特集

構造物の空力振動

送電線のギャロッピングを対象とした大振幅振動現象の応答特性評価 Dynamic Response Evaluation of Large-amplitude Oscillation for Galloping of Overhead Transmission Line

松宮央登^{*1}

西原 崇^{*2}

Hisato MATSUMIYA, Takashi NISHIHARA

1. はじめに

架空送電線において、冬季に雪や氷が電線に付着することがある。ある程度の風速条件下においては、着氷雪は電線の風上方向に向いて翼状に発達し、そこに風が作用することで、ギャロッピングが発生することがある。送電設備は電力を安定に供給するためにその機能を維持することが要求されており、ギャロッピングの振幅が大きくなった際に、異なる相の電線が接近することによる短絡や、がいし・鉄塔の疲労損傷などにつながる点が問題となる。一方、送電線は非常に柔らかい構造物であるため、そもそも風の乱れによっても比較的大きな横振れ振動が生じ、ギャロッピングが発生しても振幅が小さくて他相との離隔距離が保たれている場合にはあまり問題にならない。そのため、振動の発生条件のみならず、大振幅振動現象を対象とした応答振幅を評価することが必要とされる。また、着氷雪送電線において発生する大振幅振動現象を慣例的に「ギャロッピング」と呼んでいるが、風工学の分野で一般的に定義される鉛直1自由度空力不安定現象だけを指しているわけではなく、送電線のギャロッピングは、鉛直振動に加えて水平・ねじれ振動を伴う3自由度振動現象である。4導体電線において観測されたギャロッピングの軌跡およびその時の電線への着

氷雪状況の一例^{1,2)}を図1に示す。図1(a)に示されるように、送電線のギャロッピングは、鉛直・水平・ねじれの3自由度が連成する大振幅振動現象であることが確認できる。また、図1(b)に示されるように、風上方向に着氷が発達していることが確認できる。

上記のような送電線のギャロッピングに関しては、観測・数値解析・風洞実験などによる様々な研究が行われてきた³⁻⁵⁾。ここでは、4導体電線のギャロッピングを対象として、大振幅振動現象の応答振幅を評価するための近年の研究内容を述べる。2章では、対象となる着氷雪電線の空気力特性について示す。3章では、部分模型を用いた風応答測定実験により、着氷雪電線のギャロッピングを評価するための空気力の定式化に関する検討を示す。4章では、着氷雪電線の鉛直1自由度系での時刻歴応答解析結果に基づき、空気力の非線形性に起因する振動の特徴およびその振幅評価方法に関する検討を示す。

2. 着氷雪4導体電線の空気力特性

着氷雪形状は気象条件などに依存して時々刻々変化するため、各種形状における空気力特性を把握する必要がある。また、送電線のギャロッピングの数値解析では、一般的に準定常理論に基づいて空気力が定式化されるた

*1 一般財団法人電力中央研究所 地球工学研究所 主任研究員
Research Engineer, Civil Engineering Research Laboratory, Central Research Institute of Electric Power Industry

*2 一般財団法人電力中央研究所 地球工学研究所 上席研究員
Senior Research Engineer, Civil Engineering Research Laboratory, Central Research Institute of Electric Power Industry

(a) 位相平均後の軌跡 (1/4 径間, 2009/12/21 11:31)

(b) 電線への着氷状況

図1 観測されたギャロッピングおよび着氷状況^{1,2)}

め、入力条件として定常空気力係数が必要となる。そこで、著者ら^{6,8)}は、着氷雪を模擬した電線模型を用いて、風洞実験によるその空気力測定を行ってきた。空気力測定実験の結果から、代表的な着氷雪形状である先丸型や三角型の着氷雪を有する電線模型に対して、空気力係数の着氷雪形状・着氷雪高さへの依存性⁶⁾、風速・流入風の乱れの影響⁷⁾、を明らかにした。また、天秤測定実験に加えて圧力測定実験を実施することにより、4 導体電線における素導体毎の空気力特性を明らかにし、風上側素導体の後流の影響により、風下側素導体の空気力特性が変化することを示した⁶⁾。さらに、4 導体電線において着氷雪の発達角（向き）が変化した場合の空気力特性の変化についても考察した⁸⁾。

