



論文



着氷雪送電線の空気力特性に関する数値予測

A Numerical Study of Aerodynamic Characteristics of Ice-accreted Transmission Lines

岡 新一*¹ 石原 孟*²
Shinichi OKA, Takeshi ISHIHARA

SUMMARY

In this study, aerodynamic coefficients of single and 4 bundled ice-accreted conductors are investigated using LES turbulence model and compared with the results of the wind tunnel test. Single conductors with span length $L=1D$ and $10D$ are simulated, and predicted aerodynamic coefficients with span length $L=10D$ show favorable good agreement with the experiment within the estimated error range of the wind tunnel test. A systematic error estimation using the models with $L=2D$, $3D$, and $6D$ is conducted and shows that the span length $L=10D$ is long enough to predict aerodynamic coefficients. The effect of the accreted ice height, H , on aerodynamic coefficients is investigated. It is found that negative pressure at lower face near the leading edge significantly affects C_L and C_M and causes maximum absolute value of C_L and C_M at 12° for the conductor with $H=1D$ and at 16° for the conductor with $H=0.5D$. The wake effect of 4 bundled conductors is also investigated by the analysis of aerodynamic coefficients and pressure distribution for each conductor. The wake of windward conductors gives significant impact on C_L and C_M . Correction coefficients for leeward conductors are proposed to account for the wake effect, and the result shows favorable good agreement with predicted aerodynamic coefficients of 4 bundled conductors.

key words: numerical simulation, LES, ice-accreted conductor, mean aerodynamic coefficients, three dimensionality, effect of the accreted ice height, wake effect

1. はじめに

送電線は都市を支える重要なインフラストラクチャーであるが、冬季に氷雪が付着することにより送電線に作用する空気力は変化し、空力減衰が負になればギャロッピングと呼ばれる大振幅自励振動が発生することが知られている¹⁾。ギャロッピング振動は地絡事故や碍子・支持構造物の損傷の原因となり時には広範な停電に至ることや損傷物が車に直撃する事故に至ることもある。このような送電線のギャロッピング振動が

原因による事故は全国で年間約 50 件も発生しており²⁾、ギャロッピング事故を未然に防ぐために現象の解明、振幅予測及び対策法の確立が必要不可欠である。

これまでギャロッピング現象を評価するために多くの研究が報告されている^{2),3),4),5),6)}。ギャロッピングによる事故が起こったときや対策のための解析を行うときには、空気力係数を求め、風応答解析を実施することにより、振動振幅を算出する方法が広く用いられている。風応答解析には送電線を対象としたソフトも開

*1 NUMECA ジャパン株式会社
NUMECA Japan Co., Ltd.

*2 東京大学大学院工学系研究科社会基盤学専攻 教授
Professor, Department of Civil Engineering, The University of Tokyo
(原稿受理年月日: 2014年9月24日, 採用決定年月日: 2015年1月5日)

発されている。例えば、清水ら⁶⁾は、送電線の幾何学的非線形性を考慮した有限要素法解析プログラムを開発し、ギャロッピングや相間スペースのシミュレーションや振動特性の分析などの研究を実施している。こうした解析の入力条件には送電線の空気力係数のデータが必要である。着氷雪送電線の空気力係数は、風洞実験^{7), 8)}により求めることが可能であるが、実験のための模型をその都度作る必要があり、時間とコストがかかる。4 導体のギャロッピング振動を精度よく予測するために、4 導体の各素導体における空気力係数を求める必要がある⁹⁾。清水ら⁷⁾は単導体の空気力係数から4 導体の空気力係数に換算する方法を提案し、 C_D 、 C_L については4 導体の風洞実験の結果と一致した結果を得たが、後流の影響については考慮されていないため C_M の再現性は悪い。松宮ら⁸⁾は、4 導体について導体毎の空気力係数を圧力計測により調べ、風上側の導体の後流の流れ場が風下側の導体の空気力係数に与える影響を明らかにした。しかし、天秤実験に比べ、圧力計測は模型製作が難しい上、測定点の数および配置により測定結果の精度に影響を与える。

風洞実験の代わりに数値解析により空気力係数を求めることが可能であり、矩形柱や円柱等の構造物周りの空気力係数の予測に用いられている。石原と岡¹⁰⁾は LES モデルを用いて一様流中の正方形角柱周りの空気力を求め、風洞実験の結果を再現した。着氷雪送電線については、Oka & Ishihara¹¹⁾ は単導体の空気力係数を LES モデルにより求め、迎角 0° から 12° の範囲では風洞実験の結果をよく再現したが、揚力係数が大きく変化する迎角 16° から 20° までの範囲では実験との差が見られる。この論文では4 導体について風上側導体後流の影響を考慮した補正式を提案し、迎角 0° と 90° における C_D の予測精度を改善したが、 C_L 、 C_M については補正係数を示していない。

以上のことを踏まえ、本研究では、まず、単導体送電線周りの数値解析を行い、空気力係数と導体周りの圧力分布からスパン長が空気力係数の予測精度に与える影響を明らかにする。またスパン長に依存しない空気力係数を推定し、流れの3次元性を十分に捉えるスパン長を示すと共に、風洞模型の不完全性が空気力係数の計測結果に与える影響を考察する。次に、着氷雪高さを変化させ、空気力係数の着氷雪高さによる変化を調べると共に、導体周りの圧力分布を調べ、着氷雪高さが空気力特性に与える影響とそのメカニズムを明

らかにする。

最後に、4 導体の着氷雪送電線については4 導体の素導体毎の空気力係数と圧力分布を調べることににより、風上側導体の後流が風下側の導体の空気力係数及ぼす影響を明らかにする。さらに風下側導体後流の影響を考慮し、単導体の空気力係数から4 導体の空気力係数を求めるための補正係数を提案する。

