

波状摩耗した剛体架線とパンタグラフの衝突振動 (波状摩耗の大きさを考慮した分岐解析)

山下 清 隆*, 中山 智 了*, 大 矢 卓**

Impact oscillations between a pantograph and an overhead rigid conductor line due to the corrugation in a railway current collection system (Numerical method for the bifurcation analysis)

Kiyotaka Yamashita, Tomoaki Nakayama and Takashi Oya

A theoretical and experimental investigation is conducted into impact oscillations between a pantograph and an overhead rigid conductor line in a railway current system. The contact problem is modeled as impact oscillations of an intermediate spring-supported beam excited by an oscillating plate. In this paper, we propose a numerical technique on the basis of the concept of maps that transform the state of the system at the impact to the subsequent state at the next impact. This numerical method produces the stability analyses of the fixed points of map that describes an impact oscillation with multiple modes.

Keywords: Impact Oscillation, Nonlinear Dynamics, Mapping, Chaos

1. はじめに

鉄道車両の集電系では、いろいろな理由でパンタグラフと架線との間に作用する接触力が時間的に変動する。この接触力が失われるとパンタグラフが架線から離れる離線現象が発生する。離線現象は、安定的な電力供給の目的に対して問題視されている。この離線現象を発生させる原因の1つとして架線の表面が波上に摩耗する波状摩耗と呼ばれる現象が挙げられている。この波状摩耗に対して発生原因に関する研究[1]などが見受けられるが、離線が生じた場合のパンタグラフの動的挙動に関する研究はほとんどなされていない。

本研究では、トンネル内や地下鉄内で用いられている架線の一種である剛体架線とパンタグラフの離線問題を剛体架線とパンタグラフの衝突振動と仮定し、研究を行なってきた[2-3]。以上の研究では、パンタグラフの弾性振動を無視しパンタグラフの上下振動をバネと質点からなる系でモデル化した場合やパンタグラフの弾性振動を梁の横振動と仮定し1次の固有振動成分のみを議論した場合には、波状摩耗の大きさが小さい条件のもと衝突時間と衝突後のパンタグラフの速度を表す2次元写像が誘導されてきた。この2次元写像を誘導するには、衝突間の時間および反

*機械工学科 **機械工学専攻院生

発係数を用いた衝突の関係式が必要となり、ばね質点系の場合および1つの固有振動モードで梁の横振動を記述した場合では衝突間の時間差および衝突の関係式を解析的に記述できる。

パンタグラフの弾性振動を複数の梁の固有振動を考慮し記述した場合でも、衝突直前から直後にかけて力積の概念を用いることにより、各固有振動の速度成分に関して衝突の関係式が誘導されている[4]。しかしながら、2つの近接した衝突間の時間差を解析的に記述することは難しく複数の固有振動を考慮した場合については、衝突現象を端的に記述する写像を誘導するには至っていない。すなわち、より複雑な衝突現象を解明するためには衝突時間を記述する問題を克服し写像の特異点およびその安定性を議論する方法が必要不可欠となる。

本論文では、複数の固有振動が関係した場合の梁と波状摩耗をモデル化した振動する台との間の複雑なメカニズムを持つ衝突現象を明らかにする前段階として、衝突時間を数値的に求めそれにより数値的に定まる写像の特異点およびその安定性を議論する数値計算手法の確立を目的とした。

2. 解析モデルおよび理論的準備

2.1 支配方程式

図1に前報[3]と同等な解析モデルを示す。パンタグラフを長さ l 、曲げ剛性 EI 、単位長さ当たりの質量 m でその中点がばね定数 k のばねで支持された梁と考える。梁は、 d だけバネに押し付けられており、これにより生じるばねの復元力が実機でのパンタグラフの押し付け力に対応する。梁の中立軸に沿った座標 s を定めある時刻 t での梁の横変位を $w(s, t)$ と記述する。波状摩耗をモデル化した振動する台の変位を y 、加振振動数を ω および加振振幅を δ とする。

