

単気筒エンジンの吸気過程の研究

— 吸入効率と吸気騒音の近似計算 —

常 本 秀 幸*

石 谷 博 美*

(昭和50年4月18日受理)

A study of the induction process of a single cylinder engine

Simulation of volumetric efficiency and induction noise

by Hideyuki TSUNEMOTO and Hiromi ISHITANI

The aims of this paper are the simulation of volumetric efficiency and induction noise by using a simplified pulsating wave equation in the intake pipe of a single cylinder engine.

As the result of calculations, absolute were not satisfactory but were good at quality.

And so, we can estimate the optimum of the induction system by this calculation.

And if we modify the theoretical equations a little, the addition of heat transfer from cylinder wall and friction loss of the pulsating wave, its value will become nearly equal to experiment.

1. ま え が き

内燃機関性能向上の一手段である吸入効率向上に対する研究は、最近の排気ガス対策に対する重要度から後退しつつあるが、ディーゼルエンジンにおいて吸入効率の増大は単に性能向上ばかりでなく、排気黒煙の制御にもつながる要素をもっておりまだ研究の余地がある。この吸入効率を求めるには、ピストンのサイクリックな運動によって発生する吸気管内の圧力波の挙動を知る必要がある。従来この方面の研究は数多くあり、吸気管がないような場合のシミュレーション計算は実験結果と良い一致を見ている¹⁾。一方吸気管内圧力波を考慮したものは少なく²⁾、その場合でも吸入効率との関係が明確でない。

今回は単気筒エンジンにおいて吸気管内圧力波をもとに、特性曲線法による図式解法を利用し電子計算機によるシミュレーション計算を行い実験値と比較した。

また、このような計算により吸気系の最適値を知る事ができるようになっても、吸気系より発生する騒音が増大したのでは、一方の公害を減少させ他方の公害を増大させる結果とな

* 北見工業大学機械工学科

り、総合的最適値とはならない。

このことから、波動方程式を利し吸気系の変化による騒音の変化も合せて計算できるようにし、吸気系の総合的評価を目的とした。

2. 実験装置及び方法

今回試験に使用したエンジンは、4サイクル4気筒ディーゼルエンジンであるが、4番気筒を改造し単気筒として使用した。吸入効率測定では単気筒と同様扱えるが、騒音測定においては他気筒の透過音が混入する可能性があり、厳密な意味での単気筒吸気音とは言えないかもしれない。

吸入効率は図1のブロック線図に示すように排気側で測定しており、測定気筒だけはモータリング状態になっている。吸入管内圧力は図中の低圧指圧計で測定し、計算値との対比に使用している。

騒音の厳密な測定は、無響室等で反響音を遮断して測定しなければならないが、そのような設備がないため簡単な吸音装置を作り測定した。このため絶対値に問題はあがるが、比較試験としては問題ないと思われる。

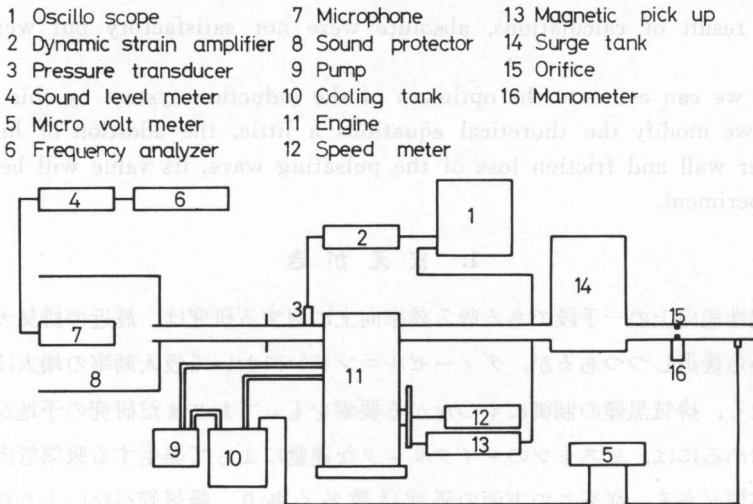


図1 試験装置図

Fig. 1. Test equipment Diagram.

3. 特性曲線の考え方

流体内の一部で圧力が上昇すると、その圧力は音速で伝播すると言う事は良く知られている。この圧力波の移動を示す理論式を考え、エンジンの吸気系に応用すれば良い。

仮定として図2に示すように、吸気管径が同一で圧力により管径の弾性変化がない状態を考えてみる。この場合質量保存則は図2において質量 m の流体 $ABCD$ が微小時間 δt の間に

A'B'C'D' に移動したとすると、移動後の変位

F'Q' は次式で示される。

$$\begin{aligned} & \delta x + \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} \delta x \right) - u \delta t \\ & = \delta x \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} \delta t \right) \quad (u: \text{流体速度}) \end{aligned}$$

一方移動後の密度 $\rho + \delta\rho$ は

$$\rho + \delta\rho = \rho + \frac{\partial\rho}{\partial t} \delta t + \frac{\partial\rho}{\partial x} u \delta t$$

で示され、質量保存則より管断面積を A とすれば、

$$m = A\rho\delta x = A(\rho + \delta\rho) \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} \delta t \right) \delta x$$

となり、これを整理して次の式を得る。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial\rho}{\partial t} + u \frac{\partial\rho}{\partial x} \right) = 0 \tag{1}$$

