

巻取り途上にある線状材の衝撃振動*

大 滝 英 征**
Hideyuki OTAKI**Key Words** : Travelling String, Impact Load, Transverse Vibration, Two Pegs, Sinusoidal Oscillated Peg

1. ま え が き

固定案内あるいは移動する案内間を高速で移動する線状材, 帯状材は, 縫製技術分野はもとより工作機械, 電算機, 搬送技術等, 多方面の分野で製品に組込まれ機能を果たしてきている. しかし, 当該機器の高負荷容量化, 高速化が進むにつれ, その振動挙動が機器全体の性能, 精度に大きな制約を与えるにまでいたり, 問題視されるようになってきた.

確かに, 固定弦の振動に関しては, 弦楽器に関連して, 従来より研究が推進され多くの報告がある. Kaufman, Ghoshらが弦を急にはじいて振動を起こす場合を扱っているし⁽¹⁾, 抜山⁽²⁾らは, 空気の騒乱運動に起因する振動を解析し, 電線のうなりを検討している.

しかし, 移動弦については数少なく, 現在, 高速巻取り装置等の分野で問題となっている横荷重が付加する場合とか, 案内が時間的に移動する場合の解析は, ほとんど行われていないようである. Barakat⁽³⁾, Archibald⁽⁴⁾, Mote⁽⁵⁾, 中鉢⁽⁶⁾らが, バンドソウの振動問題に関連して, 線状あるいは帯状の弦が2個の案内を通して定常的に移動する際の横振動を解析している程度である.

本報告では, 現在の巻取り機構を勘案し, 固定案内と移動案内間の巻取り途上にある弦に, 横衝撃荷重が加わった場合の振動挙動を解析し, それにおよぼす弦の巻取り速度, 案内の移動速度等の影響を検討した. 本報告で用いた記号は,

- T : 弦の張力
- V : 弦の巻取り速度
- y_0 : 移動案内の振幅

- ω : 移動案内の角速度
- l : 固定案内と移動案内との間の距離
- ρ : 弦の単位長さ当たりの重さ
- τ : 横衝撃力の加わる周期
- x_0 : 横衝撃力の加わる弦上の位置
- P : 横衝撃力の力積

2. 移動弦の振動

2.1 基礎式 図1は, 固定案内と移動案内との間の巻取り途上にある弦に横衝撃が加わる場合の数学的模型を示したものである.

解析に当たって, 弦は伸び変形せず, したがって張力は弦の変位によっても影響を受けないものとする.

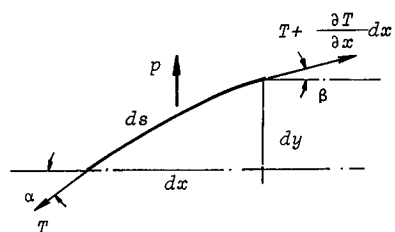
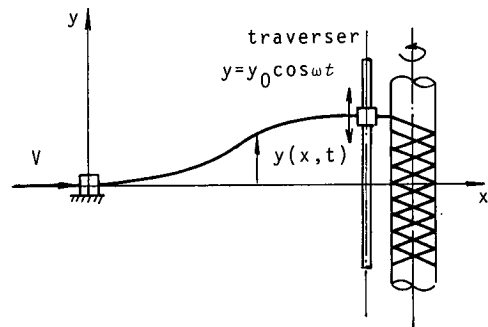


図1 巻取り途上にある弦

* 昭和58年10月1日 北陸信越支部信越地方講演会において論文講演として講演, 原稿受付 昭和58年5月2日.

** 正員, 埼玉大学工学部 (〒338 浦和市下大久保 255) .

また、弦の受ける空気抵抗は微小なものとし、さらに巻取り速度および移動案内の移動速度は、弦へ衝撃力が加わっても変化しないものとする。

図1にて、弦の単位長さ当たりに働く力を F とすると、

$$\frac{d\rho v}{dt} = F \dots\dots\dots (1)$$

ここで、

$$dy = \frac{\partial y}{\partial x} dx + \frac{\partial y}{\partial t} dt$$

であることを利用すると、

$$\frac{dy}{dt} = v = \frac{\partial y}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial y}{\partial t} \dots\dots\dots (2)$$

