ゴルフクラブの打球音の改良

久保田, 康稔 / KUBOTA, Yasutoshi

(発行年 / Year)
2013-03-24

(学位授与年月日 / Date of Granted)
2013-03-24

(学位名 / Degree Name)
修士(工学)

(学位授与機関 / Degree Grantor)
法政大学 (Hosei University)

2012 年度　修士論文

論文題目　ゴルフクラブの打球音の改良

指導教員　御法川 学　教授

岩原　光男　講師

法政大学大学院　工学研究科

機械工学専攻修士課程

11R1122

クボタ　ヤストシ

氏名　久保田　康稔

目次

第 1 章　緒論

第1章　緒論

1.1　研究背景

近年，工業製品などの設計開発において市場ニーズの多様化により，開発期間の短縮やコストの削減に対する要求が強まっている．またその要求に加えて常に製品の品質向上も要求されている．しかし，開発期間やコストは製品の品質を向上させるには必要不可欠なものである．そのため，相反関係にある「開発期間の短縮・コストの削減」と「製品の品質向上」の両立が長年求められてきた．そこで近年のコンピュータ技術の発展により開発されたのが CAE ツールである．CAE ツールはコンピュータを使用して有限要素法などの数値解析を行う支援ツールであり，今まで難しかった製品の詳細な事前検討を可能にした．そのため，従来の方法である試作の繰り返しから CAE ツールを使用することで「開発期間の短縮・コストの削減」「製品の品質向上」の両立が図れるようになった．

現在では CAE ツールは広く普及している．解析対象としては，流体や応力，熱などが挙げられるが，その主要なものの一つとして振動・音響解析がある．振動や音響の解析は設計段階での製品の疲労破壊や騒音問題の対策など，非常に重要な役割を果たしている．また，近年は振動や音質に対し付加価値を求めることもあり，その重要性はますます強くなると考えられる．

近年，さまざまな工業製品において稼動時の振動・騒音が大きな問題になっている．そのため工業製品の開発において低振動化・低騒音化が重要な設計項目になっている．このように工業製品の騒音が問題視される一方で，楽器のように発生音そのものが製品の性能や付加価値を大きく左右する場合がある．楽器以外でも工業製品において発生音に付加価値を求める場合があり，振動や音が商品の付加価値を決定する大きな要因になりつつある．　本研究の研究対象であるゴルフクラブも振動や音によって付加価値が決定する製品である．これはよく言われる「ゴルフ愛好者は打球感でクラブを選択する」という言葉からも伺える．そして，打球感に大きな影響を及ぼす要因として打球音が挙げられており，良いショットと打球音特性との間に相関が見られている．特に上級プレイヤーにおいて，この相関関係が強いと言われている．また，近年の技術発展によりゴルフクラブの飛距離性能やコントロール性能が格段に向上している．しかし，性能向上に比例してゴルフの競技性が失われるという懸念も出てきている．そのため，主要なゴルフツアーを主催する各国のゴルフ協会はゴルフクラブの性能を制限するルールを設け始めている．その代表的なルールとしてＳＬＥルールが挙げられる．ＳＬＥルールは飛距離性能の向上に歯止めを掛るため，ゴルフクラブの打球面の反発係数を 0.83 以下に制限するルールである．2008 年から主要なゴルフツアーで適用されている．他にもドライバーのコントロール性能を制限するためにドライバーヘッドの体積や慣性モーメントに上限を設け，スイートエリアの大きさを制限している．ウェッジやアイアンではスピン量に関係しているといわれるフェースの溝の形状，溝の幅，溝の深さ，溝の間隔など全てに明確な制限が設けられている．このような規制が設けられたことでゴルフクラブの飛距離性能やコントロール性能での製品の差別化が困難になりつつある．そのため打球音の良さで製品の差別化を図ろうとする動きもあり，今まで以上に打球音の付加価値が重要視されている．