空気力測定結果の一例として、図2に示される着氷雪4 導体電線を対象として計測した空気力係数を図3に示す。図には、4 導体電線全体の空気力係数に加えて、素導体毎の空気力係数を示す。それぞれ空気力係数は以下のように定義する。

$$C_D = \frac{Drag}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_l}, C_L = \frac{Lift}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_l}, C_M = \frac{Moment}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_l B_l} \quad (1)$$

図2 着氷雪電線模型形状（三角型、着氷雪高さ:0.5D）

(a) 4 導体電線全体の空気力係数^{6,9)}※縦軸修正

(b) 素導体毎の抗力係数

(c) 素導体毎の揚力係数

(d) 素導体毎の空力モーメント係数

図3 着氷雪4 導体電線・素導体毎の定常空気力係数^{6,9)}

図4 数値流体解析結果¹¹⁾と風洞実験結果¹³⁾の比較
(先丸型, 着氷高さ:1.0D)

ただし, C_D は抗力係数, C_L は揚力係数, C_M は空力モーメント係数, $Drag$ は抗力[N], $Lift$ は揚力[N], $Moment$ は空力モーメント[N・m], A_f は代表見付幅[m], B_f は代表径[m], l は模型スパン長[m]である。4 導体電線の空空気力係数では, 導体直径 D および導体間隔 B を用いて, $A_f=4D$, $B_f=B$ と定義する。素導体電線の空空気力係数では, $A_f=D$, $B_f=D$ と定義する。なお, 既往の文献⁶⁻⁹⁾では, 4 導体電線の空空気力係数において $A_f=2D$ で無次元化されているが, 本報告では $A_f=4D$ に修正したものを記載する。

揚力係数に着目すると, 迎角が 0 度からある角度までは概ね線形に増加し, その迎角を越えると急激に減少する。ここでは失速現象が生じていることが確認されており, 断面前縁ではなく離れた流れが再付着せずに, 完全にはく離する。同様の失速現象が迎角 150 度付近においても生じる。詳細は 4 章で述べるが, この揚力係数が急激に減少する迎角付近においてギャロッピングが発生する。

素導体の空空気力係数に着目すると, 他の素導体が風上側に位置することによって, 風下側の素導体の空空気力が低減する。4 導体電線全体の抗力・揚力係数は, 空空気力係数の定義の差の換算は必要であるが, 各素導体の空空気力係数の単純な足し合わせで表される。そのため, 迎角 0, 45, 90, 135, 180 度付近で空空気力係数の絶対値が低減し, 抗力

係数においてその傾向が顕著である。一方, 4 導体電線全体の空空気力係数は, それぞれの素導体の空空気力係数に, 対角方向の素導体の抗力・揚力係数の差が加わる。また, 各素導体の抗力・揚力係数の差の寄与は大きく, これにより単導体電線に比べ 4 導体電線の空空気力係数が複雑な特性を示す。

風上側の素導体の後流域では, 「流れの方向の変化」, 「風速の低下」, 「乱れの生成」などの流れ場の変化が考えられ, 素導体に作用する揚力・抗力・空空気力係数の絶対値が概ね同じ割合で低減していることから, 「風速の低下」が風下側の素導体の空空気力係数を変化させる大きな一因であると考えられる⁶⁾。そのため, 単導体電線まわりの平均風速分布から, 各素導体位置における風速を把握することができれば, 風下側素導体の空空気力係数を単導体電線の空空気力係数から簡易的に推定でき, 様々な導体間隔・導体数の多導体電線の空空気力係数が推定できる可能性がある。ただし, 風速域によっては, 風速 (レイノルズ数) 依存性の影響や乱れの影響を受けるため, より詳細に適用性の検討が必要である。

