

水中浮遊式トンネルの係数励振振動特性に関する基礎的検討

Fundamental study on the parametric excitation characteristics of Submerged Floating Tunnel

佐藤太裕*, 蟹江俊仁**, 三上 隆***, 小室達明****

Motohiro Sato, Shunji Kanie, Takashi Mikami and Tatsuaki Komuro

*博士(工学), 北海道大学大学院助手, 工学研究科社会基盤工学専攻(〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)

**博士(工学), 北海道大学大学院助教授, 工学研究科社会基盤工学専攻(〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)

***工博, 北海道大学大学院教授, 工学研究科社会基盤工学専攻(〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)

****工学士, 北海道大学大学院修士課程, 工学研究科社会基盤工学専攻(〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)

This paper deals with the characteristics of the parametric excitation, which is one of the dynamic instability phenomena, of Submerged Floating Tunnel. In this study, it is assumed that the structure is moored by some tension legs and located in the water between seabed and water surface. The parametric excitation is caused by the time-varying tension force of tension legs. The time-varying tension force arises when some dynamic loads such as regular waves act on the floating body and the body moves in the water. The analytical studies are carried out to confirm the possibility of the occurrence of unstable motions by introducing Mathieu-type equations in this study and effects of tension leg arrangements, viscous damping, quadratic damping and external forces on the parametric excitation characteristics are investigated in particular.

Key Words: Submerged Floating Tunnel, parametric excitation, Mathieu equation, dynamic instability

キーワード: 水中浮遊式トンネル, 係数励振振動, Mathieu 方程式, 動的不安定性

1. はじめに

本研究で対象とする水中浮遊式トンネル¹⁾⁻⁵⁾とは、重力を上回る浮力を有する浮体を、係留索(テンションレグ)を用いて水中に引き込み安定化させるという構造形式である。これは浮力を積極的に利用するという点で、従来の渡海構造物とは異なる発想にたつ画期的な土木構造物といえる。この特徴を最大限に生かせば、大水深のため地下構造物、大規模な基礎構造建設が困難な海域や、厳しい自然条件のために従来あまり利用されていなかった海峡を横断する物流・交通手段として非常に有効であると考えられる。

一方でこのような構造形式は、「水中」という橋梁や海底トンネルなど、既存の渡海構造物が利用しなかった空間を積極的に利用できるという利点を有すると同時に、「浮遊式」であることによる従来構造物とは異なる、非常に特殊、複雑で、最悪の場合全体系の崩壊に至るような動的不安定挙動の発生が予想される。その一例として、係留浮体であるトンネル本体が波浪、地震、交通荷重等により動揺し、係留索に変動張力が作用した場合に予想される、係留浮体復元力の時間変化に伴う係数励振振動が挙げられる。係数励振振動は運動方程式中の係数が時間の周期関数で表される現象であり、特に剛性項が時間変化する場合は Mathieu-Hill 型の方程式で記述されることがよく知られている^{6), 7)}。この現象は物理学や工学の

諸分野で問題となりうるもので、土木構造物の振動についても動的安定問題としてケーブルの係数励振振動特性を扱った高橋らの研究^{8), 9)}など、過去にいくつかの研究がなされている。

水中浮遊式トンネルの振動特性は、復元力を担う係留索の配置形状に大きく依存する。水中浮遊式トンネルの係留索形状は、海域の潮流・波浪の大きさや、トンネルの設置水深、海域の水深などの環境条件や、用途に応じた使用条件により選定されるものであり、これまでにさまざまな提案がなされている²⁾⁻⁵⁾。また水中浮遊式トンネルにおける振動問題について考える場合、高次流体力の存在、波浪場においては水平、鉛直両方向に波力が作用し、動揺するという点で特徴的である。しかしながらこのような条件下にさらされる完全没水型係留浮体の係数励振振動特性、動的不安定性についてはこれまでの研究で明確になっておらず、多くの課題が残されているのが現状である。

以上の点を鑑み、本研究は波浪など種々の外力作用により励起される水中浮遊式トンネルの係数励振振動について、その基本的特性を考察することを目的とする。具体的にはまず、係留索配置形状および係留索剛性が係数励振振動の発生条件に及ぼす影響について検討を行う。また高次流体力は線形化されて解析されることが多いが、これでは係数励振振動の応答特性に関する本質的な議論をすることはできない。このことから本研究では、高次

流体力として係留浮体の速度自乗に比例する減衰力を考慮し、係数励振振動の発生可能性が高い係留索配置形状を有する係留浮体について、係数励振振動による応答特性の考察、検討を行う。

2. 解析モデルおよび解析に関する仮定

図-1は本研究で解析対象とする水中浮遊式トンネルの断面2次元モデルを示したものである。これは北海道南西部噴火湾口での建設を想定したケーススタディー²⁾において検討されたモデルである。トンネル函体は完全に没水した剛体の中空円筒とし、トンネル長手方向に係留索が連続に配置された状態を想定する。本解析モデルはその一函体分に相当する。この係留浮体が水中で安定となるためには、浮力が重力を上回ることが条件となる。つまり長手方向に対して1箇所に係留索が支持する係留浮体の体積を v_0 、質量を m_0 、流体密度を ρ とした場合、 $B = \rho v_0 - m_0 > 0$ を満たし、静的な状態においてこの上向き力が係留索張力と釣り合う。