1.2　研究目的

上記研究背景より，ゴルフクラブの付加価値として打球音が注目されている．また製品開発において開発期間の短縮やコストの削減に対する要求が強まっている．そのため開発期間やコストを抑えつつ，ゴルフクラブの打球音の心地よさを追及するには，図面段階で打球音の事前検討ができる必要がある．従って本研究の目的は図面段階で心地良い音のするゴルフクラブを設計するための CAE ツールの開発である．今までの本研究ではまず，2003 年度，理論・実験モード解析手法，速度ポテンシャルの重ね合わせ理論を用いて放射音を予測する放射音予測プログラムが作成された．そして 2008 年度までにアイアンヘッド，ドライバーヘッドと同じ材質を用いた中空管円筒，そしてドライバーヘッドにて，このプログラムの実用性を検討してきた．その結果，実際の打球音とプログラムにより計算した打球音に違いがみられた．そこで前年度までに，実際の音の特徴でもある回折音・反射音をプログラムに反映させること，そして FEM モデルの溶接部分の影響の検討がされてきた．その結果，円筒，ドライバーヘッドにおいて計算値と実験値は比較的一致に近づいてきた．しかし実打音と比較すると大きな違いがある．原因としては以下の理由が考えられる．

○打球音はボールとゴルフクラブが衝突するときの音であり，衝突時にはボールとゴルフクラブの接触面積はある程度の大きさを持っている．しかし今までの放射音予測プログラムはこの接触面積を点として扱っていた．そのため正確には打球音ではなく 1 点に力が加わったときの音（以降この音を点加振音と呼ぶ）を計算していた．

○実際の打撃時の加振力と実験においてのインパルスハンマーによる加振力の大きさの差が顕著である．

本年度は打球音に違いがみられた原因の上記 2 点を改善し放射音予測プログラムのさらなる精度向上を試みた．そしてプログラムの精度をあらゆる角度から検討した．その結果を以下に示す．

1.3　本論文の構成

本研究では，放射音予測プログラムの精度向上に取り組み，多角的に検討を行い，その結果をまとめたものが本論文である．

内容としては，

1. 緒論
2. 放射音予測プログラム
3. ドライバークラブにおける放射音予測プログラムの精度確認
4. 実打試験
5. 多点加振に関する検討
6. 快音化の検討

の 6 項目である．本論文は以上の 6 項目，及び本研究に用いた放射音予測プログラムの説明により構成される．

第 2 章　放射音予測プログラム

第2章　放射音予測プログラム

2.1　放射音予測プログラムの概要

放射音予測プログラムによる音の解析手順を簡単に説明する. まず解析対象となる物体の有限要素モデルを 3 次元 CAD データなどから作成する. 本研究室では有限要素モデルを作成に Altair Engineering の Hyper Mesh を使用している. 作成したモデルを RADIOSS, NASTRAN 等のソフトを使用して固有値解析を行い固有値, 固有モードを求める. モード減衰比については計算により理論的な値を求めることができない. そのため非線形最適化法を使用した実験モード解析によりモード減衰比を同定する. そして放射音予測プログラムに固有値, 固有モード, モード減衰比, さらに解析対象に加える加振波形を入力することで理論モード解析により有限要素モデル表面の全節点の振動速度を算出する. 次にその全節点の振動速度とモデルの幾何形状をもとに速度ポテンシャルを利用して音を算出する. いままで述べてきた計算は全て周波数領域で行われている. そのため算出した音を逆フーリエ変換して時間領域の音を作成する. この理論モード解析から逆フーリエ変換により音を作成するまでの一連の過程を当研究室で FORTRAN により作成した放射音予測プログラムが行っている. フローチャートを以下に示す.

