

註 1) E. Heidebroeck : Zur Mechanik der Raupenfahrwerke VDI Bd. 78, S. 1276, 1934
 H. E. Kniepkamp : Der Kraftzeug im Heerwesen VDI Bd. 80, S. 170, 1936
 K. Kühner : Geländefahrzeug und Gelände VDI Bd. 81, S. 161, 1937
 Frank E. Watt : Design and construc-

tion of track for track-laying vehicles. Automotive Industry Voi. 103 No.7, p.42, Oct. 1950

2) M.O. Bekkr : Soil-vehicle concepts found impeding design. S.A.E. Journal May, 1950

(昭.27.10.10)

UDC 624.072.238 : 624.042.7

ゲルバー梁の振動性状について

正員 工学博士 小 西 一 郎*
 准員 小 松 定 夫**

ON THE VIBRATION CHARACTERISTICS OF A GERBER BEAM.

(JSCE Feb. 1953)

Dr. Eng., Ichirō, Konishi C.E. Member, Sadao Komatsu, C.E. Assoc. Member.

Synopsis To investigate the vibration characteristics of a Gerber beam, theoretical study was carried out on the free and forced vibrations of a two span Gerber beam. On the other hand, the field vibration test of a three span Gerber beam bridge was performed and the results obtained were compared with those concluded from the theoretical results.

要旨 ゲルバー梁の振動性状を解明するため、最も簡単な2スパンゲルバー梁について、自由振動、強制振動について理論的研究を行いゲルバー梁の振動性状の特性を明らかにしたものである。最後に3スパンゲルバー桁橋の実橋梁振動試験を行い以上の現場の結果よりの推論と比較した。

1. 緒 言

橋梁の自由振動周期、減衰係数、共振曲線の形状等は橋梁の動的剛性、耐荷性、耐久性等に密接な関係がある。最近自動車荷重の増大にともない、既設橋梁の耐荷性、動的剛性の問題が重要な課題となつてきた。さらに新設リベット結合橋梁、溶接橋梁に対しても、材料の節減による経済的設計は、動的剛性の確保によつて裏づけられねばならない。

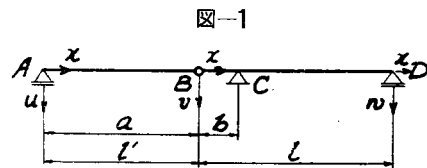
以上の諸問題は広範な因子によつて、互いに複雑に相関係し、本質的解決ははなはだ困難な問題ではあるが、著者はこの方面の研究の一部を遂行するため、現場における橋梁の振動試験、静荷重試験を行うとともに、単純化した形状において基礎的研究を実施中である。

本文はゲルバー梁の振動特性を解明するため、最も

簡単な2スパンゲルバー梁について、自由振動、強制振動の問題をエネルギー法によつて取扱つたものである。これ等の結果は未だ定性的に現地振動試験の結果を説明するにすぎないが、ゲルバー梁に対する振動的考察が著者の知る限りにおいては、あまり報告されていないので、ここに取りまとめた次第である。

2. 自由振動

図-1 に示す等断面2スパンゲルバー梁の自由振動について考える。図-1 に示した3区間 a, b, l における、振動に基因する変位を u, v, w で表わせば、各点に



におけるある瞬間の変位は第 j 番目の正規振動形を u_j, v_j, w_j とすれば

$$\left. \begin{aligned} u(x,t) &= \sum_{j=1}^{\infty} u_j(x,t), & v(x,t) &= \sum_{j=1}^{\infty} v_j(x,t) \\ w(x,t) &= \sum_{j=1}^{\infty} w_j(x,t) \end{aligned} \right\} \dots\dots(1)$$

各区間における振動形状を表わす函数を $U_j(x), V_j(x), W_j(x)$ とかき、 $q_j(t)$ は時間のみの函数とすれば、

* 京都大学教授，工学部土木工学教室

** 大阪市都島工業高等学校

$$\left. \begin{aligned} u_j(x,t) &= q_j(t) U_j(x), v_j(x,t) = q_j(t) V_j(x), \\ w_j(x,t) &= q_j(t) W(x) \end{aligned} \right\} (2)$$