係留形式について、ここでは(a)Type-1は係留索2本で鉛直係留したもの、(b)Type-2は4本の斜め係留索(傾角： α 、取り付け角度： $\beta = 90^\circ$)を用いて浮体を係留したものを対象とする。本研究では、Type-1、Type-2とも $\beta = 90^\circ$ を仮定していることから、トンネル本体の水平方向変位とトンネル軸周りの回転変位の連成は小さいと考えることができる。一般的な特徴として、Type-1は水平方向の剛性が低いため水平変位が大きく、波浪に対する交通制限も考えられるが、構造的にはシンプルで施工性は良い係留形式である。それに対してType-2は水平変位を小さくできるが、取り付け部の構造が複雑になる傾向がある。このため係留形式はその果たすべき目的や機能を考慮して決定される¹⁾。

また係留索については、ヤング係数を E 、断面積を A 、長さを l とし、質量は係留浮体のそれに比べ非常に小さいものと考え無視する。

以上より係留索1本あたりの初期張力を T_p とすると、係留浮体の静平衡方程式は次式で表される。

$$\text{(Type-1)} \quad B - 2T_p = 0 \quad (1a)$$

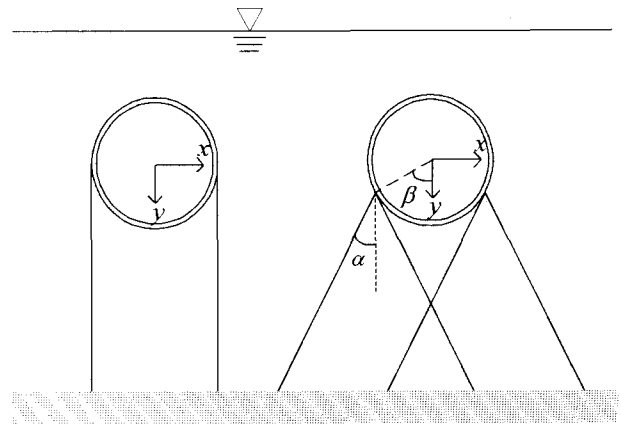
$$\text{(Type-2)} \quad B - 4T_p \cos \alpha = 0 \quad (1b)$$

本研究では波浪や交通荷重等により、係留索に周期的な変動張力(円振動数： ω 、振幅： T_0)が作用する場合の解析を行う。

3. 係留索配置と動的不安定性の関係について

3.1 動的 MAIN 不安定領域および応答変位の決定

ここでは係留索配置の違いによる動的不安定性の変化について考察する。ある1本の係留索に作用する時刻 t における張力を $T_p + T_0 \cos(\omega t + \delta)$ とすると、係留索による係留浮体の水平、鉛直方向ばね定数 $k_x(t)$ 、 $k_y(t)$ は時間の関数となり、Type-1、Type-2についてそれぞれ次式で



(a) Type-1 (b) Type-2

図-1 解析モデル

表される。

(Type-1)

$$k_x(t) = \frac{2\{T_p + T_0 \cos(\omega t + \delta)\}}{l} \quad (2a)$$

$$k_y(t) = \frac{2EA}{l} \quad (2b)$$

(Type-2)

$$k_x(t) = \frac{4\{T_p + T_0 \cos(\omega t + \delta)\} \cos^2 \alpha + EA \sin^2 \alpha}{l} \quad (3a)$$

$$k_y(t) = \frac{4\{T_p + T_0 \cos(\omega t + \delta)\} \sin^2 \alpha + EA \cos^2 \alpha}{l} \quad (3b)$$

上式においてType-1では $k_y(t)$ は時間によらず一定であり、Type-2では、 $k_y(t)$ と $k_x(t)$ と比較すると、現実的に想定される傾角 $0^\circ < \alpha \leq 45^\circ$ では、変動張力によるばね定数の時間変化量は $k_x(t)$ が常に大きい。このことから、以下では水平方向の振動に着目する。

係留浮体重心に関する水平方向の運動方程式は、構造物の速度自乗に比例する減衰と付加質量による影響を受け¹⁷⁾、次式で表される。

$$(m_0 + m_a) \frac{d^2 u}{dt^2} + c \frac{du}{dt} + c^* \left| \frac{du}{dt} \right| \frac{du}{dt} + k_x(t)u = f_x(t) \quad (4)$$

ここで、 t は時間、 u は係留浮体重心の水平方向変位、 m_a は付加質量、 c は減衰係数、 c^* は自乗減衰係数、 $f_x(t)$ は時刻 t における係留浮体に作用する水平方向外力である。式(3)の $k_x(t)$ においてType-2のばね定数を考え、以下の無次元量を導入する。

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_0} \quad (\omega_0 = \sqrt{\frac{B}{(m_0 + m_a)l}}), \quad \tau = \omega_0(t + \frac{\delta}{\omega})$$

$$\mu = \frac{T_0}{T_p}, \quad K^2 = \cos^2 \alpha + 4 \frac{EA}{B} \sin^2 \alpha, \quad h = \frac{c}{2\omega_0(m + m_a)}$$

$$U = \frac{u}{l}, \quad \gamma = \frac{lc^*}{m + m_a}$$

このとき支配方程式は次式のように無次元化される。

$$\frac{d^2U}{d\tau^2} + 2Kh \frac{dU}{d\tau} + \gamma \left| \frac{dU}{d\tau} \right| \frac{dU}{d\tau} + (K^2 + \mu \cos \alpha \cos \Omega \tau)U = \frac{F_x(\tau)}{B} \quad (4)$$

