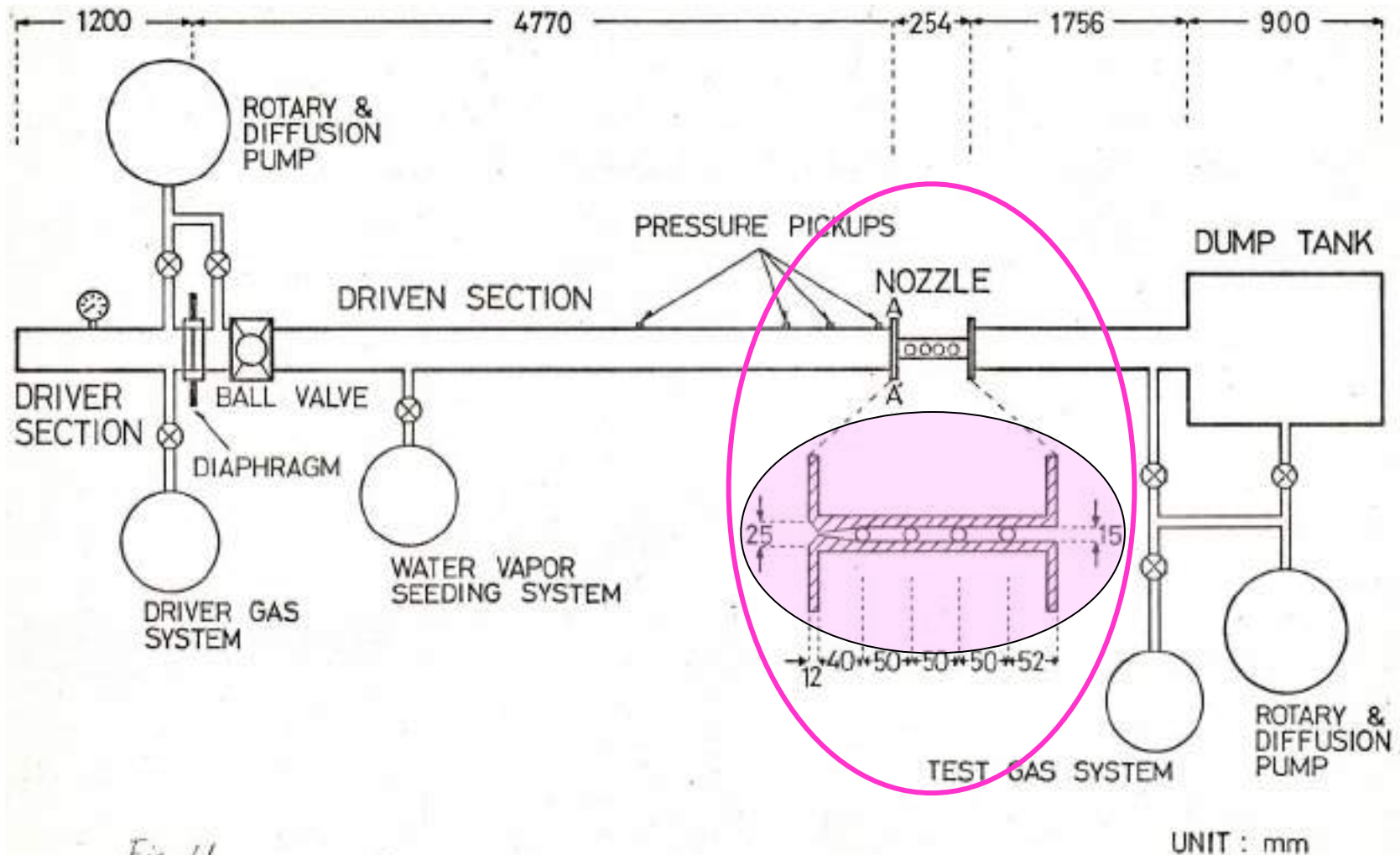


Fig 11

レーザー媒体(CO₂+N₂)の超音速ノズル流特性

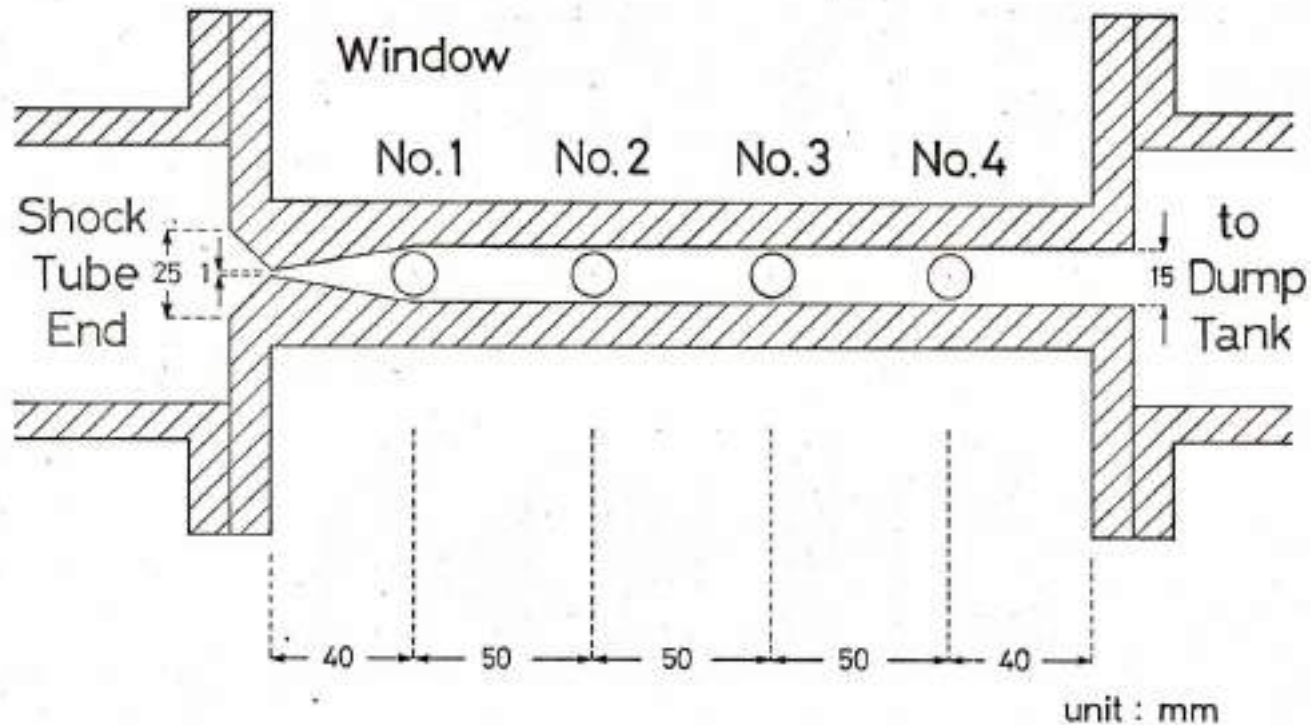


Fig. 14

レーザー媒体(CO₂+N₂)の超音速ノズル流特性

CO₂:N₂ = 0.3:0.7

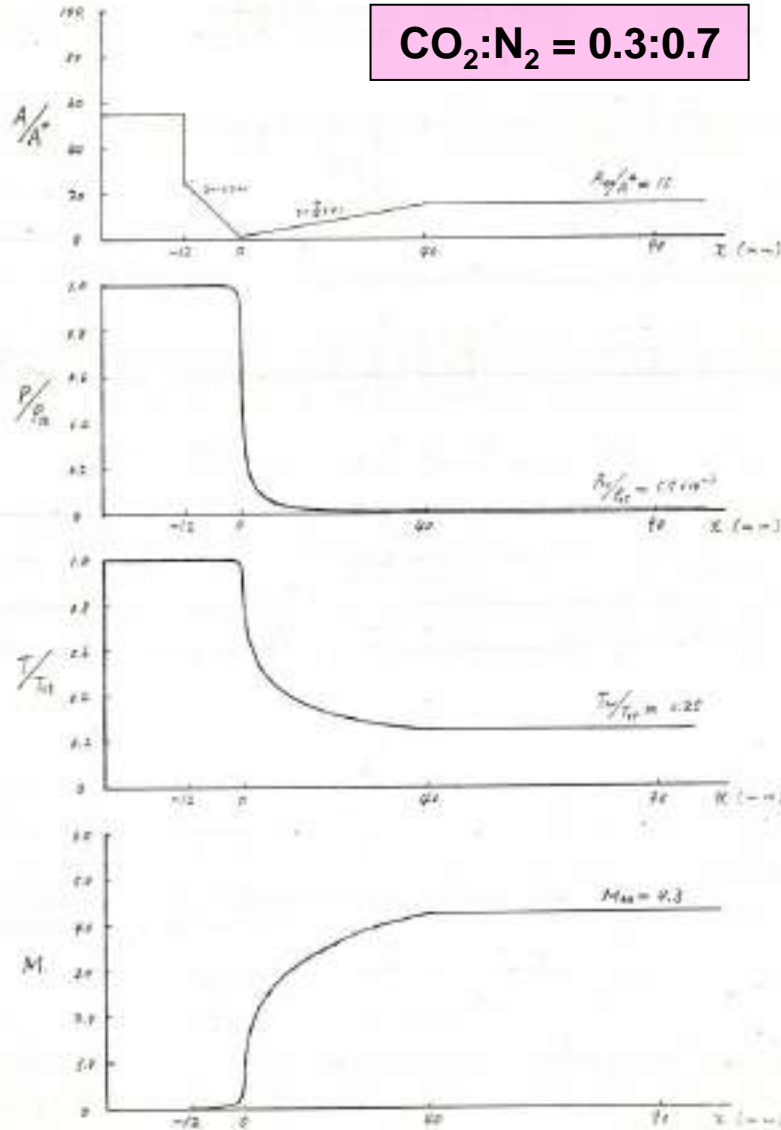


Fig. 10(a)

CO₂:N₂:He = 0.1:0.2:0.7

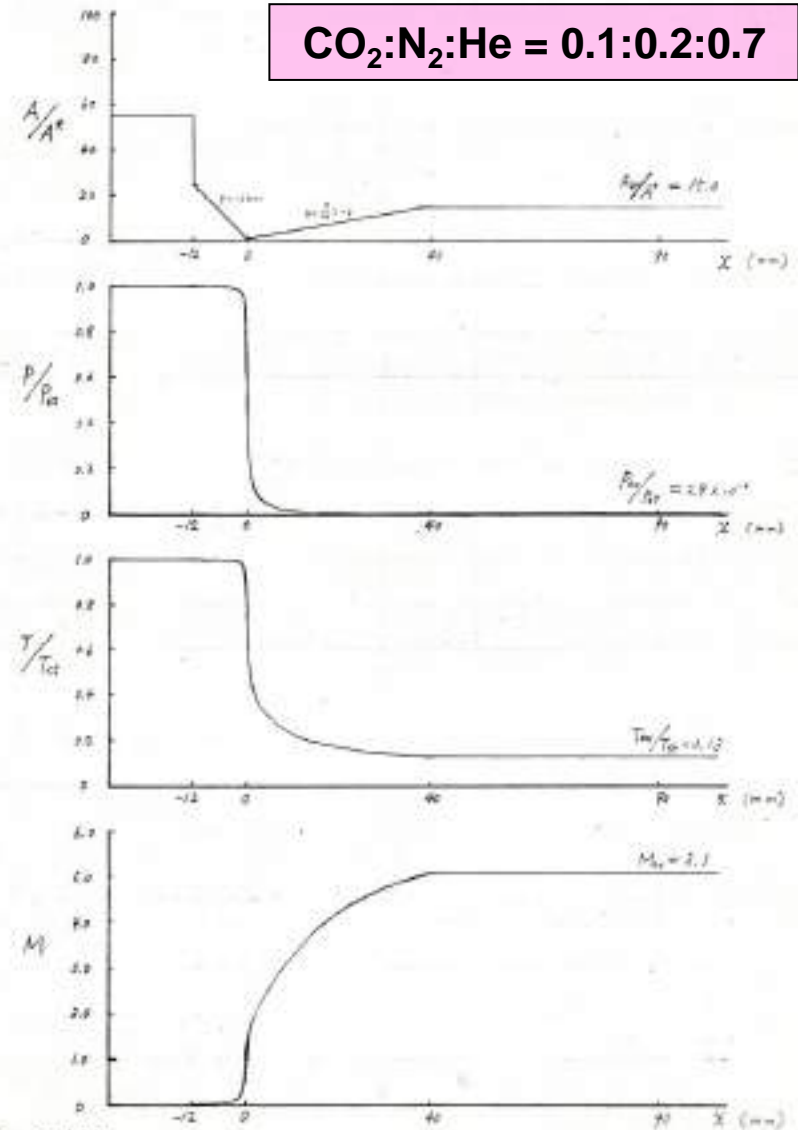


Fig. 10(b)