2. 数値モデルと計算条件

2. 1 支配方程式と乱流モデル

本解析では、空間的なフィルタリング操作を施した非圧縮性ナビエ・ストークス方程式を用いた。支配方程式は、非定常項を含むナビエ・ストークス方程式に対して空間フィルターをかけることで得られる。

$$\frac{\partial \rho \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

ここで、 \tilde{u}_j 、 \tilde{p} はフィルター平均化された速度と圧力を表し、 ρ は流体の密度、 μ は流体の粘性係数を表す。また、 τ_{ij} は次式で定義されるサブグリッドスケールのレイノルズ応力である。

$$\tau_{ij} \equiv \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j - \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (3)$$

サブグリッドスケールのレイノルズ応力は未知量であるため、次に示す渦粘性モデルを用いて表す。

$$\tau_{ij} = -2\mu_t \tilde{S}_{ij} + \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} \quad (4)$$

ここで、 μ_t はサブグリッドスケールの乱流粘性係数、 \tilde{S}_{ij} はひずみ速度テンソルであり、次式で定義される。

$$\tilde{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

サブグリッドスケールの乱流粘性係数 μ_t については Smagorinsky モデル¹³⁾を用いる。Smagorinsky モデルでは、渦粘性係数は次式でモデル化される。

$$\mu_t = \rho L_s^2 |\tilde{S}| = \rho L_s \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}} \quad (6)$$

L_s はサブグリッドスケールでの混合長さであり、次式

を用いて計算する。

$$L_s = \min(\kappa\delta, C_s V^{1/3}) \quad (7)$$

κ はカルマン定数 0.42 である, C_s は Smagorinsky 定数, δ は格子の中心から最も近い壁面までの距離, V は計算格子の体積を表す。 C_s の値は 0.032 を用いた¹⁰⁾。

2. 2 境界条件と数値解法

導体表面の境界条件は, 壁面のせん断応力として与える。壁面第一格子は, 粘性低層に入っている場合には, 壁面せん断応力は次式で示す層流の応力とひずみの関係から求める。

$$\frac{\tilde{u}}{u_\tau} = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (8)$$

壁面第一格子は粘性低層に入るように格子分割し迎角 0° での試計算により確認しているが, 壁面第一格子が粘性低層の外側になった場合には, 次式対数則を採用する。

$$\frac{\tilde{u}}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln E \left(\frac{\rho u_\tau y}{\mu} \right) \quad (9)$$

ここで, \tilde{u} は壁面に平行な速度成分, u_τ は摩擦速度, y は壁面からの距離, κ はカルマン定数を表し, 定数 E は 9.8 である。

本解析は, コロケート格子に基づく有限体積法を用いて行った。支配方程式の離散化は, 対流項と粘性項に 2 次精度中心差分, 非定常項に 2 次精度陰解法をそれぞれ使い, 離散化した方程式の数値解法には半陰解法の SIMPLE 法¹⁴⁾を適用した。

2. 3 解析条件

実際の着氷モデルは既往の着氷雪実験の結果から三角型, 三日月型, 先端丸三角型などのタイプがあるが, 本研究では図 1 に示すような先端丸三角型を対象とする。本解析における主なパラメータを表 1 に示す。

図 2 に単導体送電線導体周りの解析格子を示す。単導体の導体径 $D=19\text{mm}$ とし, 計算領域は, 導体を中心として流れと直角方向に $60D$, 流れ方向に $120D$ (導体中心から風上側に $30D$, 風下側には $90D$) の計算領域をとった。閉塞率は迎角 0° のとき 1.7%, 30° のとき 2.5% であり, 閉塞の影響は十分小さい。

図 3 に, 4 導体送電線導体周りの解析格子を示す。

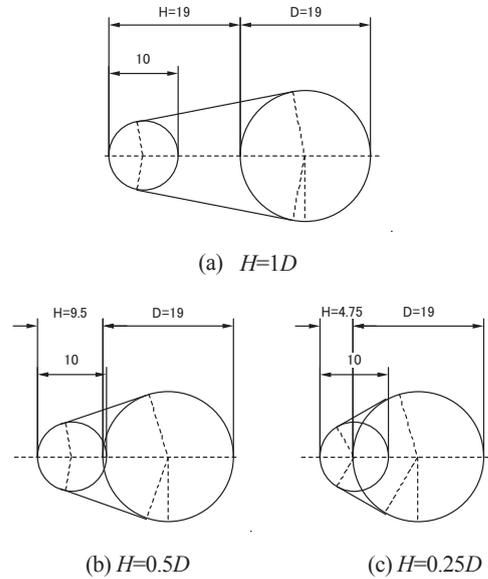


図 1 導体及び着氷雪寸法

Fig. 1 Cross sectional dimensions of conductors and accreted ice geometry

表 1 解析における主なパラメータ
Table 1 Main parameters used in this study

導体の種類	単導体	4 導体
導体径 $D(\text{mm})$	19	
着氷雪高さ $H(\text{mm})$	1D, 0.5D, 0.25D	1D
代表径 $B(\text{mm})$	19	247
投影面積 $A(\text{mm}^2)$	38100	48260
計算領域 (mm)	$60D*120D$	$90D*180D$
スパン長 $L(\text{mm})$	1D, 10D	10D
総格子数	$L=1D$ 465150 $L=10D$ 4651500	$L=10D$ 10344500
スパン方向格子サイズ	0.1D	
無次元時間刻み Δt	0.04	
流入風速 $U(\text{m/s})$	10	
空気密度 $\rho(\text{kg/m}^3)$	1.225	
粘性係数 $\mu(\text{kg/ms})$	1.789×10^{-5}	
レイノルズ数 $Re(=\rho UD/\mu)$	13007	

各導体の径 $D=19\text{mm}$ とし, 計算領域は, 導体間の中心を原点として, 流れと直角方向に $60D$, 流れ方向に $180D$ (導体間中心から風上側に $60D$, 風下側には $120D$) をとった。閉塞率は迎角 0° のとき 2.2%, 30° のとき 3.3% となり 4 導体についても閉塞の影響は十分小さくなるように設定した。

流入境界条件は風速 10m/s の一様流を与え, 出口側

は自由流出条件とし、側面壁及び上下境界には対称境界条件を用いた。計算ステップ数については、5000 タイムステップの計算を実施し、初期 1000 ステップから 5000 ステップ迄の 4000 ステップの空気力係数の時系列データを用いて平均値を求めた。