式(4)は復元力項に時間の周期成分を有する、いわゆる Mathieu 型の方程式であり、1/2 次の不安定解を持ちうる。また上式において $\alpha = 0^\circ$ とすることで、Type-1 の支配方程式となる。以下では式(4)中の $F_x(\tau) = 0$ における動的 主不安定領域および応答変位を、振幅と位相差が緩やかに変化すると仮定して解く方法の一つである Multiple Scales 法⁷⁾により決定する。まず式(4)を次式のように変形する。

$$\frac{d^2U}{d\tau^2} + K^2(1 + \mu' \cos \Omega \tau)U = \mu' F(U, \frac{dU}{d\tau}) \quad (5)$$

ここで

$$\mu' = \frac{\mu \cos \alpha}{K^2} \quad (6a)$$

$$F(U, \frac{dU}{d\tau}) = -\frac{h}{\mu'} \frac{dU}{d\tau} - \frac{\gamma}{\mu'} \left| \frac{dU}{d\tau} \right| \frac{dU}{d\tau} \quad (6b)$$

である。式(5)の解の形として次式を仮定する。

$$U = U_0(T_0, T_1) + \mu' U_1(T_0, T_1) + O(\mu'^2) \quad (7)$$

ここで時間スケールを

$$T_n = \mu'^n \tau \quad (8)$$

とする⁷⁾。これらを式(5)に代入すると、

$$(\mu'^0) \quad \frac{\partial^2 U_0}{\partial T_0^2} + U_0 = 0 \quad (9)$$

$$(\mu') \quad \frac{\partial^2 U_1}{\partial T_0^2} + U_1 = -2 \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial T_1} U_0 - 2U_0 \cos \Omega T_0 + F(U_0, \frac{\partial U_0}{\partial T_0}) \quad (10)$$

式(9)の一般解は次式で表される。

$$U_0 = C(T_1)e^{iT_0} + \bar{C}(T_1)e^{-iT_0} \quad (11)$$

ここで $C(T_1)$ は T_1 に関する複素数の関数、 $\bar{C}(T_1)$ は $C(T_1)$ の共役複素数である。これを式(10)に代入することにより、式(10)は次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U_1}{\partial T_0^2} + U_1 = & -2i \frac{dC(T_1)}{dT_1} e^{iT_0} - \bar{C}(T_1) e^{i(\Omega-1)T_0} - \bar{C}(T_1) e^{-i(\Omega+1)T_0} \\ & + 2i \frac{d\bar{C}(T_1)}{dT_1} e^{-iT_0} - C(T_1) e^{-i(\Omega-1)T_0} - C(T_1) e^{i(\Omega+1)T_0} \\ & + F(C(T_1)e^{iT_0} + \bar{C}(T_1)e^{-iT_0}, i(C(T_1)e^{iT_0} - \bar{C}(T_1)e^{-iT_0})) \end{aligned} \quad (12)$$

1/2 次の不安定解を導出するため、detuning parameter σ を用いて以下の振動数関係を仮定する。

$$\frac{1}{2} \Omega + \mu' \sigma = 1 \quad (13)$$

式(13)および式(8)より次式が得られる。

$$(\Omega - 1)T_0 = T_0 - 2\sigma T_1 \quad (14)$$

これを式(12)の右辺に代入し、永年項が存在しない条件として次の関係が成り立つこととなる。

$$2i \frac{dC(T_1)}{dT_1} + \bar{C}(T_1) e^{-2i\sigma T_1} - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(U_0, \frac{dU_0}{dT_0}) e^{-iT_0} dT_0 = 0 \quad (15)$$

$C(T_1)$ として次式を仮定する。

$$C(T_1) = \frac{1}{2} c(T_1) e^{i\phi} \quad (16)$$

ここで $c(T_1)$ 、 ϕ はともに実数である。式(16)を式(15)に代入し、実部と虚部に分けると、次の2式が得られる。

$$\frac{dc(T_1)}{dT_1} = \frac{1}{4} c(T_1) \sin 2(\sigma T_1 + \phi) \quad (17)$$

$$-\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(U_0, \frac{dU_0}{dT_0}) \sin(T_0 + \phi) dT_0$$

$$c(T_1) \frac{d\phi}{dT_1} = \frac{1}{4} c(T_1) \cos 2(\sigma T_1 + \phi) \quad (18)$$

$$-\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(U_0, \frac{dU_0}{dT_0}) \cos(T_0 + \phi) dT_0$$

定常解は式(17)、(18)において $\frac{dc(T_1)}{dT_1} = 0$ 、 $\frac{d\phi}{dT_1} = 0$ とす

ることにより得られる。つまり次の2式が得られる。

$$\frac{1}{4} c(T_1) \mu' \sin 2(\sigma T_1 + \phi) = hc(T_1) + \frac{4}{3\pi} \gamma c(T_1)^2 \quad (19)$$

$$\frac{1}{4} c(T_1) \cos 2(\sigma T_1 + \phi) = -\sigma c(T_1)^2 \quad (20)$$

式(19)、(20)より $c(T_1)$ に関する次の2次方程式が導出される。

$$\frac{16}{9\pi} \gamma^2 c(T_1)^2 + \frac{8}{3\pi} h \gamma c(T_1) + h^2 + \mu'^2 \sigma^2 - \frac{1}{4} \mu'^2 = 0 \quad (21)$$

$$c(T_1) = -\frac{3\pi}{4\gamma} h \pm \frac{3\pi}{8\gamma} \mu' \sqrt{1 - 4\sigma^2} \quad (22)$$