レーザー媒体(CO₂+N₂)の超音速ノズル流特性

CO₂:N₂:He = 0.1:0.2:0.7

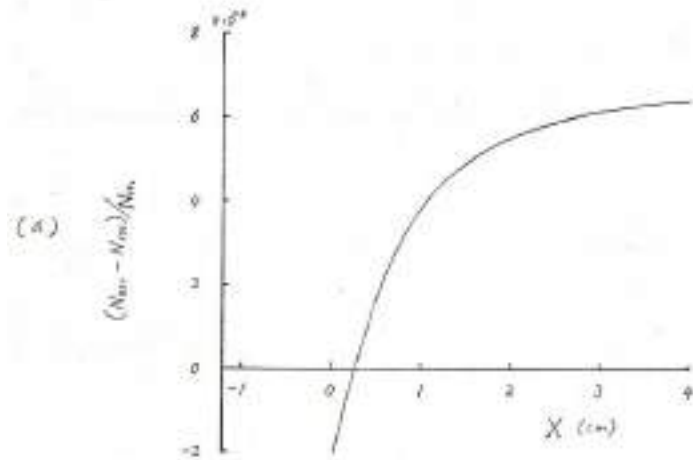
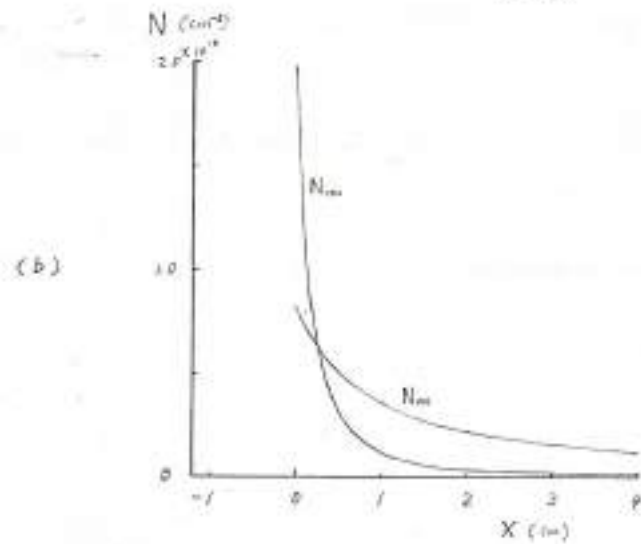
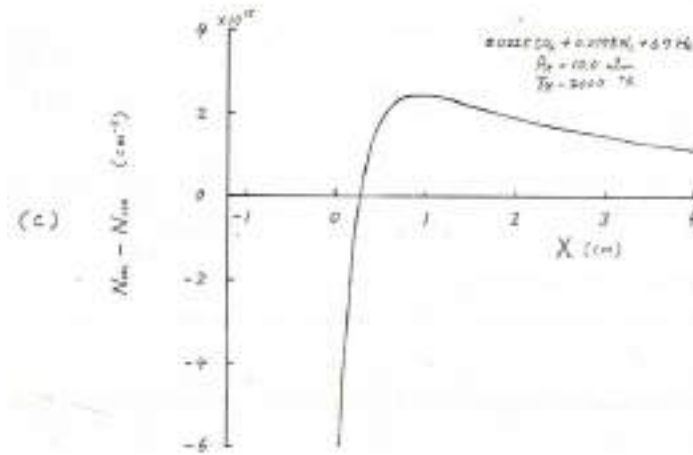
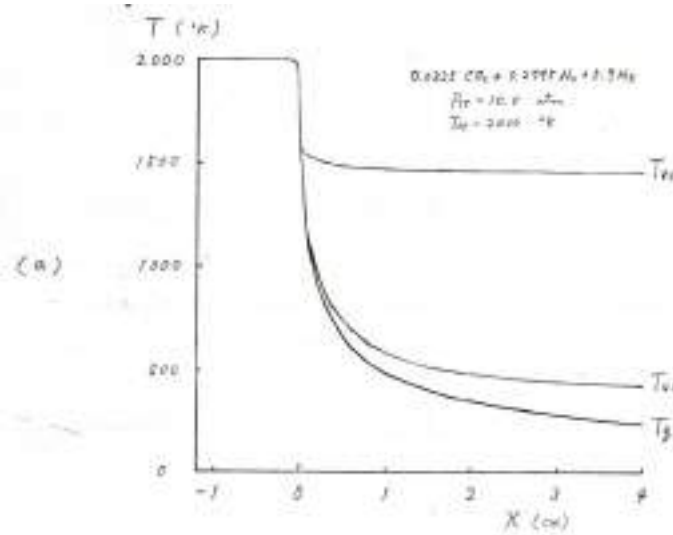


Fig. 3 (a, b)

Fig. 3 (c, d)

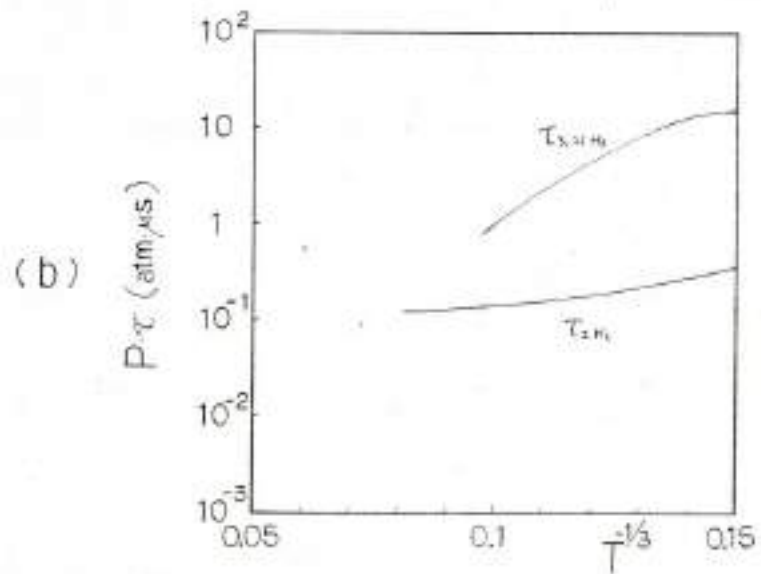
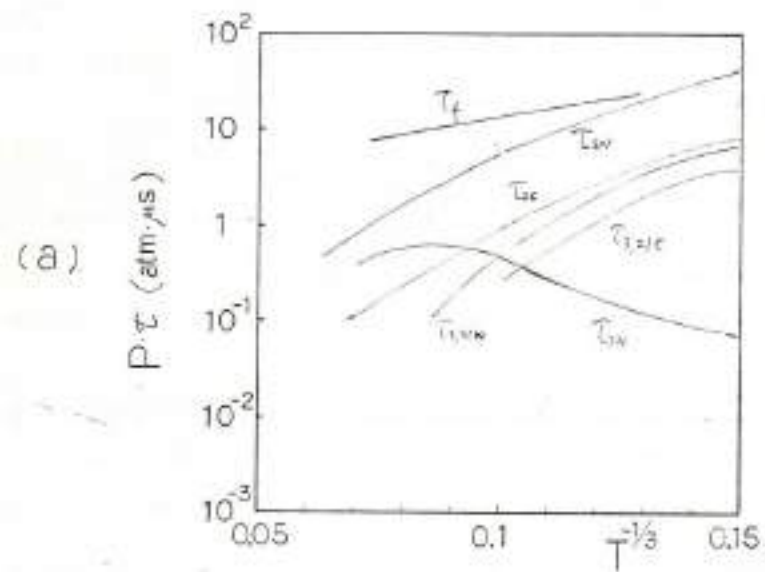


Fig. 2 (a) (b)

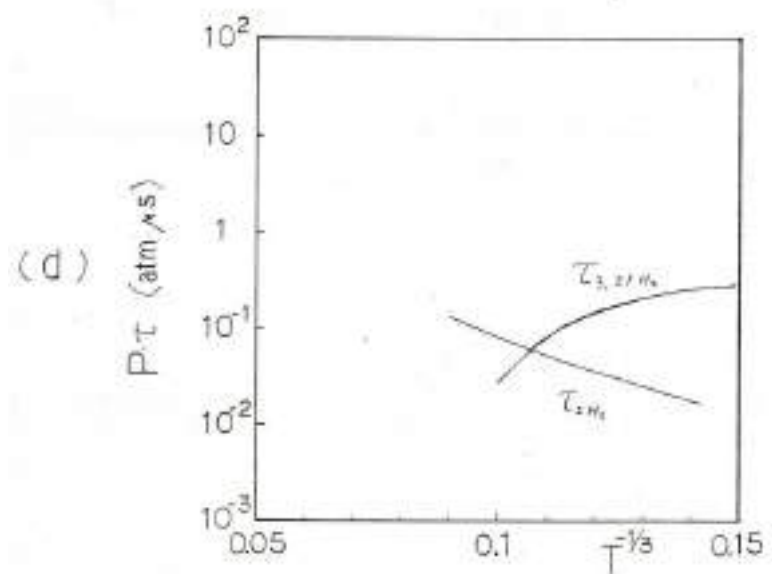
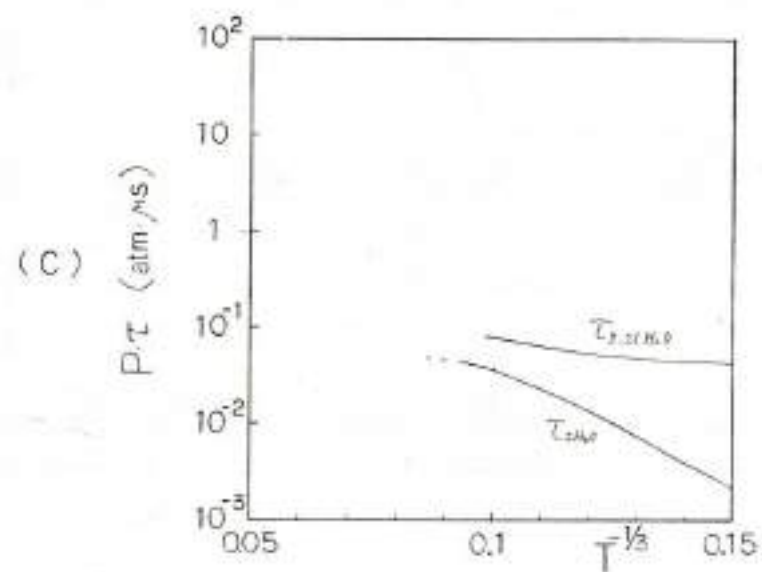


Fig. 2 (c) (d)