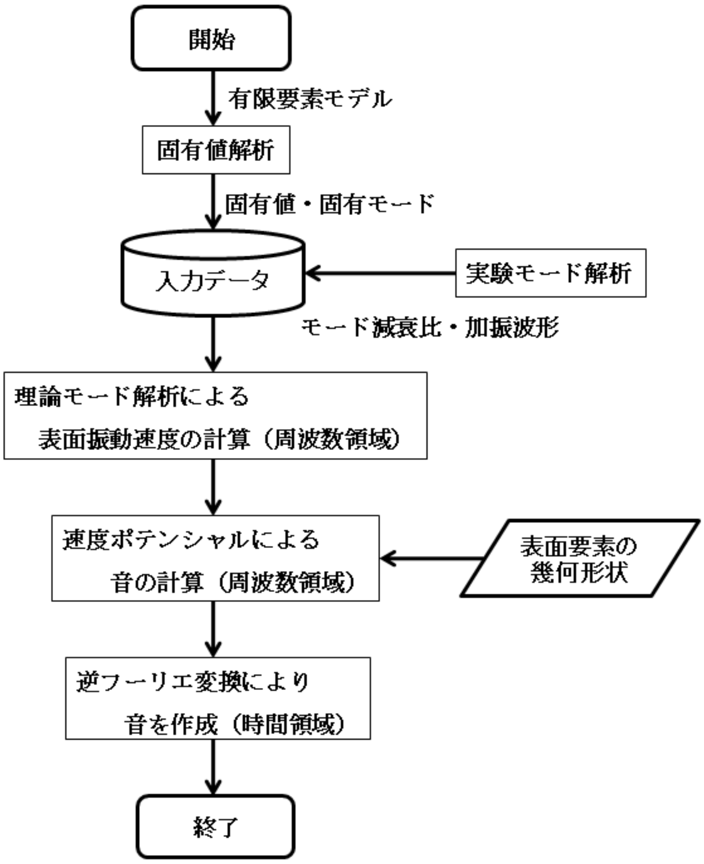


図 2.1　放射音予測プログラムのフローチャート

このように固有値, 固有モード, モード減衰比, 解析対象に加える加振波形, モデルの幾何形

状を入力することで音を計算するのが放射音予測プログラムである. 以降は固有値解析から逆フーリエ変換による音の作成までを具体的に説明する.

2.2　固有値解析

　有限要素モデルをもとに固有値解析を行うことで計算対象の固有値, 固有モードを求めることができる. 等研究室では RADIOSS, NASTRAN 等のソフトを使用して固有値解析を行っている. その一般的な理論を以下に示す.

m を質量，c を粘性，k を剛性，x を変位とすると， 1 自由度系の運動方程式は

$$m\ddot{x}+c\dot{x}+kx=f \qquad (2.1)$$

この運動方程式を多自由度系に拡張すると

$$\begin{bmatrix} m_{11} & & & 0 \\ & \ddots & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & m_{NN} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{x}_1 \\ \ddot{x}_2 \\ \vdots \\ \ddot{x}_N \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & \cdots & c_{1N} \\ c_{21} & \ddots & & \\ \vdots & & \ddots & \\ c_{N1} & & & c_{NN} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \\ \vdots \\ \dot{x}_N \end{Bmatrix} +$$

$$\begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & \cdots & k_{1N} \\ k_{21} & \ddots & & \\ \vdots & & \ddots & \\ k_{N1} & & & k_{NN} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_N \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_N \end{Bmatrix}$$

(2.2)

[M]を質量行列，[C]を減衰行列，[K]を剛性行列，{x}を変位ベクトルとすると，多自由度系の運動方程式は

$$[M]\{\ddot{x}\}+[C]\{\dot{x}\}+[K]\{x\}=\{f\} \qquad (2.3)$$

この式を解くには膨大な時間が必要である．そこで[C]=[0]として不減衰系の自由振動を考える．

$$[M]\{\ddot{x}\}+[K]\{x\}=\{0\} \qquad (2.4)$$

ここで全自由度が r 次の固有角振動数 Ωr で振動すると仮定する．そのとき変位と加速度は

$$\{x\}=\{\phi_r\}e^{j\Omega_r t} \quad , \qquad \{\ddot{x}\}=-\Omega^2\{\phi_r\}e^{j\Omega_r t} \qquad (2.5)$$

ここで j は虚数，t は時間変数である．この式を利用すると多自由度系の運動方程式は

$$(-\Omega^2[M]+[K])\{\phi_r\}=\{0\} \qquad (2.6)$$

[M]，[K]は既知行列であるため，上式を満足する Ω と{φ}を求めることができれば，多自由度系の運動方程式を解くことができる．また Ω と{φ}には自由度と同数の解が存在する．一般的に Ω は固有値，{φ}は固有ベクトルと呼ばれ固有値，固有ベクトルを求めることを固有値解析と呼ぶ．また振動現象の観点から見れば，Ω は角振動数を表しており，自由状態ではその角振動数でしか振動しないため，固有角振動数と呼ばれている．また{φ} は振動の形を表しており，系固有の質量と剛性のみで決まる値であるため，固有モードと呼ばれている．本研究はゴルフクラブの打球音を計算することが目的である．そのため最低でも人間の可聴域内(20～20,000[Hz])にある固有角振動数，固有モードを算出する必要がある．そこで本研究では 0～25,000[Hz]の周波数範囲内にある固有角振動数，固有モードを採用し，それ以上のものは省略して計算を行っている．