式(22)は係数励振振動による振動振幅を表しており、 $c(T_1)$ が正の実数になるという条件から動的 主不安定領域が決定される。式(22)より無次元化された速度自乗の減衰係数 γ は、動的 主不安定領域には無関係であることがわかる。しかしながら同時に振動振幅を抑制するパラメータとなることも確認される。

3.2 動的 不安定領域の広がり及び係留索配置、係留索軸剛性の影響

図-2 は係留索配置および係留索伸び剛性の違いによる動的 不安定領域 (主不安定領域、第二不安定領域) の広がりを比較し示したものである。いずれも横軸は初期張力に対する周期変動張力振幅の比、縦軸は水平方向固

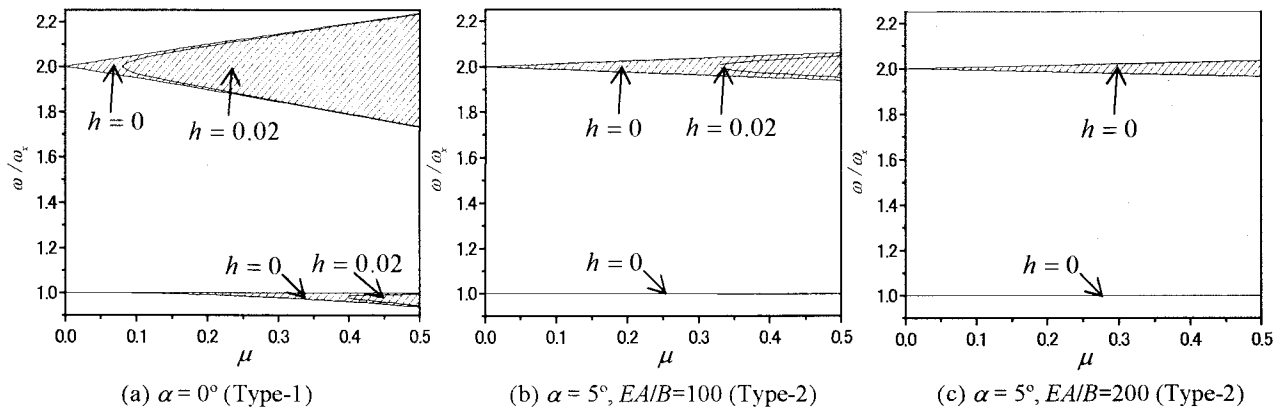


図-2 動的不安定領域 (斜線部分)

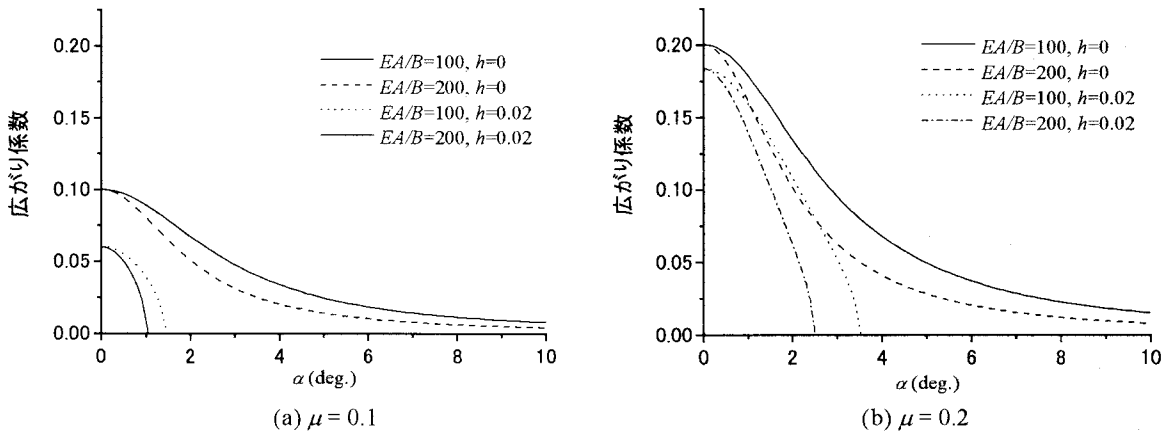


図-3 広がり係数

有円振動数 $\omega_x (= \omega_0 K)$ に対する ω の比をとっており、 $\omega/\omega_x = 2.0$ 近傍に広がる斜線部分が動的的主不安定領域を、 $\omega/\omega_x = 1.0$ 近傍が第二不安定領域の広がりをそれぞれ表す。第二不安定領域は第一次近似解からは導出されないが、動的的主不安定領域は第一次近似解で速度自乗の減衰定数による影響を受けない点から、文献1)などでよく知られた線形減衰のみを仮定した次式により求めることとした。

$$\frac{\omega}{\omega_x} = \left\{ 1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\mu \cos \alpha}{K^2} \right)^2 \pm \sqrt{\frac{1}{16} \left(\frac{\mu \cos \alpha}{K^2} \right)^2 - 4h^2 \left(1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\mu \cos \alpha}{K^2} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (23)$$