支配方程式系を代表長さとして梁の押し付け量 d および l 、代表時間として梁の固有周期 $\sqrt{ml^4/EI}$ を用いて $y=dy^*$, $w=lw^*$, $s=ls^*$, $t=\sqrt{ml^4/EI} t^*$ として無次元化した。以下に衝突現象を支配する方程式系を記す。また式(1)～式(4)およびこれ以降無次元量を表わす*は省略する。

線形化された梁の運動方程式は以下のように記述される。

$$\ddot{w} + w''' = -\alpha w \delta(s) - f(t) \delta(s) \quad (1)$$

ここで (\cdot) および (\cdot) は時間 t および空間 s による微分を意味している。 $\delta(s)$ はディラックのデルタ関数である。 $f(t)$ は衝突した瞬間に作用する衝突外力を意味する。両端自由の梁の境界条件は、

$$s = \pm \frac{1}{2} : w' = w'' = 0 \quad (2)$$

無次元化された振動する台の変位は

$$y = 1 + \varepsilon \sin \Omega t \quad (3)$$

と記述される。

i 番目の衝突直前の梁の速度を V_{i-} 、衝突直後の梁の速度を V_{i+} とすると衝突直後の梁の速度 V_{i+} は衝突時の台の速度 $\dot{y}(t_i)$ を用いて以下のように記述される。

$$V_{(i,+)} = -eV_{(i,-)} + (1+e)\dot{y}(t_i) \quad (4)$$

ここで、 e は梁と振動する台との間の反発係数である．式(1)～式(4)には，以下の無次元パラメータが含まれている：無次元のバネ定数 $\alpha = kl^3/EI$ ，押し付け量に対する台の振幅 $\varepsilon = \delta/d$ ，無次元の台の加振振動数 $\Omega = \omega\sqrt{ml^4/EI}$ および反発係数 e ．

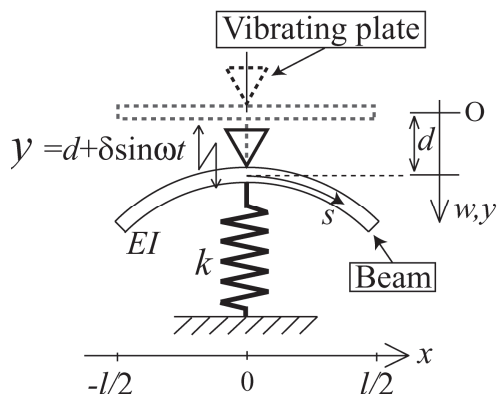


図 1 解析モデル

2.2 固有値解析

梁の固有振動数および固有振動モードを決定する目的から固有値解析を行なった．衝突外力を無視した後，式(1)および式(2)において $w = \Phi_n(s)e^{\lambda_n t}$ として固有値問題に帰着させた．ここで添え字の n はモード番号， λ は複素値そして $\Phi(s)$ はモード形状を表わす固有関数である．具体的な解析手順は，文献[4]に述べたので後の解析に必要な結果のみを記す． $\alpha = 4.47$ に対して，1 次の固有値 λ_1 は $\lambda_1 = i\omega_1 = 2.10i$ であり，同様にして梁の中心における 1 次の固有関数の値 $\Phi_1(0)$ は $\Phi_1(0) = 0.96$ である．

3. 解析手順

3.1 自由振動時の梁の運動

パンタグラフと架線が離線した状態では，パンタグラフの弾性振動をモデル化した梁の横振動は自由振動する．以下では，自由振動時の梁の運動を簡単に述べる．

式(1)および式(2)において，横変位 w が 1 次の固有振動成分 Y_1 でのみ表わされると考え以下のよう記述する．

$$w = Y_1 = \Phi_1(s)q_1(t) \quad (5)$$

式(5)を式(1)に代入して整理すると Y_1 に関する以下の常微分方程式を得る．

$$\ddot{Y}_1 + \omega_1^2 Y_1 = 0 \quad (6)$$

衝突振動を直接数値計算するには，梁と台が衝突をするたびに式(6)を適当な初期条件のもと解き直すことを繰り返す必要がある．式(6)を解くと

$$Y_1 = Y_{(1,i)} \cos \omega_1 t_1 + \frac{V_{(i,+)}}{\omega_1} \sin \omega_1 t_1 \quad (7)$$