レーザー媒体(CO₂+N₂)の超音速ノズル流特性

CO₂:N₂:He = 0.07:0.89:0.04

CO₂:N₂:He = 0.02:0.28:0.7

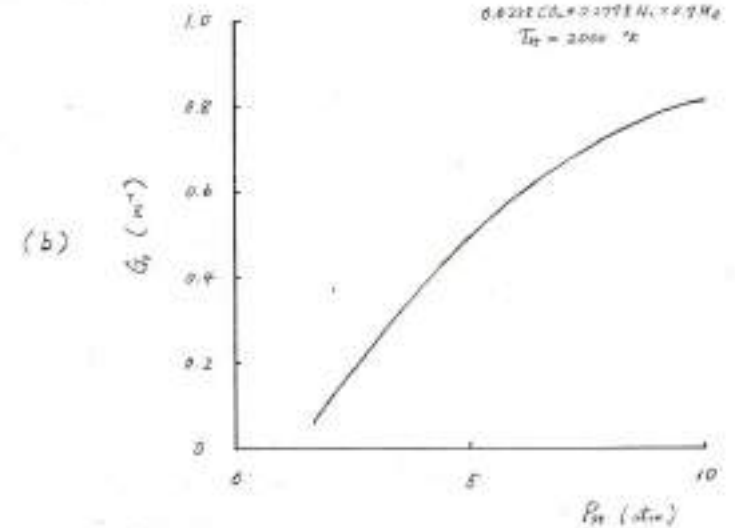
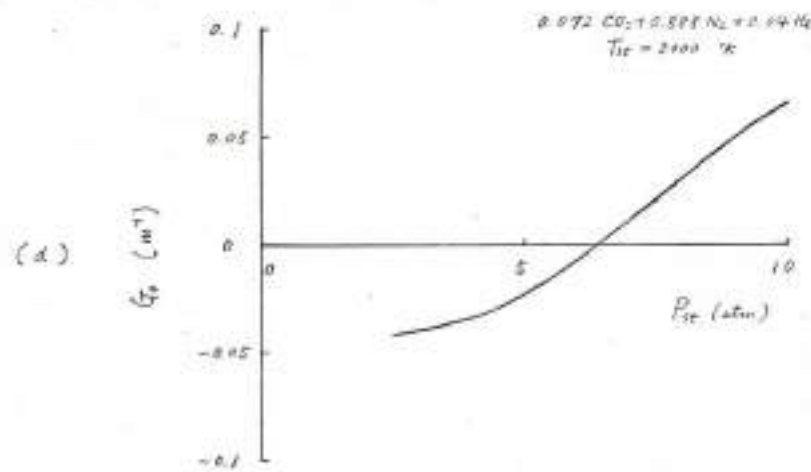
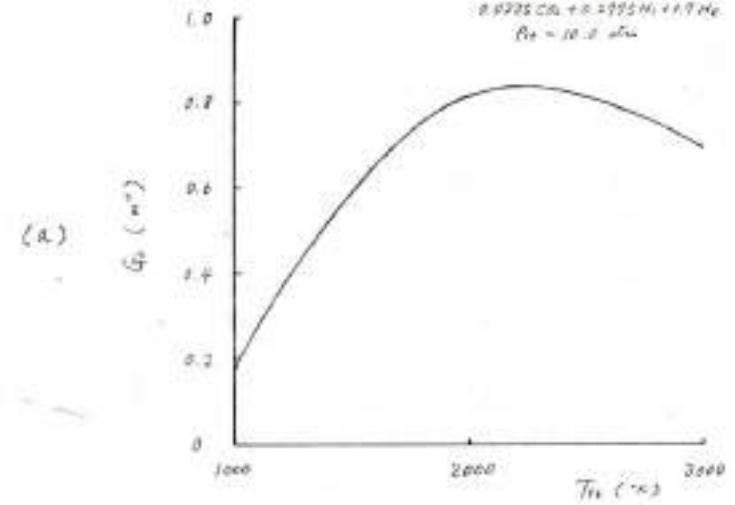
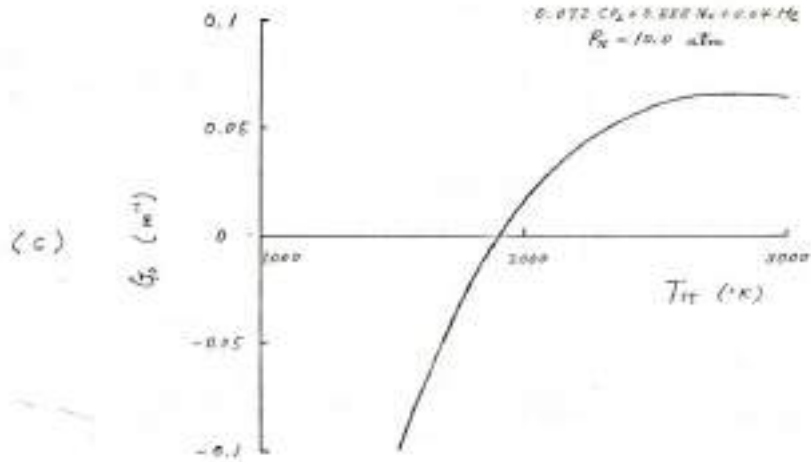
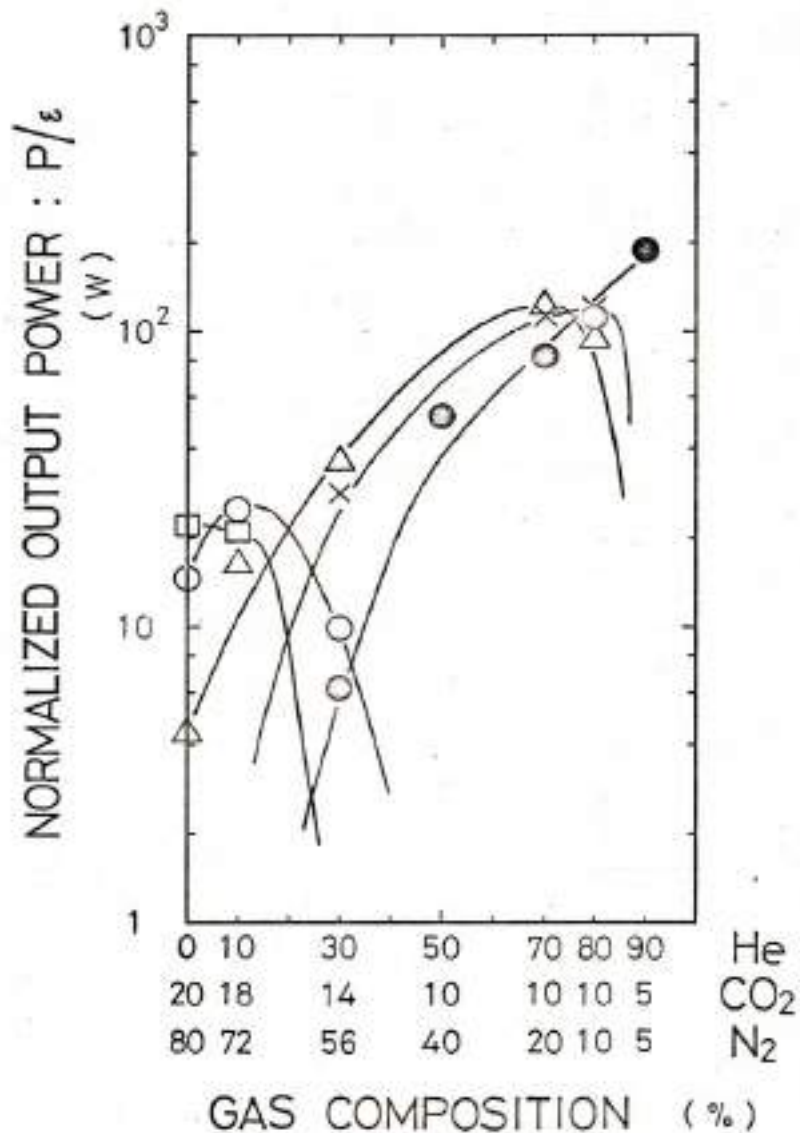
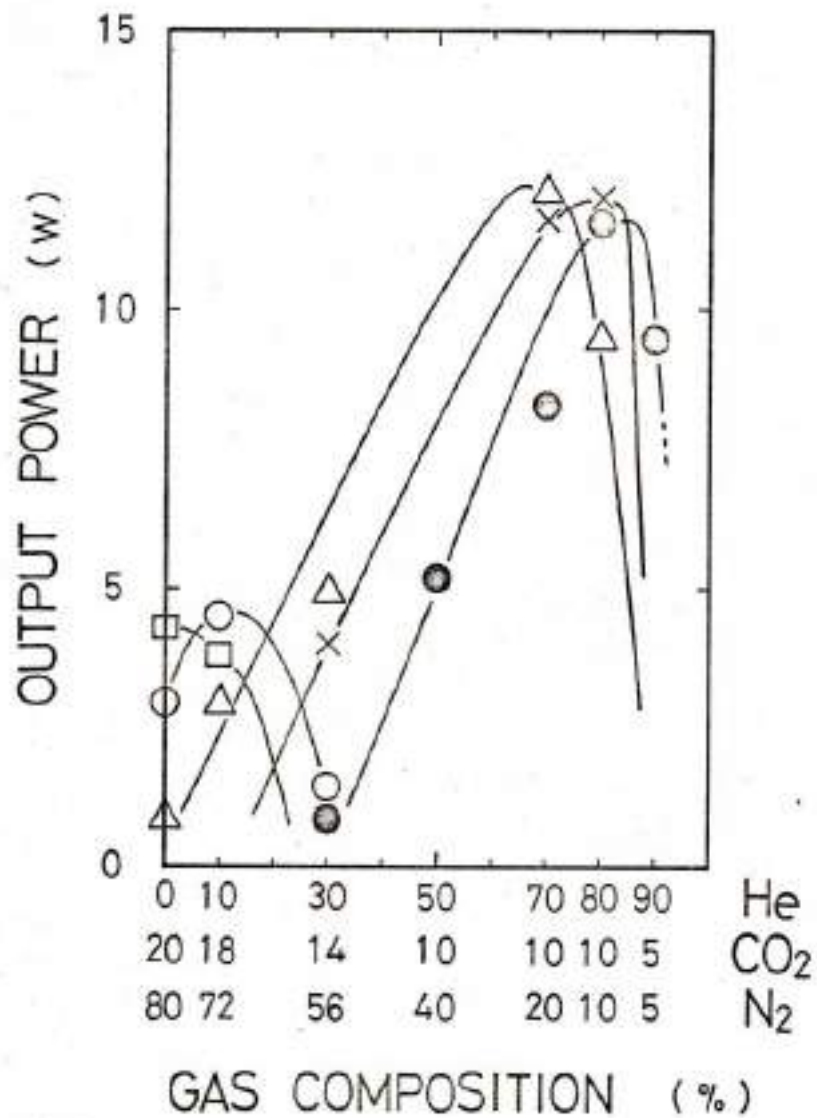


Fig. 5 (a, b)