であるから、 $dx/dt = V$ という条件を代入すると、式(2)は、結局

$$v = \frac{\partial y}{\partial x} V + \frac{\partial y}{\partial t}$$

となる。

そこで、式(1)は、

$$\begin{aligned} \frac{d\rho v}{dt} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \left(\frac{\partial y}{\partial x} V + \frac{\partial y}{\partial t} \right) \right] V \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{\partial y}{\partial x} V + \frac{\partial y}{\partial t} \right) \right] \end{aligned}$$

ρ, V は一定であるから

$$\frac{d\rho v}{dt} = \rho \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + 2\rho V \frac{\partial^2 y}{\partial x \partial t} + \rho V^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \dots (3)$$

一方、弦の y 方向に働く力を検討すると、図1より、

$$\begin{aligned} F ds &= -T \sin \alpha + \left(T + \frac{\partial T}{\partial x} dx \right) \\ &\times \sin \beta + p ds \end{aligned}$$

$$\sin \alpha \approx \tan \alpha = \frac{\partial y}{\partial x}$$

$$\sin \beta \approx \tan \beta = \frac{\partial y}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right) dx$$

$$ds = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)^2} dx \approx dx$$

であるから、 $F = \frac{\partial}{\partial x} \left(T \frac{\partial y}{\partial x} \right) + p \dots\dots\dots (4)$

したがって、式(3)、(4)より

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + 2V \frac{\partial^2 y}{\partial x \partial t} + \left(V^2 - \frac{T}{\rho} \right) \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{p}{\rho} \dots\dots (5)$$

この式は、Archibald⁽⁴⁾が Hamilton の原理を用いて

導いた式と同じ形をしている。

2・2 衝撃力の作用しない場合の振動 式(5)に

て、 $p=0$ とし、かつ

$$\left. \begin{aligned} x=0, \quad y=0 \\ x=l, \quad y=y_0 \cos \omega t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

なる境界条件下で、式(5)を解析する。

いま、解として

$$\begin{aligned} y &= \left(A \sin \frac{\omega x}{c'} + B \cos \frac{\omega x}{c'} \right) \sin \omega \left(t + \frac{x}{v'} \right) \\ &+ \left(C \sin \frac{\omega x}{c'} + D \cos \frac{\omega x}{c'} \right) \cos \omega \left(t + \frac{x}{v'} \right) \end{aligned} \dots\dots\dots (7)$$

を選ぶと、式(7)が式(6)を満足するには、

$$\left. \begin{aligned} A &= y_0 \sin \frac{\omega l}{v'} / \sin \frac{\omega l}{c'} \\ C &= y_0 \cos \frac{\omega l}{v'} / \sin \frac{\omega l}{c'} \\ B &= D = 0 \end{aligned} \right\}$$

ただし、

$$v' = (T/\rho - V^2)/V,$$

$$c' = (T/\rho - V^2)/(T/\rho)^{1/2}$$

となり、結局

$$y = y_0 \frac{\sin \omega x/c'}{\sin \omega l/c'} \cos \left\{ \omega \left(t - \frac{l-x}{v'} \right) \right\} \dots\dots\dots (8)$$

2・3 横衝撃力の作用する場合の振動 弦の $x = x_0$ の位置に、時刻 $t = t_0 + k\tau$ ($k=1, 2, \dots$) に瞬間的に衝撃力が作用するものとする。ここでは、衝撃力を力積 P の形で与えるものとし、二重フーリエ級数を利用し表示すると、

$$\begin{aligned} p &= \frac{P}{l\tau} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos \frac{2n\pi(x-x_0)}{l} \right. \\ &+ 2 \sum_{m=1}^{\infty} \cos \frac{2m\pi(t-t_0)}{\tau} \\ &+ 4 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \cos \frac{2n\pi(x-x_0)}{l} \cos \frac{2m\pi(t-t_0)}{\tau} \left. \right] \end{aligned} \dots\dots\dots (9)$$

式(9)を式(5)に代入し、境界条件

$$\left. \begin{aligned} x=0, \quad y=0 \\ x=l, \quad y=y_0 \cos \omega t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