以上では, 風洞実験による空空気力係数の測定結果を示したが, 数値流体解析を用いた空空気力係数の把握の有効性も確認されている¹⁰⁻¹²⁾。図 4 では, 筆者ら¹¹⁾が 4 導体電線を対象として実施した数値流体解析結果を既往の実験結果¹³⁾と比較する。後流の影響を受ける迎角範囲における空空気力係数も概ね一致していることがわかる。数値流体解析では, 断面周りの流れ場の把握に加えて, 素導体毎の空空気力係数が導出でき, さらに, 前述した周囲の流速場からの様々な多導体電線の空空気力係数の推定にもつながる可能性があり, 今後の更なる検討が期待される。

3. 大振幅振動を対象とした風応答測定実験による着氷雪 4 導体電線の空空気力のモデル化の検討

送電線のギャロッピングの数値解析では, 一般的に準定常理論に基づいて 2 章で示したような定常空空気力係数を用いて空空気力を定式化する。しかし, 4 導体電線において, 大振幅加振装置を用いて実施された非定常空空気力測定実験により, 大振幅振動時に空空気力などの空空気力を準定常空空気力では厳密に表現できない可能性が指摘されていた¹⁴⁾。そこで, 筆者ら⁹⁾は, 鉛直・水平・ねじれ 3 自由度で振動する大振幅・低振動数のギャロッピングを模擬的に再現できる部分模型の弾性支持方法を開発し, 風応答測定実験結果と時刻歴応答解析結果を比較することにより, 空空気力モデルの定式化について検討してきた。以下では, 風応答測定実験に基づく空空気力モデ

(a) 概略図

(b) 実験状況

図5 電線部分模型の弾性支持方法

ルの検討状況について概説するが、実験条件など詳細は文献9)を参照されたい。

3. 1 風応答測定実験結果

開発された部分模型の弾性支持方法を図5に示す。図に示されるように、部分模型の軸方向に離れた2つの支持点から、それぞれ複数本の弾性ひもを用いて部分模型を支持する。本手法の特徴として、模型の支持にバネやワイヤーを組み合わせたものを用いるのではなく、ある程度離れた2つの支持点から剛性の低い弾性ひもを用いて模型を支持することで、鉛直・水平・ねじれの3方向に対して大振幅・低振動数の振動を再現可能とした。また、鉛直・水平・ねじれの固有振動数は、弾性ひもの剛性・張力・固定間隔を変えることによって、調整できる。

図2に示される断面形状と同じ形状を有する、4導体電線の実寸大部分模型(着氷雪高さ14.25mm、導体直径28.5mm、導体間隔400mm、模型スパン長1000mm)を用いて、風応答測定実験を実施した。模型の総質量および4導体の中心軸周りの質量慣性モーメントは、調整用錘を用いて実際の4導体送電線と一致するように設計した。また、実送電線(ACSR410mm²電線)において、径間長250~300mの逆対称1次モードの固有振動数に相当する低振動数を、実験において再現した。本実験では、風速を一定条件にして、支持台側の弾性ひも固定円盤を回転

With I.D. : 初期変位あり, Without I.D. : 初期変位なし

図6 平均ねじれ角に対する全振幅⁹⁾ (風速10.2m/s)

させることにより、模型のねじれ角(風に対する迎角)を変化させて実験を実施した。

図6に風速10.2m/sにおいて計測された応答変位の全振幅(標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$)を示す。ギャロッピングの発生特性は、風が作用した際の静的つり合い位置に依存するため、図6では横軸を有風時のねじれ角の時間平均値(平均ねじれ角)とした。応答特性は計測の初期条件として与える初期変位の有無により変わることが確認できる。これは空気力の非線形性に起因するものであり、詳細については4章にて示す。図6に示されるように、鉛直全振幅は最大で1.6m程度に達しており、水平・ねじれ方向の振動を伴うギャロッピングが風洞において再現されていることがわかる。