今求めようとしているのは圧力変化であるから、 ρ を圧力に変換する事を考えなければならない。吸気管内においては熱の授受がないものとする、圧力 p 、密度 ρ 、比熱比 κ の間には $\kappa \delta\rho/p = \delta p/p$ なる関係があり、音速 c との間には $c = \sqrt{\kappa p/\rho}$ が成立するから、断面積一定の断熱状態における質量保存則は次のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right) = 0 \tag{2}$$

一方運動方程式は、 $F = m\alpha$ (F : 外力, m : 質量, α : 加速度) の関係により求める事ができ、図2において、

$$\begin{aligned} \text{外力} & \quad F = A [(p + \delta p) - p] = A \delta p \\ \text{質量} & \quad m = A \rho \delta x \\ \text{加速度} & \quad \alpha = (u'_F - u_F) / \delta t \\ & \quad \quad \quad (u'_F, u_F: \mathbf{F}' \text{ 及び } \mathbf{F} \text{ 点における流速}) \end{aligned}$$

ここで、 u'_F は u_F の δt 時間後の値であるから、テーラー展開により次のように求める事ができる。

$$u'_F = u_F + \frac{\partial u}{\partial t} \delta t + \frac{\partial u}{\partial x} v \delta t$$

以上の関係より運動方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \tag{3}$$

となる。

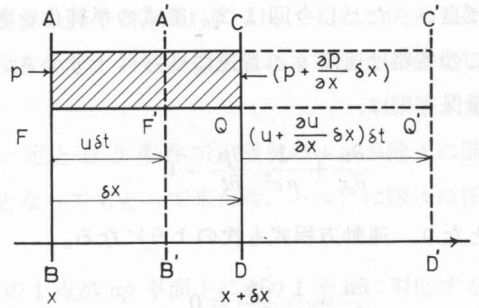


図2 管内圧力波の計算モデル

Fig. 2. Calculation model of pulsating wave.

(2), (3) 式が断面積一定の場合の質量保存則, 運動方程式となり, この両式より p を求めれば良い。ただし今回は (2), (3) 式の単純化を考え (2) 式の $u \partial p / \partial x$, (3) 式の $u \partial u / \partial x$ を省略した。この省略は速度 u が音速にくらべ十分小さい時に成立するものである³⁾。この省略によって質量保存則は,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \quad (4)$$

となり, 運動方程式も次のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

(4), (5) 式を u , p について整理すると, 音速 c 一定の波動方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (7)$$

(6), (7) 式の数学的一般解は, 進行波と逆行波を表わす 2 つの任意関数の和として

$$u = f(x+ct) + g(x-ct) \quad (8)$$

$$p = F(x+ct) + G(x-ct) \quad (9)$$

として求まる。 $x+ct=\xi$, $x-ct=\eta$ において, (8), (9) 式を (4), (5) 式に代入し, 函数 F, G を消去すると,

$$u = f(\xi) + g(\eta)$$

$$p = -\rho c f(\xi) + \rho c g(\eta)$$

となり, u, p が ξ, η で表わされるようになる。ここで ξ 及び η 一定の状態を考えると

$$dx + c dt = 0 \quad dx - c dt = 0 \quad (10)$$

$$dp - \rho c du = 0 \quad dp + \rho c du = 0 \quad (11)$$

なる関係を得る。(10) 式は xt 平面を考えた場合, x 軸と $\tan^{-1}(\pm 1/c)$ なる角度の直線群を示し, (11) 式は up 平面を考えた場合 u 軸と $\tan^{-1}(\pm 1/\rho c)$ なる角度の直線群となる。 ξ 及び η 一定における両式の対応より, ある時間, ある位置における圧力 p , 速度 u を図式的に求める事ができる。

また, 長さの単位として管長 l , 速度の単位として音速 c , 圧力の単位として動圧 $q=(1/2)\rho c^2$, 時間の単位として $\tau=l/c$ を用い, 式 (10), (11) を変形すると

$$d\left(\frac{t}{\tau}\right) - d\left(\frac{x}{l}\right) = 0, \quad d\left(\frac{t}{\tau}\right) + d\left(\frac{x}{l}\right) = 0 \quad (12)$$

$$d\left(\frac{u}{c}\right) + \frac{1}{2} d\left(\frac{p}{q}\right) = 0, \quad d\left(\frac{u}{c}\right) - \frac{1}{2} d\left(\frac{p}{q}\right) = 0 \quad (13)$$

と無次元化ができ、 $(x/l)(t/\tau)$ 平面において特性直線群は傾斜±1、 $(u/c)(p/q)$ 平面では傾斜±2の直線群となる。両平面間の対応のさせかたは、境界条件や初期条件によって初めて決まるもので、実際のエンジンをモデル化した場合について例を示し、特性曲線法による解法を具体化して行く。

図3に示すモデルは、シリンダー内圧は常に一定と言う条件で、吸気バルブが除々に開き、その時発生した圧力波が吸気端に達し反射波となってもどって来た時、バルブは除々に閉鎖すると仮定した時のものである。

初期条件としては、吸気管内圧力 p_a 、速度0の1点が up 平面上にあり、それに対応する xt 平面上の点は1の領域となる。すなわち xt 平面の1の領域は圧力、速度とも初期条件のままである。次に吸気バルブが少し開くと、シリンダー内圧との差によりバルブ附近では気体が