解析格子については導体と着氷雪全周を 150 分割した。また、スパン方向の長さ L は単導体については $L=1D$ と $10D$ 、4 導体については $L=10D$ とする。迎角は、単導体及び 4 導体共に 0° , 8° , 12° , 16° , 20° , 28° の代表的な 6 ケースについてそれぞれ計算した。

なお、本解析では、レイノルズ数は代表径に風洞実験の 4 導体の素導体径を用いており、単導体および 4 導体共に 13007 である。風洞実験のレイノルズ数⁷⁾は $1.24 \times 10^4 \sim 1.95 \times 10^4$ であるが、この範囲ではレイノルズ効果は無視できる²⁾。

2. 4 空気力係数と圧力係数の定義

a) 圧力係数

着氷雪導体表面の i 番目の格子における圧力係数 C_{pi} の定義を次式に示す。

$$C_{pi} = \frac{P_i - P_{ref}}{\frac{1}{2} \rho U^2} \quad (10)$$

ここで、 p_{ref} は基準圧力であり、流入境界左下隅のスパン方向中心点での圧力値を用いた。 ρ は空気密度 (1.225 kg/m^3)、 U は基準風速であり、流入風速を用いた。

単導体の圧力係数 C_p は、 C_{pi} を 1000 から 5000 タイムステップまでを平均した後、スパン方向の平均をとった。平均操作については抗力と揚力係数、モーメント係数の場合も同様である。

b) 抗力, 揚力, モーメント係数

図 4 に単導体及び 4 導体の迎角と空気力係数の定義を示す。迎角については、導体前面が流入する風の方角と一致する状態を迎角 0° と定義し、反時計回りを正とする。

単導体の抗力, 揚力, モーメント係数 (C_D, C_L, C_M) は次式で定義する。

$$C_D = \frac{2 \sum_i F_{Di} A_i}{\rho L D U^2} \quad (11)$$

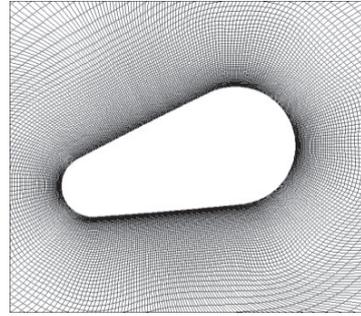


図 2 着氷雪単導体周りの解析格子
Fig. 2 Mesh near the ice-accreted single conductor

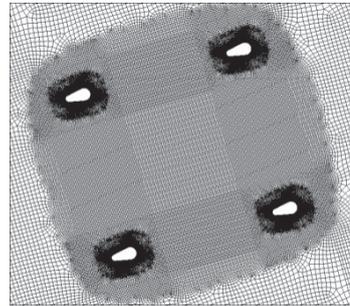


図 3 着氷雪 4 導体周りの解析格子
Fig. 3 Mesh near the ice-accreted 4-bundled conductor

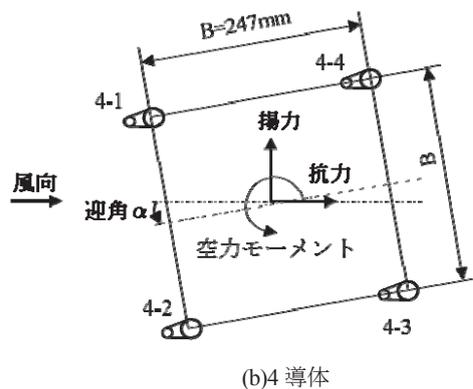
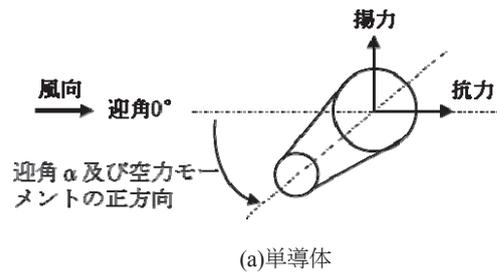


図 4 単導体及び 4 導体の空気力係数の定義
Fig. 4 Definition of aerodynamic coefficients of single and bundled conductor

$$C_L = \frac{2 \sum_i F_{Li} A_i}{\rho L D U^2} \quad (12)$$

$$C_M = \frac{2 \sum_i F_{Mi} A_i}{\rho L D B U^2} \quad (13)$$

ここで、 F_{Di} , F_{Li} , F_{Mi} , A_i はそれぞれ着氷雪表面の i 番目の格子の抗力、揚力、空力モーメント、表面積である。 L は解析モデルのスパン長、 B は代表径で単導体では $B=D(=19\text{mm})$ である。単導体から4導体の空気力係数に変換する式は次のように表せる⁷⁾。

$$C_D^4 = \frac{1}{2} (C_D^{4-1} + C_D^{4-2} + C_D^{4-3} + C_D^{4-4}) \quad (14)$$

$$C_L^4 = \frac{1}{2} (C_L^{4-1} + C_L^{4-2} + C_L^{4-3} + C_L^{4-4}) \quad (15)$$

$$C_M^4 = \frac{D}{2B} (C_M^{4-1} + C_M^{4-2} + C_M^{4-3} + C_M^{4-4}) \quad (16)$$

$$+ \frac{1}{2\sqrt{2}} (-C_D^{4-1} - C_L^{4-2} + C_D^{4-3} + C_L^{4-4}) \sin\left(\frac{\pi}{4} - \alpha\right)$$

$$+ \frac{1}{2\sqrt{2}} (-C_L^{4-1} + C_D^{4-2} + C_L^{4-3} - C_D^{4-4}) \cos\left(\frac{\pi}{4} - \alpha\right)$$

