振動リード法における環境気体圧力の影響

(第1報) 解析及び測定法

福井大学工学部	朱	承	興*(会員)
〃	石	川	左 武 郎*(〃)
〃	吉	田	幸 吉*(〃)
〃	小	形	信 男*(〃)
〃	柳	川	紹 明*
〃	呉	小	玲*

Effect of Environmental Gas Pressure on Measurement of Dynamic Bending Properties with Vibrating Reed Method Part 1 : Theoretical Analysis

By C. X. Zhu*, S. Ishikawa*, K. Yoshida*, N. Ogada*,
T. Yanagawa* and S. L. Wu*

*Faculty of Engineering, Fukui University,
Fukui Shi, Fukui*

Abstract

Based on Nolle's consideration, a new model is proposed which involves the resistance of environmental gas to vibrating, the change of reduced mass caused by environmental gas and the nonlinearity of dynamic modulus of sample. From this new model, equations were developed for plotting theoretical resonance curves and phase difference curves under various environmental gas pressures, and other equations were also derived for calculation of nonlinearity of dynamic modulus in addition to initial dynamic modulus and dynamic viscosity. To discuss the applicability of this model, a stable vibrating provision and a sensitive measuring system were made. For each sample, resonance curves and phase difference curves were recorded under various environmental gas pressures. As the curves obtained from measurement coincided well with those theoretical ones, it became known that the vibrating behaviours of different kinds of macromolecular reeds can be described and the nonlinearity of dynamic modulus can be evaluated with this new model under various environmental gas pressures.

(Received, 12, Nov., 1986)

摘 要

Nolle のモデルに基づいて、試料の振動運動に対する環境気体の抵抗、環境気体による試料換算質量の変化及び試料の動的弾性率非線形性を組込んだ新モデルを提案した。解析により、共振曲線と位相差曲線を表わす理論式及び動的弾性率非線形性等のパラメータを求められる式を導出した。新モデルの整合性を検証するため、安定的な振動子系と高感度の測定系を試作して、各種試料について各環境気体圧力下で試験を行い、それぞれの振幅共振曲線群と位相差曲線群を求めた。理論共振曲線と実測共振曲線はよい一致を示すことから、高分子リードの振動挙動を新モデルで表わせることと、動的弾性率非線形性を新モデルにより評価できることが明らかになった。

(昭和61年11月12日受理)

1. 緒 言

天然高分子材料であろうと、合成高分子材料であろうと、高分子材料は理想的な線形粘弾性体と異なり、一般に変形量に応じて動的弾性率が多少変化するという、いわゆる動的弾性率の非線形特性（以下非線形性と略称）を示す。又、将来の宇宙産業や海洋開発産業などを展望すると、これら産業は高真空下あるいは高圧下の作業が多く、将来これら産業界でも高分子材料が多く利用されることも考えられるので、非線形性を示す高分子材料の各環境気体圧力下での振動挙動を明らかにしておくことは、実用的見地から重要であり、高分子材料特性を理解する上でも興味のあることである。

振動リード法については、古くから研究され、Nolle¹⁾、Onogi ら²⁾ 及び Bland ら³⁾ が重要な基礎知見を提供している。その後、Shroff⁴⁾ は試料強制端と自由端との振幅比及び位相差で動的弾性率と動的損失を計算する式を導出した。Wapner ら⁵⁾ はフーリエ変換を使って、線形粘弾性リードの振動運動を解析し、より一般的な解を求めた。Glauz⁶⁾ は振動リード法による動的弾性率の測定における計算誤差について論じた。Onogi ら⁷⁾ は又、低周波数での振動リード法における試料重力の影響を考慮して解析を行った。Nishinari ら⁸⁾ は振動リード法を再討論し、試料の粘性による共振周波数の変化について述べた。高畑⁹⁾ は数値解析法を用いて、Nolle 式、Onogi 式等の適用性を検討した。しかし従来、環境気体圧力、特に材料の動的弾性率非線形性の振動挙動に対する影響に着眼して実験的に系統だてて検討した報告は少ない。