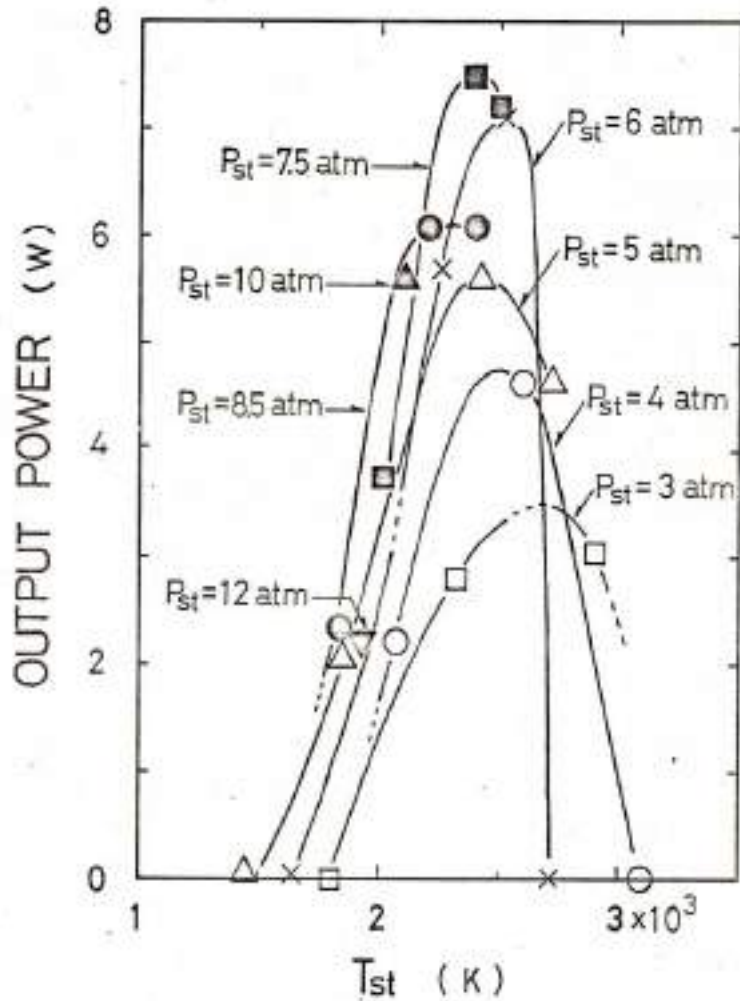
ガスダイナミックレーザーの発振特性

日本初の発振実現

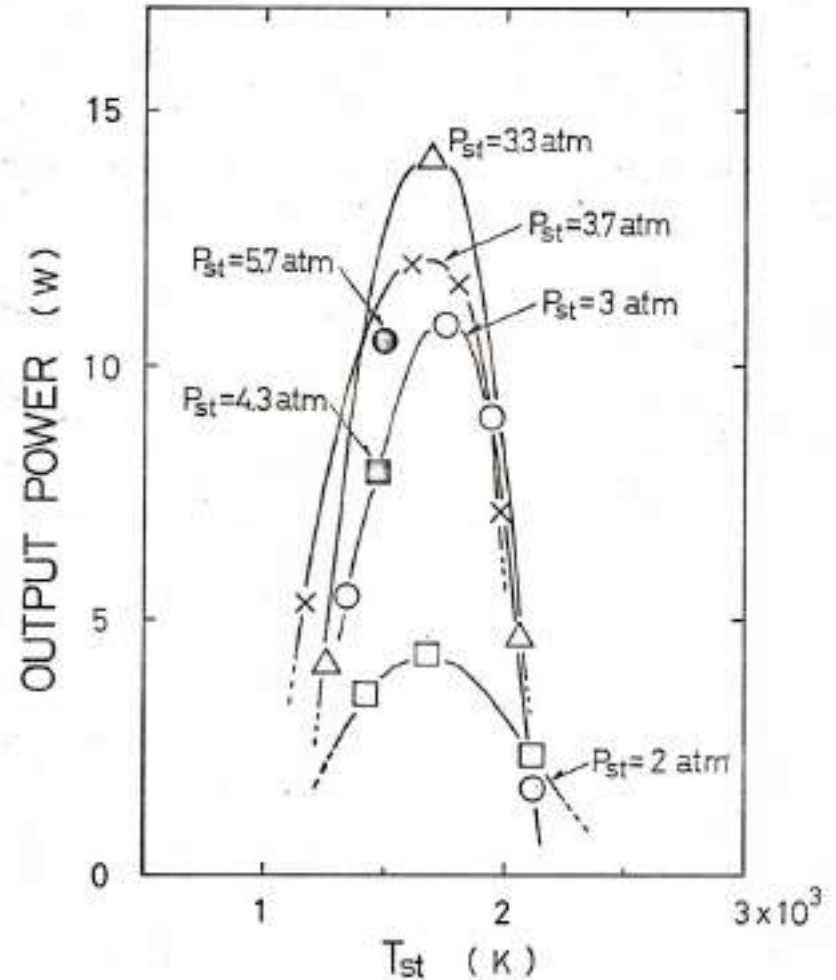


ガスダイナミックレーザーの発振特性

$\text{CO}_2:\text{N}_2 = 0.3:0.7$

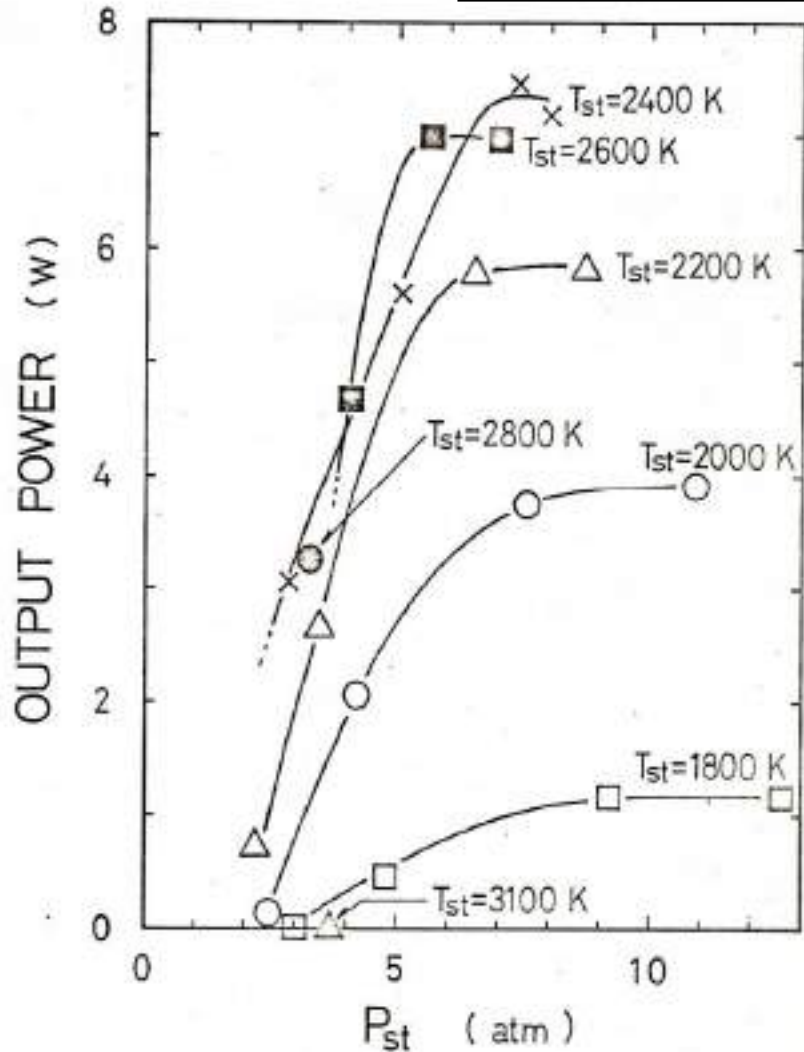


$\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 0.1:0.2:0.7$

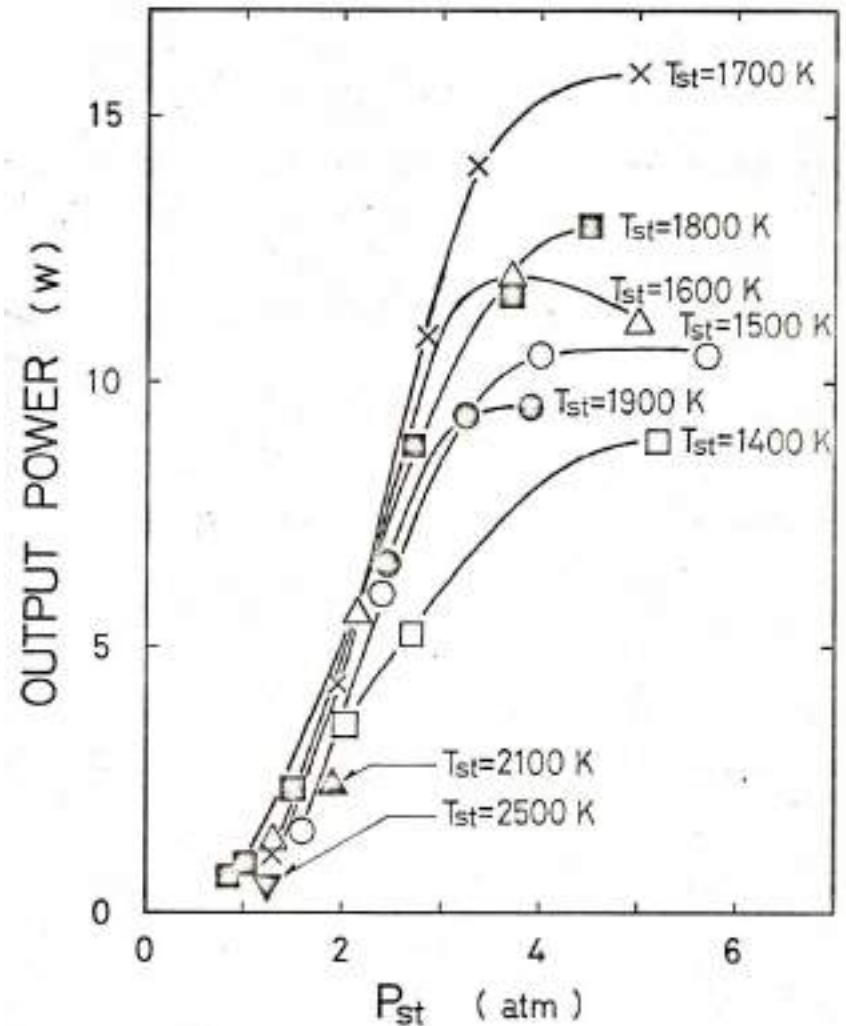


ガスダイナミックレーザーの発振特性

$\text{CO}_2:\text{N}_2 = 0.3:0.7$



$\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 0.1:0.2:0.7$



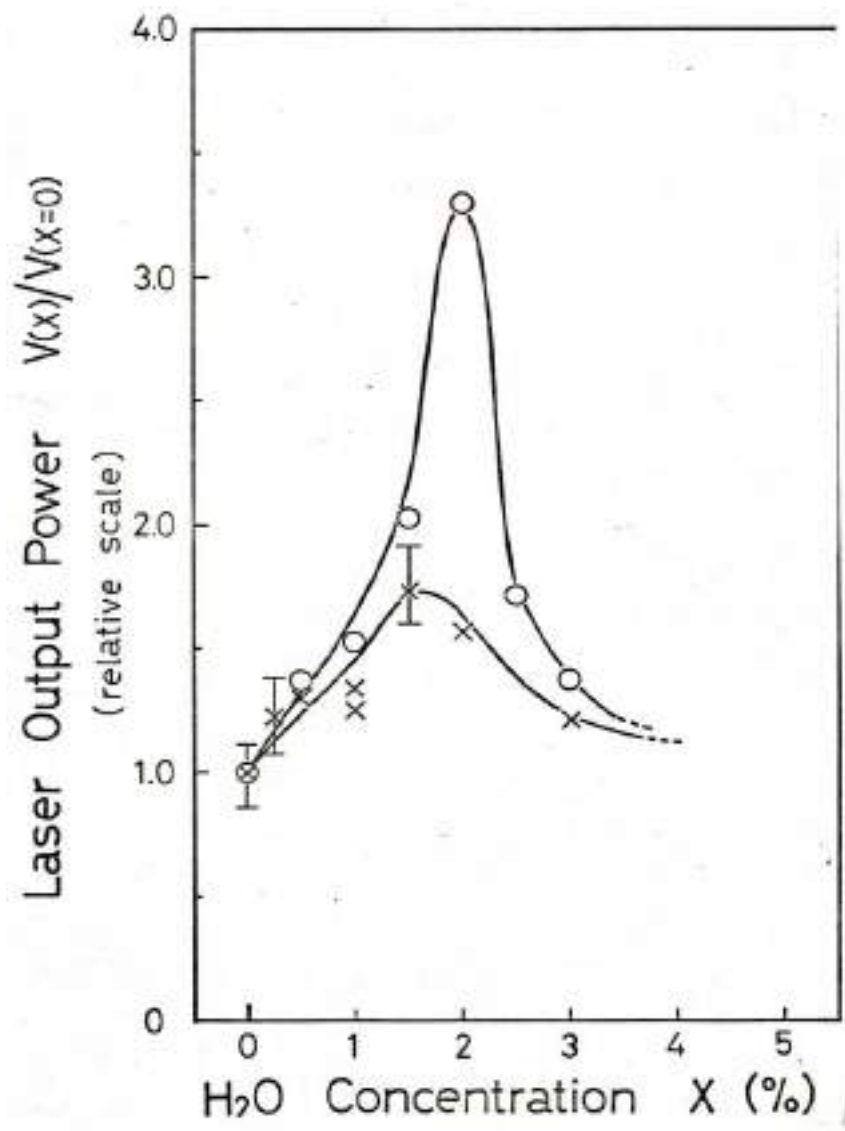


Fig. 22

分子振動緩和現象とガスダイナミックレーザー

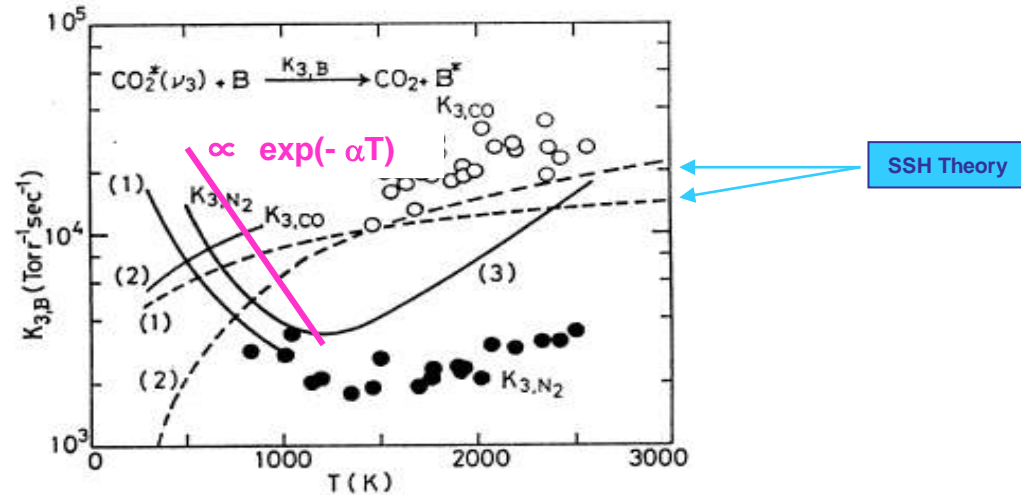


Fig. 10. Dependence of specific rate constant $K_{3,B}$ on temperature. The shaded and open circles show the present results for $K_{3,N}$ and $K_{3,CO}$, respectively. Lines (1) and (2) are the laser fluorescence data (refs. 4 and 5). Line (3) shows the shock tube data by Taylor and Bitterman (ref. 17). Dashed lines (1) and (2) show the SSH-theory for $K_{3,N}$ (ref. 14) and Rapp's theory for $\Delta E=200$ cm^{-1} (ref. 18), respectively.

FIG.10 に出ているのが CO_2 分子の反対称伸縮振動 (ν_3) と二原子分子 (N_2 , CO) との間の分子間 V-V エネルギー移動の速度定数を 800-2500K の温度範囲で測定した結果です。 $\text{CO}_2(\nu_3)-\text{N}_2$ 間の V-V は 振動エネルギーの差が 18cm^{-1} しか無い近共鳴 V-V 移動で、低温域では V-V 速度定数が負の温度依存を示すことが知られていましたが、高温域では正の依存に変わるという結果を示した図です。

分子振動緩和現象とガスダイナミックレーザー

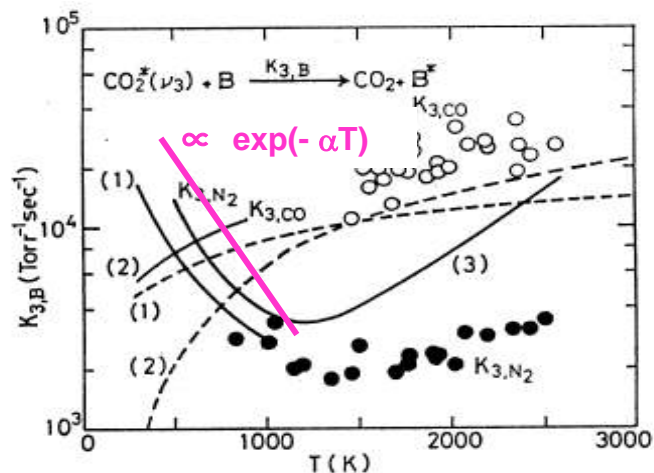


Fig. 10. Dependence of specific rate constant $K_{3,B}$ on temperature. The shaded and open circles show the present results for $K_{3,N}$ and $K_{3,CO}$, respectively. Lines (1) and (2) are the laser fluorescence data (refs. 4 and 5). Line (3) shows the shock tube data by Taylor and Bitterman (ref. 17). Dashed lines (1) and (2) show the SSH-theory for $K_{3,N}$ (ref. 14) and Rapp's theory for $\Delta E=200 \text{ cm}^{-1}$ (ref. 18), respectively.

- $\text{CO}_2\text{-N}_2$ 系における分子振動エネルギー移動過程につき衝撃波管を用いて研究し、新しい振動緩和定数などを得た。
- 学部4年生の時の仕事であり内容の深さをさほど理解せずに手掛けてはいたが、無我夢中で工夫をして実験を行った結果、当時大学紛争で停滞していた所属研究室の研究レベルを「外国の競争相手と太刀打ちできるまでに回復させた」(土屋東大教授[当時]談)との評価をいただいた。

FIG.10 に出ているのが CO_2 分子の反対称伸縮振動 (ν_3) と二原子分子 (N_2 , CO) との間の分子間 V-V エネルギー移動の速度定数を 800-2500K の温度範囲で測定した結果です。 $\text{CO}_2(\nu_3)\text{-N}_2$ 間の V-V は振動エネルギーの差が 18cm^{-1} しか無い近共鳴 V-V 移動で、低温域では V-V 速度定数が負の温度依存を示すことが知られていましたが、高温域では正の依存に変わるという結果を示した図です。