3. 2 準定常空気力モデルを用いた時刻歴応答解析結果との比較

準定常理論では、振動中の物体に作用する空気力を、その瞬間の相対迎角 ϕ と相対風速 U_r で静止物体に風が作用する場合に生じる定常空気力と等しいと仮定し、一般的に無次元風速(風速を振動数と代表径で除したもの)が十分に大きい時に成り立つとされる。4導体電線に作用する準定常空気力(揚力 L_f 、抗力 D_f 、空力モーメント M_f)は、図3(a)に示される4導体全体の空気力係数 C_{Df} C_{Lf} C_{Mf} を用いて、以下のように定式化される。

$$L_f = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4DI (C_{Lf}(\phi_r) \cos \alpha_r + C_{Df}(\phi_r) \sin \alpha_r) \quad (2)$$

$$D_f = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4DI (-C_{Lf}(\phi_r) \sin \alpha_r + C_{Df}(\phi_r) \cos \alpha_r) \quad (3)$$

$$M_f = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4BDIC_{Mf}(\phi_r) \quad (4)$$

$$\phi_r = \theta + \alpha_r, \alpha_r = \tan^{-1} \left(\frac{-\dot{y}}{U - \dot{z}} \right), U_r^2 = (U - \dot{z})^2 + (-\dot{y})^2 \quad (5)$$

ただし、 y, z, θ は模型の鉛直変位[m]，水平変位[m]，ねじれ角[rad]である。

3.1 節で示したように、風応答測定実験によりギャロッピングによる大振幅振動データが取得された。本実験手法では、模型の振動特性を表す運動方程式が導出されており、実験モデルを対象として式(2)~(4)に示される準定常空気力を用いた時刻歴応答解析を行い、実験結果と比較して空気力の定式化を評価した。初期変位を与えた場合において、応答解析と実験で得られた平均ねじれ角に対する全振幅（標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$ ）特性を比較したものを図 7 に示す。図に示されるように、応答解析結果は実験結果とかなり離れており、準定常空気力モデルにより実験で得られた大振幅のギャロッピングを再現できないことが示された。木村ら¹⁴⁾は、大振幅加振試験により計測した 4 导体電線に作用する非定常空気力において、ねじれ速度に比例する空気力があることを指摘しており、式(2)~(4)に示される準定常理論に基づく空気力の定式化では、ねじれ速度に伴う空気力が考慮できないため、応答解析により実験結果を再現できなかったものと考えられる。

3. 3 ねじれ速度の影響が考慮される準定常空気力モデル

4 導体電線のように中心軸から離れた位置に断面があるものでは、中心軸周りのねじれ速度に伴って各断面(素導体)に鉛直・水平速度が生じる。つまり、素導体毎の相対迎角・相対風速を定式化して素導体毎の準定常空気力を算出することで、ねじれ速度に伴って発生する空気力が導出される。ここで、図8に示されるように素導体番号および各変数を定義すると、各素導体における相対迎角 ϕ_i ・相対風速 U_{ri} ($i=1-4$)は以下のように求められる。

図8 導体番号および素導体毎に定義される各変数

$$\phi_{ri} = \theta + \alpha_{ri}, \alpha_{ri} = \tan^{-1} \left(\frac{U_{yi}}{U_{zi}} \right), U_{ri} = \sqrt{U_{yi}^2 + U_{zi}^2} \quad (6)$$

$$U_{y1} = -\dot{y} - \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right), U_{z1} = U - \dot{z} - \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right)$$

$$U_{y2} = -\dot{y} - \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right), U_{z2} = U - \dot{z} + \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right)$$

$$U_{y_3} = -\dot{y} + \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right), U_{z_3} = U - \dot{z} + \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right)$$

$$U_{y4} = -\dot{y} + \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right), U_{z4} = U - \dot{z} - \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right)$$