本研究の目的は、非線形性を示す高分子材料の各

環境気体圧力下での振動挙動を明らかにしその非線形性を定量的に評価することにある。まず安定的な振動子系と高感度の測定系を試作し、各種試料について、各環境気体圧力下で試験を行い、それぞれの振幅共振曲線と位相差曲線を求めた。同時に Nolle のモデルを出発点とし、環境気体圧力効果と材料の動的弾性率非線形性効果を組込んだ新モデルを提案した。新モデルを解析し、共振曲線を表わす理論式及び非線形性等のパラメータが求められる式を導出した。理論共振曲線は実測共振曲線とかなり一致している。本報告はこれら検討結果について述べる。

2. 理 論

2.1 Nolle のモデル

Nolle は、まずこの問題を近似的に図 1 A に示したような力学モデルを考え、次にこの振動系を図 1 B のような電気回路の振動問題に等価変換して解いている。

Nolle のモデルの解は次のとおりである。

$$E_1 = \frac{B_s D L^4}{T^2} [F_0^2 + \frac{1}{2} (\Delta F)^2] \quad (1)$$

$$E_2 = \frac{B_s D L^4}{T^2} \cdot F_0 \cdot \Delta F \quad (2)$$

$$M_0 = \frac{B_s D L^4}{4 \pi^2 T^2} \quad (3)$$

ただし、 E_1 は動的弾性率、 E_2 は動的損失、 B_s は係数（最低周波数側の第 1 個共振点附近の振動は原振動と呼ばれる。原振動のとき $B_1 = 38.4$ ） D 、 L 、 T はサンプルの密度、長さ、厚さ、 F_0 は共振周波数、 ΔF はバンド幅、 M_0 は換算質量である。

Fig. 1 Nolle's model
(A) Mechanical model
(B) Corresponding electric circuit

2.2 新モデルの提案

環境気体圧力効果及び材料の動的弾性率非線形性効果を考慮すると, Nolle のモデルに次の 3 修正要点を加味しなければならない。

第 1 点は試料の振動運動に対する環境気体の抵抗である。気体抵抗の効果を表わす η_1 なるダッシュポットの抵抗は近似的に試料自由端の速度 $\dot{X}_1$ に比例すると見なせるが, η_1 は環境気体圧力 P に依存すると予測される。両者の関係を実験的に見出したい。

第 2 点は試料の換算質量の問題である。環境気体が存在すると, 強制振動をしている試料の内部及び試料周辺の気体層も一緒に振動するので, 換算質量 M は真空状態の換算質量 M_0 より大きくなる。今, 換算質量 M を $M_0(1 + CP)$ の形にしておく (C は係数)。

第 3 点は材料の動的弾性率非線形性である。理想的な線形弾性体の回復力 $F(X)$ は図 2 の破線のように変形量 X に比例して直線的に変化するが, 現実の高分子材料では, 変形量の絶対値の増加につれて, 回復力 $F(X)$ の変化率は一定ではなく, 減小 (又は増大) する。

材料のこのような動的弾性率非線形性を評価するために, 初期弾性率 E と非線形因子 $K(|KX^2| \ll E)$ を用いて, 非線形弾性率 $E(X)$ を表わすことにする。一般の材料では $F(-X) = -F(X)$ が常に成立するから, 便宜のため,

$$F(X) = -(EX - KX^3) \quad (4)$$

と仮定し, 又, 非線形弾性率 $E(X)$ を $F(X)/X$ と定義すると,

Fig. 2 Behaviour of non-linear elastomer
X : Displacement
F(X): Resilient force

$$E(X) = E - KX^2 \quad (5)$$

となる。但し, 材料によっては K は負の値も取り得る。この仮定の整合性は第 5 章で論じる。

上述の 3 要点を Nolle のモデルに加えると, 図 3 のような新モデルが得られる。対応する電気回路のコンデンサも非線形になり, $1/(E - KX^2)$ の値を取る。