2.3 理論モード解析による表面振動速度の計算

音は物体の表面が振動することで発生し，その大きさは振動の速度に比例する．そのため放射音予測プログラムは表面振動速度の計算を行い，それから音の計算を行っている．そして表面振動速度の計算には理論モード解析を使用しており，理論モード解析には次のような利点がある．空間座標系で表現した運動方程式は自由度と同数の式と未知数を含んでいる．したがって別々に解く訳にはいかず，あくまで連立方程式として扱わなければならない．ところがモード座標上では，それぞれ独立して解くことができる．そしてモード座標から空間座標に戻せば，空間座標における表面振動速度が求まる．以降は多自由度系の運動方程式をモード座標上で表現し，互いに独立で非連成な微分方程式を解くことで空間座標における表面振動速度を求める過程を示す．

多自由度系の任意の変位ベクトル{x}をモード座標で表現すると

$$\{x\}=\xi_1\{\phi_1\}+\xi_2\{\phi_2\}+\cdots+\xi_r\{\phi_r\}+\cdots+\xi_N\{\phi_N\}$$

$$= \sum_{r=1}^{N} \dot{\xi}_r \{\phi_r\} \qquad (2.7)$$

上式より速度ベクトル，加速度ベクトルをモード座標で表現すると

$$\{\dot{x}\} = \sum_{r=1}^{N} \dot{\xi}_r \{\phi_r\} \quad , \quad \{\ddot{x}\} = \sum_{r=1}^{N} \ddot{\xi}_r \{\phi_r\} \qquad (2.8)$$

また多自由度系の運動方程式をモード座標で表現すると

$$[M]\sum_{r=1}^{N} \ddot{\xi}_r \{\phi_r\} + [C]\sum_{r=1}^{N} \dot{\xi}_r \{\phi_r\} + [K]\sum_{r=1}^{N} \xi_r \{\phi_r\} = \{f\} \qquad (2.9)$$

この式の添え字 r を ℓ にして，左から r 次の固有モード$\{\varphi_r\}$の転置を乗じれば

$$\sum_{\ell=1}^{N} \{\phi_r\}^T [M]\{\phi_\ell\}\ddot{\xi}_\ell + \sum_{\ell=1}^{N} \{\phi_r\}^T [C]\{\phi_\ell\}\dot{\xi}_\ell + \sum_{\ell=1}^{N} \{\phi_r\}^T [K]\{\phi_\ell\}\xi_\ell = \{\phi_r\}^T \{f\}$$

(2.10)

また減衰行列[C]は質量行列[M]と剛性行列[K]に比例する行列と仮定する.

$$[C] = \alpha_c [M] + \beta_c [K] \qquad (2.11)$$

ここで固有モードは一般直交性を有している. そのため ℓ≠r の項は零になり, ℓ=r の項だけ残る.

$$\{\phi_r\}^T [M]\{\phi_\ell\} = 0 \quad , \quad \{\phi_r\}^T [C]\{\phi_\ell\} = 0 \quad , \quad \{\phi_r\}^T [K]\{\phi_\ell\} = 0 \quad (\ell \neq r)$$

(2.12)

$$\{\phi_r\}^T [M]\{\phi_\ell\} = m_r \quad , \quad \{\phi_r\}^T [C]\{\phi_\ell\} = c_r \quad , \quad \{\phi_r\}^T [K]\{\phi_\ell\} = k_r \quad (\ell = r)$$

(2.13)

m_r：r 次のモード質量 ，　c_r：r 次のモード減衰係数 ，　k_r：r 次のモード剛性

モード質量, モード剛性は固有値解析より求め, モード減衰係数は実験モード解析により求める.
固有モードの一般直交性を利用することで多自由度系の運動方程式は

$$m_r\ddot{\xi}_r + c_r\dot{\xi}_r + k_r\xi_r = \{\phi_r\}^T\{f\} = f_r \qquad (2.14)$$

2.3.1　1 点加振における表面振動速度

ここで点 i に角振動数 ω, 振幅 Fi の調和加振力が作用し，他の点には外力が作用しない場合，外力ベクトル{f}は i 行目だけ残り，他の項は零になる.

$$\{f\} = \begin{Bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ F_i e^{jwt} \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{Bmatrix} = F_i e^{jwt} \qquad (2.15)$$

従って，固有モードも i 列目の成分のみになる．よって，この場合の運動方程式は

$$m_r\ddot{\xi}_r + c_r\dot{\xi}_r + k_r\xi_r = \phi_{ri}F_i e^{j\omega t} \qquad (2.16)$$

ここで，調和加振力が作用する場合の変位を調和波形で表現できるとすれば

$$\dot{\xi}_r = j\omega\xi_r \ , \quad \ddot{\xi}_r = -\omega^2\xi_r \qquad (2.17)$$