レーザー媒体(CO₂+N₂)の超音速ノズル流特性

CO₂:N₂:He = 0.07:0.89:0.04

CO₂:N₂:He = 0.02:0.28:0.7

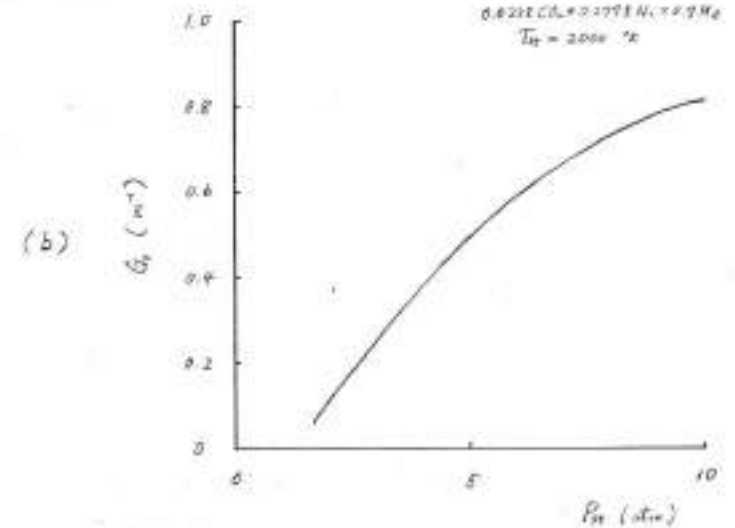
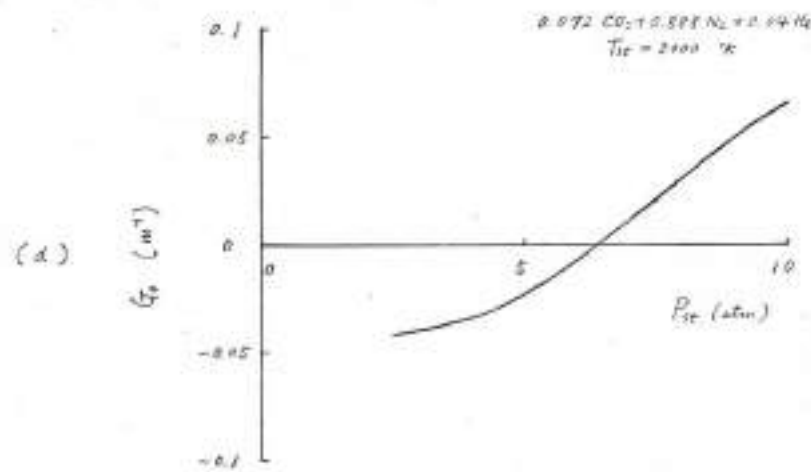
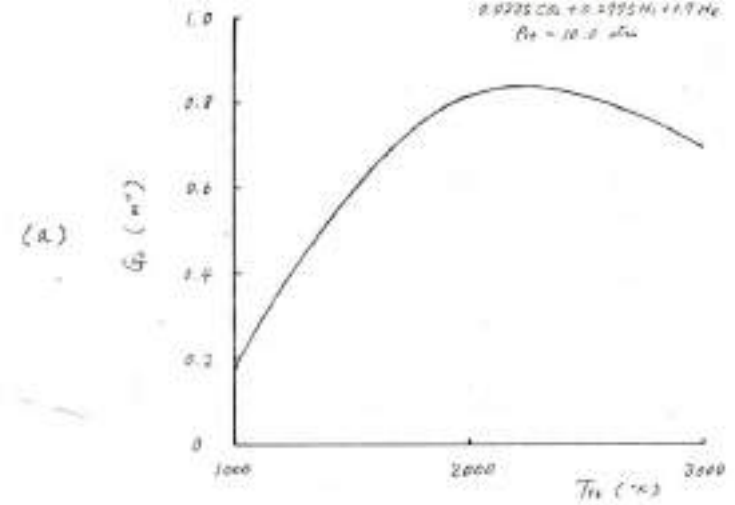
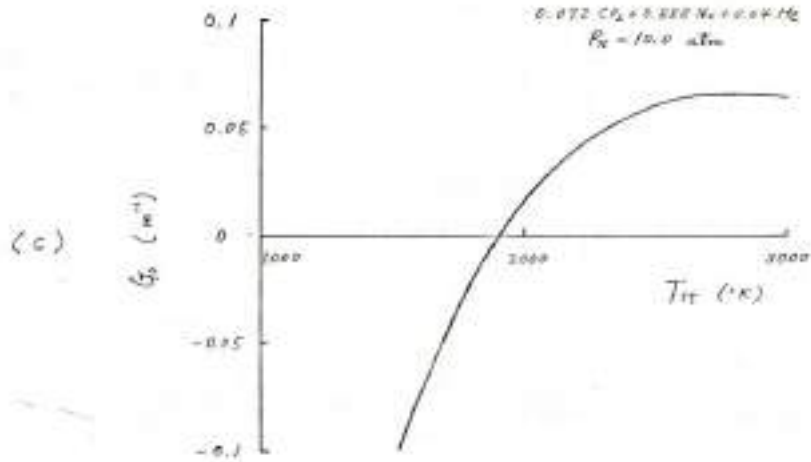
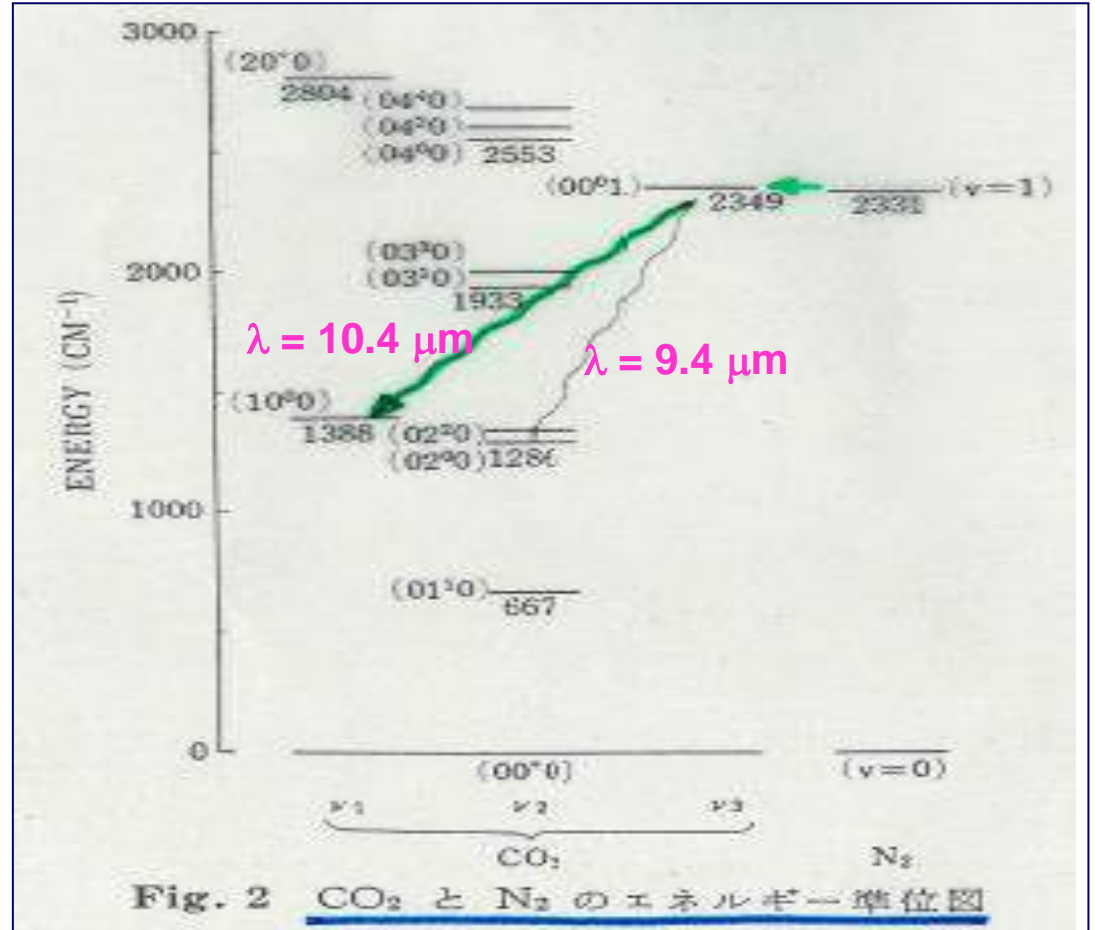
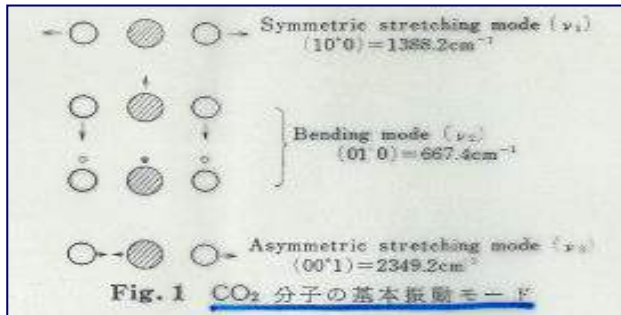
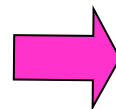


Fig. 5 (a, b)

分子振動緩和現象とガスダイナミックレーザー



分子振動緩和現象：
急速冷却時定数の
通常(加熱)時定数からのズレ



Anharmonicity に起因

放電励起ではなく
熱励起レーザー

分子振動緩和現象とガスダイナミックレーザー

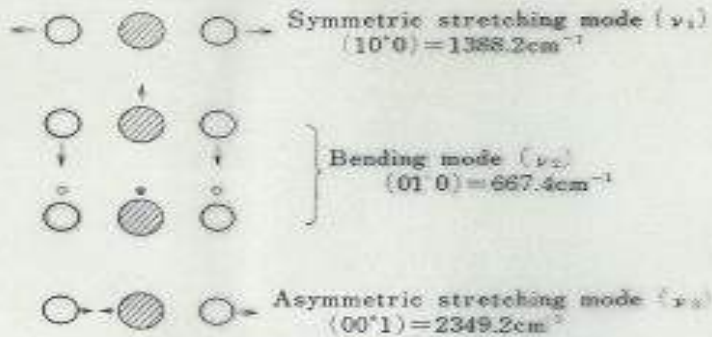


Fig. 1 CO₂ 分子の基本振動モード

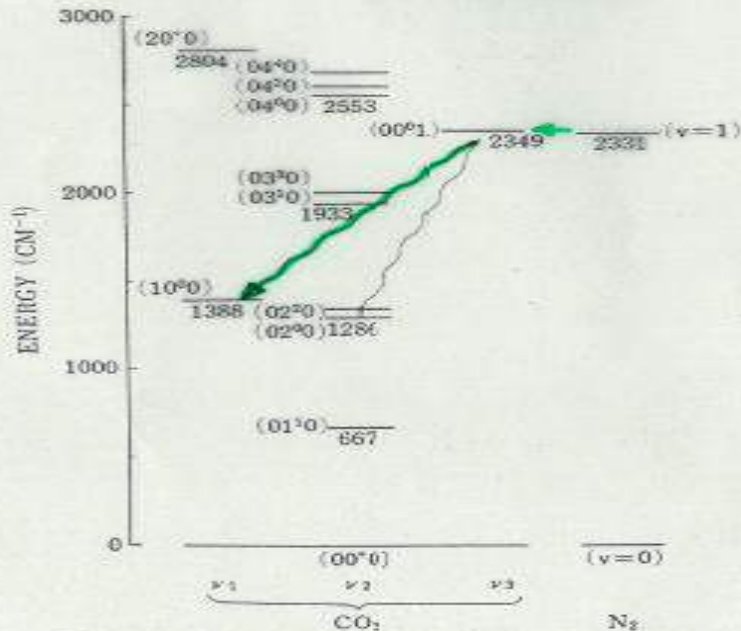


Fig. 2 CO₂ と N₂ のエネルギー単位図

- ガスダイナミックレーザー(GDL)は、緩和時間の差を利用するという新しい発振メカニズムと連続高出力の可能性により注目を集めてきたが、**日本で初めて**、衝撃波管及び超音速ノズルを用いて**GDL発振を実現**させ、その特性の詳細な研究を系統的に行った。
- また、そのモデルを立てて理論計算を行い実験結果と比較検討を行うことにより、その機構を明らかにした。
- これらの実験解析・理論検討をさらに発展させた結果、分子振動緩和現象の**急速冷却時における**「非調和振動子性 = Anharmonicity」の影響を発見し、注目を浴びた。

超音速ノズル流の基礎と気体レーザーへの応用

<< 内容 >>

- [1] はじめに — 放電励起レーザーと新型熱励起レーザー (機構の面白さ、連続高出力の可能性)
貯気槽(衝撃波プラズマ)の生成、高速ノズル流、急速冷却と反転分布、振動緩和現象への知見
- [2] 超音速ノズル流の基礎と面白さ — 圧縮性流体の力学
 - (1) 断面の変化する管の中の流れ
 - (2) 連続の方程式・Eulerの方程式
 - (3) 断面積と速度の関係
 - (4) 出口圧力と流れの特性
- [3] 熱励起レーザーの発振と分子振動緩和
 - (1) ガスダイナミック(熱励起)レーザーの発振と特性
 - (2) 分子振動緩和現象への知見
- [4] おわりに
 - (1) 日本の科学技術の将来 — 理学と工学 = 両輪の大切さ
 - (2) 究極は - - - !