ここで、各素導体に作用する準定常空気力（揚力 L_{si} 、抗力 D_{si} 、空力モーメント M_{si} ($i=1\sim 4$)) は、以下のように定式化される。

$$L_{si} = \frac{1}{2} \rho U_{ri}^2 D l (C_{Li}(\phi_{ri}) \cos \alpha_{ri} + C_{Di}(\phi_{ri}) \sin \alpha_{ri}), \quad (7)$$

$$D_{si} = \frac{1}{2} \rho U_r^2 D l (-C_{Li}(\phi_{ri}) \sin \alpha_{ri} + C_{Di}(\phi_{ri}) \cos \alpha_{ri}), \quad (8)$$

$$M_{si} = \frac{1}{2} \rho U_{ri}^2 D^2 l C_{Mi}(\phi_{ri}) \quad (9)$$

ただし、 C_{D_i} , C_{L_i} , C_{M_i} ($i=1\sim 4$)は図3(b)~(d)に示される各素導体の抗力・揚力・空力モーメント係数である。また、4導体全体の空気力は、各素導体に作用する空気力を用いて以下のように表される。

$$L_s = \sum_{i=1}^4 L_{si}, D_s = \sum_{i=1}^4 D_{si}, \quad (10)$$

$$M_s = \sum_{i=1}^4 M_{si} + B_r(L_{s1} - D_{s2} - L_{s3} + D_{s4}) \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + B_r(D_{s1} + L_{s2} - D_{s3} - L_{s4}) \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) \quad (11)$$

以上、式(10)～(11)に式(6)～(9)を代入して準定常空気を定式化することで、式(2)～(4)を用いて定式化した場合には考慮されないねじれ速度に伴って発生する空気が含

図9 素導体毎に準定常空気を算出した応答解析と実験の応答特性比較⁹⁾※ねじれ解析・縦軸修正（初期変位あり）

まれた定式化となる。なお、ねじれ速度が0の場合には、両定式化で導出された準定常空気力は一致する。

初期変位を与えた場合において、素導体毎に定式化された準定常空気力を用いた応答解析と実験で得られた平均ねじれ角に対する全振幅（標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$ ）特性を比較したものを図9に示す。図に示されるように、応答解析結果は鉛直全振幅の特性など全体的に実験結果と近い傾向を示す。図7と図9を比較すると、素導体毎に準定常空気力を定式化するモデルを用いることで、4導体全体で準定常空気力を定式化するモデルに比べて、応答解析精度が大幅に改善されることがわかる。

多導体電線における数値解析手法として、構造的に素導体毎の独立した動きを考慮する場合と、考慮せず等価的に単導体のように扱う場合（等価単導体モデル）がある。素導体毎の独立した動きを考慮する数値解析では、必然的に素導体毎に準定常空気力を定式化するモデルを用いていることとなる。一方で、等価単導体モデルを用いた数値解析や多導体電線部分模型を用いた実験に基づく分析のように、多導体電線全体が一体として動くことを前提としている場合には、多導体全体で準定常空気力を定式化するモデルで解析および分析が実施されていることも多い。4導体電線を対象とした検討で示したように、2種類の準定常空気力の定式化は明確に異なり⁹⁾、ねじれ振動を伴う場合には、素導体毎に定式化するモデルでなければ実際の応答特性をうまく再現できない。そのため、構造的に多導体電線が一体として動くことを前提とした場合でも、準定常空気力に基づく解析・現象解明を行う際には、素導体毎に準定常空気力を定式化する必要があることが明らかになった。ただし、素導体毎に準定常空気力を定式化する場合でも、水平・ねじれ全振幅の特性は実験結果と少し異なる値を示す。今後、振動数比や迎

角・着雪形状・風速などの諸元を変えた実験を実施し、素導体毎に準定常空気力を定式化するモデルの適用範囲を検証するとともに、ねじれ速度項の影響をはじめ、空気力の定式化について更なる検討が必要である。