ここで $Y_{(1,i)}$ および $V_{(i,+)}$ は i 番目の衝突 $t = t_i$ 後における梁の中心の変位および速度である．また時間 t_1 は t_i から経過した時間を意味している．

自由振動時の梁の中心の速度は式(7)を時間 t_1 で微分して

$$V = -\omega_1 Y_{(1,i)} \cos \omega_1 t_1 + V_{(i,+)} \cos \omega_1 t_1 \quad (8)$$

となる．

3.2 数値的に写像の特異点を求める方法

ここでは、梁と振動する台が定常な衝突振動を行なう際の衝突時間、衝突時の梁の中心の変位および衝突直後の梁の中心の速度を数値的に求める方法を述べる．図 2 に梁と振動する台が定常に衝突している概念図を示す．この運動は梁の運動の 1 周期が台の運動の 2 周期に対応する衝突振動である．そのため、 i 番目の衝突が発生した直後の梁の中心の変位 $Y_{(1,i)}$ と梁の中心の速度 $V_{(i,+)}$ が $i+2$ 番目の衝突が発生した直後の梁の中心の変位 $Y_{(1,i+2)}$ と梁の中心の速度 $V_{(i+2,+)}$ と等しくなる．同様に $Y_{(1,i+1)}$ と $V_{(i+1,+)}$ が $Y_{(1,i+3)}$ と $V_{(i+3,+)}$ に等しくなる．梁が台と衝突した際の衝突時間に関して衝突時の台の変位の位相を図 3 に示すように導入する． i 番目の衝突した時間を t_i とすると、図 3 に示す位相は Ωt_i を 2π で割った余りに相当する．以降この値を $\Omega t_i \bmod 2\pi$ と表記する．変位と速度と同様に図 2 に示す運動が定常であるならば i 番目の衝突位相 $\Omega t_i \bmod 2\pi$ と $i+2$ 番目の衝突位相が $\Omega t_{i+2} \bmod 2\pi$ 等しくなる．同様に $\Omega t_{i+1} \bmod 2\pi$ が $\Omega t_{i+3} \bmod 2\pi$ と等しくなる．以降、この現象を例として数値的に定常な衝突振動を行なう際の衝突時間、衝突時の梁の中心の変位および衝突直後の梁の中心の速度を数値的に求める方法を示す．

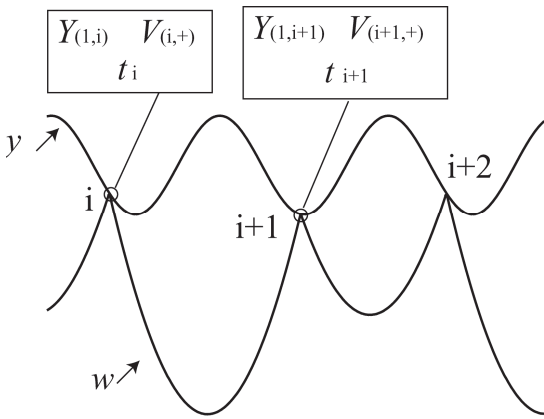


図 2 衝突の様子

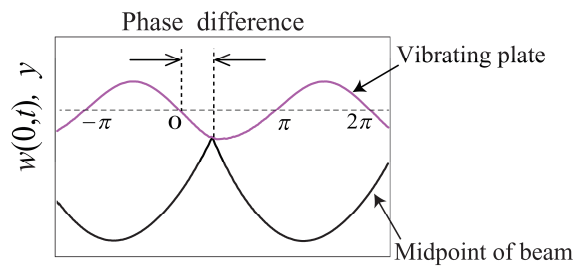


図 3 衝突位相

数値計算の初期値として i 番目の衝突時間、衝突時の梁の中心の変位および衝突直後の梁の中心の速度をそれぞれ \bar{t}_i 、 $\bar{Y}_{(1,i)}$ および $\bar{V}_{(i,+)}$ とする．よって式(7)より i 番目の衝突時から自由振動する梁の中心の変位は、

$$Y_1 = \bar{Y}_{(1,i)} \cos \omega_1 t_1 + \frac{\bar{V}_{(i,+)}}{\omega_1} \sin \omega_1 t_1 \quad (9)$$