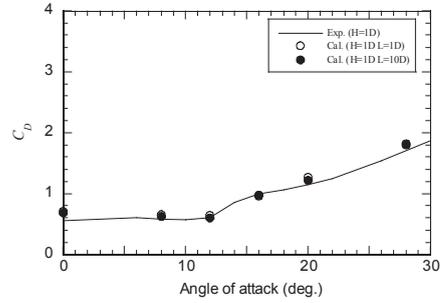
ここで、添え字 4-1~4-4 は素導体番号を示す。

3. 数値予測モデルの精度検証

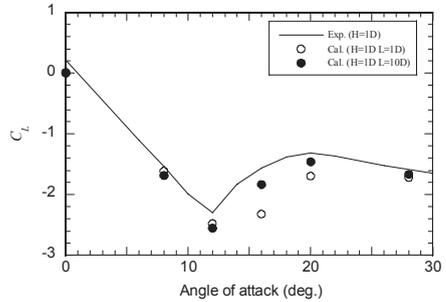
流れの3次元性を捉えるためにはスパン長を十分に長く取る必要がある^{11),12)}。本節では、着氷雪高さ $H=1D$ における単導体着氷雪送電線の空気力係数については、スパン方向の長さを系統的に変化させ、風洞実験の結果と比較した。また4導体についても $L=10D$ の解析を実施し、実験との比較を行い、数値解析と風洞実験の精度について考察する。

3. 1 単導体による検証

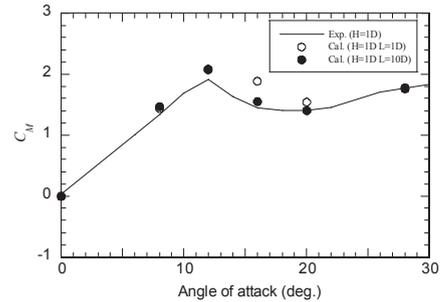
図5に、 C_D , C_L , C_M における $L=1D$ 及び $L=10D$ の結果を示す。 C_D については、実験結果は迎角 0° から迎角 12° まではほぼ一定の値をとるのに対して、迎角 12° 以上の範囲においては単調増加している。 $L=1D$ 及び $L=10D$ の解析結果は同じ傾向を示し、風洞実験の結果と良く一致している。一方、 C_L については、迎角 12° 付近までは線形的に下降し、迎角 12° 付近で極小から上昇に転じ、迎角 20° 付近から緩やかに減少している。迎角 16° と迎角 20° で $L=1D$ の C_L の絶対値は過大評価しており、 $L=10D$ についてはこの過大評価が大きく改善さ



(a) Drag coefficients



(b) Lift coefficients



(c) Moment coefficients

図5 着氷雪高さ $H=1D$ の単導体送電線における空気力係数の迎角による変化

Fig. 5 Variation of aerodynamic coefficients with angle of attack for a single conductor with $H=1D$

れた。更に、 C_M については、実験では迎角 12° までは線形的に上昇し、迎角 12° 付近の極大から下降に転じ、迎角 20° 付近から緩やかに増加している。数値解析はこの傾向をよく捉えており、値も実験値とよく一致している。

スパン長が流れに与える影響を明らかにするために、流れ場の3次元性を調べた。図6に、 $L=1D$ 及び $L=10D$ における迎角 16° の圧力コンターを示す。 $L=10D$ の場合に

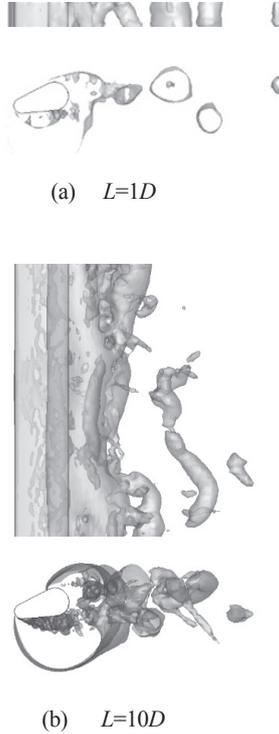


図6 迎角16°の圧力コンター

Fig. 6 Pressure contour at the angle of attack of 16 degrees

は、後流の圧力分布がスパン方向に大きく変化し、流れ場の3次元性が強いことが分かる。一方、 $L=1D$ の場合は、スパン長が短いため、後流内の流れの3次元運動は強く制限され、2次元になっていることが分かる。

図7に、迎角16°における平均圧力分布のスパン長による変化を示す。図から分かるように、 $L=1D$ の導体下面前縁付近 ($X/D=1.5$) の圧力分布は $L=10D$ のそれと比較して負圧係数の絶対値が大きい。一方、図6に示す通り、 $L=10D$ のケースで導体後流における大きな渦の混合により、負圧が弱まることを示している。 $L=1D$ で C_L の絶対値が過大評価されている理由はこのような圧力分布の違いによることが分かる。

風洞実験に用いた形状は $L=90D$ ⁷⁾、本研究では $L=10D$ である。 $L=10D$ の条件が十分であるかその妥当性について、 $L=2D, 3D, 6D$ の計算結果を用いて、スパン長が十分に長い場合の空気力係数を推定し、 $L=10D$ の予測誤差を評価した⁹⁾。スパン長 L が γD となる空気力の予測値を ϕ_γ とし、推定誤差を ε_γ とすると、スパン長が十分に長い場合の空気力係数 Φ は、次式により推定することができる。

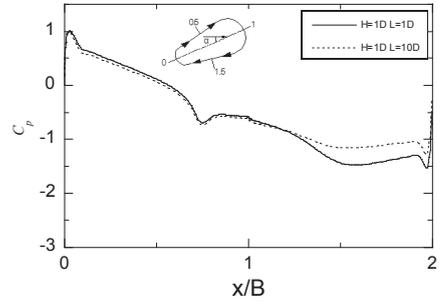


図7 平均圧力分布のスパン長による変化
Fig. 7 Variation of mean surface pressure coefficient distribution with span length