この式を利用すると多自由度系の運動方程式は

$$-m_r\omega^2\xi_r + jc_r\omega\xi_r + k_r\xi_r = \phi_{ri}F_i e^{j\omega t} \qquad (2.18)$$

上式を変形すると

$$\xi_r = \frac{\phi_{ri}F_i}{-m_r\omega^2 + jc_r\omega + k_r} e^{j\omega t} \qquad (2.19)$$

この式で角振動数 ω の調和加振力に対する変位がモード座標上で求められる．次に上式を空間座標上での変位に変換すると

$$\{x\} = \sum_{r=1}^{N} \frac{\phi_{ri}F_i}{-m_r\omega^2 + jc_r\omega + k_r} \{\phi_r\} e^{j\omega t} \qquad (2.20)$$

したがって，調和加振力が作用するときの空間座標上での全自由度の速度は

$$\{\dot{x}\} = \sum_{r=1}^{N} \frac{\phi_{ri}F_i}{-m_r\omega^2 + jc_r\omega + k_r} \{\phi_r\} j\omega e^{j\omega t} \qquad (2.21)$$

このうち点 k の応答だけを取り出すと

$$\dot{x}_k = \sum_{r=1}^{N} \frac{\phi_{ri}F_i}{-m_r\omega^2 + jc_r\omega + k_r} \phi_{rk} j\omega e^{j\omega t} \qquad (2.22)$$

2.3.2　多点加振における表面振動速度

今までの放射音予測プログラムは上記に示した計算により表面振動速度を計算している．しかしこの計算は点 i に力が作用し，他の点には外力が作用しない場合の表面振動速度を求める方法である．ゴルフクラブの打球音を計算するためには，ある大きさの面積に力が加わったときの表面振動速度を求める必要がある．そこである大きさの面積を点の集合体と考えることで近似的に打球音の計算に必要な表面振動速度を求められると考えた．

まず固有モードの一般直交性を利用した多自由度系の運動方程式は

$$m_r\ddot{\xi}_r + c_r\dot{\xi}_r + k_r\xi_r = \{\phi_r\}^T\{f\} = f_r \qquad (2.23)$$

ここで点 i に角振動数 ω，振幅 Fi，位相 α_i の調和加振力が作用する場合，外力ベクトル{f}は

$$\{f\} = \begin{Bmatrix} F_1 e^{j(\omega t+\alpha_1)} \\ \vdots \\ F_i e^{j(\omega t+\alpha_i)} \\ \vdots \\ F_N e^{j(\omega t+\alpha_N)} \end{Bmatrix} \qquad (2.24)$$

この場合の運動方程式は

$$m_r\ddot{\xi}_r + c_r\dot{\xi}_r + k_r\xi_r = \sum_{i=1}^{N}\phi_{ri}F_i e^{j(\omega t+\alpha_i)} \qquad (2.25)$$

ここで，調和加振力が作用する場合の変位を調和波形で表現できるとすれば

$$\dot{\xi}_r = j\omega\xi_r \quad , \quad \ddot{\xi}_r = -\omega^2\xi_r \qquad (2.26)$$

この式を利用すると多自由度系の運動方程式は

$$-m_r\omega^2\xi_r + jc_r\omega\xi_r + k_r\xi_r = \sum_{i=1}^{N}\phi_{ri}F_i e^{j(\omega t+\alpha_i)} \qquad (2.27)$$

上式を変形すると

$$\xi_r = \frac{\sum_{i=1}^{N}\phi_{ri}F_i e^{j(\omega t+\alpha_i)}}{-m_r\omega^2 + jc_r\omega + k_r} \qquad (2.28)$$

この式で角振動数 ω の調和加振力に対する変位がモード座標上で求められる．次に上式を空間

座標上での変位に変換すると

$$\{x\} = \sum_{r=1}^{N} \frac{\sum_{i=1}^{N} \phi_{ri} F_i e^{j(\omega t + \alpha_i)}}{-m_r \omega^2 + jc_r \omega + k_r} \{\phi_r\} \qquad (2.29)$$

したがって，調和加振力が作用するときの空間座標上での全自由度の速度は

$$\{\dot{x}\} = \sum_{r=1}^{N} \frac{\sum_{i=1}^{N} j\omega \phi_{ri} F_i e^{j(\omega t + \alpha_i)}}{-m_r \omega^2 + jc_r \omega + k_r} \{\phi_r\} \qquad (2.30)$$