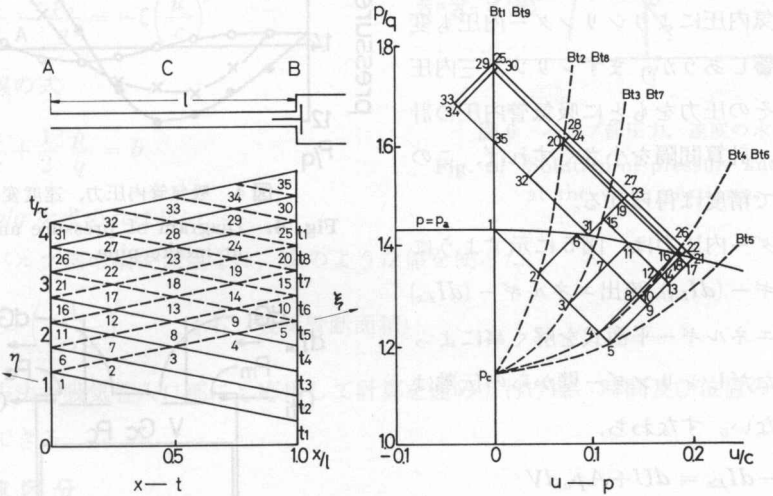


図3 特性曲線の図式解法例

Fig. 3. A example of diagrammatic solution of characteristic equation.

移動し、圧力も変化する。この圧力波は吸気開口端に向い l/c 時間後に到達する。この変化圧力は、 up 平面において初期条件1の点より進行波を示す特性曲線上にあり、また吸気バルブの境界条件上 (BT1) になければならないから両線の交点として求まる。バルブ開度にともなって境界条件が変化し、バルブ部の圧力は次々に求まる。一方バルブ部で発生した圧力波は、開口端に向うが、この圧力は up 平面において逆行波を示す曲線上にあり、また開口端の境界条件 ($p=(1/2)\rho u^2$) 上になければならないから、点6として求まる。また点3~点5等のバルブ部で発生した圧力波は、点2の反射と交叉し合成され、点7~点9のような圧力、速度を決定していく。この圧力、速度状態を吸気開口端、中間点、バルブ部についてプロットしたのが図4である。このように単純な場合は図式解法も可能であるが、実際のエンジンのようにシリンダー内圧が刻々変化し、バルブ開閉も一定していない場合、精度を高める事は難しい。特に、

吸入行程中に発生した圧力波が、圧縮、膨脹、排気各行程中にも残存し、次のサイクルに影響を与える事も考慮して求めようとする、図式解法では困難である。そこで図式解法の方法を利用し、計算機で計算を進める事を考えた。

4. 計算方程

4.1 シリンダー内圧の決定

バルブ部の境界条件はシリンダー内圧により変化し吸気管内圧に大きく影響する。もちろん、吸気内圧によりシリンダー内圧も変化し互に影響しあうが、まずシリンダー内圧を計算し、その圧力をもとに吸気管内圧の計算を進めた。計算間隔を小さくすれば、このような方法で精度は得られる。

シリンダー内圧力は、図5に示すように流入エネルギー (dI_{IN})、流出エネルギー (dI_{EX}) を考慮したエネルギー平衡式を解く事によって求まる。ただしシリンダー壁からの伝熱は考慮していない。すなわち、

$$\begin{aligned} dI_{IN} - dI_{EX} &= dU + A p_c dV \\ &= \frac{1}{R} (c_p p_c dV + c_v V dp_c) \quad (14) \end{aligned}$$

(R : ガス定数, c_p, c_v : 定圧, 定容比熱, V : シリンダー容積, p_c : シリンダー内圧,

I : エンタルピー, U : 内部エネルギー) より求める。ここで dI_{IN} が流入する時は、 $dI_{IN} = c_p T_a dG$ (T_a : 吸気ガス温度, dG : 流入ガス重量) であり、 $dG = c_f A_v w dt$ (c_f : バルブ流量係数, A_v : バルブ開口面積, w : 流速, dt : 微小時間) として求まるから、(14) 式をクランク角度について微分し、この微分方程式を数値解析する事によって、クランク角度に対する圧力を知る事ができる。この解法は誤差を少なくするためルンゲクッタ法により計算した。計算はクランク角度 1° ごとに進めた。

4.2 吸気バルブ部の圧力、速度

上記方法で求めたシリンダー内圧と、吸気バルブ部圧力差によって気体移動が起り、吸気バルブ部圧力は、正流時は圧力降下、逆流時は圧力上昇と変化する。up 平面において正流、

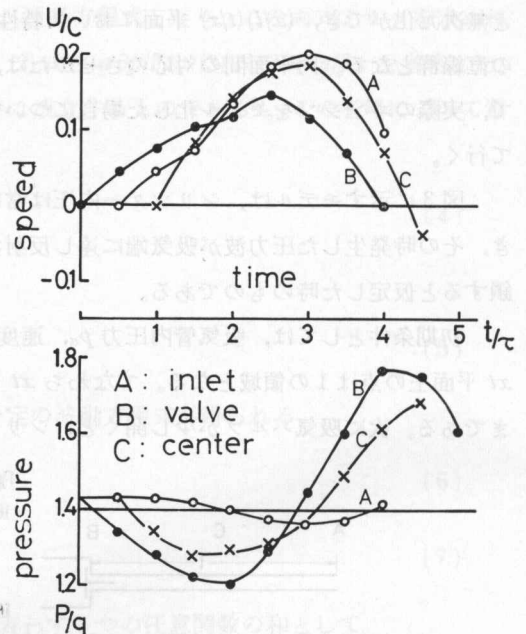


図4 吸気管内圧力、速度変化

Fig. 4. Diagram of pressure and speed at intake pipe.