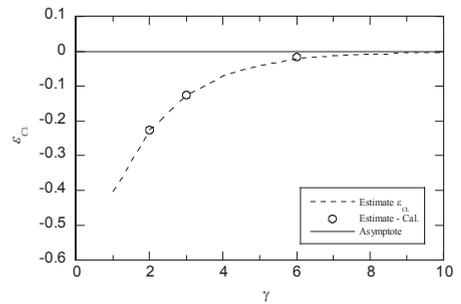


図8 迎角16°における揚力係数の推定誤差のスパン長による変化

Fig. 8 Variation of prediction error of lift coefficients with span length at the angle of attack of 16 degrees

$$\Phi = \phi_\gamma + \varepsilon_\gamma \quad (17)$$

予測誤差が単調に減少すると仮定できれば、誤差項は指数関数により近似することができる⁹⁾。

$$\varepsilon_\gamma = \beta e^{-c\gamma} \quad (18)$$

ここで、 γ は0以外の任意の正の整数であり、本研究では $\gamma=2, 3, 6$ を用いた。比例係数 β とディケイファクタ c は次式により求められる⁹⁾。

$$\beta = \frac{\phi_{\gamma+1} - \phi_\gamma}{1 - e^{-c}} e^{c\gamma} \quad (19)$$

図8に迎角16°における C_L の推定誤差のスパン長による変化を示す。推定誤差のカーブから $L=10D$ の推定誤差は-0.02である。 $L=10D$ の C_L の計算結果は、スパン長に依存しない推定値(1.84)に比べ、その差は0.08%であり、 $L=10D$ は十分な長さであることが分った。しかし、

図5(b)に示すように、 $L=10D$ の数値モデルから求められた C_L の値は風洞実験の結果との間に差がある。その理由については以下のように考察した。一般に、風洞実験では完全に対称な模型を作ることができない。僅かな非対称性により実験結果は非対称になることが考えられる。特に曲面をもつ模型では剥離点が固定されていないため、模型の僅かな非対称性により流れ場が非対称になり、その結果、空気力係数も非対称になると推定される。このことは風洞実験結果からも示されている。

風洞実験の模型が完全に対称の場合における迎角 0° の C_L は0であるのに対して、迎角 0° の風洞実験の C_L の値は0.22である。一方、数値模型により予測された空気力係数は対称であり、迎角 0° の C_L の値も0に近い。表2に、 C_L の実験値と計算値との差を示す。迎角 16° までの実験と計算の差は迎角 0° のときの風洞実験の誤差0.22とほぼ同じ大きさである。このことから、 $L=10D$ の予測結果と風洞実験との不一致は数値誤差というより、風洞実験の誤差による部分が大いと考えられる。

なお、第1章で述べた既報¹¹⁾の解析は $L=1D$ の模型を用いたため、数値解析の誤差と風洞模型の不完全性による誤差の両方が含まれると考えられる。

3.2 4導体による検証

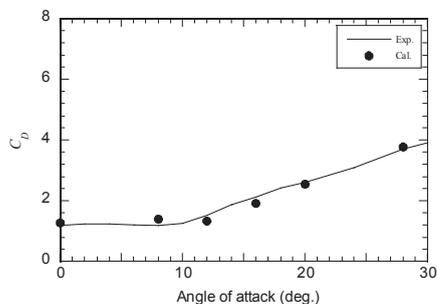
図9に、4導体着氷雪送電線の空気力係数の迎角による変化を風洞実験の結果と併せて示す。これらの図から、4導体の C_D と C_M の計算結果は実験値とほぼ一致しているが、 C_L については迎角 12° から 20° までの間に過大評価されていることが分かる。 C_L を過大評価している理由は、風洞模型が完全に対称になっていないことにより、 C_L が大きく変化する迎角 12° から 20° までの間の C_L の値が平滑化されたことによるものと考えられる。

図10に、単導体の正の迎角側と負の迎角側の空気力係数から推定された4導体の空気力係数の値と4導体の実験値を示す。この図から、単導体の迎角が正と負となる側の値から推定された4導体の C_L は実験値と一致せず、両者を平均すると迎角 12° から 20° までの間の C_L の絶対値は小さくなり、実験値に近づく。実際風洞実験模型の素導体毎の非対称性はランダムであると仮定すれば、4つの導体の空気力から求められた4導体の非対称性が相殺されると共に、ピークの値も滑らかになると解釈することができる。従って、4導体の予測結果と風洞実験結果との不一致は数値誤差というより

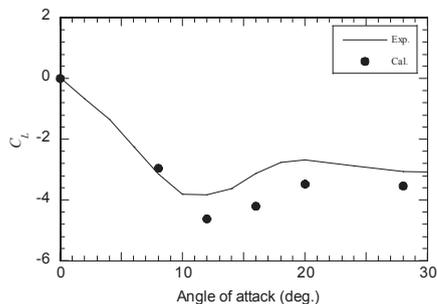
表 2 C_L の実験値と計算値との差

Table 2 Difference between experiment and calculated C_L

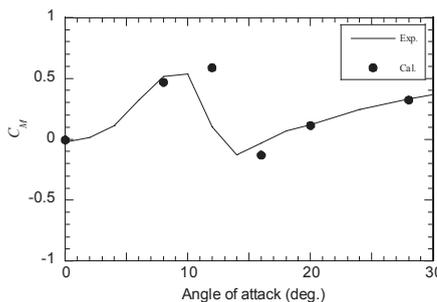
迎角($^\circ$)	0	8	12	16	20	28
実験と計算の差	0.22	0.14	0.25	0.28	0.15	0.08



(a) Drag coefficients



(b) Lift coefficients



(c) Moment coefficients

図9 着氷雪高さ $H=1D$ の4導体送電線における空気力係数の迎角による変化

Fig. 9 Variation of aerodynamic coefficients with angle of attack for 4-bundled conductor with $H=1D$

風洞実験模型の不完全性に伴う誤差によるものと推定した。

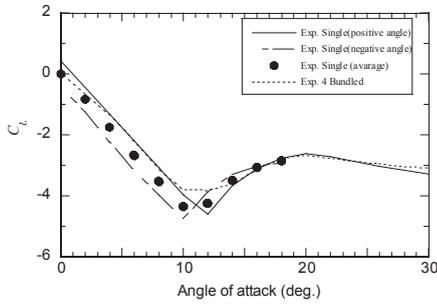


図10 単導体から推定された4導体の空気力係数と実験値との比較

Fig. 10 Comparison of aerodynamic coefficients from the single and experiment for the 4-bundled conductor