まず図-2(a)より、Type-1 では主不安定領域の広がり が顕著にみられる。しかし(b)~(e)に示すように、Type-2 において $\alpha = 5^\circ, 10^\circ$ というわずかな傾角をつけただけで、不安定領域が大きく減少している。このことは係留索の伸び剛性の増加によりさらに顕著な傾向を示す。さらに

Type-2 では $h = 0.02$ 程度の減衰でも大きく不安定領域が減少している。実際、北海道南西部噴火湾口でのケーススタディー²⁾では代表的なモデルとして $\alpha = 30^\circ$ を想定しているが、この場合では係数励振振動はほとんど問題にならないことが予想される。

また第二不安定領域については、Type-2 ではほとんど存在しない、Type-1 においても有意な広がりではなく、減衰の影響でほとんど消失してしまうと考えられる。このことから、係数励振振動による高次の動的不安定性は考慮する必要がないといえる。

図-3は動的主不安定領域の広がりを傾角の変化 ($0^\circ \leq \alpha \leq 10^\circ$) に対して表したものである。縦軸の広がり係数とはここでは、各パラメータに対する動的主不安定領域となりうる振動数域の幅を示したものである。例えば広がり係数が 0.2 ならば、固有振動数に対して 20% の励振振動数の幅で係数励振振動が発生することを意味する。これらの結果からも傾角 α のわずかな増加に伴い不安定領域を大きく減少させることがわかる。

以上の結果より、係留索の周期変動張力による係数励振振動は Type-1 に比べ Type-2 の形式で圧倒的に発生可能性が低いと結論づけられる。

4. 係数励振振動による応答特性について

前節での考察より、(b)Type-2 についてはごく小さな傾角をつけることにより係数励振振動を回避できることがわかった。このことからここでは(a)Type-1 に議論を限定して、係数励振振動による応答特性の検討を行う。

4.1 水平方向強制外力がない場合の応答特性

図-4は Type-1 における水平方向強制外力がない場合の応答変位曲線 ($\Omega \cong 2.0$) を示したものである。これは式(22)により決定される。係数励振振動による応答は、線形解析では減衰が存在する場合においても理論的に無限大となるが、これは現実的なことではない。このことから非線形性が応答を決定する本質的な要因であるといえる。図-4はわずかな外乱により励起される係数励振振動が定常状態に達した後の応答振幅を示したものである。この結果から自乗減衰係数が応答を抑制する影響は非常に大きいといえる。

4.2 強制振動時の定式化

以下では波浪のような水平、鉛直方向に同時に外力作用を受ける場合の、係数励振振動による応答特性の検討を行う。Type-1 は前述のとおり水平方向に非常に柔軟な構造形式であることから、非常に低い固有振動数に対して 1/2 次の分數調波共振である係数励振振動が発生する可能性がある。このため本構造形式で係数励振振動が問題となる周波数域では、係留索の変動張力は鉛直方向波力で十分近似が可能であると考えられる。

例えば波浪作用時を想定すると、流体中で運動する水中係留浮体に作用する流体力は、固定円柱に対する作用

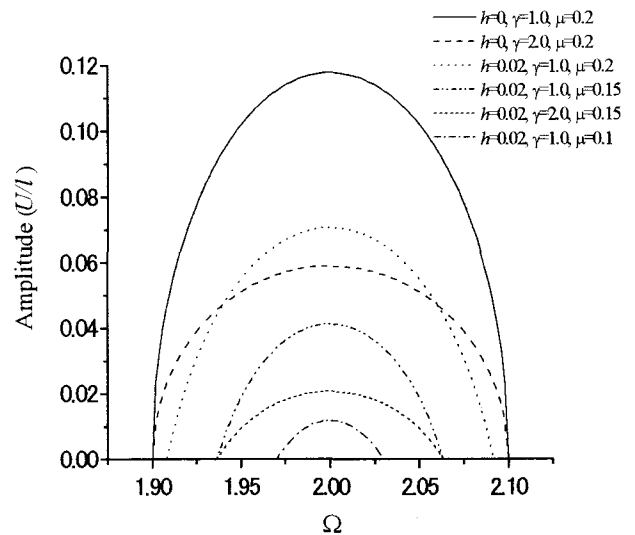


図-4 応答曲線

波力の評価式であるモリソン式を動的問題に拡張した修正モリソン式を用いることで、比較的正確な評価を行うことができる¹⁷⁾。この場合、水平および鉛直方向流体力は次式で表される。

$$F_x(t) = C_M A_I \frac{dw_x}{dt} - C_A A_I \frac{d^2 u}{dt^2} + C_D A_D |w_x| w_x - C'_D A_D \left| \frac{du}{dt} \right| \frac{du}{dt} \quad (24a)$$

$$F_y(t) = C_M A_I \frac{dw_y}{dt} - C_A A_I \frac{d^2 v}{dt^2} + C_D A_D |w_y| w_y - C'_D A_D \left| \frac{dv}{dt} \right| \frac{dv}{dt} \quad (24b)$$