戦後の復興・発展と「基礎研究タダ乗り論」

- 日本——戦後 荒廃から復興・さらに発展を
 - ・ 戦後、ヒモジイ想いを乗り越えて復興・発展に努力



日本が戦後の荒廃から復興
先進国にキャッチアップしそう
(追いつきそう)になった時

- ところが ----- 今から25~30年前に
諸外国から言われた言葉
⇒ 『?????????????』

⇒ 今また、基礎研究への評価が低下傾向に！

- これでは ----- 日本は、果たして『科学技術立国か?』
⇒ 日本の科学技術の長期的発展を！
そのためには、「理学」と「工学」の双方の発展を！

名目GDP(USドル)の推移(1980~2021年)

- ・GDP(国内総生産)とは、国内の生産活動による商品・サービスの産出額から原材料などの中間投入額を控除した付加価値の総額
- ・当年の為替レートにより、USドルに換算

名目GDP(USドル)の推移(1980~2021年)

— 日本 — アメリカ — 中国

30,000

20,000

10,000

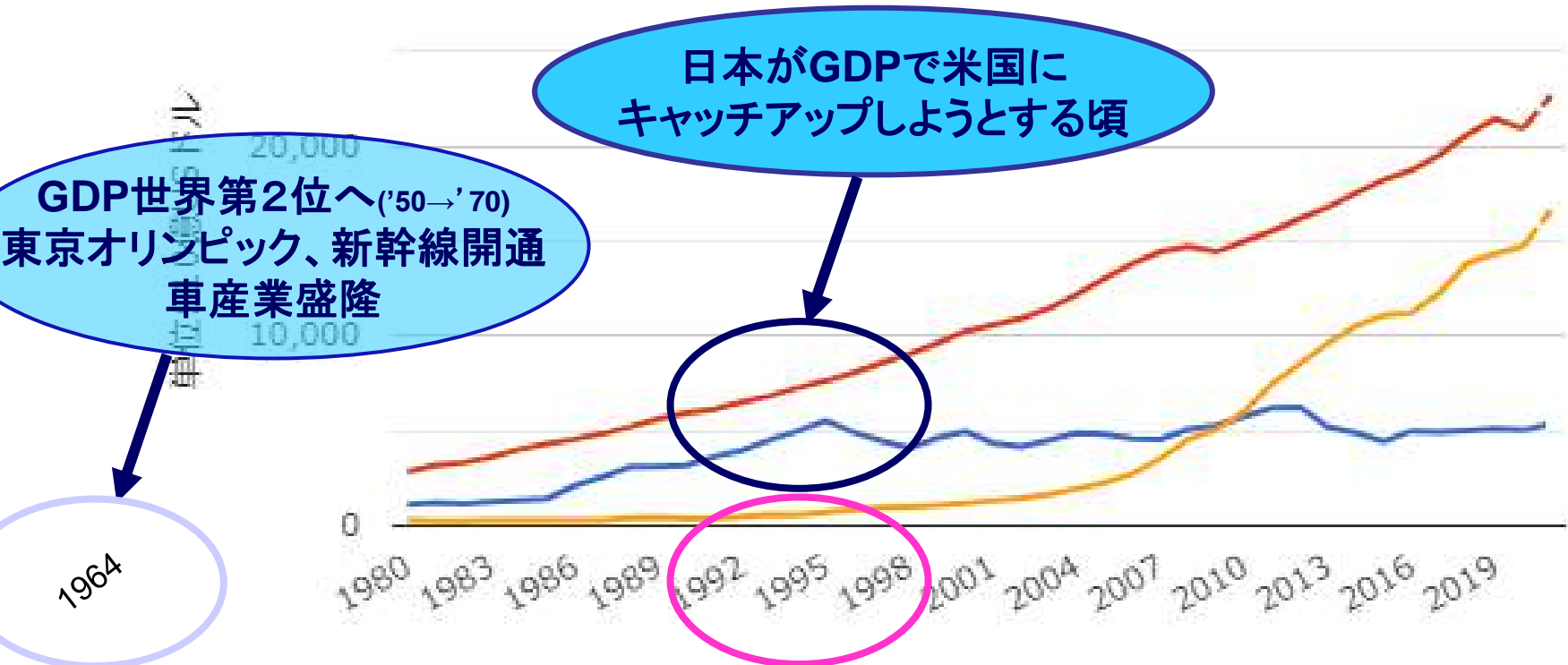
0

1980 1983 1986 1989 1992 1995 1998 2001 2004 2007 2010 2013 2016 2019

日本がGDPで米国に
キャッチアップしようとする頃

GDP世界第2位へ('50→'70)
東京オリンピック、新幹線開通
車産業盛隆

1964



戦後の復興・発展と「基礎研究タダ乗り論」

- 日本——戦後 荒廃から復興・さらに発展を
 - ・ 戦後、ヒモジイ想いを乗り越えて復興・発展に努力



日本が戦後の荒廃から復興
先進国にキャッチアップしそう
(追いつきそう)になった時

- ところが ----- 今から25~30年前に
諸外国から言われた言葉
⇒ 『基礎研究タダ乗り論』 !

⇒ 今また、基礎研究への評価が低下傾向に！

日本は物作りは上手だが、
基礎研究には力を入れない
⇒ タダ乗り！

- これでは ----- 日本は『先進国か？』
⇒ 日本の科学技術の長期的発展を！
そのためには、「理学」と「工学」の双方の発展を！

戦後の復興・発展と「基礎研究タダ乗り論」

- 日本——戦後 荒廃から復興・さらに発展を
 - ・ 戦後、ヒモジイ想いを乗り越えて復興・発展に努力

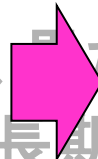


日本が戦後の荒廃から復興
先進国にキャッチアップしそう
(追いつきそう)になった時

- ところが - - - - 今から25～30年前に
諸外国から言われた言葉
⇒ 『基礎研究タダ乗り論』 ！

⇒ 今また、基礎研究への評価が低下傾向に！

- これ **主要な原因の一つ**



国立大学の
独立行政法人化 (2004年)
⇒ 外部資金重視

⇒ 日本の科学技術の長期的発展のためには、
そのためには、「理学」と「工学」の双方の発展を！

戦後の復興・発展と「基礎研究タダ乗り論」

- 日本——戦後 荒廃から復興・さらに発展を
 - ・ 戦後、ヒモジイ想いを乗り越えて復興・発展に努力



日本が戦後の荒廃から復興
先進国にキャッチアップしそう
(追いつきそう)になった時

- ところが - - - - 今から25～30年前に
諸外国から言われた言葉
⇒ 『基礎研究タダ乗り論』 ！

⇒ 今また、基礎研究への評価が低下傾向に！

特に日本は、基礎科学の重要性を忘れずに！

- これでは - - - - 日本は、果たして『科学技術立国か？』
⇒ 日本の科学技術の長期的発展を！
そのためには、「基礎科学」の尊重・発展を！

文科省研究所「注目論文数は10位」

「科学技術立国」を掲げる日本の国際的な存在感が低下している。文科省の研究所が8月上旬にまとめた報告書では、科学論文の影響力や評価を示す指標でインドに抜かれて世界10位に落ちた。世界3位の研究開発費や研究者数も伸び悩んでおり、長期化する研究開発の低迷に歯止めがかからない。

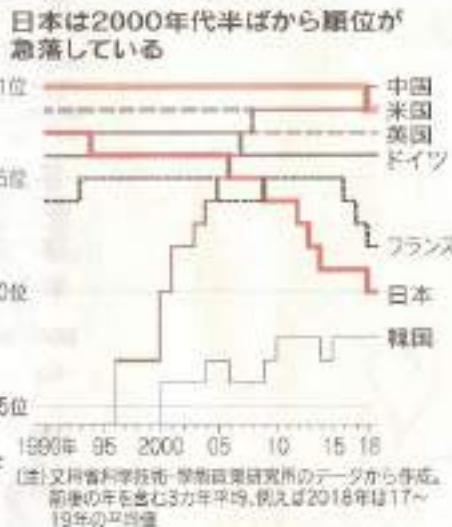
世界の科学論文の動向は文科省の「科学技術・学術政策研究所」が毎年まとめている。今回発表した最新のデータは、2018年（17～19年の3年間の平均）のものだ。1年では特殊な要因による変動が出かねないため、3カ年の平均値で指標を出している。10位になったのは、研究分野ごとに引用数がトップ10%に入る「注目論文」の数だ。研究者は研究成果を論文にまとめる際、関連する論文を参考として引用する。引用された数は社会やその研究分野へのインパクト、評価や注目度の指標になるわけだ。

論文の国別の世界シェアを見ると、中国が24.8%を初めて逆転して世界1位になった。米国は22.9%で世界の36%近くを占める大勢を離れて英国（11.4%）、ドイツ（4.5%）に続き、日本は2.3%と落ちた。

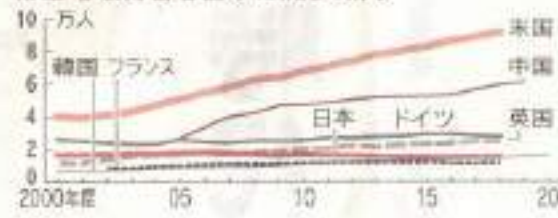
2000年代半ばは30位の低迷は最近暫まったはない。国際ランキングをみると、特にゼロ代半ばからの急落が白

日本の研究力、低落の一途

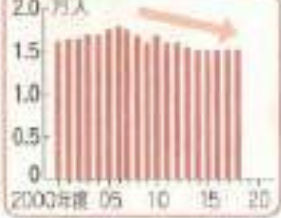
日本は「注目論文」の数で世界10位に陥落



博士号取得者も日本は減少傾向



日本のみの抜粋



注目論文のうち引用数が上位1%の「トップ論文」もほぼ同じ推移だ。00年代前半までは長く4位だったが、今は6位に落ちた。研究開発の活発さを示す全体の論文数もかつては米国に次ぐ2位だったが、現在は4位だ。低迷のきっかけは04年の国立大学の法人化を挙げる声は大学関係者の中で多い。その後、国から配られる大学の運営費に関する交付金は年々削減されて

影響は大学だけではなく、企業の研究力にも及ぶ。米国では企業の研究費のうち博士

立つ。1980～90年代前半は米国、英国に次ぐ3位を維持していた。だが01年にドイツに抜かれ、2005年までは4位になり、その後順位を落とし続け、ついにカタ台になってしまった。

00年代半ばから低下したのは資金だけではない。他国に比べても自立つのが、研究費の削減を進めたという指摘がある。

日本が低迷する要因について、調査担当者は「大学教員

民間なども加えた日本の研究者の総数は20年で68・2万人、19年の研究開発費は18兆円（名目額、購買力平価換算）で米中に大きく離れてもなお世界3位を保っている。ただ、前年からの増加率は1%以下とほぼ横ばいの水準だ。増加率2ケタ台で研究者数がトップの中国や、研究開発費で首位をキープする米国との差は開く一方だ。

いさ、大学は人件費や管理費の抑制を進めたという指摘がある。

00年代半ばから低下したのは資金だけではない。他国に比べても自立つのが、研究費の削減を進めたという指摘がある。

資金・人材横ばい

民間なども加えた日本の研究者の総数は20年で68・2万人、19年の研究開発費は18兆円（名目額、購買力平価換算）で米中に大きく離れてもなお世界3位を保っている。ただ、前年からの増加率は1%以下とほぼ横ばいの水準だ。増加率2ケタ台で研究者数がトップの中国や、研究開発費で首位をキープする米国との差は開く一方だ。

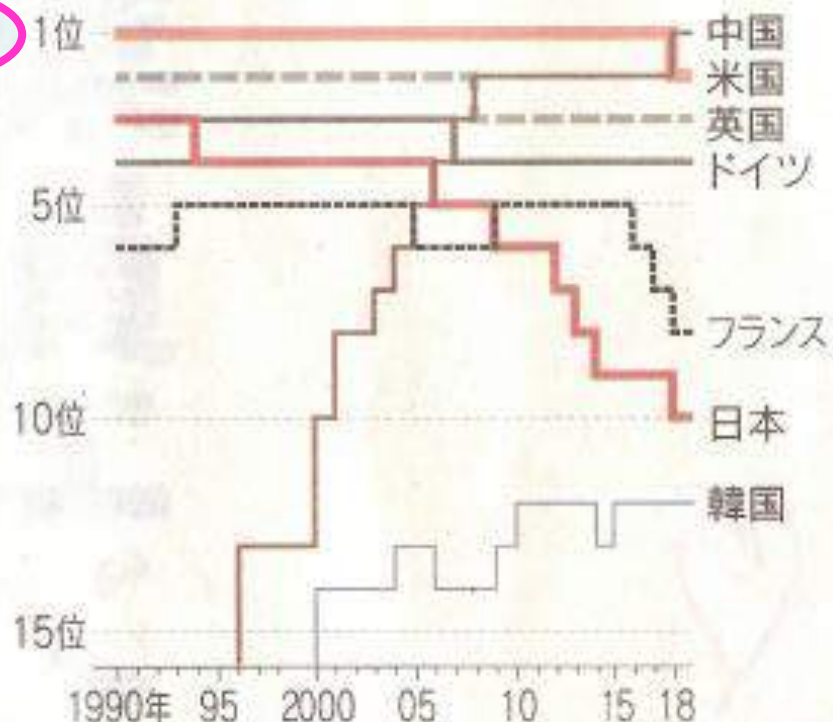
所有者の割合が、ほぼ全ての業種で5%を超える。日本は医薬品製造や化学工業などを除いた多くの産業で5%未満にとどまる。専門的な知識を持って入社する博士人材が、企業内でうまく活用されていない状況だといえる。

日本は「注目論文」の数で世界10位に陥落

引用数上位10%の
国別シェアの順位



日本は2000年代半ばから順位が急落している



(注) 文科省科学技術・学術政策研究所のデータから作成。前後の年を含む3年平均、例えば2018年は17~19年の平均値

博士号取得者も日本は減少傾向



日本のみの抜粋





優れた研究成果が出にくく
 なっているのはなぜか。鈴鹿
 医療科学大学の豊田長康学長
 の分析によると、政府支出の
 大学研究資金が増える国はH
 CRも増える傾向にある。日
 本は04年の国立大学法人化で
 政府が大学に配る運営費交付
 金を毎年1%減額したうえで
 大学の裁量を増やし競争を促
 したが、研究力は低下した。

**国立大学の
 独立行政法人化
 ⇒ 外部資金重視**

若手研究者の待遇や研究環
 境も悪化した。大学の正規教
 員に占める25〜39歳の割合は
 19年度に22%と90年代の3割
 超から減った。安定したポス
 トが少なく将来不安から専
 課程への進学が敬
 る。研究者の卵で
 取得者は19年度
 0人と人口が半
 (1万5300
 た。博士号取得
 成し、米国や中
 で2倍以上に増