ここで梁の境界条件を用いると、式(2)中の x の函数は次の形にかける。

$$\left. \begin{aligned} U_j(x) &= a_j \left(\sin \frac{n_j \pi x}{l} + N_{\mu j} \sinh \frac{n_j \pi x}{l} \right) \\ V_j(x) &= \frac{a_j}{1+N_{\nu j}} \left\{ (H_{\mu j} - J_j K_{\nu j}) \sin \frac{n_j \pi x}{l} \right. \\ &\quad \left. - (J_j K_{\nu j} + N_{\nu j} H_{\mu j}) \times \sinh \frac{n_j \pi x}{l} \right. \\ &\quad \left. + \sin \mu n_j \pi (1+N_{\nu j}) \left(\cos \frac{n_j \pi x}{l} + \cosh \frac{n_j \pi x}{l} \right) \right\} \end{aligned} \right\} (3)$$

$$W_j(x) = - \frac{a_j}{(1+N_{\nu j}) \sin n_j \pi} (H_{\mu j} \sin \nu n_j \pi +$$

$$H_{\nu j} \sin \mu n_j \pi) \times \left(\sin \frac{n_j \pi x}{l} - N_j \sinh \frac{n_j \pi x}{l} \right)$$

また固有方程式として次式が得られる。

$$L_{\nu j} + L_{\mu j} + L_j - 2J_j \sin n_j \pi (1 + \cos \nu n_j \pi \cdot \cosh \nu n_j \pi) = 0 \quad (4)$$

式(3), (4)において

$$\left. \begin{aligned} L_{\nu j} &= H_j H_{\mu j} \sin \nu n_j \pi, \\ L_{\mu j} &= H_{\nu j} H_j \sin \mu n_j \pi, \\ L_j &= H_{\mu j} H_{\nu j} \sin n_j \pi, \\ H_{\nu j} &= \cos \nu n_j \pi - N_{\nu j} \cosh \nu n_j \pi, \\ H_{\mu j} &= \cos \mu n_j \pi - N_{\mu j} \cosh \mu n_j \pi, \\ H_j &= \cos n_j \pi - N_j \cosh n_j \pi, \\ N_{\nu j} &= \sin \nu n_j \pi / \sinh \nu n_j \pi, \\ N_{\mu j} &= \sin \mu n_j \pi / \sinh \mu n_j \pi, \\ N_j &= \sin n_j \pi / \sinh n_j \pi, \\ J_j &= \sin \nu n_j \pi / \sinh \nu n_j \pi, \\ K_{\nu j} &= \cos \nu n_j \pi + \cosh \nu n_j \pi \\ \mu &= a/l, \nu = b/l \quad \text{とする。} \end{aligned} \right\} (5)$$

式(4)は周知のように n_j を未知数とする超越方程式であつて、式(4)に含まれている定数 ν, μ の数値が与えられれば、 n_j を求めることができる。

運動エネルギー T は

$$T = \frac{1}{2} \rho A \left\{ \int_0^a \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 dx + \int_0^b \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)^2 dx + \int_{-l}^0 \left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)^2 dx \right\}$$

ここに ρ : 梁の単位長さあたりの質量, A : 梁の断面積
上式中に式(1), (2)を用い, さらに境界条件を考慮に入れると,

$$\begin{aligned} & \int_0^a U_s U_r dx + \int_0^b V_s V_r dx + \int_{-l}^0 W_s W_r dx \\ &= \begin{cases} 0 & (r \neq s) \\ a_j^2 M_j (\text{定数}) & (r = s) \end{cases} \quad (6) \end{aligned}$$

なる関係が成立するから,

$$T = \frac{1}{2} \rho A \sum_{j=1}^{\infty} \dot{q}_j^2 a_j^2 M_j \quad (7)$$

位置のエネルギー V は T と同じ方法で

$$V = \frac{1}{2} EI \sum_{j=1}^{\infty} q_j^2 a_j^2 M_j \frac{n_j^4 \pi^4}{l^4} \quad (8)$$