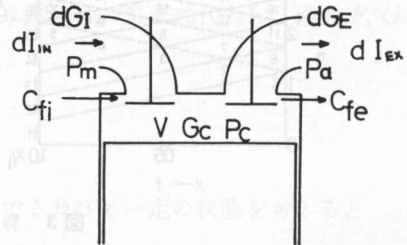


図5 シリンダー内圧力計算モデル

Fig. 5. Calculation model of cylinder pressure.

逆流時のバルブ境界条件を記入したのが図6であり、この図においてバルブ部の圧力を求めるには、進行波を示す直線との交点を求めなければならない。この場合、まず $v=0$ と進行波を示す直線との交点 b を求め、この値が、 $b > p_0$ なら正流、 $b < p_0$ なら逆流と判断でき、また無次元化した u/c 平面の特性曲線の傾斜が ± 2 である事を利用すれば、バルブ部における圧力、速度は次に示す式を解く事により求まる。すなわち、バルブの境界条件が正流の場合、

$$\frac{p}{q} - \frac{p_0}{q} = \zeta \left(\frac{u}{c} \right)^2$$

(p : バルブ部圧力, ζ : 損失係数)

逆流の場合、

$$\frac{p}{q} - \frac{p_0}{q} = -\zeta \left(\frac{u}{c} \right)^2$$

と、特性曲線の式

$$\frac{u}{c} + \frac{1}{2} \frac{p}{q} = b$$

より、 $u/c, p/q$ を求めれば良い。

ここでバルブ部の損失係数 ζ は、次のような値を使った。

$$\zeta = \left(\frac{A_0}{c_f A_v} \right)^2 \quad (A_0: \text{吸気管断面積})$$

上記の方法を吸気管入口部にも応用して計算を速めて行けば、時間及び位置の変化による圧力が計算できる。

4.3 計算区分

計算仕様変更による計算精度の変化をなくすため、図3で示したような xt 平面におけるく形の高さ、巾を一定にするよう、エンジンスピード n 、吸気管表 l により区分数 i は次の式により変化させた。

$$i = 12 \cdot l \cdot n / c$$

5. 騒音変化の計算

波動方程式(6)、(7)式は音波にも適用でき、いま音波が正弦的变化をするものとする、次のような式が(7)式を満足する事が知られている⁴⁾

逆行波に対し $p_+ = A_m e^{\omega t - kx}$ 進行波に対し $p_- = B_m e^{\omega t + kx}$ (A_m, B_m : 振幅, ω : 角周波数 = $2\pi f, f$: 周波数, $k = \omega/c$)

この事よりある位置、ある時間における音圧は次の式になる。

$$p = p_+ + p_- = A_m e^{\omega t - kx} + B_m e^{\omega t + kx} \quad (15)$$

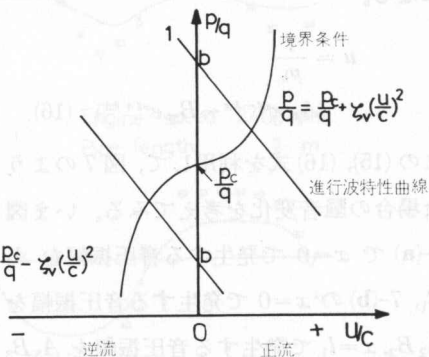


図6 バルブ部圧力、速度の求め方

Fig. 6. Solution of pressure and speed at the valve portion.

一方音圧 $p = -\rho c^2 \partial \delta / \partial t$ (δ : 流体系子の変位位置) で示されるから、この式に (15) 式を代入すれば δ が得られる。速度 u は、 $u = \partial \delta / \partial t$ であるから、この値は次のようになる。

$$u = \frac{1}{\rho c} (A_m e^{\omega t - kx} - B_m e^{\omega t + kx}) \quad (16)$$

この (15), (16) 式を利用して、図 7 のような場合の騒音変化を考えてみる。いま図 7-(a) で $x=0$ で発生する音圧振幅を $A_1 B_1$ 、7-(b) の $x=0$ で発生する音圧振幅を $A_2 B_2$ 、 $x=l_1$ で発生する音圧振幅を $A_3 B_3$ とすると、(a) と (b) の発生音圧の変化は A_1/A_3 で示される。実験値との比較においては音圧レベルで示さなくてはならないから、

$$D = 20 \log_{10} |A_1/A_3| \text{ dB} \quad (17)$$

を求めれば良い⁵⁾。

図 7 において $x=0$ における速度は変化しないとすると、(16) 式より

$$A_1 - B_1 = A_2 - B_2 \quad (18)$$

また、 $x=l_1$ における音圧、速度一定の条件より

$$\left. \begin{aligned} A_2 e^{-ikl_1} + B_2 e^{ikl_1} &= A_3 + B_3 \\ A_2 e^{-ikl_1} - B_2 e^{ikl_1} &= A_3 - B_3 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