外部資金 :
**どうしても結果が出やすい
 研究＝短期的研究に
 出資されがち
 ⇒ 基礎研究は
 後回し**

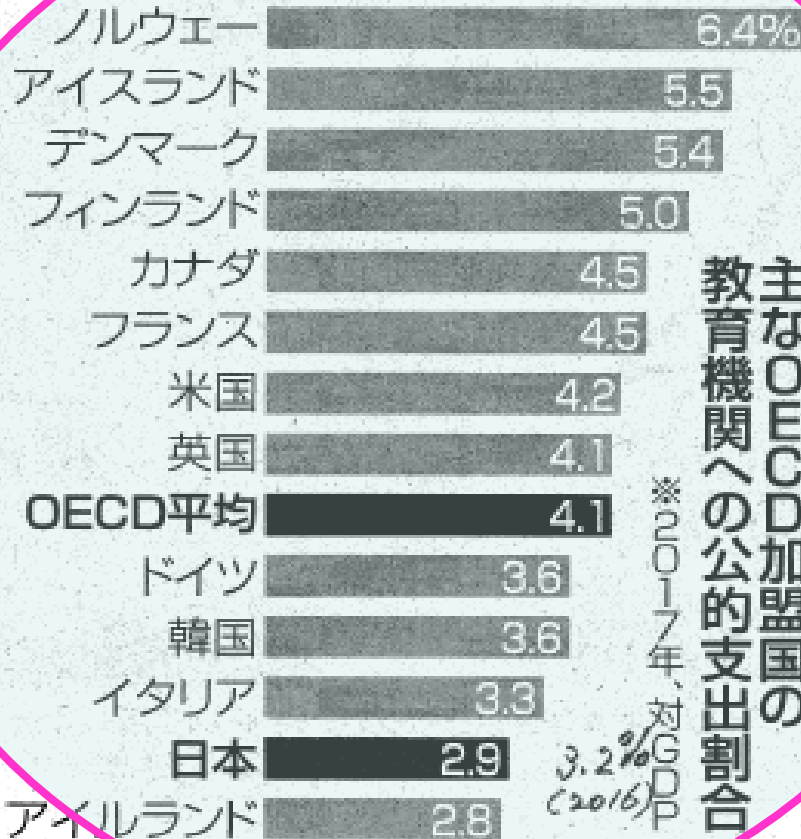
号厚
 要な手段だ。一方、日本は博
 士人材の待遇が低く、学部卒
 に比べて非正規で働く人の割
 が高い。
 政府は巻き返しに向け、10
 円の「大学ファンド」を創
 した。年3000億円と見
 る運用益を使い、選抜した
 大学を支援する。若手支援や
 国際連携も強化する。ファン
 ド運用を担うJSTの橋本和
 仁理事長は「日本の研究力の
 再興に向けた最後のチャン
 ス」と話す。先端研究は国力
 を左右する。底上げを急ぐ必
 要がある。
 (福岡幸太郎)

日本の教育公的支出低調

OECD調査

経済協力開発機構（OECD）は8日、2017年の加盟各国などの国内総生産（GDP）に占める、小学校から大学に相当する教育機関向けの公的支出の割合を公表した。日本は2・9%で、比較可能な38カ国のうちアイスランドに次いで2番目に低かった。

OECD平均は4・1%で、最高はノルウェー



※2017年、対GDP
主なOECD加盟国の教育機関への公的支出割合

の6・4%。上位はアイスマーク5・1%などとな
スランド5・5%、デンリ、米国が4・2%、英

た。が重る教摘受で減よ本にD平調査よ韓 国が

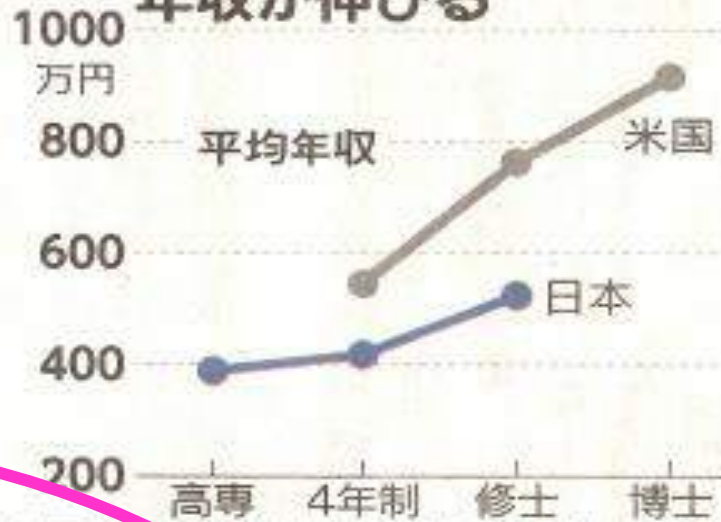
日本経済新聞 2019.12.8

位も含まれる (出所) 科学技術・学術政策研究所

入学者、4年制大学と博士課程で対照的



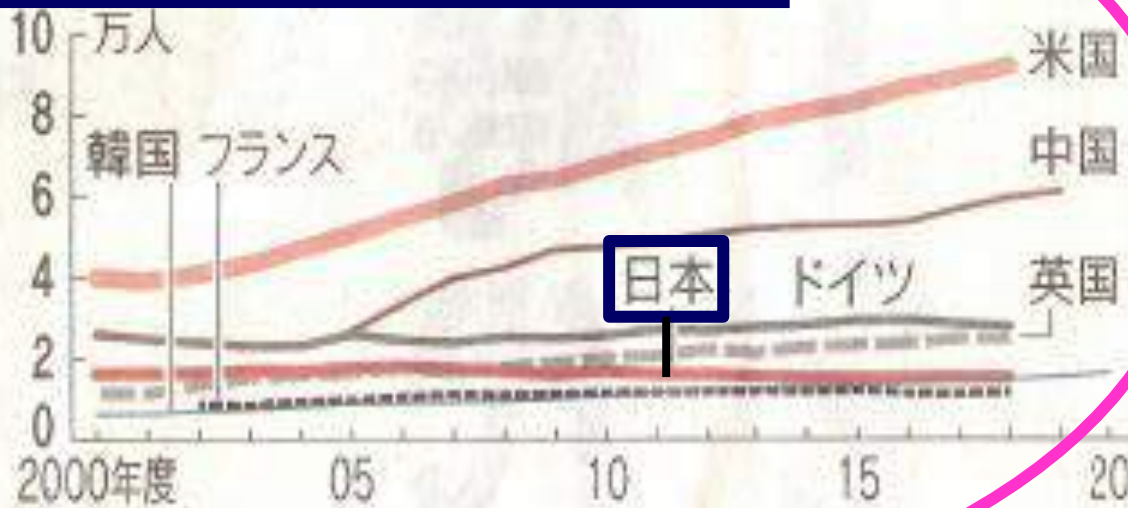
米国は高学位ほど年収が伸びる



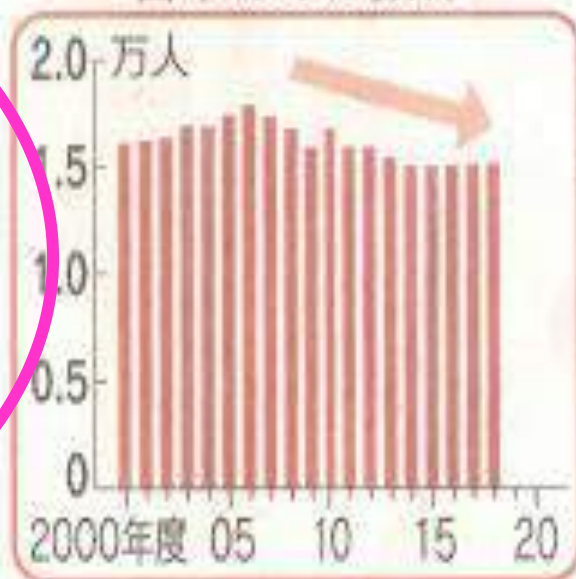
と解説動画が流れます
タウンロード。詳細は「日経AR」で検索

日本経済新聞 2021.8.30

博士号取得者も日本は減少傾向



日本のみの抜粋



日本経済新聞 2019.12.8

位も含まれる (出所) 科学技術・学術政策研究所

入学者、4年制大学と博士課程で対照的



米国は高学位ほど年収が伸びる

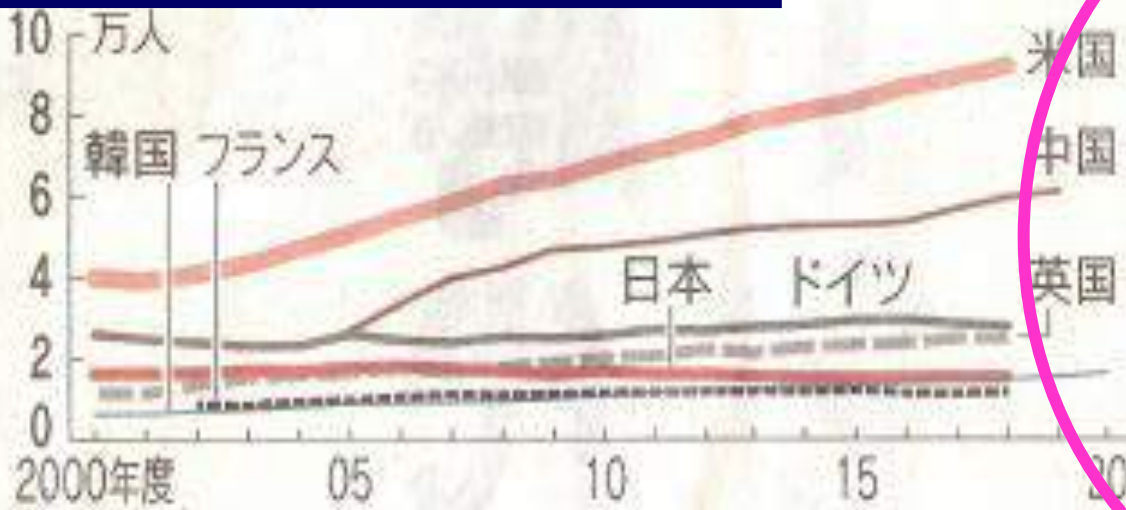


国立大学の独立行政法人化

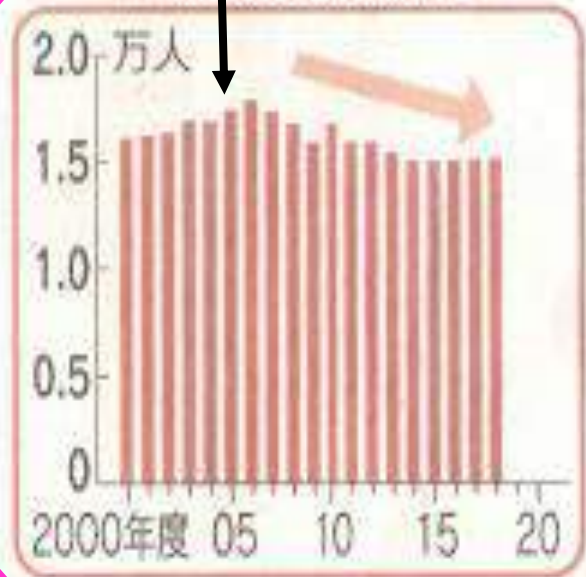
2004年

日本経済新聞 2021.8.30

博士号取得者も日本は減少傾向



日本のみの抜粋



国立大学の独立行政法人化 2004年

博士号取得者が減るのは日本だけ



(注)データには一部の専門職学位も含まれる (出所) 科学技術・学術政策研究所



チャートにARアプリをかざすと解説が
アプリは下のQRコードからダウンロード

入学者、4年制大学と

米国は高学位ほど

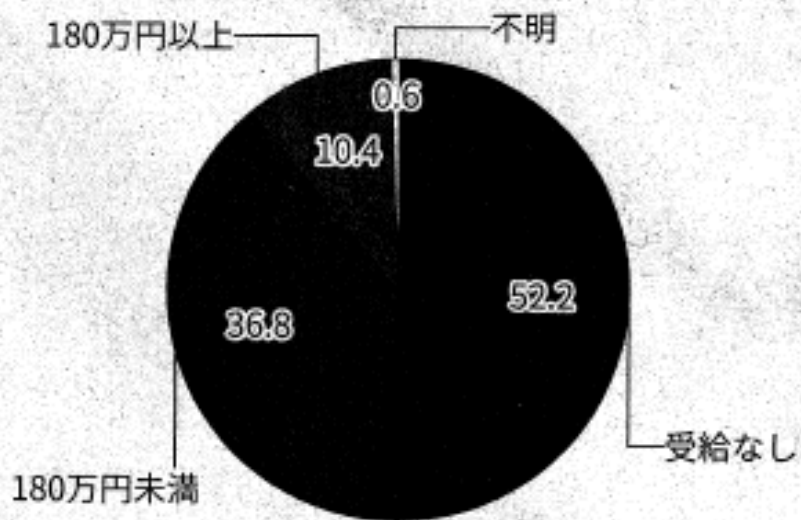
修士・博士号

日経 19.12.8

海外は学部卒より就職有利

日本は博士課程の学生への経済的支援が手薄

生活費相当額（年間180万円以上）の受給者は1割



(出所)文部科学省の資料をもとに作成、2015年度時点

りすることが珍しくない。日本は経済的支援が手薄で就職にも苦労することが多いことから、博士課程への進学率は低下傾向が続く。こうした状況は主要国では異例で、中央教育審議会の大学分科会は1月の報告書で「早急に改善を図る必要がある」と指摘した。

▽…大学院に進学して修士課程（通常2年間）を修了して得られる学位を修士号、その後の博士課程（同3年間）を経て得る学位を博士号と呼ぶ。特定分野で専門的な研究に取り組み、成果を論文として執筆することが取得要件となるのが一般的だ。博士には、優れた論文を提出した人に与えられる「論文博士」という仕組みもある。

▽…英語では修士をMaster（マスター）、博士はDoctor（ドクター）と呼ぶ。博士号は一般に「Doctor of Philosophy」に由来する「Ph.D.」と表記される。大学の学部卒業者である学士はBachelor（バチェラー）と呼ばれる。海外では学士に比べ修士や博士が就職などで有利だ。特に博士は、専門知識や課題解決能力が評価され、高収入につながりやすい。