のもとで解く、式(5)を満足する解として、

$$\begin{aligned} y &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left[A_{mn} \cos \left\{ \frac{2n\pi(x-x_0)}{l} + \frac{2m\pi(t-t_0)}{\tau} \right\} + B_{mn} \cos \left\{ \frac{2n\pi(x-x_0)}{l} - \frac{2m\pi(t-t_0)}{\tau} \right\} \right. \\ &+ \sin \frac{\omega_m x}{c'} \left\{ \tilde{A}_{mn} \sin \omega_{mn} \left(t + \frac{x}{v'} \right) + \tilde{B}_{mn} \cos \omega_{mn} \left(t + \frac{x}{v'} \right) \right\} + \cos \frac{\omega_m x}{c'} \left\{ \tilde{A}'_{mn} \sin \omega_{mn} \left(t + \frac{x}{v'} \right) \right. \\ &+ \tilde{B}'_{mn} \cos \omega_{mn} \left(t + \frac{x}{v'} \right) \left. \right\} \left. \right] + \sum_{m=1}^{\infty} \left[C_m \cos \frac{2m\pi(t-t_0)}{\tau} + \sin \frac{\omega_m x}{c'} \left\{ E_m \sin \omega_m \left(t + \frac{x}{v'} \right) \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+ F_m \cos \omega_m \left(t + \frac{x}{v'} \right) \left\{ \cos \frac{\omega_m x}{c'} \left[E'_m \sin \omega_m \left(t + \frac{x}{v'} \right) + F'_m \cos \omega_m \left(t + \frac{x}{v'} \right) \right] \right\} \\
 &+ \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ D_n \cos \frac{2n\pi(x-x_0)}{l} + G_n \right\} + y_0 \frac{\sin \omega x / c'}{\sin \omega l / c'} \cos \omega \left(t - \frac{l-x}{v'} \right) + \frac{Px(x-l)}{2l\tau(V^2-T/\rho)} \dots\dots\dots(11)
 \end{aligned}$$

を選び、境界条件を満足するように係数を決定すると、

$$\begin{aligned}
 A_{mn} &= \frac{2P}{\rho l \tau} / \left\{ \left(\sqrt{\frac{T}{\rho}} \frac{2n\pi}{l} \right)^2 - \left(\frac{2m\pi}{\tau} + V \frac{2n\pi}{l} \right)^2 \right\}, \\
 B_{mn} &= \frac{2P}{\rho l \tau} / \left\{ \left(\sqrt{\frac{T}{\rho}} \frac{2n\pi}{l} \right)^2 - \left(\frac{2m\pi}{\tau} - V \frac{2n\pi}{l} \right)^2 \right\} \\
 C_m &= -\frac{2P}{\rho l \tau} / \left(\frac{2m\pi}{\tau} \right)^2, \quad D_n = -\frac{2b}{\rho l \tau} / \left\{ \left(\frac{2n\pi}{l} \right)^2 \left(V^2 - \frac{T}{\rho} \right) \right\}, \quad G_n = D_n \cos \frac{2n\pi x_0}{l} \\
 \begin{pmatrix} \tilde{A}_{mn} \\ \tilde{B}_{mn} \end{pmatrix} &= \frac{2P}{\rho l \tau} \begin{pmatrix} -\sin \left(\frac{2n\pi x_0}{l} + \frac{2m\pi t_0}{\tau} \right), & \sin \left(\frac{2n\pi x_0}{l} - \frac{2m\pi t_0}{\tau} \right) \\ -\cos \left(\frac{2n\pi x_0}{l} + \frac{2m\pi t_0}{\tau} \right), & -\cos \left(\frac{2n\pi x_0}{l} - \frac{2m\pi t_0}{\tau} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{mn} \\ B_{mn} \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} \tilde{A}_{mn} \\ \tilde{B}_{mn} \end{pmatrix} &= \frac{1}{\sin \frac{\omega_{mn} l}{c'}} \begin{pmatrix} \cos \frac{\omega_{mn} l}{v'} - \cos \frac{\omega_{mn} l}{c'}, & \sin \frac{\omega_{mn} l}{v'} \\ -\sin \frac{\omega_{mn} l}{v'}, & \cos \frac{\omega_{mn} l}{v'} - \cos \frac{\omega_{mn} l}{c'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{A}_{mn} \\ \tilde{B}_{mn} \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} E'_m \\ F'_m \end{pmatrix} &= C_m \begin{pmatrix} \sin \frac{2m\pi t_0}{\tau} \\ \cos \frac{2m\pi t_0}{\tau} \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} E_m \\ F_m \end{pmatrix} &= \frac{1}{\sin \frac{\omega_m l}{c'}} \begin{pmatrix} \cos \frac{\omega_m l}{v'} - \cos \frac{\omega_m l}{c'} & \sin \frac{\omega_m l}{v'} \\ -\sin \frac{\omega_m l}{v'}, & \cos \frac{\omega_m l}{v'} - \cos \frac{\omega_m l}{c'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_m \\ F'_m \end{pmatrix} \\
 \omega_{mn} = \omega_m = 2m\pi/\tau & \dots\dots\dots(12)
 \end{aligned}$$