この T 及び V を減衰性を考慮しない場合の Lagrange の運動方程式に入れると、振動方程式は

$$\rho A \ddot{q}_j + EI \frac{n_j^4 \pi^4}{l^4} q_j = 0 \quad (9)$$

$$\text{ここに } \alpha_j^2 = EI n_j^4 \pi^4 / \rho A l^4 \quad (10)$$

この方程式の解は周知のごとく

$$q_j = C_j \sin(\alpha_j t + \epsilon_j) \quad (11)$$

式(10)は自由振動の円振動数 α_j を与える、

3. 強制振動

上記自由振動数の算出においては、回転慣性、剪断力、軸方向力などの影響はすべて無視したが、強制振動についても同じ取扱ひ方により、ただ減衰性を加算することとする。構造物の減衰性は内部摩擦力を考慮することとし、散逸函数 D として次式を採用する。

$$D = k \rho A \left\{ \int_0^a \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 dx + \int_0^b \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)^2 dx + \int_{-l}^0 \left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)^2 dx \right\}$$

ここに k は減衰係数である。上式に式(6)の関係を用い、

$$D = k \rho A \sum_{j=1}^{\infty} \dot{q}_j^2 a_j^2 M_j \quad (12)$$

一般に強制外力を $F(x,t)$, 一般座標に q_j を用いると、一般力 Q_j は

$$Q_j = F(x,t) \cdot Y_j(x) \quad (13)$$

この式中 $Y_j(x)$ は函数 $U_j(x), V_j(x), W_j(x)$ のうちの一つを代表しているものとする、

式(7), (8), (12), (13) を Lagrange の一般方程式に採用すれば、振動方程式として次式を得る。

$$\ddot{q}_j + k \dot{q}_j + \alpha_j^2 q_j = \Psi_j(t)$$

$$\text{いま } \Psi_j(s) = \mathcal{L}\{\Psi_j(t)\}$$

を $\Psi(t)$ の第1種 Laplace 変換とすれば

$$q_j(t) = \mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{\Psi_j(s)}{s^2 + ks + \alpha_j^2} \right\} + \mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{[s \dot{q}_j(0) + q_j(0) + k q_j(0)]}{s^2 + ks + \alpha_j^2} \right\} \quad (14)$$

ここに $\mathcal{L}^{-1}\{\}$ は Laplace の逆変換を表わし、 $q_j(0), \dot{q}_j(0)$ はそれぞれ $q_j(t)$ 及び dq_j/dt の $t=0$ における値で初期条件に相当する。

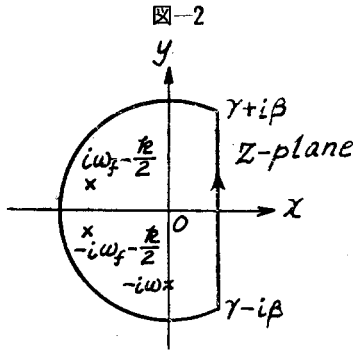
次に代表的な強制力について解を求めよう。

(1) 移動しない周期力 いま作用点 $x=\xi$ に作用する周期力を $F_0 \exp(-i\omega t)$ と考える。いま $F_0/\rho A M_j = A_j$ とかけば、第1種 Laplace 変換を実行すると、

$$\psi_j(s) = \frac{A_j}{\alpha_j^2} Y_j(k) \left[\frac{-1}{s+i\omega} \right]$$

よつて

$$\begin{aligned} \Omega^{-1} \left\{ \frac{\psi_j(s)}{s^2+ks+\alpha_j^2} \right\} &= \frac{-A_j Y_j(k)}{2\pi i \alpha_j^2} \lim_{\beta \rightarrow \infty} \int_{\gamma-i\beta}^{\gamma+i\beta} \frac{e^{st} dz}{(z^2+kz+\alpha_j^2)(z+i\omega)} \\ &= \frac{A_j Y_j(k)}{\omega_f} (\omega^2 - \alpha_j^2 - ik\omega) \left[\frac{\exp(-kt/2)}{\{(\omega^2 - \alpha_j^2)^2 + k^2 \omega^2\} \alpha_j^2} \right. \\ &\quad \left. \{i(\omega + ik/2) \sin \omega_f t - \cos \omega_f t\} \right. \\ &\quad \left. + \cos \omega t - i \sin \omega t \right] \dots \dots \dots (15) \end{aligned}$$