4. 着氷雪送電線の空気力の特性

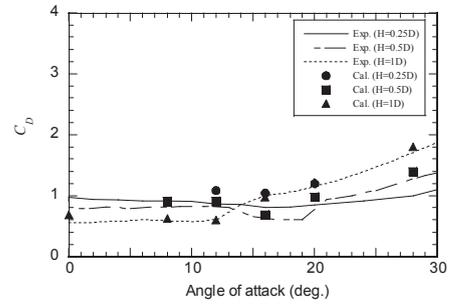
本節では、まず単導体送電線の空気力係数の着氷雪高さによる変化を調べ、数値解析の結果と風洞実験を比較し、そのメカニズムを導体周りの圧力分布から明らかにする。次に、4導体について、数値解析により素導体毎の空気力係数を計算し、風上側導体の後流が風下側の導体の空気力係数及ぼす影響を示し、各素導体周りの圧力分布からそのメカニズムを明らかにする。更に、風下側素導体後流の影響を考慮し、単導体の空気力係数から4導体の空気力係数を求めるための補正式を提案する。

4. 1 空気力係数の着氷雪高さによる変化

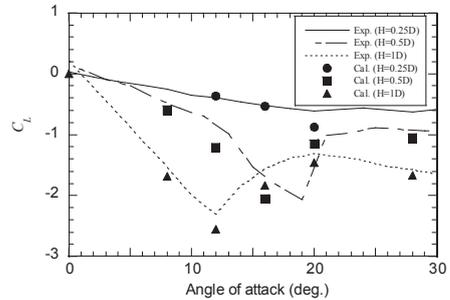
図11は単導体の着氷雪高さ $H=0.25D, 0.5D, 1D$ におけるそれぞれ C_D, C_L, C_M の迎角による変化である。

C_D については、 $H=0.25D$ ではほぼ一定の値を示す。一方、 $H=0.5D$ において、迎角 0° から 12° 付近まではほぼ一定の値を取るが、 14° 付近から減少した後 18° 付近から再び増大する。 $H=1D$ では迎角 12° までその値が最も小さく、迎角 12° 以後は増大する。数値解析の結果は、 $H=0.25D$ ではやや過大評価しているが、 $H=0.5D$ と $H=1D$ では風洞実験の結果をよく再現している。

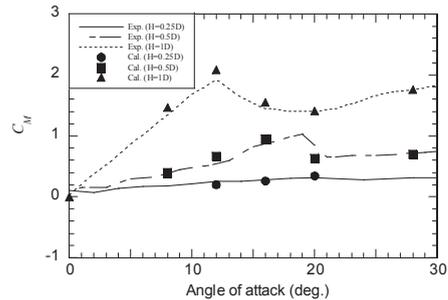
C_L については、 $H=0.25D$ では迎角の増大に伴いその値が緩やかに減少する。一方、 $H=0.5D$ では迎角 0° から減少し、迎角 18° でピークを示した後 20° 付近で急激に回復し、その後はほぼ一定の値を示す。 $H=1D$ では迎角 12° でピークを示す。いずれのケースも数値解析は実験に近い結果を示す。迎角 12° では着氷雪高さが高くなるに従い、 C_L の絶対値は小さくなるが、迎角 16° では $H=0.5D, 1D, 0.25D$ の順に C_L の絶対値は小さくなり、風洞実験の結果とよく一致する。



(a) Drag coefficients



(b) Lift coefficients



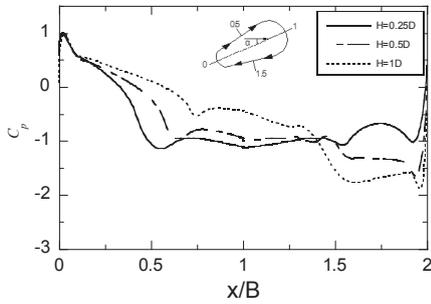
(c) Moment coefficients

図11 着氷雪高さ $H=0.25D, 0.5D, 1D$ の単導体送電線における空気力係数の迎角による変化

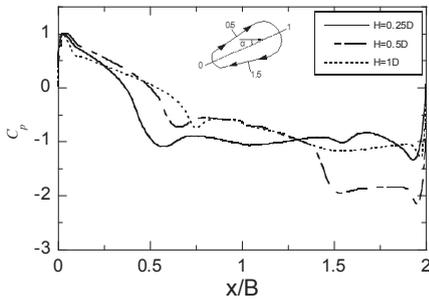
Fig. 11 Variation of aerodynamic coefficients with angles of attack for single conductors with $H=0.25D, 0.5D$ and $1D$

C_M については、いずれのケースも数値解析は風洞実験の結果を良く再現している。着氷雪高さが高くなるに従い C_M が大きくなるのは特徴的である。

図12は、迎角 12° と 16° について、導体周りの圧力分布の着氷高さの違いによる変化を示す。迎角 12° では着氷雪高さ $H=1D$ の前縁下面に強い負圧が分布しており C_L の絶対値が最も大きいことと一致する。一方、迎角 16° では $H=1D$ の導体下面前縁付近の負圧は弱まり、



(a) At the angle of attack of 12 degrees



(b) At the angle of attack of 16 degrees

図12 導体周りの圧力分布の着氷雪高さによる変化
Fig. 12 Variation of mean pressure distributions with the height of accreted ice

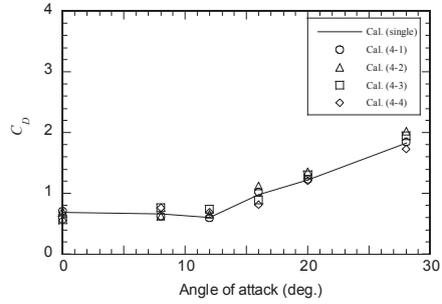
$H=0.5D$ の導体下面前縁付近の負圧が最も大きくなり、 C_L の絶対値が最も大きくなることに対応している。また、導体上面では $H=0.25D$ の負圧が最も強く、渦が導体に再付着していることが分かる。