式(8)、(11)により、移動弦の振動挙動が解析されうることとなったので、次節で、弦の張力、巻取り速度等の影響および巻取り時にしばしば問題となる不安定な振動を起こす条件等を検討する。

3. 数値計算結果

3・1 衝撃力の作用しない場合の振動 図2は、振動状態の一例を示したものである。弦は、固定案内

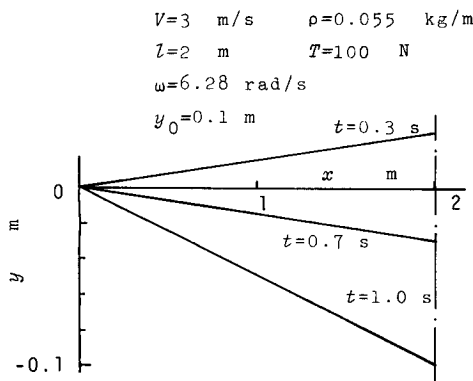


図2 衝撃力の作用しない場合の振動例

と移動案内を直線的に結んだ線上にほぼ沿って移動し、 T/ρ 、 V 等が後述の不安定振動を起こす条件を満足する値近傍以外では、極立った振動を起こすことはないようである。

さて、弦が不安定振動を起こすのは、式(8)より

$$\omega l / c' = n\pi \dots\dots\dots(13)$$

の場合である。その時の移動案内の角速度は

$$\omega = \frac{n\pi(T/\rho - V^2)}{l(T/\rho)^{1/2}} \dots\dots\dots(14)$$

であり、周波数は、

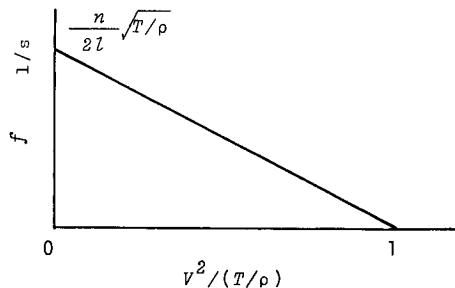
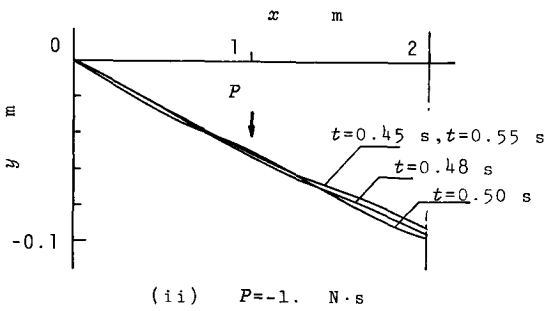
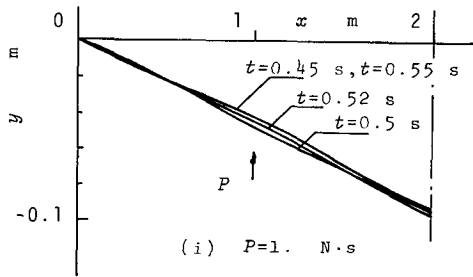


図3 不安定な振動を起こす場合の移動案内等の条件

$$f = \frac{n(T/\rho - V^2)}{2l(T/\rho)^{1/2}}$$

で与えられる。この周波数は、図3に示したように速度の増加とともに低下する。それゆえ、高速度で巻取られる弦では、きわめて低い移動案内の角速度でも共振を走らすこととなる。