図 3 B の電気回路から, 次の 2 式が成立する。

$$\text{電圧} = \eta_1 \dot{X} + M\ddot{X} = \eta_2 \dot{X}_2 + (E - K\dot{X}_2^2)X_2 \quad (6)$$

$$\text{電流} = \dot{X} = \dot{X}_1 + \dot{X}_2 = \omega d \sin(\omega t) \quad (7)$$

上式中のパラメータは次の物理的意味を持っている。

X : 試料強制端の変位

Fig. 3 New model
(A) Mechanical model
(B) Corresponding electric circuit

X_1 : 試料自由端の変位

X_2 : 強制端の変位と自由端の変位との差

d : 強制振動の振幅

ω : 強制振動の角周数

γ_1 : 環境気体抵抗効果を表わす係数

γ_2 : 試料の粘性係数

E : 試料の初期弾性率

K : 動的弾性率の非線形因子

便宜上, まず X_1 を消去する. 又, 簡単にするため, X_2 を X と書くと, 振動系の微分方程式は次式になる.

$$M\ddot{X} + EX - KX^3 + (\gamma_1 + \gamma_2)\dot{X} - \omega d [\omega M \cos(\omega t) + \gamma_1 \sin(\omega t)] = 0 \quad (8)$$

3. 実験

3.1 振動子系の試作

振動リード法で測定する時, 試料自由端の振幅はクランプの強制振幅に敏感に反応するから, 実験用振動数の範囲で任意の振動数に対してクランプの強制振幅は常に同じであることが振動子系に要求される. そこで, 光電素子を用いてクランプ振幅検出器を作り, フィードバック回路を設けて, 振幅が振動数にほとんど依存しない振動子系を試作した.

3.2 検出系の試作

環境気体圧力効果及び試料の動的弾性率非線形性の影響を加味すると共振曲線の形状が複雑になるばかりでなく, 未知数が増加するため, 試料自由端と強制端との位相差も利用する必要がある.

試料の強制端と自由端の振幅及び強制端と自由端との位相差を測定するため, 2組の光電素子を使用した. 図4に振動検出装置を示した. 光源からの光は2つのスリットを通過して2束の下向きの平行光線になる. 進行中, 試料及びクランプに付けてある遮光片にて遮断されなかった光線は下方に設置された2つの光電素子に入力する. ただし, 試料自由端の振幅はかなり大きいので, 平衡点より左側の変位のみが測定されるようにした.

検出系のブロックダイアグラムを図5に示した. 光電素子からの信号 U_1 と U_2 は微分回路を通過して, U_3 と U_4 になり, 波形変換器にて矩形波 U_5 と U_6 になる. U_5 と U_6 の立ち下がり, 2つの A—D 変換器により, U_1 と U_2 の極大値, 即ち試料強制端と自由端の振幅を読取る. 又, タイマを制御することにより, 強制振動の周期 T 及び U_2 と U_1 が極大値

Fig. 4 Actuating and measuring device

を取る時間差 ΔT が得られる. ここで位相差を強制端に対する自由端の位相遅延量と定義すると, 位相差 ϕ は $2\pi \cdot \Delta T / T$ で表わされる.

図6は測定に用いたプログラムのフローチャートである. 測定精度を高めるために, データを連続的に10回読み取り, その平均値を求めてプロットに出力した.

3.3 圧力系

本実験の圧力系の構成は図7に示した. 振動子と測定装置はタンク中に設置された. タンク中の圧力は 10^{-3} mmHg から3気圧の範囲で調節できる.

試料の力学的性質に顕著な影響を与える湿度効果を除去するため, 実験は絶乾状態で行う必要がある. そこで, コンプレッサとタンクの間にシリカゲルを充填した除湿用の鉄管を挿入した. タンク中にもシリカゲルを置くことにした.

3.4 試料及び実験条件

測定に用いた試料を大別すると, ポリエステルフィルム, ゴムシート, 織物 (綿, 羊毛, シルク及びポリエステル) などであった (詳細は次報で述べる). 実験サンプルの大きさは, 幅がいずれも1cmで, 長さは共振周波数が15 Hz ~ 25 Hz 範囲におさまるような長さに切取った.