このうち点 k の応答だけを取り出すと

$$\dot{x}_k = \sum_{r=1}^{N} \frac{\sum_{i=1}^{N} j\omega \phi_{ri} F_i e^{j(\omega t + \alpha_i)}}{-m_r \omega^2 + jc_r \omega + k_r} \phi_{rk} \qquad (2.31)$$

　上記の計算によりある大きさの面積に力が加わったときの表面振動速度が近似的に求められ，打球音の計算が可能になると考えられる．

2.4　速度ポテンシャルによる音の計算

音には大きく分けると直接音，反射音，回折音がある．直接音は「音源から直接届く音」，回折音は「音源からの音が障害物の背後などに届く音」，反射音は「音源からの音がある面で跳ね返り届く音」である．また実際の音は回折音がさらに回折する 2 次回折音，反射音がさらに反射する 2 次反射音など回折や反射が繰り返されている．

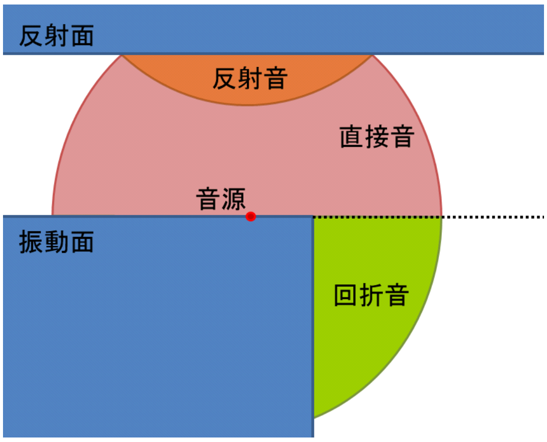


図 2.2　音の性質

今までの放射音予測プログラムは直接音のみ計算していた. そのため位置によって実際の音とプログラムにより計算した音に大きな違いがみられた. そこで本年度はホイヘンスーフレネルの原理を用いて 1 次回折音，1 次反射音の計算を試みた．　以下にホイヘンスーフレネルの原理についての詳細を述べ，放射音予測プログラムの直接音，回折音，反射音の計算方法を示す.

ホイヘンス - フレネルの原理とは「ある時間における波面上の各点は 2 次の球面波の源となり, 2 次波の振幅は 1 次波, 2 次波の進行方向の間の傾きの角度が大きくなると共に減少し, 1 次波, 2 次波が同じ方向に向かう時最大となり，逆方向に向かう時に最少となる．これらの現象は 2 次の球面波の相互の干渉により発生する.」という原理である．以下に概念図を示す.

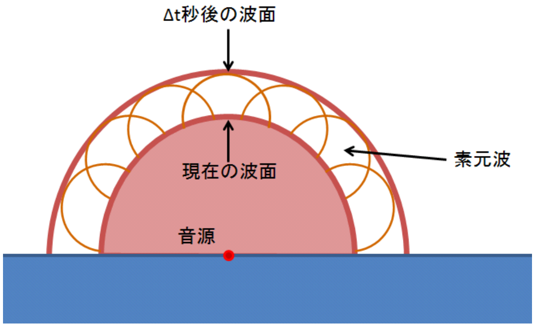


図 2.3　ホイヘンスーフレネルの原理

音は空気中を伝搬する圧力変動である. この現象を記述するために用いられるのが波動方程式である.

音圧 p に関する波動方程式は

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \qquad (2.32)$$

粒子速度 u に関する波動方程式は

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \qquad (2.33)$$

ここで速度ポテンシャル φ を導入する．φ は以下のように定義されている

$$u_x=-\frac{\partial\phi}{\partial x} \quad u_y=-\frac{\partial\phi}{\partial y} \quad u_z=-\frac{\partial\phi}{\partial z} \qquad (2.34)$$

$$p=\rho\frac{\partial\phi}{\partial t} \qquad (2.35)$$

速度ポテンシャル φu に関する波動方程式は

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \qquad (2.36)$$

ここで球状音源について考える．球状音源から放射された音は，球対称性から時間 t と球の中心からの距離 r だけの関数となる．そのため直角座標(x,y,z)より，球座標(r,θ, φ)を用いたほうが便

利である．球座標系での波動方程式は

$$\frac{\partial^2 (r\phi)}{\partial r^2} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 (r\phi)}{\partial t^2} \qquad (2.37)$$