また、開口端において音圧は全反射をするという条件より

$$\left. \begin{aligned} A_1 e^{-ikl_1} + B_1 e^{ikl_1} &= 0 \\ A_3 e^{-ikl_2} + B_3 e^{ikl_2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

を得、(18), (19), (20) 式より A_1/A_3 を求め $e^{ia} = \cos a + i \sin a$ なる関係を利用すると

$$A_1/A_3 = \cos kl_2 - \tan kl_1 \sin kl_2 \quad (21)$$

を得る。この式で k を変化させていけば、どのような周波数でどのくらい音圧レベルが変化するかわかる事ができ、その差を音圧レベルの加算法により全域に渡って加えると、オーバオールにおける音の差を知る事もできる。

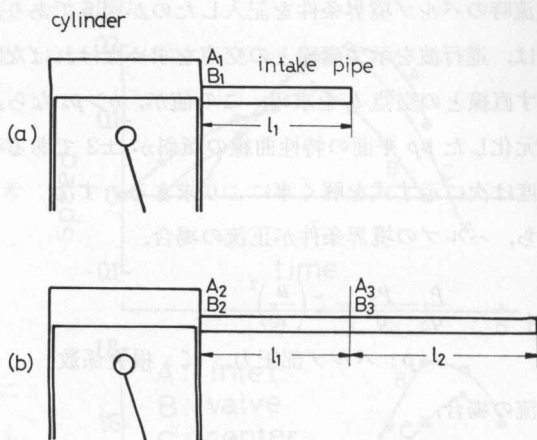


図 7 吸気騒音計算モデル
Fig. 7. Calculation model of induction noise.

6. 結果及び考察

6.1 計算サイクル

先にも説明したように、吸気行程中に発生した圧力波は、圧縮、膨脹、排気各行程中振動

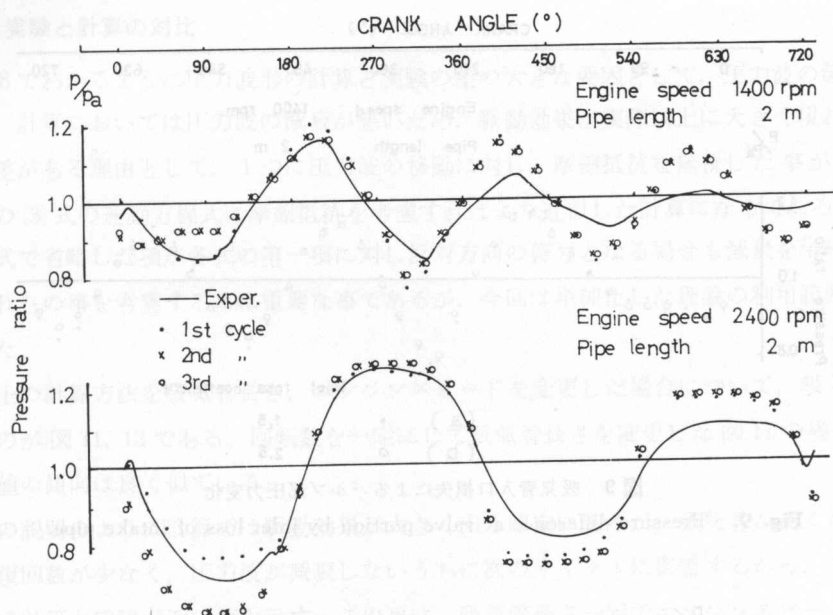


図8 計算サイクル数とバルブ部圧力変化
 Fig. 8. Pressure difference at valve portion by cycle numbers of calculation.

を繰返し次のサイクルに影響する。この脈動効果を正確に計算するには計算による吸気管内圧力波が収束するまで、計算サイクル数を増す必要がある。脈動効果の大きいものほど安定まで時間がかかると思われるが、今回は図8の条件で調べた結果、3サイクル位で収束している。ただし2サイクルで終わっても吸入効率に与える影響は1%以下であるので、今後の計算は2サイクルとした。

6.2 開口端条件

開口端条件は $p=0.5\sigma\rho u^2$ で示されるが、この σ に形状損失のみを考慮した場合と管路マサツを σ に含めた場合について、圧力波の収束状態を調べたのが図9である。

図3でわかるように開口端条件が変化すると、特性曲線との交点が変わり圧力、速度曲線にも影響してくる。この傾向は計算結果においても図9a, bの差として若干であるが現れている。管路摩擦抵抗は分布抵抗であるため、開口端条件に集中させる事はあまり意味のある事ではなく、その影響も大きくない事から計算は形状損失だけを使った。ただし分布抵抗である摩擦抵抗を考慮する方法は圧力波の減衰の方で今後考える必要がある。

6.3 シリンダー初期条件

実測値を見ると吸気上死点附近に小さな山ができています。これは上死点前に吸気弁が開くための逆流によるものであるが、この大きさはバルブの開き始めにおけるシリンダー内圧に影響を受ける。モータリング運転における上死点附近のシリンダー内圧は通常 1.1 at とされてい