Fig. 5 Block diagram of measuring mechanism

Fig. 6 Flow chart for measurement

実験は室温で行った。環境気体圧力は 10^{-3} mmHg (以後真空と略称) から3気圧の範囲で0.5気圧ずつ変化させながら測定を行った。真空状態で試料自由端の共振振幅が4 mm ぐらいになるように強制振幅を調節した。1本の実測共振曲線は25個～40個の測定値からなっている。

4. 実験結果

4.1 共通的な特徴

実験結果の一例を図8に示した。(A)図は振幅共振曲線で、(B)図は対応する位相差曲線である。共通的な特徴は次のように要約される。(1)真空状態から環境気体圧力が増加して行くと、共振振幅は減少し、共振曲線の形状は平滑になる。(2)環境気体圧力が増大すると、共振周波数は低周波数側へシフトする。(3)周波数が低い時、位相差はゼロに近くなるが、高周波数側では位相差は π に近づく。共振が起るとき、位相差はほぼ $\pi/2$ となる。(4)位相差の変化は共振点附近で最も激しく起こる。(5)環境気体圧力が低い場合、又は試料の粘性効果が小さい場合に位相差の変化は急激であるが、その逆の場合は緩慢である。

4.2 ヒステレシス現象

織物試料の共振曲線の形状についてみると、共振周波数に対してかなり非対称的であり、共振曲線のピークは低周波数側に傾く。極端な場合、共振曲線は図9に示したようなヒステレシス現象を示す。つまり、周波数の掃引方向が異なると、得られた共振曲線のジャンプ周波数も異なり、共振曲線の形状も相異なる。

強制振動の周波数を低い所から次第に増加させてゆくと、試料自由端の振幅は図9で $a \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow e \rightarrow f \rightarrow g$ のように変化し、cからeへジャンプが発生する。逆の場合、振幅は $g \rightarrow f \rightarrow e \rightarrow d \rightarrow b \rightarrow a$ のように

Fig. 7 Apparatus for pressure adjustment

Fig. 8 Common features of vibrating behaviour
(A) Resonance curves
(B) Phase difference curves

変化し、異なった周波数でジャンプが起こる。破線で表示した $c \sim d$ の部分に相当する振動は不安定であるから、実験的に見出すことは不可能である。

対応する位相差図にも、周波数が上がる時 $c' \rightarrow e'$ 、下がる時 $d' \rightarrow b'$ のようにジャンプが発生する。

説明が付いている場合を除いて、以下の実測共振曲線は全部低周波数から高周波数へ掃引する時測定したものである。

環境気体圧力効果についてみると、真空で共振曲

Fig. 9 Hysteresis phenomenon in resonance curve and phase difference curve

Fig.10 Effect of environmental gas pressure on the jump phenomenon in resonance curves

線にジャンプ現象が発生しても、常気圧のときにジャンプ現象が必ず起こるとはいえない。環境気体圧力が増加すると、気体の抵抗にて、動的弾性率非線形性の影響は低下し、例えば、図10に示したように、ジャンプ現象は発生しにくくなる。一般の試料についてみると、常気圧ではジャンプ現象とヒステリシス現象は起こりにくいようである。

5. 考 察

5.1 修正要点の検討

環境気体圧力の影響と材料の動的弾性率非線形性の影響を考慮すると、3修正要点をNolleのモデルに加味すべきであることは既に第2章で述べた。ここで実測共振曲線を用い、3修正要点の必要性を検討してみる。

(1) 気体の抵抗効果は、各環境気体圧力下で求めた共振曲線から直観的に分かるように無視することはできない。

(2) 環境気体による換算質量の増加を検討するにあたって、図11に示したような2種類の曲線群を実測した。図11Aは通常(つまり強制振幅を一定にした時)の共振曲線群であり、図11Bは特に試料自由端の共振振幅を一定に保つようにして得られた曲線群である。2者共環境気体圧力の増加につれて共振周波数は低周波数側へシフトする。