4. 非線形振動の特徴およびその振幅評価

図6に示されるように、風応答測定実験では定常振幅となるギャロッピングが発生し、その応答特性は計測の際に与えた初期変位の有無により変わることが確認された。これは、空気力の非線形性に起因するものと考えられる。非線形振動系では定常応答振動（安定なリミットサイクル）や応答特性の初期振動依存（不安定なリミットサイクル）があることが知られており、Parkinson and Smith¹⁵⁾は鉛直1自由度系において正方形断面の空気力を準定常理論に基づいて多項式近似することで、空気力の非線形性に起因するリミットサイクル振幅を理論的に導出している。筆者ら^{16, 17)}は、着氷雪4導体電線における鉛直1自由度系を対象とした時刻歴応答解析を実施し、空気力の非線形性に起因する応答特性を分析した。前述のように、送電線のギャロッピングは、鉛直・水平・ねじれ3自由度系における非線形振動となるが、ここでは基礎的な特性の把握を目的として鉛直1自由度系を対象とした。時刻歴応答解析では、応答振幅が定常となる安定なリミットサイクルに加えて、初期変位の大きさを変化させることにより不安定なリミットサイクルを特定し、定常振動時の1周期に系に作用する力のエネルギー収支からリミットサイクル振幅を評価する方法と比較した¹⁶⁾。また、空気力がする仕事に着目することで、振動が生じる要因を分析した¹⁷⁾。以下では、それぞれの検討状況を示すが、計算条件など詳細は文献16), 17)を参照されたい。

4. 1 エネルギー収支によるリミットサイクル振幅の評価

空気力を準定常理論に基づき定式化し、鉛直1自由度系を対象として、時刻歴応答解析を行った。ここでは、ねじれ振動を考慮していないため、3.2, 3.3節で比較した空気力モデルは一致し、式(2)により振動中の鉛直方向に作用する空気力が表される。本解析では、図3(a)に示される空気力係数を用いて、ねじれ角 θ_0 を変化させて解析を実施した。時刻歴応答解析では、まず有風時の鉛直変位の静的つり合い変位 y_0 を算出し、そこからの初期変位量 Δy_0 をパラメータとして与え、応答特性を評価した。図9に時刻歴応答解析から得られた安定・不安定なリミットサイクルの全振幅を示す。安定なリミットサイクルとして、各ねじれ角における定常振動が発生した際の全振幅

図9 時刻歴応答解析により算出されたリミットサイクル振幅とエネルギー収支 $E_T > 0$ の範囲の比較¹⁶⁾

を示した。一方、不安定なリミットサイクルとして、各ねじれ角において定常振動が発生した初期変位 Δy_0 の最小値の2倍を示した。 $\theta_0 = 20\text{--}38$ 度では、ねじれ角に伴い応答振幅が大きくなるが、 $\theta_0 = 25\text{--}38$ 度では、振動が発生するために必要な初期変位も大きくなるのがわかる。

ここで、応答変位を正弦波 ($y = Y_G \sin \omega_{y0} t$) と仮定すると、物体に作用する力が1周期に物体に与えるエネルギー E_T は、以下のように表される。

$$E_T = \int_0^{2\pi} \{F_y(Y_G, t) \cdot Y_G \omega_{y0} \cos \omega_{y0} t\} dt - 2\pi m \zeta_{y0} \omega_{y0}^2 Y_G^2 \quad (12)$$

ただし、 m は電線質量、 ω_{y0} は固有角振動数、 ζ_{y0} は構造減衰比、 F_y は y 軸方向の揚力 ($=L_f$) である。式(12)の第1項は空気力がする仕事、第2項は構造減衰がする仕事である。振幅が定常となる場合には両者がつり合い、 $E_T = 0$ となる。一方、ある片振幅 Y_G を与えた際に、 $E_T > 0$ の場合にはそれより振幅が大きくなり、 $E_T < 0$ の場合にそれより振幅が小さくなることを意味する。各ねじれ角 θ_0 において、片振幅 Y_G を変数にして E_T を計算し、 $E_T > 0$ となる範囲 (図中塗り潰し) を図9に併記する。 $E_T > 0$ となる範囲の下端 (図中破線) 以上の振幅に達する初期振動を与えると振動が発生することを意味して、不安定なリミットサイクルに相当する。一方、 $E_T > 0$ となる範囲の上端 (図中実線) が定常振動時の応答振幅を意味して、安定なリミットサイクルに相当する。時刻歴応答解析から得られた安定・不安定なリミットサイクルは、 $E_T > 0$ となる範囲の上下端と概ね一致している。このように、正弦波を仮定した1周期におけるエネルギー収支により、リミットサイクル振幅の評価が可能なのが確認され、初期変位の依存特性も含めた応答特性の簡易評価につながると考えられる。