ここに $\omega_f = \sqrt{\alpha_j^2 - k^2/4}$
 区間 a に周期力 $F_0 \sin \omega t$ が作用するときは、 $Y_j \equiv U_j$ とおけばよい。このときの各撓みは $q_j(0) = \dot{q}_j(0) = 0$ と考えて式 (15), (14), (3) より

$$\begin{aligned} u_j(x,t) &= F_0 (\sin n_j \pi x / l + N_{\mu j} \sinh n_j \pi x / l) \\ &\quad (\sin n_j \pi x / l + N_{\mu j} \sinh n_j \pi x / l) \cdot \{ -\omega/2 \omega_f \cdot \exp(-kt/2) \sin(\omega_f t + \delta_1) + \sin(\omega t + \delta_2) \} / \\ &\quad \rho A M_j \sqrt{(\omega^2 - \alpha_j^2)^2 + k^2 \omega^2} \\ v_j(x,t) &= F_0 (\sin n_j \pi x / l + N_{\mu j} \sinh n_j \pi x / l) \\ &\quad \{ (H_{\mu j} - J_j K_{\nu j}) \times \sin n_j \pi x / l - (J_j K_{\nu j} + N_{\nu j} H_{\mu j}) \cdot \sinh n_j \pi x / l + \sin n_j \pi x \cdot \\ &\quad (1 + N_{\nu j}) (\cos n_j \pi x / l + \cosh n_j \pi x / l) \} \cdot \\ &\quad \{ -\omega/2 \omega_f \cdot \exp(-kt/2) \times \sin(\omega_f t + \delta_1) + \sin(\omega t + \delta_2) \} / \rho A M_j (1 + N_{\nu j}) \sqrt{(\omega^2 - \alpha_j^2)^2 + k^2 \omega^2} \\ v_j(x,t) &= -F_0 (\sin n_j \pi x / l + N_{\mu j} \sinh n_j \pi x / l) \\ &\quad (H_{\mu j} \sin n_j \pi x + H_{\nu j} \sinh n_j \pi x) \{ -\omega/2 \omega_f \cdot \exp(-kt/2) \sin(\omega_f t + \delta_1) + \sin(\omega t + \delta_2) \} / \\ &\quad \rho A M_j (1 + N_{\nu j}) \sin n_j \pi x \sqrt{(\omega^2 - \alpha_j^2)^2 + k^2 \omega^2} \\ &\quad \text{但し } \delta_1 = \arctan 2k\omega_f / \{2(\omega^2 - \alpha_j^2) + k^2\}, \\ &\quad \delta_2 = \arctan k\omega / (\omega^2 - \alpha_j^2) \end{aligned} \quad (17)$$

もし移動しない周期力が区間 b あるいは区間 l に作用するときは、 $U_j(k)$ のかわりに $V_j(k), W_j(k)$ を用いばよい。

* この部分の収斂性については容易に証明される。

(2) 移動する一定力 移動する一定荷重力のみに着目し、 F_0 をその大きさとすれば、(1)と同様に、一般力は $Q_j = F_0 \cdot Y_j(vt)$

ここで一定速度 v で移行する場合には、

$$Q_j = F_0 (a_{rj} \sin at + b_{rj} \cos at + c_{rj} \sinh at + d_{rj} \cosh at)$$

ここに $n_j \pi v / l = a$ (17)

ここで $a_{rj}, b_{rj}, c_{rj}, d_{rj}$ は式(3)の3式中にある \sin, \cos, \sinh, \cosh の係数を代表する。そこで変換式は

$$\begin{aligned} \psi_j(s) &= \frac{A_j}{\alpha_j^2} \left(a_{rj} \frac{a}{s^2 + a^2} + b_{rj} \frac{s}{s^2 + a^2} \right. \\ &\quad \left. + c_{rj} \frac{a}{s^2 - a^2} + d_{rj} \frac{s}{s^2 - a^2} \right) \end{aligned}$$