と与えられる. i 番目の衝突から t_1 だけ時間が経過した後に, $i+1$ 回目の衝突が発生したとするとこの瞬間における梁と台の変位が等しいことから

$$Y_{(1,i+1)} = \bar{Y}_{(1,i)} \cos \omega_1 t_1 + \frac{\bar{V}_{(i,+)}}{\omega_1} \sin \omega_1 t_1 = 1 + \varepsilon \sin \Omega t_{i+1} = y(t_{i+1}) \quad (10)$$

が成り立つ. ここで t_{i+1} は $t_{i+1} = t_i + t_1$ である. 式(10)は, 前報[2-3]で求めたように台の振動振幅 ε が 1 に比べて十分小さければ t_1 について解析的に解を記述することが可能である. 台の運動を考慮した場合や複数のモードを考慮した場合[4]では式(10)を t_1 について解析的に解くことは難しい. そこで本論文では, 2 分法を用いて式(10)を数値的に解き, t_1 を定めた.

t_1 が求まると衝突する直前の梁の midpoint の速度 $V_{(i+1,-)}$ が式(8)から

$$V_{(i+1,-)} = -\omega_1 \bar{Y}_{(1,i)} \cos \omega_1 t_1 + \bar{V}_{(i,+)} \cos \omega_1 t_1 \quad (11)$$

と求まる. 衝突直前の速度 $V_{(i+1,-)}$ が分かれば, 式(4)より衝突直後の速度が

$$V_{(i+1,+)} = -e V_{(i+1,-)} + (1+e) \dot{y}(t_i) \quad (12)$$

と求まる.

同様に数値計算の初期値として $i+1$ 番目の衝突時間, 衝突時の梁の midpoint の変位および衝突直後の梁の midpoint の速度をそれぞれ \bar{t}_{i+1} , $\bar{Y}_{(1,i+1)}$ および $\bar{V}_{(i+1,+)}$ とする. これまでで選んだ 6 つの初期条件が周期的な衝突振動の条件を満足していれば, 式(10)および式(12)で求まる t_{i+1} , $Y_{(1,i+1)}$ および $V_{(i+1,+)}$ は以下の関係を満足する.

$$\begin{aligned} \bar{Y}_{(1,i+1)} - Y_{(1,i+1)} &= 0, \\ \bar{V}_{(i+1,+)} - V_{(i+1,+)} &= 0, \\ \Omega \bar{t}_{i+1} \bmod 2\pi - \Omega t_{i+1} \bmod 2\pi &= 0 \end{aligned} \quad (13)$$

同様に \bar{t}_{i+1} , $\bar{Y}_{(1,i+1)}$ および $\bar{V}_{(i+1,+)}$ を初期値とし $i+2$ 番目の衝突の状態 t_{i+2} , $Y_{(1,i+2)}$ および $V_{(i+2,+)}$ を求めると周期的な衝突条件を満足するためには以下の式が成り立つ必要がある.

$$\begin{aligned} \bar{Y}_{(1,i)} - Y_{(1,i+2)} &= 0, \\ \bar{V}_{(i,+)} - V_{(i+2,+)} &= 0, \\ \Omega \bar{t}_i \bmod 2\pi - \Omega t_{i+2} \bmod 2\pi &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

以上より, 式(13)および式(14)を満足する \bar{t}_i , $\bar{Y}_{(1,i)}$, $\bar{V}_{(i,+)}$, \bar{t}_{i+1} , $\bar{Y}_{(1,i+1)}$ および $\bar{V}_{(i+1,+)}$ が求まれば, 周期的に繰り返し衝突する衝突振動を写像として取り扱った場合の定常状態に相当する状態量が定まる. 本論文では, 6 変数ニュートン・ラプソン法を用いて式(13)および式(14)を満足する特異点を求めた. また初期条件は, 前報[2-4]で行なった直接数値計算する方法で求めた解に基づき与えた.