ここで w_x 、 w_y は水粒子速度の水平および鉛直方向成分、 v は係留浮体の鉛直方向変位、 C_M は慣性係数、 C_A は付加質量係数、 C_D は抗力係数、 C'_D は静水中で係留浮体が振動する時の抗力係数、 $A_I = \rho \pi r^2$ 、 $A_D = \rho r$ である。これより作用力として水平、鉛直方向に規則波を仮定した場合、係数励振力と同周期の水平外力が作用することとなる。このとき支配方程式(4)は近似的に次式のように書き直される。

$$(m_0 + C_A A_I) \frac{d^2 u}{dt^2} + c \frac{du}{dt} + \frac{2\{T_p + 0.5 f_y \cos(\omega t - \psi_y)\}}{l} u + C'_D A_D \left| \frac{du}{dt} \right| \frac{du}{dt} = f_x \cos(\omega t - \psi_x) \quad (25)$$

ここで f_x 、 f_y は係留浮体に作用する水平、鉛直方向波力振幅、 ψ_x 、 ψ_y は位相角である。よってこれを無次元化すると次式となる。

$$\frac{d^2 U}{d\tau^2} + 2h \frac{dU}{d\tau} + \gamma \left| \frac{dU}{d\tau} \right| \frac{dU}{d\tau} + (1 + \mu \cos \Omega \tau) U = F_x \cos(\Omega \tau - \psi) \quad (26)$$

式(26)において

$$\mu = \frac{f_f}{2T_p}, \quad \gamma = \frac{IC'_D A_D}{m + C_A A_I}, \quad F_x = \frac{f_x}{2T_p}$$

である。式(26)は基本的には前節と同様の流れで解が導出されるが、 μ^0 に関する項(式(9)に対応)が次式となる。

$$\frac{\partial^2 U_0}{\partial T_0^2} + U_0 = F_x \cos(\Omega\tau - \psi) \quad (27)$$

よって第一近似解は次式で表される。

$$U_0 = c(T_1) \cos(\tau + \phi) + \frac{F_x}{1 - \Omega^2} \cos(\Omega\tau - \psi) \quad (28)$$

ここでも固有振動数と外力振動数の関係として式(13)を仮定し、1/2 次の不安定解を導出する。定常解は式(17),

$$(18) \text{において } \frac{dc(T_1)}{dT_1} = 0, \quad \frac{d\phi}{dT_1} = 0 \text{ とすることにより次}$$

の2式で得られる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} c(T_1) \mu \sin 2(\sigma T_1 + \phi) &= hc(T_1) \\ + \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left| \frac{dU_0}{dT_0} \right| \frac{dU_0}{dT_0} \sin(T_0 + \phi) dT_0 & \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} c(T_1) \mu \cos 2(\sigma T_1 + \phi) &= -\mu \alpha (T_1)^2 \\ + \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left| \frac{dU_0}{dT_0} \right| \frac{dU_0}{dT_0} \cos(T_0 + \phi) dT_0 & \end{aligned} \quad (30)$$

ここで式(27)より

$$\frac{dU_0}{dT_0} = -c(T_1) \sin(\tau + \phi) + \frac{\Omega F_x}{1 - \Omega^2} \sin(\Omega\tau - \psi) \quad (31)$$

である。

4.3 応答特性に関する考察

式(29)~(31)から明らかなように、強制振動時($F_x \neq 0$)は陽な形で定常解を決定することができない。よってここでは、係数励振振動が最も問題となる $\Omega = 2.0$ ($\sigma = 0$)に議論を限定して、第一近似解の定常解を数値的に求める。図-5はその結果を示したものである。横軸は鉛直方向外力(f_y)に対する水平方向外力(f_x)の比を、縦軸は第一近似解の定常解をとっている。この図より、いずれの場合も水平方向外力(f_x)の増加に伴い、係数励振振動による応答振幅が小さくなる。しかも $\mu = 0.1$ 程度であれば $f_x/f_y < 1$ でいずれも応答振幅が0となる。微小振幅波理論により、水粒子がほぼ円軌道を描くとされる深海波では大雑把にいつて $f_x/f_y \cong 1$ 、浅海波では水平方向に長い楕円軌道、すなわち $f_x > f_y$ であることを考えるとこの結果は、波浪中において係数励振振動が発生しづらいことを示唆しているといえる。また無次元自乗減衰定数 γ 、線形減衰定数

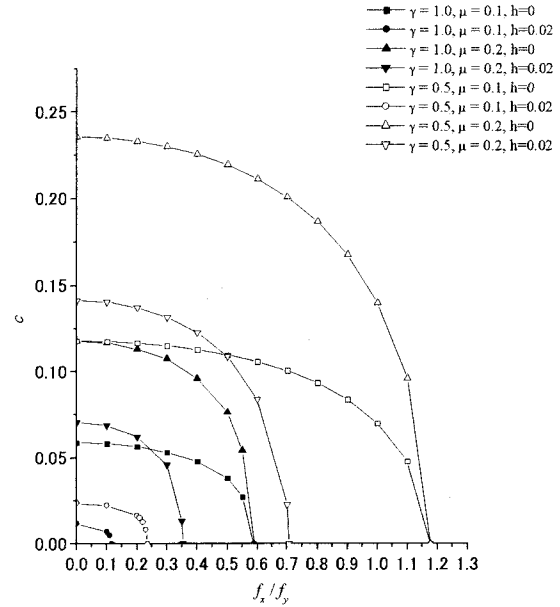


図-5 強制振動時における応答値の変化 (第一近似解)