4. 2 導体後流の影響

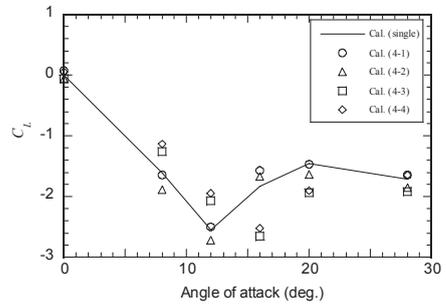
清水ら⁷⁾は単導体の空気力係数から4導体の空気力係数を換算する方法を示したが、導体の後流の影響が考慮されていないことを指摘されている。

そこで、本研究では、風上側の素導体の後流の影響を調べるため、図13に素導体毎の空気力係数($H=1D$)を単導体の数値解析の結果と併せて示す。迎角 8° と 12° では風上側導体(4-1と4-2)の C_L が風下側導体(4-3と4-4)のそれに比べ小さく、一方、迎角 16° では風下側導体(4-3と4-4)の方が逆に C_L の値は小さくなっていることが分かる。

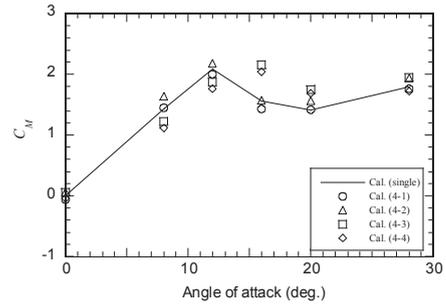
図14に迎角 12° と迎角 16° における導体周りの平均圧力分布を示す。迎角 12° では風上側の導体下面前縁付近の負圧が風下側に比べ強いことが示されている。これは、風上側導体の後流の減速領域が風下側導体付近に



(a) Drag coefficients



(b) Lift coefficients



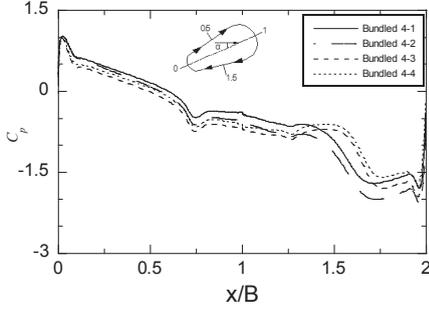
(b) Moment coefficients

図13 素導体毎の空気力係数の比較($H=1D$)

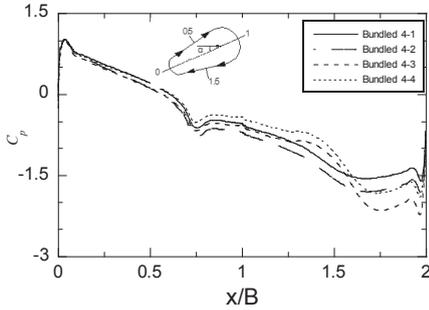
Fig.13 Comparison of aerodynamic coefficients for each conductor

達していることを示している。一方、迎角 16° では、風下側の導体下面前縁付近の負圧が風上側導体下面の圧力に比べ強く、風上側導体後流の増速領域に風下側導体が位置していることが分かる。

清水ら⁷⁾の単導体の空気力係数から求めた4導体の空気力係数の値は C_D と C_L について4導体の結果と大差は無いが、 C_M の値の差は大きい。これは導体後流が C_M に与える影響が大きいことを示唆している。そこで、本研究では後流側導体に補正係数 k を導入し、 C_D 、 C_L 、



(a) At the angle of attack of 12 degrees



(b) At the angle of attack of 16 degrees

図 14 各素導体周りの平均圧力分布

Fig. 14 Mean pressure distribution of each conductor

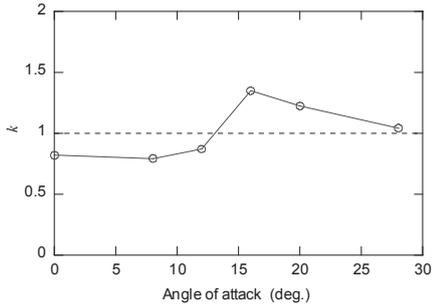


図 15 補正係数 k の迎角による変化 ($H=1D$)

Fig. 15 Variation of correction coefficient k with respect to angle of attack ($H=1D$)

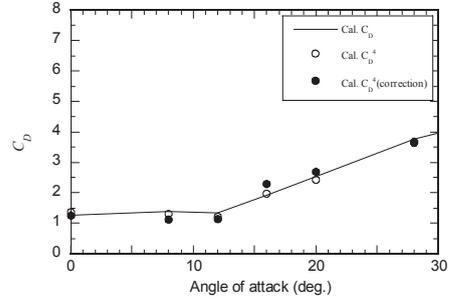
C_M は式(20)～式(22)により定式化した。

$$C_D^4 = \frac{1}{2} \{ C_D^{4-1} + C_D^{4-2} + k(C_D^{4-3} + C_D^{4-4}) \} \quad (20)$$

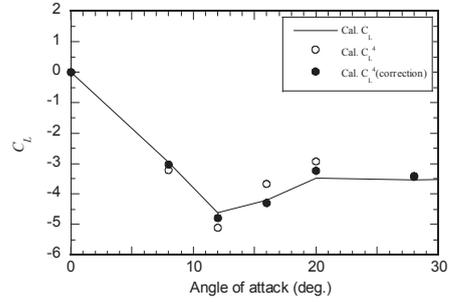
$$C_L^4 = \frac{1}{2} \{ C_L^{4-1} + C_L^{4-2} + k(C_L^{4-3} + C_L^{4-4}) \} \quad (21)$$

$$C_M^4 = \frac{D}{2B} \{ C_M^{4-1} + C_M^{4-2} + k(C_M^{4-3} + C_M^{4-4}) \} \quad (22)$$