高分子材料の場合 $\tan \delta$ の値が小さいので、 η_1 (だ

いたい η_2 と同じオーダー) と η_2 の変化による共振周波数の変化は無視できる。従って、環境気体圧力の増加につれて共振周波数が低周波数側へシフトする現象は換算質量の増大に起因していると考えられる。

(3) 共振曲線が非対称性を示すような材料の動的弾性率は非線形性を示すということを検証するため、次の実験を行った。一種の羊毛織物について真空状態で異なった強制振幅にて何本かの共振曲線を求め、共振振幅と共振周波数との関係を求めると、図12Aのような曲線群となる。実験は真空で行ったため、環境気体の影響は無視してよい。もし試料の動的弾性率が常数であれば、強制振幅が変化しても、共振周波数は変化しないはずである。真空で共振周波数が振幅に応じて変化するという上述の結果は、動的弾性率が常数ではなく、振幅に依存していることを意味する。

第2章で初期弾性率 E と非線形因子 K を用い $E - KX^2$ で材料の非線形弾性率を表わした。この仮定の合理性を検討するために、図12Aと図12Bを対比して考察しよう。図12Aは実測曲線群を示し、図

Fig.11 Effect of environmental gas pressure on resonance frequency
(A) Keeping the amplitude of forced end constant
(B) Keeping the resonance amplitude of free end constant

Fig.12 Effect of amplitude on resonance frequency
(A) Curve obtained from measurement
(B) Theoretical curves calculated on the supposition of $E(X) = E - KX^2$

12Bは $E(X) = E - KX^2$ と仮定して後述の理論式から求めた各強制振幅下での理論共振曲線群を示す(具体的な手順は5.2節で記述する)。両曲線群はよく一致していることから、上述の仮定には整合性がある。ことが分かった。

5.2 新モデルによる解析

新モデルの微分方程式は第2章の(8)式で示される。強制振動する時、共振しているかどうかにかかわらず、自由端の定常振動の角周波数は常に強制端の角周波数 ω と一致するから、(8)式を標準型に整理する。

$$\begin{aligned} \ddot{X} + \omega^2 X &= aX + bX^3 + c\dot{X} + e \cos(\omega t) + g \sin(\omega t) \\ &= h \cdot f(X, \dot{X}, t) \quad (0 < h \ll 1) \quad (9) \end{aligned}$$

となる。ただし、

$$a = \omega^2 - \frac{E}{M}, \quad b = \frac{K}{M}, \quad c = -\frac{\eta_1 + \eta_2}{M}, \quad e = \omega^2 d, \quad g = \frac{\omega d \eta_1}{M}$$

共振点附近では $|\omega^2 - \frac{E}{M}|$ の値は小さく、高分子材料の場合 $\tan \delta$ の値が小さく、 E と比べ $|KX^2|$ の値が小さく、かつ材料自由端の振幅と比べ、強制端の振幅 d は小さいので、(9)式の右辺の係数 a, b, c, e 及び g は共に小さい。結局 $0 < h \ll 1$ の関係が成立する。(9)式はDuffing式と一致するから、平均法(振幅、位相徐変化法ともいう)によって定常解が求められる。

今、定常解を次の形に置く。

$$X = A \cdot \cos(\omega t - \phi) \quad (10)$$

ただし、振幅 A 及び位相差 ϕ はゆっくり変化する t の関数である。平均法を用いて振幅 A の変化率 $\dot{A}$ 及び位相差 ϕ の変化率 $\dot{\phi}$ は次式で与えられる。

$$\dot{A} = -\frac{h}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(X, \dot{X}, t) \cdot \sin(\omega t - \phi) dt \quad (11)$$

$$\dot{\phi} = \frac{h}{2\pi A} \int_0^{2\pi} f(X, \dot{X}, t) \cdot \cos(\omega t - \phi) dt \quad (12)$$