これを各項の逆変換を施すと

$$\begin{aligned} \Omega^{-1} \left\{ \frac{a}{s^2 + a^2} / s^2 + ks + \alpha_j^2 \right\} &= L_{a_j} = \left[\frac{a}{\omega_f} \exp(-kt/2) \sin \left\{ \omega_f t - \arctan \frac{\omega_f k}{\alpha_j^2 - a^2 - k^2/2} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \sin \left\{ at - \arctan \frac{ak}{\alpha_j^2 - a^2} \right\} \right] / \\ &\quad \sqrt{(\alpha_j^2 - a^2)^2 + a^2 k^2} \\ L_{b_j} &= \left[-\frac{\alpha_j}{\omega_f} \exp(-kt/2) \cos \left\{ \omega_f t - \arctan (\alpha_j^2 + a^2) / 2 \omega_f (\alpha_j^2 + a^2) \right\} \right. \\ &\quad \left. + \cos \left\{ at - \arctan \frac{ak}{\alpha_j^2 - a^2} \right\} \right] / \\ &\quad \sqrt{(\alpha_j^2 - a^2)^2 + a^2 k^2} \\ L_{c_j} &= \left[\frac{a}{\omega_f} \exp(-kt/2) \sin \left\{ \omega_f t - \arctan \frac{\omega_f k}{\alpha_j^2 + a^2 - k^2/2} \right\} + \sinh (at - \arctan \frac{ak}{\alpha_j^2 + a^2}) \right] / \sqrt{(\alpha_j^2 + a^2)^2 - a^2 k^2} \\ L_{d_j} &= \left[-\frac{\alpha_j}{\omega_f} \exp(-kt/2) \cos \left\{ \omega_f t - \arctan (\alpha_j^2 - a^2) k / 2 \omega_f (\alpha_j^2 + a^2) \right\} + \cosh (at - \arctan \frac{ak}{\alpha_j^2 + a^2}) \right] / \sqrt{(\alpha_j^2 + a^2)^2 - a^2 k^2} \end{aligned} \quad (18)$$

式(18)において $a=0 (v=0)$, $at = \text{一定}$ とすれば静撓みの影響線を与えることにする。

a) 区間 a を通るとき: 梁が静止して約合状態にあるとき、突然支点 A から支点 D に向つて移動荷重が作用したものとする。このとき区間 a については式(4)の初期条件の項は消失し、各撓みは式(18)を用いて

$$\begin{aligned} u_j(x,t) &= A_j (L_{a_j} + N_{\mu j} L_{c_j}) (\sin n_j \pi x / l + N_{\mu j} \sinh n_j \pi x / l), \\ v_j(x,t) &= [A_j (L_{a_j} + N_{\mu j} L_{c_j}) \{ (H_{\mu j} - J_j K_{\nu j}) \sin n_j \pi x / l - (J_j K_{\nu j} + N_{\nu j} H_{\mu j}) \sinh n_j \pi x / l \} \end{aligned} \quad (19)$$

$$+ \sin \mu_n j \pi (1 + N_{\nu j}) \times (\cos n_j \pi x / l + \cosh n_j \pi x / l) / (1 + N_{\nu j})$$

$$w_j(x, t) = \left\{ -A_j (L_{a_j} + N_{\mu_j} L_{c_j}) (H_{\mu_j} \sin \nu_n j \pi + H_{\nu_j} \sin \mu_n j \pi) \times (\sin n_j \pi x / l - N_j \sinh n_j \pi x / l) \right\} / (1 + N_{\nu j}) \sin n_j \pi$$

b) 荷重が区間 b を通るとき: この場合には初期条件として,

$$\left. \begin{aligned} q_j(0) &= \frac{A_j}{a_j} \{ [L_{a_j}]_{t=a/v} + N_{\mu_j} [L_{c_j}]_{t=a/v} \}, \\ \dot{q}_j(0) &= \frac{A_j}{a_j} \{ [\dot{L}_{a_j}]_{t=a/v} + N_{\mu_j} [\dot{L}_{c_j}]_{t=a/v} \}, \end{aligned} \right\} (20)$$