3・2 横衝撃の作用する場合の振動 図4は、振動状態の一例を示したものである。移動案内が、図例のように負側へ移動している場合は、衝撃力が弦に対して負方向((ii)の場合)に加えられても、衝撃の影響は、それほど顕著には現れない。しかし、正方向((i)の場合)に加えられると、作用方向と同方向に静たわみ的な変位を生じ、衝撃力の影響が現れる。この現象は、移動案内が逆方向に位置する場合には、荷重の付加方向も逆の場合に見られる。とりわけ、 $T/\rho, V$ 等



$T=100 \text{ N}, \omega=6.28 \text{ rad/s}, V=3 \text{ m/s},$
 $r=1 \text{ s}, l=2 \text{ m}, \rho=0.055 \text{ kg/m},$
 $y_0=0.1 \text{ m}, x_0=1 \text{ m}$

図4 横衝撃力の作用する場合の振動例

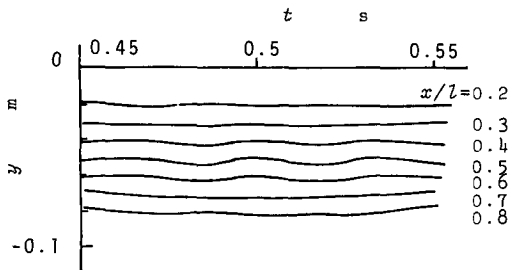
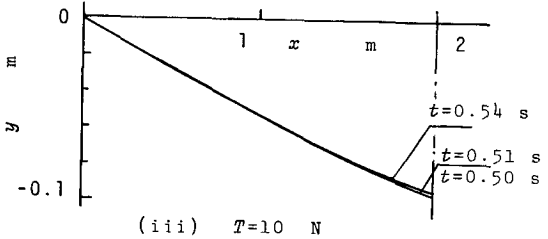
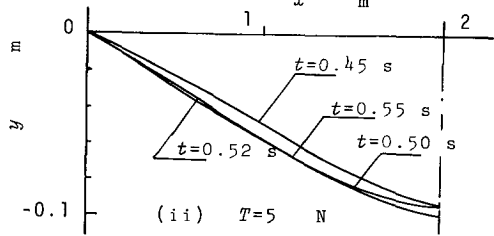
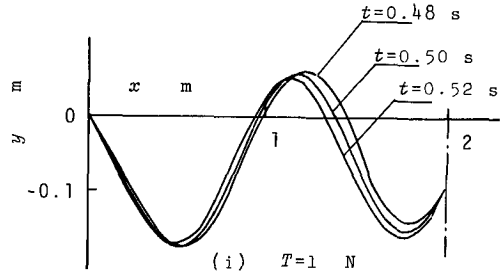
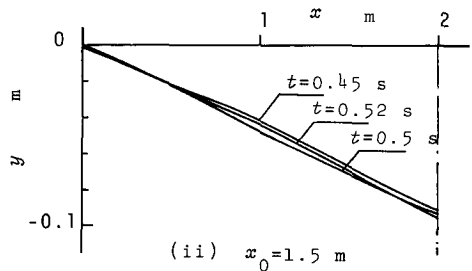
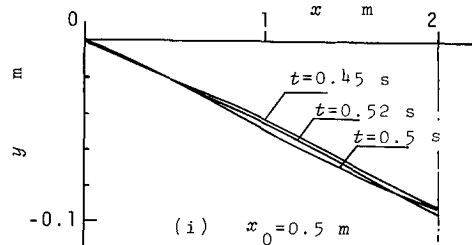


図5 時間経過に対する各点の変位状況



$V=3 \text{ m}, \omega=6.28 \text{ rad/s}, P=0.1 \text{ N}\cdot\text{s},$
 $\tau=1 \text{ s}, l=2 \text{ m}, \rho=0.055 \text{ kg/m},$
 $x_0=1 \text{ m}, t_0=0.5 \text{ s}$

図6 張力の振動状態におよぼす影響



$T=100 \text{ N}, \omega=6.28 \text{ rad/s}, V=3 \text{ m/s},$
 $r=1 \text{ s}, l=2 \text{ m}, \rho=0.055 \text{ kg/m},$
 $P=1 \text{ N}\cdot\text{s}, t_0=0.5 \text{ s}, y_0=0.1 \text{ m}$