3.3 写像の特異点の安定判別

3.2 では, \bar{t}_i , $\bar{Y}_{(1,i)}$, $\bar{V}_{(i,+)}$, \bar{t}_{i+1} , $\bar{Y}_{(1,i+1)}$ および $\bar{V}_{(i+1,+)}$ の 6 変数に関して, 周期的衝突振動が満足する条件から定常状態に相当する特異点を求めた. ここでは, 定まった特異点の安定性を定めることにより写像の分岐解析を数値的に行なう. t_i , $Y_{(1,i)}$, $V_{(i,+)}$, t_{i+1} , $Y_{(1,i+1)}$ および $V_{(i+1,+)}$ で作られる列ベクトル \mathbf{x}_i を以下のように定める.

$$\mathbf{x}_i = {}^t(t_i, Y_{(1,i)}, V_{(i,+)}, t_{i+1}, Y_{(1,i+1)}, V_{(i+1,+)}) \quad (15)$$

\mathbf{x}_i を \mathbf{x}_{i+2} に写す写像を \mathbf{G} とすると

$$\mathbf{x}_{i+2} = \mathbf{G}(\mathbf{x}_i) \quad (16)$$

となる． \mathbf{G} は解析的に求まらず，前述のように数値的に定まっている． t_i ， $Y_{(1,i)}$ ， $V_{(i,+)}$ ， t_{i+1} ， $Y_{(1,i+1)}$ および $V_{(i+1,+)}$ が式(16)の特異点であれば，その特異点で評価した式(16)の右辺のヤコビ行列を求めることにより，写像の安定性が定まる．式(16)のヤコビ行列を \mathbf{J} とする．

特異点を求める際に，ニュートン・ラプソン法で式(13)および式(14)を解いた．その折に，特異点で評価された式(13)および式(14)の左辺のヤコビ行列が計算されている．この行列を \mathbf{J}' とする． \mathbf{J} と \mathbf{J}' には，以下の関係式が成り立つ．

$$\mathbf{J} = \mathbf{I} - \mathbf{J}' \quad (17)$$

ここで， \mathbf{I} は 6 行 6 列の単位行列である．この \mathbf{J} の固有値を調べることにより，特異点の安定判別が可能である．すなわち，複素平面に固有値を配置したとき，固有値の全てが単位円の中にあれば特異点は安定でありそうでなければ不安定となる．本論文では，ヤコビ行列 \mathbf{J} の固有多項式を求めるにあたり，フレーム法による数値手法を用いた．また求められた固有値 λ の 6 次多項式である固有多項式を解くにあたり，DKA 法を用いた．

4. 数値計算結果

4.1 2 次元写像による近似解法

前報[4]で行なった解析のように，梁の横振動を 1 次の固有振動のみで記述した場合にはバネ質点系でモデル化した場合と同様に衝突時間と衝突直後の梁の速度を表わす 2 次元写像が誘導できる．本論文で提案する数値手法の妥当性を検証するために，ここでは前報で述べた解析的な結果を簡単に示す．式(3)で示される台の運動について，その振動振幅 ε が 1 に比べて無視される場合，以下の 2 次元写像が誘導される[4]．

$$t_{i+1} = t_i + \frac{\pi}{\omega_1} - \frac{2}{\omega_1} \sin^{-1} \left[\frac{1}{1 + \frac{V_{(i,+)}}{\omega_1^2}} \right] \quad (18)$$

$$V_{(i+1,+)} = eV_{(i,+)} + (1+e)\varepsilon\Omega \cos \Omega \left\{ t_{i+1} = t_i + \frac{\pi}{\omega_1} - \frac{2}{\omega_1} \sin^{-1} \left[\frac{1}{1 + \frac{V_{(i,+)}}{\omega_1^2}} \right] \right\} \quad (19)$$

式(18)および式(19)について， $V_{(i+1,+)} = V_{(i,+)}$ および $t_{i+1} = t_i + 2\pi/\Omega$ などの周期的な衝突振動を行なう条件を考慮し，特異点を求め安定判別を行なった結果を図 4 に示す．