この方程式の一般解は

$$\phi = \frac{1}{r}\phi_1(ct - r) + \frac{1}{r}\phi_2(ct + r) \qquad (2.38)$$

この式の右辺第一項は原点からの発散波を表しており，第二項は原点への収束波を表している．ここで自由空間において半径方向に一様な速度で振動する球状音源の速度ポテンシャルを考える．発散波のみを対象とし，音源と観測点の距離が十分に離れており，球状音源の大きさを無視して点音源として取り扱うと波動方程式の一般解は

$$\phi = \frac{A_0}{4\pi r} e^{j(\omega t - kr)} \qquad (2.39)$$

r:点音源までの距離

A_0:点音源の強さ，

k: 波数，k=2π/波長

j：虚数

また剛壁の表面上に点音源があると考える. すると壁面の前方の半空間に形成される音場の速度ポテンシャルは φ は

$$\phi = \frac{A_0}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr)} \qquad (2.40)$$

以上が速度ポテンシャルによる音の計算の基本になる.

2.4.1 直接音

放射音予想プログラムの直接音の計算方法について述べる. 上式をさらに発展させて考えると, ある大きさの振動面があり音を放射している場合，振動面を微小面積要素に分割し，それぞれの面積要素が点音源として音を放射していると考えれば, 振動面の振動による直接音を求めること

ができる.

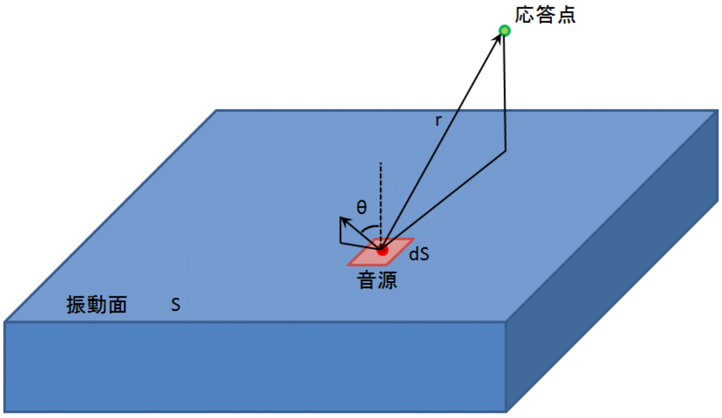


図 2.4　直接音の計算方法

振動面上の微小面積 dS の部分が振動速度 $\dot{\xi}_0 e^{j\omega t}$ で振動しているとき, dS 部分を点音源と考えると，この点音源の強さ A_0 は $A_0 = \dot{\xi}_0 \cos\theta \times dS$ と表される．ここで θ は微小面の法線ベクトルと振動速度ベクトルのなす角である. 従ってこの微小面積の振動による応答点での速度ポテンシャル dφ は

$$d\phi = \frac{\dot{\xi}_0 \cos\theta \times dS}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr)} \qquad (2.41)$$

半径方向の粒子速度 $\dot{\xi}_r$ は

$$\dot{\xi}_r = \left(\frac{1}{r} + jk\right) d\phi = \left(\frac{1}{r} + jk\right) \frac{\dot{\xi}_0 \cos\theta \times dS}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr)} \qquad (2.42)$$

また面積 S の振動面によって応答点に生じる直接音の速度ポテンシャル φ は

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \iint_S \frac{\dot{\xi}_0 \cos\theta}{r} e^{j(\omega t - kr)} dS \qquad (2.43)$$

音圧 p は

$$p = j\omega\rho\phi = j\omega\rho\frac{1}{2\pi}\iint_S \frac{\dot{\xi}_0 \cos\theta}{r} e^{j(\omega t - kr)} dS \qquad (2.44)$$

ρ：媒質の密度

2.4.2　回折音

放射音予想プログラムの回折音の計算方法について述べる. 今までの放射音予測プログラムは回折音が計算できなかった. そこでホイヘンス－フレネルの原理を用いて回折音の計算を試みた. 計算方法は，音源からエッジまで広がった波面を微小面積要素に分割し，それぞれの微小面積要素を新たな点音源として考え，振動面の振動による回折音を求める.