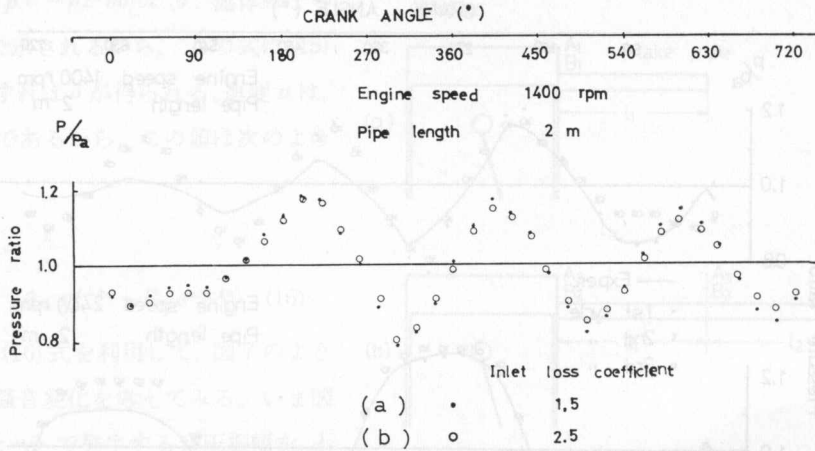


図9 吸気管入口損失によるバルブ部圧力変化

Fig. 9. Pressure difference at valve portion by inlet loss of intake pipe.

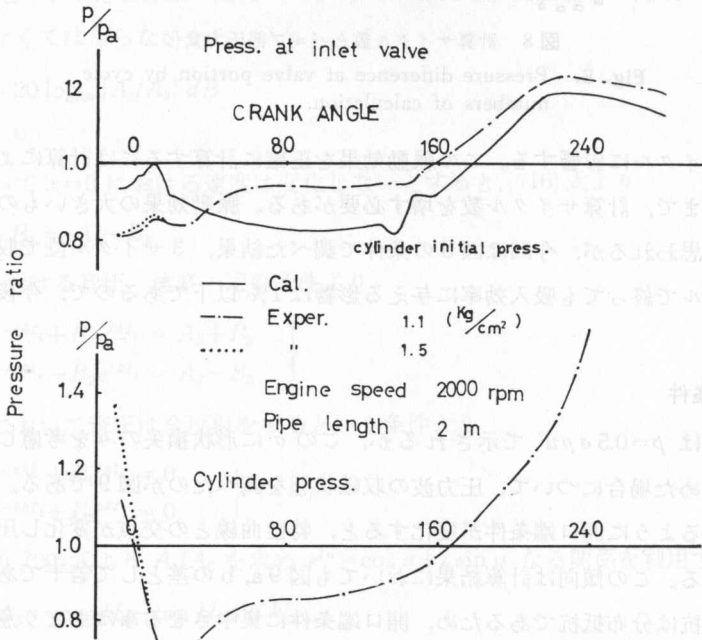


図10 初期シリンダー圧と吸気中のシリンダー及びバルブ部圧力の関係

Fig. 10. The relation between initial cylinder pressure condition, and cylinder and valve portion pressure at induction process.

るが、この値を1.5位まで変化させ計算した。実験値と同様な山ができるが(図10)初期条件の影響は少なく、全域への影響度も大きくない。これは計算開始角度を吸気弁開前15°としたため、上死点附近でシリンダー内圧が図10に示すように一定値になるためと思われる。

6.4 実験と計算の対比

図8でわかるように圧力波形の計算と実験の差の大きな要因として、圧力波の減衰があげられる。計算においては圧力波の減衰が悪いため、脈動効果が実際以上に大きく現れる。この減衰に差がある理由として、1つに圧力波の移動に対し、摩擦抵抗を無視した事が考えられる。先の(3)式の運動方程式に摩擦抵抗を考慮すればより近似した計算になるであろう。また、(2), (3)式で省略した項が各式の第一項に対し反対方向の符号となる場合も減衰を早める事になる。これらの事を考慮する事は重要な事であるが、今回は単純化した理論の利用範囲を知るにとどめた。

以上の計算方法を吸気管長さ、エンジンスピードを変更した場合について、吸入効率で比較したのが図11, 12である。回転数を一定にして吸気管長さを変更した図11の場合、計算値と実験値の傾向は良く似ている。

先の説明のように計算では脈動効果が大きく出る傾向にあるが、吸気管が長くなると圧力波の往復回数が少なく、圧力波が減衰しないうちに次のサイクルに影響するから、このような条件では計算と実験が近い値を示す。この事は、吸気管長さ一定でエンジンスピードを変えた図12でも高速側について言える。

一方回転数の低い所、吸気管の短い場合、実測では圧力波は減衰し次のサイクルにほとんど影響していないが、計算においては図8, 9で示したようにかなりの大きさで次のサイクルに影響している。しかし、圧力波の周波数が高いため、吸入行程中に負圧が入った場合かならず正圧が入り、吸入行程全体としては打ち消合っており吸入効率も実測値に近い値を示している。この事より、中間的回転数、長さの時誤差が大きいように思える。

また、計算結果が全体に実測値より高い値を示している理由として、シリンダー壁面からの伝熱を考慮していない事があり、この影響を考えに入ると実測値にかなり近づき、単純化した管内波動方程式による計算でも、かなりの利用価値が見い出せる。

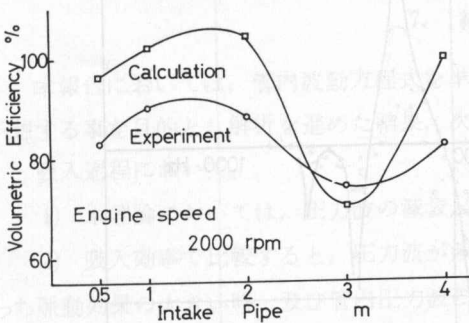


図11 吸気管長さとの吸入効率

Fig. 11. The relation between intake pipe length and volumetric efficiency.