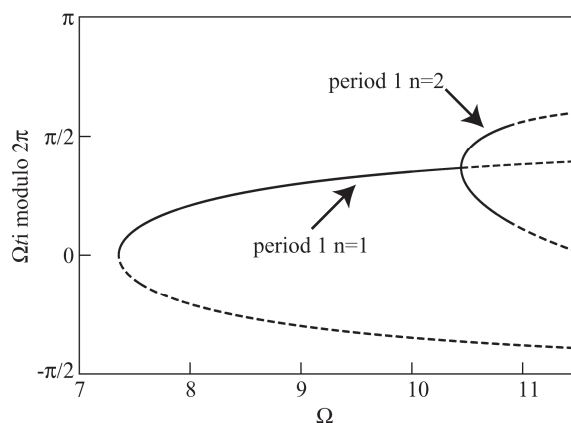


図4 解析的に求めた分岐図($\alpha=4.47, \varepsilon=0.068, e=0.68$)

図4の実線および破線は安定および不安定な特異点を意味する．車速に相当する Ω を増加させると $\Omega=7.36$ でサドルノード分岐が発生し台の運動1周期に梁が一度衝突する周期的な振動が生じる． Ω を大きくするにつれて位相差が0から $\pi/2$ へと変化し，さらに Ω を大きくすると $\Omega=10.4$ でこの状態が不安定となり，周期倍分岐を起こし新たに安定な特異点が2点生じることが分かる．この運動は，台の2周期と梁の1周期が対応する運動である．

4.2 数値手法による分岐解析(台の運動を無視した場合)

本論文で提案した数値手法によるパンタグラフと剛体架線の衝突問題の分岐解析の妥当性を検証する目的から，解析的に記述できる台の運動を無視した場合についてまず計算を行なった．この計算は式(10)の ε をゼロとして行なったものであり，4.1で述べた解析的方法と等しい仮定を置いたものである．図5に数値計算手法により得られた分岐図を示す．

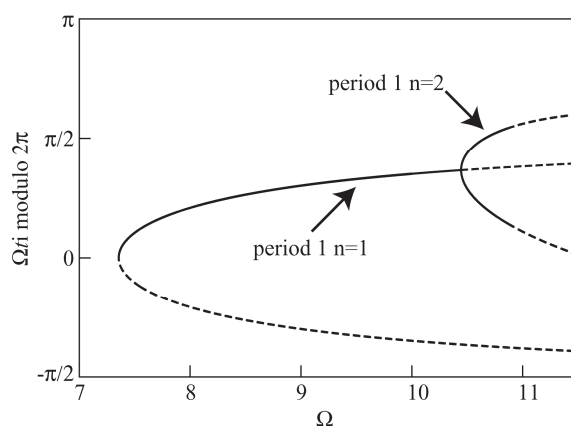


図5 台の運動を無視し数値的に求めた分岐図($\alpha=4.47, \varepsilon=0.068, e=0.68$)

図5に示すように数値的に求めた結果は，図4で示した解析的に求まる結果と一致した．このことから本論文で提案した数値的方法により分岐解析を行なうことの妥当性が検証された．図6に速度と衝突時の位相からなる相平面内に特異点を配置した結果を示す．

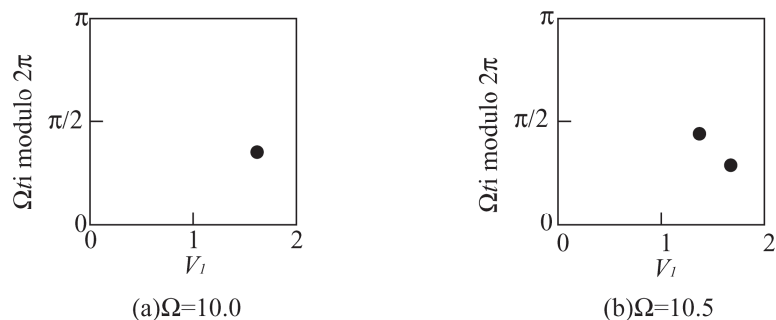

 図 6 相平面内での特異点($\alpha=4.47, \varepsilon=0.068, e=0.68$)