を用いることによつて, $u_j(x, t)$, $v_j(x, t)$, $w_j(x, t)$ を求めることができる。

区間 l を通過する場合にも同様な順序で得られる。

(3) 移動する周期力 v で走行する周期力を $F_0 \times \sin \omega_0 t$ で表わせば一般力 Q は

$$Q_j = F_0 \sin \omega_0 t \cdot Y_j(v, t)$$

よつて

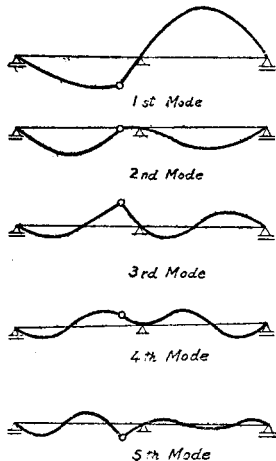
$$\begin{aligned} \psi_j(s) &= \frac{A_j}{2a_j^2} \left[a_{rj} \left\{ \frac{s}{s^2 + (\omega_0 - a)^2} - \frac{s}{s^2 + (\omega_0 + a)^2} \right\} \right. \\ &+ b_{rj} \left\{ \frac{\omega_0 + a}{s^2 + (\omega_0 + a)^2} + \frac{\omega_0 - a}{s^2 + (\omega_0 - a)^2} \right\} \\ &+ c_{rj} \left\{ \frac{\omega_0}{(s - a)^2 + \omega_0^2} - \frac{\omega_0}{(s + a)^2 + \omega_0^2} \right\} \\ &\left. + d_{rj} \left\{ \frac{\omega_0}{(s - a)^2 + \omega_0^2} + \frac{\omega_0}{(s + a)^2 + \omega_0^2} \right\} \right] \end{aligned}$$

これより各項の逆変換を行い, (2)と同様にして振動変位式(2)を求めることができた(結果は省略する)。

4. 数値計算例

(1)正規振動形 図-1 において $\mu = a/l = 0.8284$
 $\nu = b/l = 0.1716$, $l' = l$ とする。この数値を用いて $n_j \pi$ を算出すれば, $n_1 \pi = 2.940$, $n_2 \pi = 3.761$, $n_3 \pi = 5.623$, $n_4 \pi = 7.026$, $n_5 \pi = 8.450$ を得る。この場合の正規振

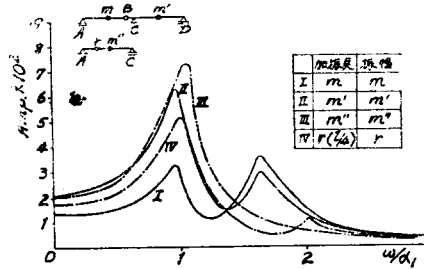
図-3 正規振動形
Normal Mode of Vibration



動形を式(3)から算出した数値をもとにして画けば, 図-3のごとくなる。

(2)共振 スパン AC の中央に固定した周期力 ($F_0 l^2 / EI = 1$) を加えたとき, その点の振巾 $u(l/2, t)$ が ω / α_1 に応じてどう変化するかを式(16)の第1式を用いて自由振動の項を省いて求めた。この結果は 図-4 中実線 I

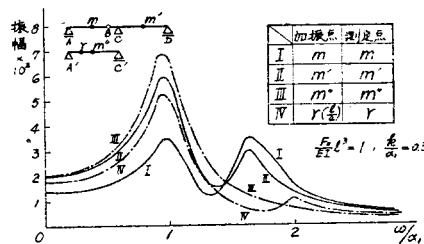
図-4 共振曲線
Resonance Curves



で示したものである。この共振曲線よりわかるごとく First mode より Second mode が大きく共振に作用している。またスパン CD の中央において作用させた加振力による同点の振巾 $w(l/2, t)$ を式(16)の第3式によつて求めた。これを 図-4 実線 II に示したが, この場合には First mode の共振が大きい。しかし Second mode のそれも無視できない。しかし一般に 2スパンゲルバー梁ではこの両振動形が重要であり, 共振が2つのピークであらわれる。図-4 にはスパン l の単純梁の共振曲線を鎖線 III, IV で示した。この形状には First mode が決定的に影響し, Second mode は全く消失し, 3次以上はほとんど影響がない。ただ $\omega / \alpha_1 < 1$ の範囲では共振附近の中がゲルバー梁より広い。

(3)走行一定力による動的撓み ($F_0 l^2 / EI = 1$) なる力が梁の左支点 A から D まで一定速度 $a / \alpha_1 = 0.2$ で作用する場合を考える。このときスパン AC の中央点の撓みの時間的変化状況を $k / \alpha_1 = 0.3$ の場合について図示すれば 図-5 を得る。これを ($F_0 l^2 / EI = 1$) なる静