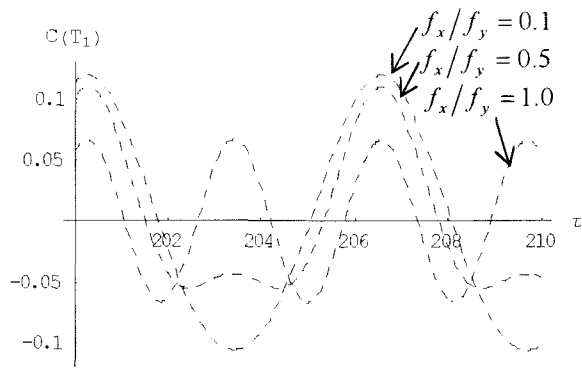
h は自由振動時と同様に、応答振幅を抑制する効果があることが確認される。

次に図-6は定常状態に達した後の、無次元時間 τ に対する応答特性を示したものである(ここでは $\tau = 200 \sim 210$, $\Psi = \pi/2$ の結果を掲載した)。(a)は第一近似解、(b)~(f)は微分方程式を直接解いたものである。(a)と(c)の比較より、第一近似解は時刻歴応答解とよく一致していることがわかる。このことから第一近似解での議論でも、1/2 次の分数調波共振である係数励振振動特性の把握が十分可能であることを示しているといえる。

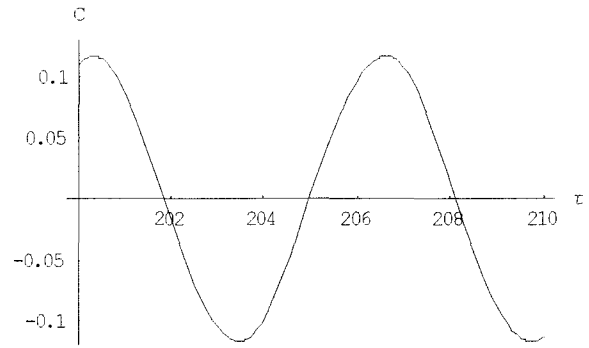
(b)は自由振動状態であり、周期 2π の振動が卓越している。これは第一近似解を表す式(11), (22)に対応するものである。ここでは微小な外乱として強制変位を与えたが、わずかな外乱でも固有振動数と変動張力振動数の関係により、係数励振振動に成長することがわかる。またこの応答振幅は図-4の結果とよく一致している。

(c)~(f)は水平方向外力が存在する場合の応答を示しているが、いずれにおいても f_x が比較的小さい $f_x/f_y = 0.1$ では周期 2π の振動が卓越している。これは係数励振振動によるものである。しかしながら f_x の増加に伴い周期 π の強制振動が支配的になっている。そして $f_x/f_y = 1.0$ では図-6で示すいずれの場合も強制振動成分のみになっていることから、おおよそ波浪に相当する $f_x > f_y$ では、周期 2π の係数励振振動成分が存在していないと考えられる。これは図-5で示した結果に対応しているものといえる。

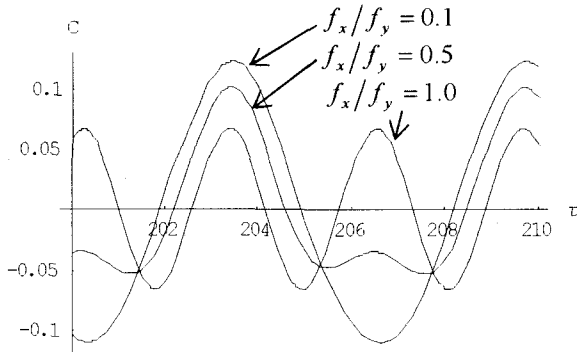
以上の結果を総合すると、水平方向強制外力により係数励振振動による応答振幅は抑制され、波浪作用時には、係数励振振動による応答が大きな問題にならない



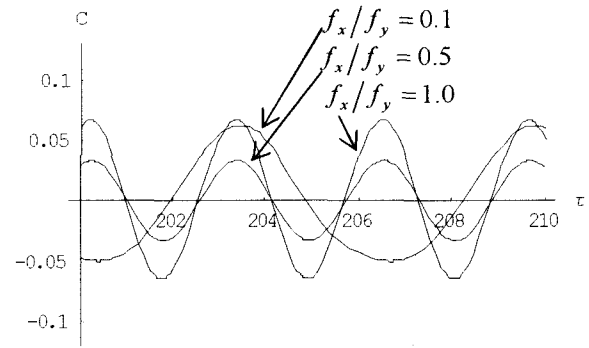
(a) 第一近似解



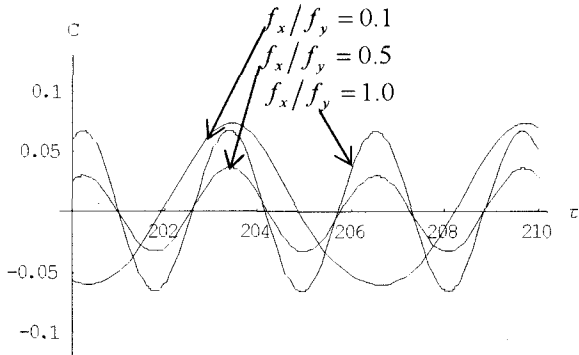
(b) $\frac{f_x}{f_y} = 0, \gamma = 1.0, \mu = 0.2, h = 0$