図 6(a)は $\Omega=10.0$ の場合であり、図5より安定な特異点が1個存在する．相平面内においてこの運動は同図に示すように1点で表わされる． Ω を増加させると図6(b)に示すように特異点が2点に分かれる．図7に $\Omega=10.0$ および10.5の場合について、直接数値計算を行なった結果を示す．

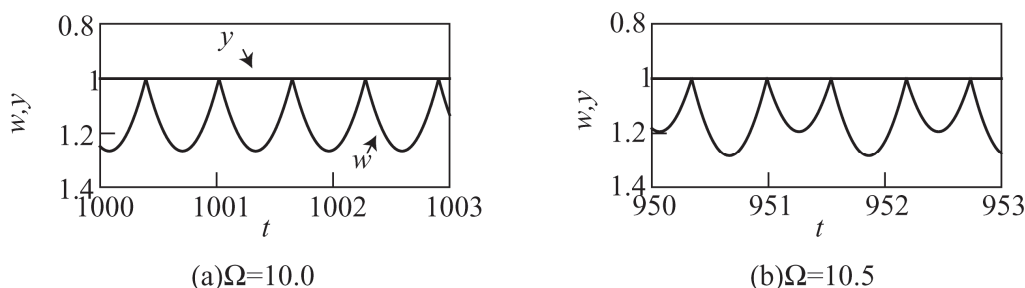

 図 7 w および y の時刻歴($\alpha=4.47, \varepsilon=0.068, e=0.68$)

図 7(a)および(b)において、台の振動を無視したため台の変位 y は $y=1$ で一定となっている．また同図(a)および(b)に示す結果は、数値計算をはじめ十分時間が経過し衝突振動が定常状態になった状態である．同図(a)では、梁は周期的に衝突しその衝突周期 T は $T=2\pi/\Omega=0.63$ に一致している．同図(b)は、同図(a)の現象が不安定となり周期倍分岐が起こったあとであり、梁は振動振幅が大きくなったり小さくなったりを繰り返しながら周期的な衝突振動を行なっている．この衝突振動の周期 T は $T=4\pi/\Omega=1.17$ に一致している．

4.3 数値手法による分岐解析(台の運動を考慮した場合)

4.2で本数値的手法に基づく分岐解析の妥当性が確認されたので、次に台の運動を考慮した場合について同様の手法により分岐解析を行なった．図8に台の運動を考慮した場合の分岐解析結果を示す．

図8より $\Omega=7.36$ でサドルノード分岐が生じ、安定な特異点が現れた． Ω を増加させると衝突位相は、0から増加をはじめ $\pi/2$ に近づいていく． $\Omega=10.84$ でこの衝突振動は不安定となり、周期倍分岐し安定な特異点が新たに2個発生する．同図は定性的に図5と同様であり、このような衝突振動を取り扱う際に台の運動を無視することは概ね妥当と言える．新たに生じた2個の特異点の位相の差は図5に比べ僅かに大きく、台の運動を考慮した影響が現れている． Ω の増加に伴い、やがてこの特異点も不安定となる．

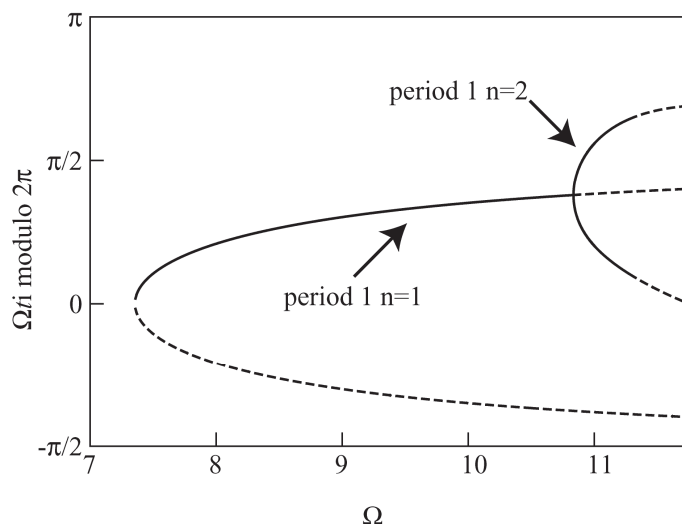


図8 台の運動を考慮し数値的に求めた分岐図($\alpha=4.47, \varepsilon=0.068, e=0.68$)