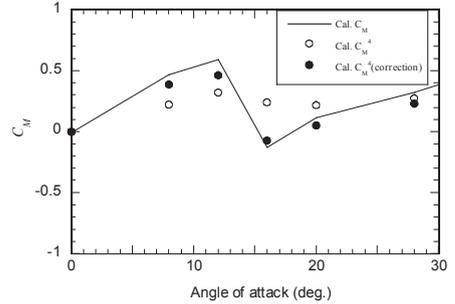
$$+ \frac{1}{2\sqrt{2}} \{ -C_D^{4-1} - C_L^{4-2} + k(C_D^{4-3} + C_L^{4-4}) \} \sin\left(\frac{\pi}{4} - \alpha\right)$$



(a) Drag coefficients



(b) Lift coefficients



(c) Moment coefficients

図 16 単導体の解析結果から推定した 4 導体の空気力係数と 4 導体の解析結果との比較

Fig. 16 Comparison of the aerodynamic coefficient obtained from single conductor with corrections and that from 4-bundled conductor

$$+ \frac{1}{2\sqrt{2}} \{ -C_L^{4-1} + C_D^{4-2} + k(C_L^{4-3} - C_D^{4-4}) \} \cos\left(\frac{\pi}{4} - \alpha\right)$$

ここで、 k は C_M の 4 導体の解析結果から求めた。但し、迎角 0° のときは $C_L=0$ および $C_M=0$ であるため、 C_D の値から求めた。

図 15 に補正係数 k の迎角による変化 ($H=1D$) を示す。図 15 から、迎角 0° から 10° までの範囲では $k < 1$ を示し、

迎角 10° を越えたところから k 値は増加し、迎角 16° でピークを示す。

図16に単導体の解析結果から推定された4導体の空気力係数と4導体の計算結果との比較を示す。補正係数 k を用いて求めた空気力係数は4導体の計算結果にほぼ一致し、本補正手法の有効性が示された。

なお、松宮と西原⁹⁾らは素導体毎に定式化した準定常空気力モデルを提案しているが、導体後流の影響を素導体に付与することは重要であり、本研究では $H=1D$ について本補正手法の妥当性を確認した。

5. まとめ

LESモデルを用いて、単導体及び4導体着氷雪送電線の空気力係数を数値解析により予測し、以下の結論を得た。

- 1) スパン長さ $L=1D$ と $10D$ の単導体モデル用いて数値解析により精度検証を行った。 $L=1D$ の解析結果に比べ、 $L=10D$ を用いた解析結果は迎角 16° と迎角 20° での C_L の絶対値の過大評価が改善され、風洞実験とほぼ一致する結果を得た。
- 2) $L=2D, 3D, 6D$ を用いてスパン長に依存しない空気力係数を推定し、スパン長 $10D$ は十分であることを明らかにした。 $L=10D$ の予測結果と風洞実験結果との不一致は数値誤差ではなく、風洞模型の不完全性に伴う誤差によるものと推定した。
- 3) 着氷雪高さが空気力係数と導体周りの圧力分布に与える影響を調べた。導体下面前縁付近の負圧の強さが C_L と C_M の値に大きな影響を与え、着氷雪高さ $H=1D$ では迎角 12° 、 $H=0.5D$ では迎角 16° に負圧がそれぞれ最も強くなり、それにより C_L 及び C_M の絶対値は最大になる。
- 4) 4導体後流の影響を明らかにするために導体毎の空気力係数と圧力分布を調べた。風上側導体の後流は風下側導体の C_D に与える影響が小さく C_L と C_M に与える影響が大きいことが分った。また、風下側の導体に関する補正係数を提案することにより、単導体の空気力係数から求めた4導体の空気力係数は、4導体を用いた数値解析結果とほぼ一致した。

謝辞

本研究では、数値解析の実施に当たって東京大学大学院工学系研究科社会基盤学専攻博士課程 QI Yihong

氏に協力頂いた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 中村 泰治, 坂本 雄吉, 「ケーブルの風による振動」, 日本風工学会誌, 第20号, pp. 129-140, (1984)
- 2) 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, 「電気学会報告」, 第844号, (2001)
- 3) Den, Hartog, J. P., “Mechanical Vibrations”, McGraw-Hill, (1956)
- 4) Parkinson, G. V., “Wind-induced instability of structure”, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., A., 269, pp. 395-409, (1971)
- 5) Kimura, K., Inoue, M., Fujino, Y., Yukino, T., Inoue, H., Morishima, H., “Unsteady forces on an ice-accreted four conductor bundle transmission line”, pp. 467-472, ISMB 905809 059 0, (1999)
- 6) 清水 幹夫, 石原 孟, ファックパン, 「送電線のギャロッピングの幾何学的非線形解析」, 構造工学論文集, Vol. 44A, pp. 951-960, (1998)
- 7) 清水 幹夫, 石原 孟, ファックパン, 「3分力天秤実験に基づく着氷雪多導体及び単導体送電線の空力特性に関する検討」, 構造工学論文集, Vol. 50A, pp. 647-656, (2004)
- 8) 松宮 央登, 清水 幹夫, 西原 崇, 「着氷雪時の短導体・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)
- 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」, 日本風工学会論文集, Vol. 38, No. 4, pp. 87-100, (2013)
- 10) 石原 孟, 岡 新一, 「一様流中に置かれた正方形角柱の空気力特性の数値予測に関する研究」, 土木学会論文集, Vol. 62, No. 1, pp. 78-90, (2006)
- 11) Oka, S, Ishihara, T. “Numerical study on steady aerodynamic characteristics of ice accreted transmission lines”, The Fifth International Symposium on Computational Wind Engineering (CWE2010), pp. 23-27, (2010)
- 12) Rodi, W., “Comparison of LES and RANS calculations of the flow around bluff bodies”, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., Vol. 69-71, pp. 55-75, (1997)
- 13) Smagorinsky, J., “General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment”, Month. Wea. Rev., Vol. 91, pp. 99-164, (1963)
- 14) Patanker, S. V., “Numerical heat transfer and fluid flow,” McGraw-Hill, New York, (1980)