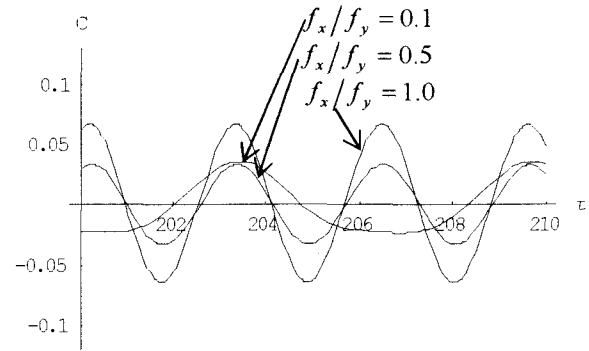
(c) $\gamma = 1.0, \mu = 0.2, h = 0$



(d) $\gamma = 2.0, \mu = 0.2, h = 0$



(e) $\gamma = 1.0, \mu = 0.2, h = 0.02$



(f) $\gamma = 2.0, \mu = 0.2, h = 0.02$

図-6 応答特性

いことが指摘される。

5. まとめ

本研究は係留索の周期変動張力に起因する水中浮遊式トンネルの係数励振振動について、その基本的特性を検討したものである。得られた知見をまとめると以下のとおりである。

- (1) Type-2 (4本の係留索を用いる係留形式) は、しかるべき係留索軸剛性を有するならば、わずかな傾角をつけるだけでも動的不安定領域を大きく減少させることができる。このことから Type-2 は Type-1 (2本の係留索を用いて鉛直係留する形

式) に比べ、係数励振振動に対して非常に有利な構造形式であるといえる。

- (2) 主不安定領域を除く高次の不安定領域は有意な広がりとはならないことから、高次の動的不安定性はほとんど問題とならない。
- (3) 係数励振振動の応答特性は非線形性を考慮することにより決定される。係数励振振動による水中浮遊式トンネルの応答は自乗減衰係数の影響が大きい。
- (4) 係数励振振動が発生しやすい Type-1 について、鉛直、水平両方向に同時に外力が作用するという特徴を有する波浪の作用を想定した定式化を近似的に行った。

- (5) 係留浮体に対する水平方向外力は、係数励振振動による応答を抑制する。特に波浪のような外力作用場では強制振動が卓越し、係数励振振動は大きな問題とならないことが予想される。

参考文献

- 1) (社) 水中トンネル研究調査会：水中トンネル 第I編 計画から設計施工まで, 1995.
- 2) (社) 水中トンネル研究調査会：水中トンネル 第II編 ケーススタディー, 1995.
- 3) F.Brancaleoni, A.Castellani and P.D'Asdia : The Response of Submerged Tunnels to Their Environment, Engineering Structure, Vol.11, pp.46-57, 1989.
- 4) F.Nicolssi and F.Casola : The Configuration and the Characteristics of the Submerged Tunnels for the Messina Strait Crossing, Strait Crossings 94, pp.599-606, 1994.
- 5) 蟹江俊仁：水中浮遊式トンネルの解析手法と動揺特性に関する研究, 北海道大学学位論文, 1997.
- 6) Bolotin, V.V. : The Dynamic Stability of Elastic Systems, Holden-Day, Inc., 1964.
- 7) A.H.Nayfeh, and D.T.Mook : Nonlinear Oscillations, John Wiley & Sons, Inc., 1979.
- 8) K. Takahashi : An Approach to Investigate the Dynamic Instability of the Multiple-Degree-of-Freedom Parametric Dynamic System, Journal of Sound and Vibration, 78(4), pp.519-529, 1981.
- 9) 高橋和雄, 鎌田智之, 花田博史：係数励振力と周期的変動荷重を受ける偏平ケーブルの非線形振動, 土木学会論文集, No.549, I-37, pp.115-124, 1996.
- 10) H.Troger and C.S.Hsu : Response of a Nonlinear System under Combined Parametric and Forcing Excitation, Journal of Applied Mechanics, 44, pp.179-181, 1977.
- 11) 経塚雄策, 中村彰一, 高木又男：規則波中における係留浮体の不安定左右揺について, 日本造船学会論文集, 第142号, pp.83-89, 1977.
- 12) 吉田宏一郎, 米家卓也, 岡 徳昭：緊張繫留プラットフォームの動的応答特性, 日本造船学会論文集, 第146号, pp.195-205, 1979.
- 13) 吉田宏一郎, 米家卓也, 岡 徳昭, 尾崎雅彦：緊張繫留プラットフォームの動的応答特性(続報), 日本造船学会論文集, 第146号, pp.112-119, 1980.
- 14) 西原誠一郎, 今北明彦：Tension Leg Platformの係数励起振動, 日本造船学会論文集, 第145号, pp.219-226, 1979.
- 15) J. M. T. Thompson, A. R. Bokaian and R. Ghaffari : Subharmonic and Chaotic Motions of Compliant Offshore Structures and Articulated Mooring Towers, Journal of Energy Resources Technology, Vol. 106, pp.191-198, 1984.
- 16) C. S. Hsu and W. H. Cheng : Steady-State Response of a Dynamical System under Combined Parametric and Forcing Excitations, Journal of Applied Mechanics, Vol.41, pp.371-378, 1974
- 17) Chakrabarti, S. K. : Hydrodynamics of Offshore Structures, Computational Mechanics Publications, 1987.

(2004年4月16日 受付)