▽…欧米では博士課程の学費を免除したり、学生に給与を支給したりする

きよらぶの「U」は

「日本人だけで定員を埋められない。経済学の修士課程は5割が留学生だ」。データ分析を駆使したミクロ経済学を研究する、東京大学の経済学博士課程は定員を確保させる。今夏まで米アマゾン・ドット・コム日本人で経済学専門員を務めた経験から「社会的なニーズは必ずある」と断言するが、日本人の大学院への進学意欲は乏しい。

科学技術・学術政策研究所
「AONAV」米国や中国ではマ

「博士」生

取得者10年で16%

博士課程で人工知能(AI)を専攻した大山純さんの報告は、国内電機大手でインフラ分野の営業と開発に専事する。採用前後では専門知識はほぼ問われず、逆に「このままなられた」「学位取得より入社を優先してほしい」。結局、博士号は取らなかつた。

経団連は毎年、加盟各社の「優秀者に重宝した点」を調べている。上社を占めるのは「専門性」ではなく、「コミュニケーション能力」(北川隆一、小宮真実、生川龍一)



(注)データには一部の専門職学位も含まれる。(出所)科学技術・学術政策研究所

入学者、4年制大学と博士課程で対照的

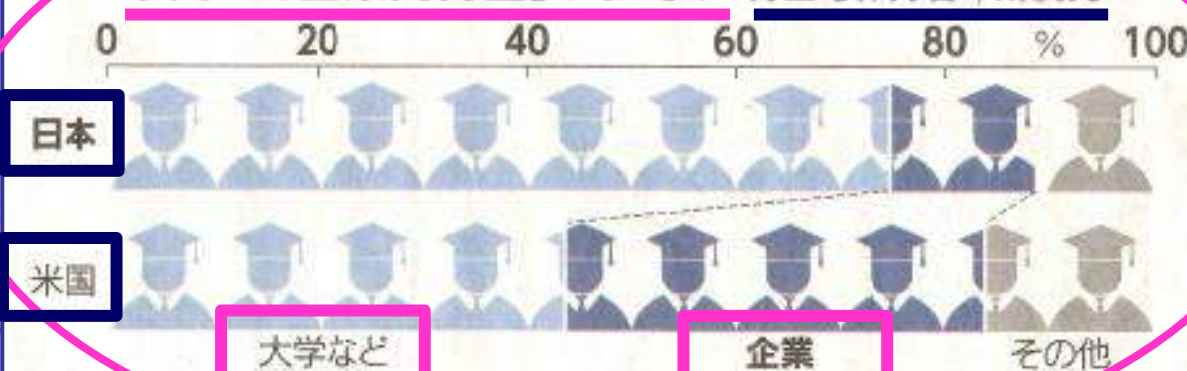


(注)入学者は文部科学省調べ。年収はパーソルキャリア、米国立科学財団調べ、日本は平均年収が31.6歳の転職希望者で修士は院卒全体のデータ、米国は学位取得後5~9年後の中央値

米国は高学位ほど年収が伸びる



日本は「企業内博士」が少ない 博士号保持者の所属先



(出所)科学技術・学術政策研究所

「R」アプリをかざすと解説動画が流れます

QRコードからダウンロード。詳細は「日経AET」で検索



沖縄科学技術大学院 学長のコメント

日本経済新聞 2021.8.30

カリン・マルキデス沖縄科学技術大学院大学長

生成AI、活用の



日本企業、博士雇う気ない

「専門外の分野を含む研究室を回る中で学生は異なる視点に気づき、アイデンティティが育つ。博士学生は起業家の理想的な卵で、彼らのブレイクスルーを促すのが教員の役目だ。博士学生は社会変革の起爆剤になれる。しかし、日本の産業界は博士を雇うことに関心がない、雇う必要がないと感じている」

——起爆剤となる博士を日本は長らく、減らし続けてきた。

「企業が修士以上の価値を見いだしていないからで、正しい方向性とはいえない。ならば大学は

日本のエネルギーの長期展望と 科学技術立国への基盤

<< 内容 >>

[1] はじめに

マル塾とのご縁、ラグビー仲間(縦と横の繋がり)、工学と理学、個人と社会

[2] 日本のエネルギーの長期展望

- (1) 人類とエネルギー、発電の四大要件、各種エネの特徴・比較と長期展望
- (2) 原子力の基礎と3.11事故——原子のエネルギー、原子力発電の主要点、3.11事故と未来(安全と技術、桁数の重要性)
- (3) プラズマによる核融合——太陽・宇宙プラズマ、身近なプラズマ、プラズマの性質、地上の核融合、閉じ込め方式、核融合の現状と展望

[3] 科学技術立国への基盤

- (1) 戦後の科学技術の発展と「基礎研究タダ乗り論」
- (2) 日本の科学技術の現状(新聞記事)——予算、論文数、博士課程進学と就職
- (3) 科学技術立国への基盤——「基礎科学(理学)のススメ」
——近年の低成長・円安・低賃金、問題解決力・創造性と基礎科学(理学)、
工学・理学両輪の大切さ、博士課程の尊重 → 社会の認識の改革

[4] おわりに: 科学技術の極め方、ラグビーからの知見——自主性、社会と個人

工学と理学・工学部と理学部

<< 工学と理学 工学部と理学部 >>

---- 特徴と違い ----

工学部

理学部

考え方

教育して育て上げる

(丁寧に面倒を見る
=ある意味「子供扱い」)

ほぼ放任/自主性に任せる

(放ったらかし=よく言えば「大人扱い」)

対話・目線

かなり(時々)上から目線

水平視線・水平目線

先生の雰囲気 (先生の呼び方)

学生が先生を
「--先生」と呼ぶ

学生が先生を
「---さん」と呼ぶ

講義(必修)

博士課程でも有

なし

修了期間

ほとんど3年で修了

年月を気にしない

就職

面倒を見る

ほとんど見ない

学位テーマ

教員が示唆(+本人)

学生が自主的に発掘

学位審査

指導教員が主査

指導教員は審査委員に
入らない(主査はおろか)

目指すところ

物を作り上げる

現象を解明し機構を理解
⇒基礎科学、長期的展望

工学と理学・工学部と理学部

<< 工学と理学 工学部と理学部 >>
 ----- 特徴と違い -----

工学部

理学部

考え方

教育して育て上げる
 (丁寧に面倒を見る
 =ある意味「子供扱い」)

ほぼ放任/自主性に任せる
 (放ったらかし=よく言えば「大人扱い」)

対話・目線

かなり(時々)上から目線

これからの日本に
 極めて重要

先生の雰囲気
 (先生の呼び方)

学生が先生を
 「--先生」と呼ぶ

学生が先生を
 「---さん」と呼ぶ

講義(必修)

物の生産にフィット
 (会社、工場) --
 明治時代からの戦略

修了期間

就職

真理の探求、
 問題解決力、
 イノベーション・創造性

学位テーマ

教員が主査(十本人)
 指導教員が主査

学位審査

学生が自主的に発掘
 指導教員は審査委員に
 入らない(主査はおろか)

目指すところ

物を作り上げる

現象を解明し機構を理解
 ⇒基礎科学、長期的展望

工学と理学・工学部と理学部

<< 工学と理学 工学部と理学部 >>
 ---- 特徴と違い ----

工学部

理学部

考え方

教育して育て上げる
 (丁寧に面倒を見る
 ーある意味「子供扱い」)

ほぼ放任/自主性に任せる
 (放ったらかし=よく言えば「大人扱い」)

対話・目線

かなり(時々)上から目線

水平視線・水平目線

先生の雰囲気
 (先生の呼び方)

学生が先生を
 「--先生」と呼ぶ

学生が先生を
 「---さん」と呼ぶ

講義(必修)

博士課程で有

なし

修了期間

ほとんど3年で修了

年月を気にしない

就職

面倒を見る

ほと

学位テーマ

教 **経験の重要度が高い分野**

**現象・真理に対して
 対等に議論**

学位審査

指導教員が主査

指導教員は審査委員に
 入らない(主査は教員か)

目指すところ

物を作り上げる

現象を
 ⇒基礎作り、長期的展望
人格の対等性の尊重

工学と理学・工学部と理学部

<< 工学と理学 工学部と理学部 >>

----- 特徴と違い -----

工学部

理学部

考え方

教育して育て上げる

(丁寧に面倒を見る
=ある意味「子供扱い」)

対話・目線

かなり(時々)上から目線

先生の雰囲気
(先生の呼び方)

学生が先生を
「--先生」と呼ぶ

講義(必修)

博士課程でも有

修了期間

ほとんど3年で修了

就職

面倒を見る

学位テーマ

教員が示唆(+本人)

学位審査

指導教員が主査

目指すところ

物を作り上げる

ほぼ放任/自主性に任せる

(放ったらかし=よく言えば「大人扱い」)

真理の探求、
問題解決力、

イノベーション・創造性
「---さん」と呼ぶ

自主性の重要性・尊重

現象・真理に対して
対等に議論

人格の対等性の尊重

現象を説明し機構を理解
⇒基礎科学、長期的展望



いうことを言いたい。
人も、是非思いき
して活動している人
チームとしての成績
必ずあるし、努力す
てほしい。ではどう
ら、次にお話した

(2) スポーツマンスピリッツ

『両立』『自主性』『無我夢中』

まず大切なことは、『諸君は部員である前に、まず九州大学の学生である』ということを強く自覚してほしい。であるから、学業と部活動を両方とも頑張れるだけ頑張って、なんとか『両立』させてほしい。実はかく言う私も、学生時代はなかなか思うようにいかず平坦な道ではなかった。しかし、諦めたらそこでストップしてしまう。粘り強く、最後まで諦めないことだ。学生時代は4年間もあるのではなく、4年間しかない。忙しい時

か得られることになる。

3番目のポイントとして、『無我夢中』ということをおげたい。人間、『寝ても覚めても』という境地まで達しなければ、大きな発展は望めない。一見、『両立』という理想と矛盾するようにも思える『自主性』乗り越えられるものだ。自身のことだ。やっていたことで今だに思い出すのは、横来る歩行者を敵のプレイヤーをしてきたこと、ボールの感触に慣れるためボールを抱いて寝たこと、プレーの左右対称化を『社会性・品格』ボールダッシュはしょっちゅう逆まわり(時計まわり)をしていたこと、合宿などではよくご飯を左手で食べていたこと、などなど。(私は右利きです。念のため。)

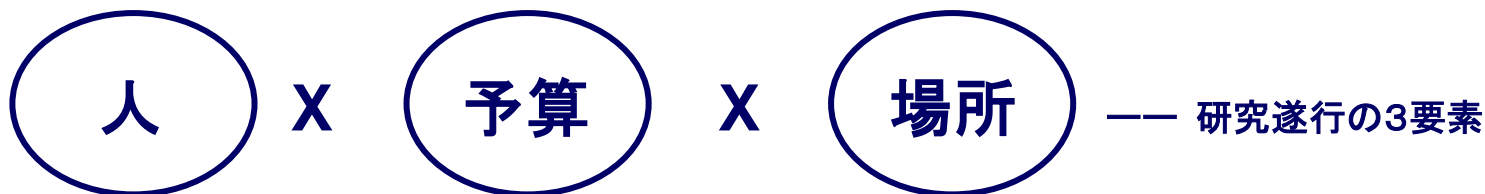
(3) 『目標設定』『フェアプレー』『ガッツポーズなし』、そしてトレーニング法

さて、『両立』『自主性』『無我夢中』という大きな柱が築かれればもうかなりのレベルと思うが、さらに上の段階を目指すコツに、『目標設定』『フェアプレー』『ガッツポーズなし』ということがあげられる。この『目標設定』の大切さは、どん

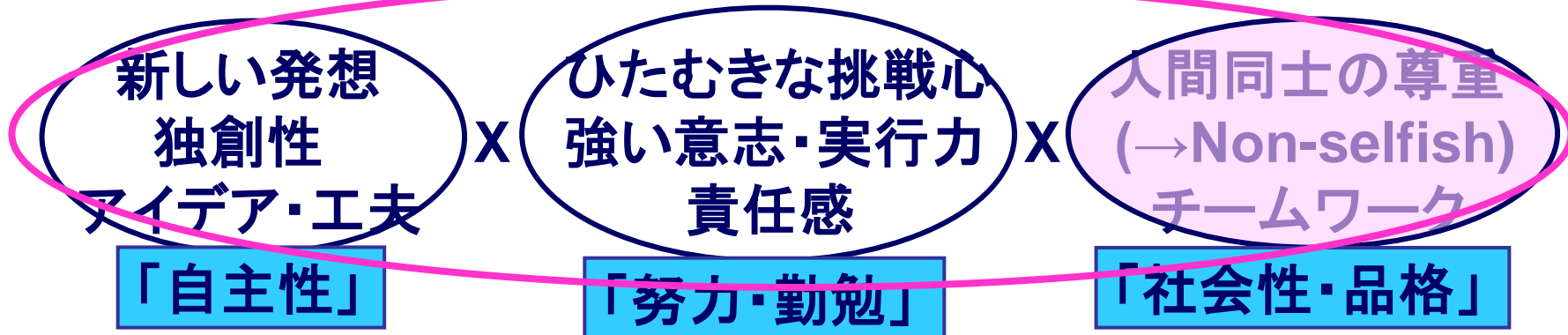
特に強調したい点

最終講義 (2009.3.23)
での最後の1枚

<< 研究 / 仕事において成果を導く要素 >>



+



“One for all, all for one” の精神の大切さ！
そして、「仕事・研究は心！」

数学月間 企画講演会:24.1.20講演-2
「超音速ノズル流の基礎と気体レーザーへの応用」
令和6年1月20日(土) 15:10~16:40
東京大学 駒場キャンパス 数理科学研究科棟 002教室

超音速ノズル流の基礎と気体レーザーへの応用

本日は、ご清聴いただき、誠に有難うございました。

九州大学 名誉教授
核融合科学研究所 名誉教授
佐藤 浩之助