次に平衡状態を考えてみる。平衡状態では、 $\dot{A} = 0$ 、 $\dot{\phi} = 0$ であるから、 $f(X, \dot{X}, t)$ の具体的な関数を(11)式と(12)式に代入し、ゼロと置くと、平衡状態の式が得られる。

$$\dot{A} = \frac{1}{2} (c \omega A + e \sin \phi - g \cos \phi) = 0 \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \dot{\phi} = \frac{1}{8A} (4aA + 3bA^3 + 4e \cos \phi \\ + 4g \sin \phi) = 0 \quad (14) \end{aligned}$$

(13)式と(14)式から、定常解の振幅 A 及び位相差 ϕ を表す理論式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{9}{16} K^2 Z^3 + \frac{3}{2} K (\omega^2 M - E) Z^2 \\ + [(\eta_1 + \eta_2)^2 \omega^2 + (\omega^2 M - E)^2] Z \\ - \omega^2 d^2 (\omega^2 M^2 + \eta_1^2) = 0 \quad (15) \end{aligned}$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{3\eta_1 K A^2 - 4\omega M (\eta_1 + \eta_2) + 4\eta_1 (\omega^2 M - E)}{3\omega M K A^2 + 4\eta_2 (\eta_1 + \eta_2) + 4\omega M (\omega^2 M - E)} \quad (16)$$

ただし、 $Z = A^2$ である。

(15)式と(16)式により、任意の ω の値における定常解の振幅 $A = \sqrt{Z}$ 及び位相差 ϕ が求められるので、理論共振曲線と理論位相差曲線が書ける。 Z に関する3次式の(15)式はやや長いけれども、かなり重要である。新モデルの適用性をこの3次式により検討し、又、本稿の理論共振曲線もこの3次式で求めたのである。

次に、各パラメータを求める際、簡素化するため、真空状態について考えてみる。真空で $\eta_1 = 0$ であるから、(13)式と(14)式は次の2式になる。

$$\dot{A} = \frac{1}{2} (\omega \eta_2 A - \omega^2 d M_0 \sin \phi) = 0 \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \dot{\phi} = \frac{1}{8A} [4(E - \omega^2 M_0)A \\ - 3KA^3 - 4\omega^2 d M_0 \cos \phi] = 0 \quad (18) \end{aligned}$$

真空で、 $\phi = \pi/2$ のとき、 $A = A_0$ 、 $\omega = \omega_0$ 、 $\phi = 3\pi/4$ の時、 $A = A_1$ 、 $\omega = \omega_1$ とし、これらを上の2式に代入すると、次の結果が得られる。

$$K = \frac{4[(\omega_1^2 - \omega_0^2)A_1 - 0.707\omega_1^2 d]M_0}{3(A_0^2 - A_1^2)A_1} \quad (19)$$

$$E = \omega_0^2 M_0 + \frac{3}{4} K A_0^2 \quad (20)$$

$$\eta_2 = \frac{\omega d M_0}{A_0} \quad (21)$$

真空でのデータを使用すれば、試料の動的弾性率非線形性等のパラメータが求まる。これらの値を(15)式と(16)式に代入し、プロットで理論共振曲線と理論位相差曲線が得られる。例えば、図12Bは、まず図12A中の大振幅の実測共振曲線のデータを(19)~(21)式に代入し、試料のパラメータを算出して、次に各強制振幅 d の値にて(15)式により $A = \sqrt{Z}$ を $f = \omega/2\pi$ に対してプロットしたものである。

5.3 新モデルの適用性

モデルの適用性を調べるには、定常解の振幅(2乗)と位相差を示す(15)式と(16)式について検討して見る。非線形因子の絶対値が小さいとき、あらゆる ω の値に対して(15)式はただ1つの実根を持ち、 $A = \sqrt{Z}$

Z も唯一の値を有する。 K の絶対値がある限界値を越えると、一定の周波数範囲で(15)式は3つの実根を持ち、振幅 $A=\sqrt{Z}$ も3つの値をとりうる。そのとき、共振曲線にヒステレシス現象が発生する。換言すれば、ヒステレシス現象が発生するかどうかは、(15)式の実根の数によって決まる。