図10 振動中の相対迎角に対する揚力の変動成分およびその仕事率¹⁷⁾ ($\theta_0 = 38$ 度)

図11 Den Hartog の条件値 (三角型, 着氷雪高さ:0.5D)

4. 2 揚力の変動成分の仕事の分析による励振力評価

応答が概ね正弦波の場合には、振動中に空気力がする仕事の収支は、揚力の変動成分 $\tilde{F}_y$ と鉛直速度 $\dot{y}$ の積 $\tilde{F}_y \dot{y}$ で評価することができる。各時刻において $\tilde{F}_y \dot{y} > 0$ の場合に、その時刻の揚力の変動成分は励振力として働く。相対迎角 ϕ は鉛直速度 $\dot{y} > 0$ の場合にねじれ角 θ_0 より小さくなり、 $\dot{y} < 0$ の場合にねじれ角 θ_0 より大きくなる。このことから、設定するねじれ角より小さな迎角範囲で $\tilde{F}_y > 0$ 、もしくはねじれ角より大きな迎角範囲で $\tilde{F}_y < 0$ となる揚力が作用する条件で励振力として働く。

ねじれ角 $\theta_0 = 38$ 度における、振動中の相対迎角 ϕ に対する揚力の変動成分 $\tilde{F}_y$ およびその仕事率 $\tilde{F}_y \dot{y}$ を図10に示す。迎角20度付近で大きな揚力が作用するため、ねじれ角 θ_0 がそれ以上の場合において、相対迎角 ϕ が20度付近まで減少するときに揚力の変動成分が大きな励振力として働くことがわかる。ただし、相対迎角が20度付近に達する初期変位を与える必要があり、応答特性が初期変位に依存する。また、ねじれ角が十分に大きいと相対迎角が20度付近に達しないため、振動が発生しない。

図3(a)に示される空気力係数により算出した、Den Hartog の条件値 ($=C_D + dC_L/d\theta$)¹⁸⁾ を図11に示す。Den Hartog の条件は鉛直1自由度系の空力不安定条件を表し、負値を示す角度は、初期変位を与えない場合に振動が発生するねじれ角範囲と概ね一致する。一方、初期変位を与える場合には、より広いねじれ角範囲で振動が発生して、

Den Hartog の条件が大きな負値を示す範囲にねじれ角がある場合で必ずしも応答が最大とはならない。非線形振動系では、最大応答振幅は考慮する初期変位の大きさにも依存するため、評価の際に注意が必要である。また、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系では、自由度間の連成により初期変位依存性がさらに複雑になり、応答振幅の評価方法について検討が必要である。

5. おわりに

本報告では、着氷雪 4 導体電線のギャロッピングを対象とした大振幅振動現象の応答振幅を評価するための検討状況について述べた。一連の検討では、解析的な評価の入力条件となる空気力係数が取得され、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系での応答特性を評価するための準定常空気力の定式化の方法が示された。また、鉛直 1 自由度系における非線形振動による基本的な応答特性が把握された。今後の展開として、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系を対象として、振動数比などの諸条件を変えた時刻歴応答解析を行い、自由度間の連成効果が応答特性に与える影響を評価する必要がある。併せて、大振幅振動を対象とした風応答測定実験において、振動数比などの諸条件を変化させた検討を行い、提案された空気力モデルの適用範囲を検証する必要がある。実送電線におけるギャロッピング応答特性の解明が最終的な目的であるが、構造非線形性や、径間内の着氷雪形状・角度や応答変位の 3 次元的な分布の影響なども考慮する必要があり、一つずつ着実に検討を進めていくことが望まれる。