図9に台の運動を考慮し、直接数値計算を行なった結果を示す。この結果は、図7と同様に十分に時間が経過し、衝突振動が定常になった状態を取り上げている。図9(a)は $\Omega=10.5$ の場合の数値計算結果である。台の運動1周期に梁が1度同じ位置で衝突していることが分かる。その周期 T は $T=2\pi/\Omega=0.598$ に等しい。図9(b)は、図9(a)の現象が不安定となり周期倍分岐を経て生じた衝突振動である。図7(b)と同様に、台の2周期と梁の運動の1周期が対応している。

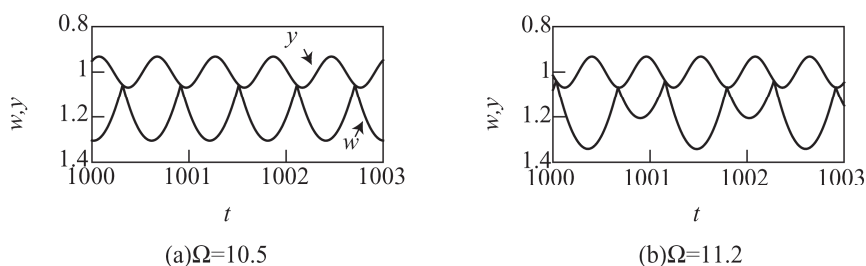


図9 台の運動を考慮した際の w および y の時刻歴($\alpha=4.47, \varepsilon=0.068, e=0.68$)

5. おわりに

本論文では、鉄道車両の剛体架線とパンタグラフからなる集電系を取り上げた。剛体架線の表面が波状に擦り減った波状摩耗が存在する時に、架線とパンタグラフの動的相互作用問題を議論した。架線とパンタグラフの衝突振動について梁の複数の固有振動を考慮すると衝突時間と衝突後の梁の速度を記述する写像が誘導できない問題があり、それを解決するための数値計算手法を検討した。数値計算手法を検討する上で、解析的な記述が可能な梁の単一の固有振動のみを考慮した場合について解析解と数値解を比較し妥当性を検証した後、架線をモデル化した台の振動振幅を考慮した解析を行ない以下の結果を得た。

- (1) 台の運動を無視した場合、本数値解析手法で得られた結果と従来の解析解が一致し本数値計算手法の妥当性が検証された。
- (2) 本数値計算手法により、従来考慮することが不可能であった台の運動を考慮した分岐解析が

可能となった．

今後、梁の横振動について複数の固有振動の影響を考慮し、梁と台の衝突振動に適用する予定である．また模型実験を通じてその結果を検証する予定である．

最後に、本研究の一部は平成 23 年度当研究室で学生の卒業論文を兼ねて理論解析を行ったものである．実際に卒業研究にあたり、図の作成等協力して頂いた本学学部生 増田憲治君、植田一史君、竹内貴洋君に感謝いたします．

参考文献

- (1) Ikeda, M., 2004, “A study on the method of measuring the contact force between pantograph and contact wire (1st report, extension of the frequency range for contact force measurement by an improved method evaluating the pantograph inertia force),” *Transactions of the Japan society of Mechanical Engineers C*, **70**(694), 92-99, (in Japanese).
- (2) 山下清隆, 和田翔, “波状摩に起因する剛体架線・パンタグラフ系の衝突振動(舟体をばね質量系でモデル化した場合),” 福井工業大学研究紀要, 第 40 号, 115-124.
- (3) 山下清隆, 和田翔, 大矢卓, “剛体架線・パンタグラフ系の波状摩耗による衝突振動(舟体の弾性振動の影響),” 福井工業大学研究紀要, 第 41 号, 152-161.
- (4) Yamashita, K., Kitajo, K., Wada, S., Sugiura, T. and Yabuno, H., “Impact oscillations with multiple modes between a pantograph and an overhead rigid conductor line in a railway current collection system,” *Journal of vibration and control*, in press.

(平成 24 年 3 月 31 日受理)