図-5 共振曲線
Resonance Curves



荷重による静力学的の影響線と比較すると, 荷重がスパン AC 内にあれば, 動的撓みは静的撓みよりスパンの終末端 C に近い所に最大撓みが生じ, スパン CD 内で

もほぼ同様の傾向がある。ただ CD 内では静的撓みよりわずかに大きい値を示す。また破線は式(18)において $a=0$ $at=$ 一定として式(19), (20)より u_j を求め, (2)の第5項までとつた結果を示す。この値は静的撓みに相当する量である。実線 I と比し AD 間にわたつて大体よく一致した。

5. 結 言

(1) 2スパンゲルバー梁について, 自由振動, 強制振動をエネルギー法によつて解くことができた。式(16)は振動発生機による, 橋梁振動試験から得た振動周期, 減衰係数の測定値の解析に特に重要である。

(2) これ等の式において $\mu \rightarrow 0$ の極限をとれば 2スパン連続梁の振動を示すことになる。

(3) $\nu \rightarrow 0$ の極限をとると単純梁にほかならない。

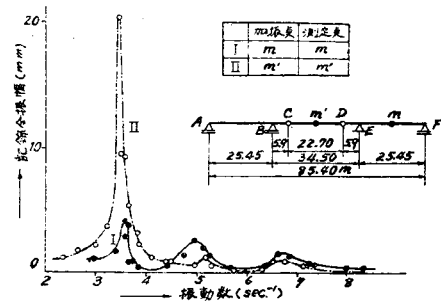
さらに数値計算例より次のごときゲルバー梁の振動特性がうかがえる。

(4) ヒンジを挿入することによつて, 振動周期が長くなる。数値計算例のゲルバー梁において $n, \pi = 2.940$ であるのに対し, ヒンジを除いた 2スパン連続梁では $n, \pi = 3.141$ である。

(5) 2スパンゲルバー梁では, 走行荷重に対しては, 1次及び2次の振動が重要な影響をもつ。これは単純梁では2次以上の振動がとるにたらないものであるの比していちじるしい相異点である。

(6) 3スパンゲルバー桁橋について行つた振動試験から 図-6 が得られた。この結果からも, ゲルバー梁で

図-6 京川橋共振曲線
Resonance Curves, Kyokawa Bridge



は 2 次以上の振動が, 誘起されやすいことが推察される。この点においてゲルバー梁は振動性において欠点をもつものではなからうか。

(7) 図-5 に示した時間撓み曲線において, 破線で示した時間撓み曲線は, 本文で考察した動力学的結果から誘導した静的撓みに相当するものである。この破線が静力学的撓み影響線とよく一致することは, 式(1)から誘導されたすべての式が妥当であることを表わしている。また曲線 II で示した動的撓み曲線は走行速度が大になればなるほど, 曲線 I より走行方向へゆがんで隔離し, 走行速度が小になれば静力学的影響線 I に一致するようになる。

本研究は昭和 27 年度文部省科学試験研究「橋梁の耐荷力及び耐久力に関する研究」の成果の一部であつて, 本研究に対する援助に対し深謝の意を表する。

(昭.27.10.13)

学会備付年報要覧等(国内)一覽(1)

昭.27年中寄贈または交換により受領した分

1. 官公庁関係の分

運輸技術研究所年報 1951—52・1冊, 同所要覧 1952・1冊, 建築研究所概要・附研究紹介・1・1冊, 工業技術庁年報 昭.26年度, 国立国会図書館年報 昭.25年度, 北海道開発局土木試験所概要 昭.26.12, 労働省産業安全研究所十年の歩み

2. 学校関係の分

京大工学研究一抄録 15 輯(京大工学研究所), 同所年次要覧 1951・1冊, 東大工学部 附属総合試験所年報 10 号, 東工大研究所要覧 1951・建築材料・精密機械・電気科学・燃料科学・窯業・5冊, 東京都大工学部研究一覽 昭.26.4—昭.27.3・1冊

3. 官公庁, 学校関係以外の分

セメント技術年報 1 昭.27年(日本セメント技術協会), 日本建築学会研究報告 16—18号・九州支部 1号