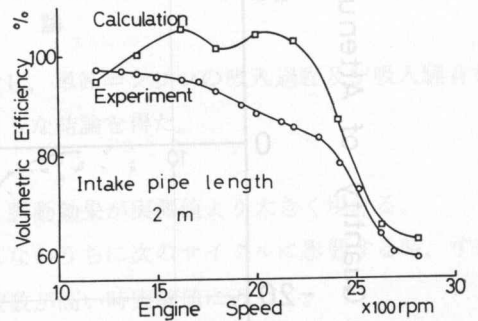


図12 エンジンスピードとの吸入効率

Fig. 12. The relation between engine speed and volumetric efficiency.

6.5 騒音測定結果及び考察

図13は回転数一定で吸気管長さを変更した時の吸気騒音の周波数分析結果である。この図を0.5 mを基準とし0.5 m, 1.5 mの吸気管を付けたとして音圧レベルの増減をプロットしたのが図14, 15である。図中の点は回転数を変えた時のもので、回転数の影響は小さい事がわかる。また図中の実線は、式(21)を計算したもので(-)側は増音, (+)側は減音を示している。

この図14, 15のような計算をすれば、実験値との対比から見て、音圧レベルがどの位変化するか計算値で見当つけられる。しかしオーバーオールレベルに与える影響は予想できない。そこで今回は次のような計算方法によりオーバーオールレベルを求めた。

$L_1 L_2 L_3 \dots L_n$ dBなる音圧レベルの音が存在する場合、総音圧レベルは単純加算でなく、

$$L_T = 10 \log (\log^{-1} L_1/10 + \log^{-1} L_2/10 + \log^{-1} L_3/10 + \dots \log^{-1} L_n/10) \quad (22)$$

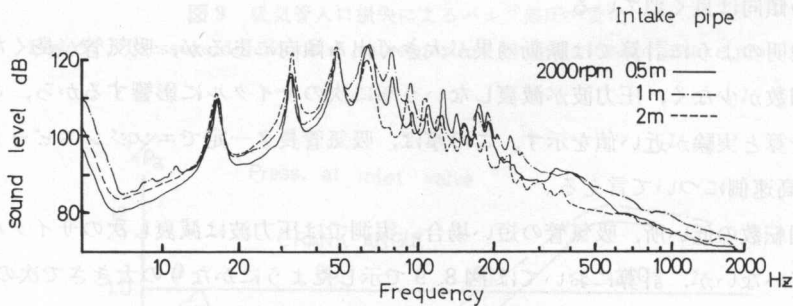


図13 吸気騒音の周波数分析

Fig. 13. Frequency analysis of induction noise.

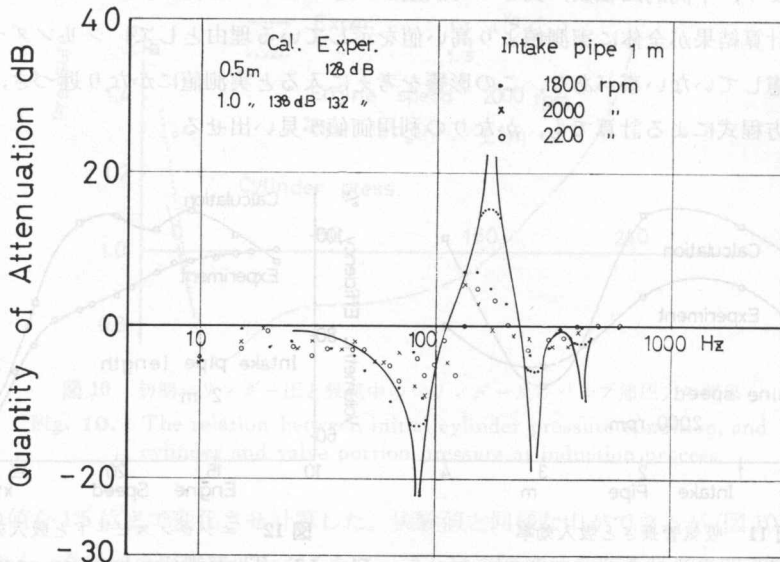


図14 吸気管長による騒音減衰特性—その1

Fig. 14. The character of sound attenuation by intake pipe length—No. 1.

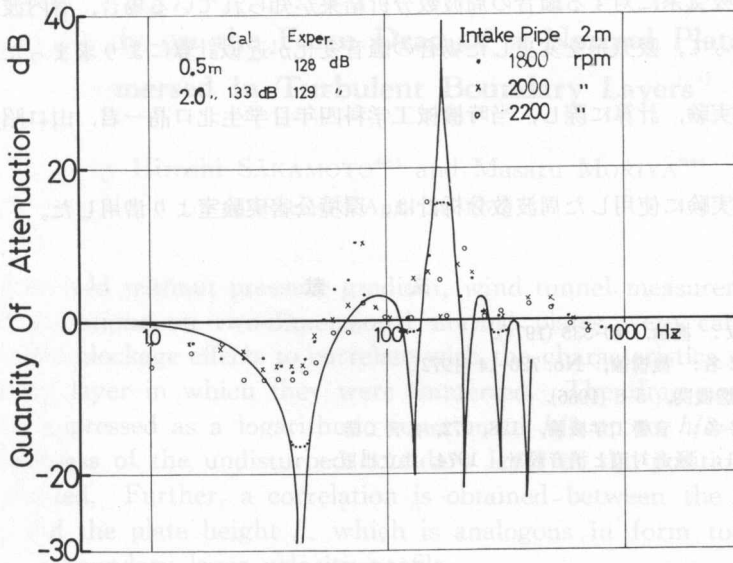


図 15 吸気管長による騒音減衰特性——その 2

Fig. 15. The character of sound attenuation by intake pipe length—No. 2.