図7 衝撃点の振動状態におよぼす影響

が後述する振動が不安定になる条件を満足する値に近くなると、振幅も急に大きくなり顕著に現れる。

次に、図5は、時間経過に対する各点の変位状況を示したものである。この数値計算例では、弦のほぼ1/4半長ごとに位相を逆にしてしているが、衝撃力が大となると、弦の中央部近傍を腹とした振動に移るようである。

さて、ここで、振動状態に及ぼす影響因子について検討しておく。

図6は、弦の張力を変化させた場合の振動状態を示したものである。これより、張力が大きいほど、弦は固定案内と移動案内を直線的に結んだ線上にほぼ沿って移動する。張力が小さいと、この直線から偏り、あたかも静的にたわんだ形で振動を起こしながら移動する。衝撃力が増大すれば、この現象も顕著となる。

また、図7は、衝撃力の作用する点を種々選んだ場合の振動状態を示したものである。この計算例でもわかるように、振動状態は、衝撃力がきわめて大きくなるか、不安定振動を起こす条件に T/ρ , V 等の値が近い以外は、顕著な差異となつては現れないようである。

次に、弦が横衝撃力により不安定な振動を起こす条件を検討する。

式(11)より、不安定な振動を起こすのは、

$$\frac{2m\pi}{\tau} \frac{l}{(T/\rho - V^2)/(T/\rho)^{1/2}} = \kappa\pi \quad (\kappa : 1, 2, \dots)$$

の時である。この不安定となる限界は、 l/τ , T/ρ , V の影響を受ける。そこで、これらの因子による影響の度を図8に示した。

l/τ を一定とした場合、不安定な振動を起こす限界の巻取り速度 V は、 T/ρ の増加に伴って増大する傾向がある。その場合、 T/ρ のある値までは、それより低次の不安定現象が現れ、 T/ρ がある値以上となって、始めてそれより高次振動の不安定現象も現れることがわかる。

また、 V を一定とした場合には、 T/ρ を減少させるにつれ、高次振動の不安定から低次振動の不安定現象へと移る。

つぎに、図8(b)は、 T/ρ を一定とした場合、同一次数振動で不安定現象を起こす巻取り速度の限界を示したものである。これより、 T/ρ を一定とした場合、同一次数での不安定振動を起こす限界速度は、 l/τ の増加に伴って減小する傾向にあり、 V を一定とした場合には、 l/τ を増加させると、高次振動から低次振動の不安定現象へ移るようである。

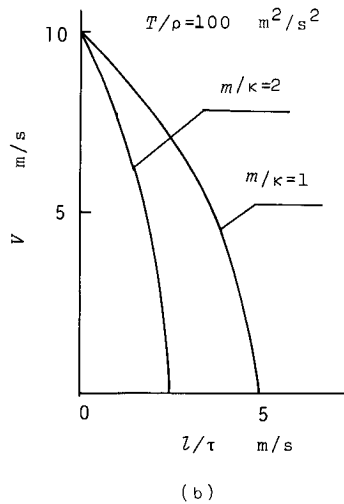
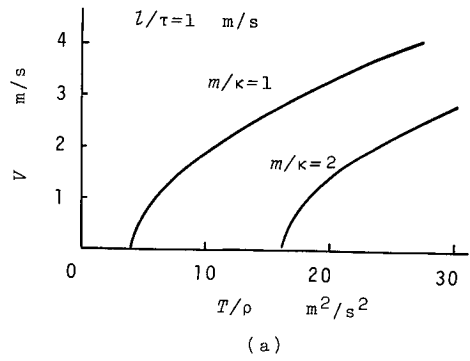


図8 衝撃力が加わった場合に不安定な振動を起こす条件

4. ま と め

線状および帯状の高速で移動する弦を組込んだ電子機器、精密機械類が市場に多く出回るにおよんで、弦の振動挙動の解析が重要視されるようになってきた。この振動挙動は、従来の固定弦に対する解析結果より帰納的に推察することは難しかったが、本解析により、不安定な振動を起こす限界等が定性的に把握できることとなった。

すなわち、移動案内によって巻取られる弦が不安定な振動を起こす移動案内の角速度は

$$\omega = \frac{n\pi(T/\rho - V^2)}{l(T/\rho)^{1/2}}$$

で与えられる。

また、衝撃力による不安定振動は、 T/ρ , V 等が

$$\frac{2m\pi}{\tau} \frac{l}{(T/\rho - V^2)/(T/\rho)^{1/2}} = \kappa\pi \quad (\kappa : 1, 2, \dots)$$

の条件を満す時に起こる。

最後に、貴重なご助言をいただいた群馬大学根津紀

久雄氏に感謝の意を表す。

文 献

- (1) 例えば, 妹沢, 振動学, (昭55), 165, 現代工学社.
 (2) 抜山, 航空研究所彙報, 85 (昭6), 55.