参考文献

- 1) 松宮 央登, 西原 崇, 清水 幹夫, 雪野 昭寛, 「着氷時の 4 導体送電線のギャロッピング観測結果とその発現条件の考察」, 構造工学論文集, Vol. 58A, pp. 575-588, (2012)
- 2) 松宮 央登, 西原 崇, 清水 幹夫, 麻生 照雄, 雪野 昭寛, 「着氷雪によって生じる送電線のギャロッピング」, 日本風工学会誌, Vol. 37, No.1, pp. 27-33, (2012)
- 3) 架空送電線のギャロッピング現象・解析技術調査専門委員会, 「架空送電線のギャロッピング現象解析技術」, 電気学会技術報告, 第 844 号, (2001)
- 4) CIGRE, "State of the art of conductor galloping", CIGRE Technical Brochure, No. 322, (2007)
- 5) 電力中央研究所広報グループ, 「送電設備の雪害対策研究の現況」, DEN-CHU-KEN TOPICS, Vol. 5, (2011)
- 6) 松宮 央登, 清水 幹夫, 西原 崇, 「着氷雪時の単導体・4 導体送電線の定常空気力特性に関する研究」, 構造工学論文集, Vol. 56A, pp. 588-601, (2010)
- 7) 西原 崇, 松宮 央登, 清水 幹夫, 「着氷雪送電線の定常空気力係数への入射風速・乱れの影響」, 構造工学論文集, Vol. 57A, pp. 599-610, (2011)
- 8) 西原 崇, 松宮 央登, 清水 幹夫, 「着氷雪送電線の定常空気力係数への初期着氷雪角度の影響」, 構造工学論文集, Vol. 58A, pp. 589-598, (2012)
- 9) 松宮 央登, 西原 崇, 「4 導体送電線の大振幅ギャロッピング振動時における空気力モデルの検討」, 日本風工学論文集, Vol. 38, No.4, pp. 87-100, (2013)
- 10) 清水 幹夫, 岡 新一, 石原 孟, 「着氷雪送電線の空気力特性予測システムの開発」, 第 19 回風工学シンポジウム論文集, pp. 477-482, (2006)
- 11) 松宮 央登, 江口 譲, 西原 崇, 「数値シミュレーションによる着氷雪電線周りの流れ場の把握」, 電力中央研究所報告, N11031, (2012)
- 12) 岡 新一, 石原 孟, 「着氷雪送電線の空気力特性に関する数値予測」, 日本風工学論文集, Vol. 40, No.2, pp. 19-29, (2015)
- 13) 清水 幹夫, 石原 孟, ファフックバン, 「3 分力天秤実験に基づく着氷雪多導体および単導体電線の定常空気力特性に関する検討」, 構造工学論文集, Vol. 50A, pp. 647-656, (2004)
- 14) 木村 吉郎, 井上 学, 藤野 陽三, 雪野 昭寛, 井上 浩男, 森下 弘吉, 「大振幅加振時に着氷雪 4 導体送電線に作用する非定常空気力の特性」, 構造工学論文集, Vol. 46A, pp. 1055-1062, (2000)
- 15) G. V. Parkinson, J. D. Smith, "The square prism as an aeroelastic non-linear oscillator", Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, Vol. 17, pp. 225-239, (1964)
- 16) 松宮 央登, 西原 崇, 八木 知己, 「着氷雪電線の鉛直 1 自由度系ギャロッピングにおけるリミットサイクル振幅評価」, 土木学会第 70 回年次学術講演会講演概要集, I-584, pp. 1167-1168, (2015)
- 17) 松宮 央登, 西原 崇, 八木 知己, 「着氷雪電線断面の鉛直 1 自由度系定常振動時における空気力の仕事」, 日本風工学会誌, Vol. 40, No.2, pp. 181-182, (2015)
- 18) J. P. Den Hartog, "Mechanical Vibrations", McGraw-Hill, (1956)