で計算する必要があり、音圧レベルの絶対値を求めなければならない。(21)式の計算により基本吸気管長に対する音圧レベルの変化は計算できるから、基本管長の音圧レベルの絶対値を測定しておけば、その他の長さの音圧レベルの絶対値は計算でき、この音圧レベルを式(22)に代入すれば、オーバーオールレベルの変化を知る事ができる。この計算を進める上で、(21)式の計算値をそのまま使うと共振点における値が大きく影響し、近似度が悪い。そこで、共振点附近では点線のように一定周波数幅でダンピングさせ、計算をすると、図 14, 15 の中に記入した比較値のように、計算値と実測値は近い値を示すようになる。このような方法は今回のような音の変化の少ない直管の場合より、(21)式の考え方を発展させ、消音器付について応用するとその利用価値は高い。

7. 結 論

本報告においては、管内波動方程式を単純化し、単気筒エンジンの吸入過程及び吸入騒音を予想する事を目的とし解析を進めた結果、次のような結論を得た。

吸入過程において、

- 1) 本理論においては、圧力波の減衰が悪く脈動効果が実測値より大きく現れる。
- 2) 吸入効率で比較すると、圧力波が減衰しないうちに次のサイクルに影響する時、すなわち脈動効果の大きい時、及び管内圧力波の周波数が高い時実験値に近づく。
- 3) 吸気過程にシリンダー壁の伝熱を考慮すれば、最大 10% 位の誤差内で吸入効率の変化を知る事ができる。

吸気騒音について

4) 基本吸気系に対する騒音の周波数分析結果が知られている場合、管内波動方程式を利用する事によって、吸気系を変更した場合の騒音変化が近似計算により求まった。

終りに、実験、計算に際し、当時機械工学科四年目学生北口晶一君、山口昭夫君の御助力に感謝する。

また、本実験に使用した周波数分析計は、環境公害実験室より借用した。

文 献

- 1) 松岡・田坂：機論，40-335 (1974).
- 2) 嶋本・他2名：機構論，No. 720-14 (1972).
- 3) 内田：内燃機関，5-8 (1966).
- 4) 早坂・他2名：音響工学概論，128, 972, 日刊工業.
- 5) 福田・奥田：騒音対策と消音設計，1974, 共立出版.

Fig. 12. The character of sound attenuation by intake pipe length.

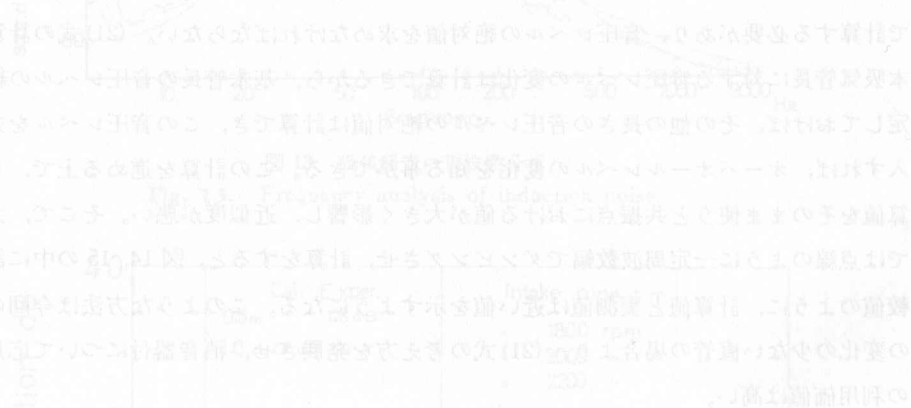


Fig. 13. The character of sound attenuation by intake pipe length.

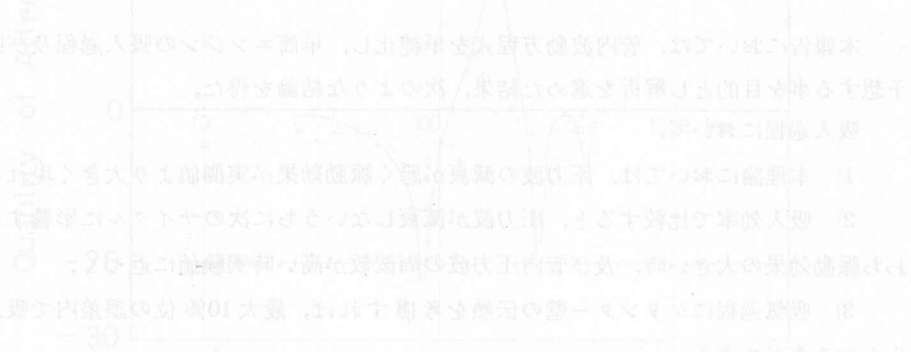


Fig. 14. The character of sound attenuation by intake pipe length.