- (3) Barakat, R., *J. Acous. Soc of Am.*, 43-3 (1968), 533.
 (4) Archibald, F. R., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 25-3 (1958), 347.
 (5) Mote, C. D., *Trans. ASME*, 33-2, Ser. E (1966), 463.
 (6) 中鉢, 機論, 21-103 (昭30), 193.

討 論

〔質問〕 小野京右〔東京工業大学〕

(1) 弦の不安定振動と呼んでいるのが共振現象だと思うかどうか?

(2) 1203 ページで, 式(11)より不安定振動を起こすのは

$$\frac{2m\pi}{\tau} \frac{l}{(T/\rho - V^2)(T/\rho)^{1/2}} = \kappa\pi \quad (\kappa=1, 2, \dots)$$

としているが, 式(11)をみてもなぜかわからない。またこの κ は $t=t_0+\kappa\tau$ ($\kappa=1, 2, \dots$) の κ と同じなのか。むしろ, 式(12)の係数の分母 $\sin \frac{\omega_m l}{c} = 0$ の条件

$$\text{式より } \frac{2m\pi}{\tau} \frac{l}{(T/\rho - V^2)(T/\rho)^{1/2}} = i\pi \quad (m, i=1, 2, \dots)$$

が得られたのではないか。要するに衝撃力が有する周波数成分 m/τ と固有振動数, $f = \frac{n(T/\rho - V^2)}{2l(T/\rho)^{1/2}}$ が一致したとき, すなわち $\frac{2m\pi}{\tau} \frac{l}{(T/\rho - V^2)(T/\rho)^{1/2}} = n\pi$ ($m, v=1, 2, \dots$) のとき共振が生ずるといふだけのことではないか。

〔回答〕 (1), (2) はご指適のとおりである。

境界条件が時間的に変化する場合, 振動の特性が著しく複雑になるといわれ, 固定された線の振動から類推することもされる。固定された線状材の固有振動数は速度 $\sqrt{T/\rho}$ で伝ばする波が案内間距離 l を通過する時間 $l/\sqrt{T/\rho}$ で与えられる。しかし, 移動する線状材では, 前進波, 後進波が生じるので

$$\frac{l}{\sqrt{T/\rho+V}} + \frac{l}{\sqrt{T/\rho-V}} = n\tau \dots\dots\dots(i)$$

で与えられることがわかる。そこで, 境界条件が変動する場合, 共振を起こすのは, 単に式(1)にて $\tau = 2\pi/\omega$ として求めるか確認の意味を含めて計算を行った。周期力が付加する場合も同様である。

その結果, 共振振動数については, ご指適のように上記のようにしても求めることがわかった。しかし, 振動波形については, 固定された線状材の振動からは推定しえない点が含まれる。すなわち, 論文中の式(8)からもわかるように, 位相が一定でなく, 線材の

位置によって異なり, しかも v' の影響を受けること, 振動の節が $\omega x/c' = n'\pi$ ($n'=1, 2, \dots$) で与えられることなどである。

〔質問〕 田中道彦〔信州大学工学部〕

多くの分野で使われている巻取り機には複雑な問題もあるが, この種の研究に着手された著者のご熱意に敬意を表する。

(1) 式(1)~(5)をみると, 曲げ剛性のない糸や紙などの弦状材を想定していると考えられるため, 式(6)の境界条件もよいと思われるが, 入力側と出力側における案内内部での dy/dx を考慮する必要はないか。すなわち, 長さ l の両外側での弦の動的な動き(軌跡)も方程式中に加味する必要はないものかどうか。

(2) 横衝撃力とは設計工学上いかなる物理的意味を持つものか。本研究で対象としている系では, 巻取り始めと終わりまた巻取り途上における非定常などから長手方向の衝撃力が働くように思えるからである。