図13は(15)式により得た理論共振曲線の一例である。A図の曲線2は $K=0$ の時の曲線であり、共振周波数に対して曲線の形状はほぼ対称的である。 K の値が増大すると、共振曲線のピークは曲線3, 4のように低周波数側へ傾斜し、共振曲線は非対称性を示す。 K の値が一定の限界値を越えると、共振曲線は曲線5, 6のようになる。曲線6のc~dの部分に相当する振動は不安定であり、実測の時、強制振動の周波数が上昇していくとcから、又、低下していくとdからジャンプし、ヒステレシスが現れる。曲線1は $K<0$ の時の理論共振曲線である。これらの理論共振曲線の形状は、それぞれ相当する実

測共振曲線の形状と一致している。

図13Bは、 K を一定とし、異なった η_1 (環境気体圧力) 下で得た理論共振曲線である。図に示したように、 K は一定であるけれども、 η_1 が増加すると、共振曲線の非対称性は小さくなり、ヒステレシス現象が発生しにくくなる。この点も実験結果と一致する。ただし、図13Bでは、環境気体による換算質量の変化は省略してある。実際には、環境気体圧力が増加すると、換算質量が増大するため、共振曲線は低周波数側へシフトする。

図14Aは絹織物の実測共振曲線群であり、図14Bは対応する理論曲線群である。両者共、真空状態でジャンプ現象が現われるけれども、環境気体圧力が増加すると、ジャンプ現象は消失する。又、前の図12には真空中で各強制振動下の理論共振曲線群を実測共振曲線群と対比して示し、両者はよく一致している。このように、新モデルにて得られた理論共振曲線は実測共振曲線と一致するので、新モデルは各種高分子材料の各環境気体圧力下での振動挙動をよく説明できることが明らかになった。

Fig.13 Theoretical curves calculated with equation (15)
(A) Effect of non-linearity of dynamic modulus
Curve 1 : $K<0$; Curve 2 : $K=0$; Curves 3 ~ 6 : $K>0$
(B) Effect of air damping coefficient η_1

Fig.14 Resonance curves for silk fabric
(A) Curves obtained from measurement
(B) Theoretical curves calculated with equation (15)

6. 結 言

高分子材料，特に動的弾性率が非線形的である高分子材料を振動リード法によって強制振動する時の振動挙動の環境気体圧力非線効果及びその非線形性の評価について検討した。

まず，Nolle のモデルを出発点とし，環境気体圧力の影響及び材料の動的弾性率非線形性の影響を組み込んだ新モデルを提出した。新モデルの整合性を実験的に確かめるため，安定的な振動子系と高感度の測定系を試作し，各種材料について各環境気体圧力下で試験を行い，それぞれの振幅共振曲線群と位相差曲線群を求めた。

新モデルによる解析から，定常状態の振幅と位相差を表わす理論式及び材料の動的弾性率非線形性等

のパラメータが求められる式を導出した。

新モデルによる理論共振曲線と実測共振曲線はよい一致を示すことから，高分子リードの振動挙動を新モデルで表わせることと，動的弾性率非線形性を新モデルにより評価できることが明らかになった。

参考文献

- 1) A. W. Nolle; J. Appl. Phys., 19, 753 (1948)
- 2) M. Horio, S. Onogi; *ibid.*, 22, 997 (1951)
- 3) D. R. Bland, E. H. lee; *ibid.*, 26, 1497 (1955)
- 4) R. N. Shroff; Trans. Soc. Rheot, 12, 199 (1968)
- 5) P. G. Wapner, W. C. Forsman; *ibid.*, 15, 603 (1971)
- 6) R. D. Glauz; *ibid.*, 16, 187 (1972)
- 7) S. Onogi, T. Knodo, Y. Tabata, Polymer J. 4, 61 (1973)
- 8) K. Nishinari, K. Kuji, Y. Karaki, S. Koide; Japan, J. Appl. Phys, 16 [1], 19 (1977)
- 9) 高畑秀行；高松工業高等専門学校研究紀要，17，11 (1981)