〔回答〕 (1) 曲げ剛性の大きい場合の振動では, 自励振動も発生すると考えられ扱いも難しくなる。特に, 境界条件が時間的に変化する場合は著しく振動の性質が複雑になると考えられる。ご指適のような境界条件の場合も実際にはかなりあり, 今後の検討課題としたい。

(2) 巻取り機構では, 線材の張力を一定にして巻取る必要がある。そのため, 巻取りドラムの直前に張力検出・制御装置を設ける。この張力制御装置はばね系で構成され, 場合によっては横衝撃を与えるようなこともある。

ご指適のような長手方向の衝撃力は, 線材の張力が変動しながらドラムに巻取られた後, 再び線材が巻戻される時に発生する。この衝撃力は, 線材を引張り破壊に導くことが多く, きわめて危険性のあるものである。

したがって, 巻取り時に張力を一定とする工夫がとられるゆえである。ご指適のような長手方向の衝撃力については, 安全性確保のため今後, 検討する必要があるであろう。

〔質問〕 末岡 淳男〔九州大学工学部〕

(1) 横衝撃力 P の応答を解析されておられるが、実際の系での何をモデル化したものか。

(2) 式(14)の解はすでに多くの研究者により求められた両端固定の固有振動数であるが、質問者のチェーンによる実験では、 $V \rightarrow \sqrt{T/\rho}$ になるに従って振動数は徐々に小さくなるが、きわめて高い速度でも振動数は0 (これは一つの不安定現象と思われる) にはなり得なかった。遠心力の影響もあろうが、図1のモデル実験ではこのような振動数=0になる現象が存在したか。もし、 $V > \sqrt{T/\rho}$ となると振動数 <0 となるが、この場合、いかなる現象があるとお考えか。

$V \rightarrow \sqrt{T/\rho}$ に近づくとき式(14)の精度は急に悪くなることはないか。

(3) 式(9)したがって式(11)の収束性はそんなによくないのではないかと想像する。 m, n を数値計算ではいくらまで取られたか。

〔回答〕 (1) 田中氏への回答を参照されたい。

他にも、フィラメントワインディングによる成形時に、ファイバに付着した樹脂が玉状となって落下あるいは飛散し、同様の振動現象が見られ、製品精度に影響をおよぼすことがあった。

(2) $V \rightarrow \sqrt{T/\rho}$ では、式(5)は

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial}{\partial t} + 2\sqrt{T/\rho} \frac{\partial}{\partial x} \right) y = 0$$

この解は、 $y = \phi(x)$ の形をとる。すなわち、 $V \rightarrow \sqrt{T/\rho}$ では波動は空間に停止し、変位は静的たわみの形になる。実際には、種々の原因で波動は必ずし

も停止せず、ご指適のようにゆるやかに移動するものと考えられる。

(3) 式(14)は、波長 $2\sqrt{T/\rho}/nV$ なる後退波または前進波が位相速度 $(T/\rho - V^2)/V$ をもって進行する場合、この波動が一波長を通過するに要する周期 $2\sqrt{T/\rho}\{1/n(T/\rho - V^2)\}$ に移動案内の周期が一致した時共振を起こすことを意味する。

それゆえ、波動の進行方向は、 $V < \sqrt{T/\rho}$ では線材の移動と反対方向で、 $\sqrt{T/\rho} < V$ では同方向であることを考えると $V > \sqrt{T/\rho}$ では、 $2\sqrt{T/\rho}\{1/n(V^2 - T/\rho)\}$ にしたがって再び増加する。

(4) フーリエ級数の持つ精度には、限界のあることは周知のことである。本報告では、 $m=50, n=50$ までとっている。

〔質問〕 根津紀久雄〔群馬大学工学部〕

下記の二点についてお教え願いたい。

(1) 1200 ページ左欄 25 行めの式(4)の導出過程において ds の根号の中の符号は+ではないか。

(2) 1200 ページ左欄において式(3)、(4)より式(5)を求めておられるが、張力 T は位置 x の関数であるから、基礎式(5)に $\frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial y}{\partial x}$ の項が残ると思われるが、いかがか。

〔回答〕 (1) ご指適のとおりである。

(2) ご指適のとうりであるが、本研究では1200 ページ左欄 2 行めに述べているように、張力は衝撃力が加わっても、場所、衝撃力の大小によって変化しないものと仮定しているため式(5)のようになる。