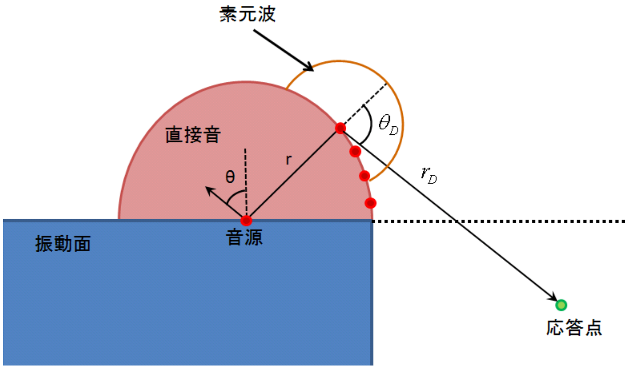


図 2.5　回折音の計算方法

まず音源からエッジまで広がった波面上の微小面積 dS_D 部分の半径方向の粒子速度は $\dot{\xi}_r = \left(\frac{1}{r} + jk\right)\frac{\dot{\xi}_0 \cos\theta \times dS}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr)}$ である．このとき dS_D 部分を点音源と考えると，この点音源の強さ A_D は $A_D = \dot{\xi}_r \times dS_D$ と表される． 従って音源の回折音による応答点での速度ポテンシャル $d\varphi_D$ は

$$d\phi_D = \iint_{S_D} \frac{\dot{\xi}_r e^{j(\omega t - kr_D)}}{2\pi r_D} K(\theta_D) dS_D$$
$$= \left(\frac{1}{r} + jk\right)\frac{\dot{\xi}_0 \cos\theta \times dS}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr)} \times \iint_{S_D} \frac{e^{j(\omega t - kr_D)}}{2\pi r_D} K(\theta_D) dS_D \qquad (2.45)$$

ここで $K(\theta_D)$ は傾斜係数であり，以下に示すように $\theta_D = 0$ のとき 1，$\theta_D = \pi$ のとき 0 をもつ係数として定義されている．また θ_D は粒子速度ベクトルと微小面積 dS_D から応答点までのベクトルとのなす角である.

$$K(\theta_D) = \frac{1+\cos\theta_D}{2} \qquad (2.46)$$

また面積 S の振動面によって応答点に生じる回折音の速度ポテンシャル φ_D は

$$\phi_D = \frac{1}{4\pi^2}\iint_S \left(\frac{1}{r}+jk\right)\frac{\dot{\xi}_0\cos\theta}{r}e^{j(\omega t-kr)}\iint_{S_D}\frac{e^{j(\omega t-kr_D)}}{r_D}K(\theta_D)dS_D dS \qquad (2.47)$$

音圧 p_D は

$$p_D = j\omega\rho\frac{1}{4\pi^2}\iint_S \left(\frac{1}{r}+jk\right)\frac{\dot{\xi}_0\cos\theta}{r}e^{j(\omega t-kr)}\iint_{S_D}\frac{e^{j(\omega t-kr_D)}}{r_D}k(\theta_D)dS_D dS \qquad (2.48)$$

2.4.3　反射音

放射音予想プログラムの反射音の計算方法について述べる. 今までの放射音予測プログラムは床や壁からの反射音は計算していた. しかし計算対象の表面同士による反射音は計算できなかった. そこでホイヘンスーフレネルの原理の考え方を用いて反射音の計算を試みた. 計算は音源からの音が反射面で拡散反射すると考えた. そのため音源から反射面まで広がった波面を微小面積要素に分割し, それぞれの微小面積要素を新たな点音源として考え, 振動面の振動による反射音を求める.

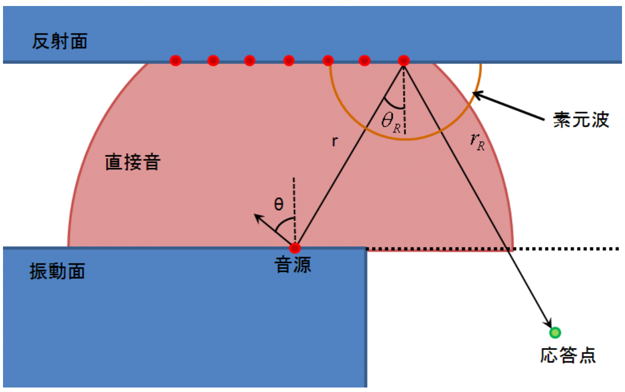


図 2.6　反射音の計算方法

まず音源から反射面上の微小面積 dS_R 部分に粒子速度 $\dot{\xi}_r = \left(\frac{1}{r}+jk\right)\frac{\dot{\xi}_0\cos\theta\times dS}{2\pi r}e^{j(\omega t-kr)}$ の音が入射する. このとき dSR 部分から反射される音を点音源として考えると, この点音源の強さ A_R

は $A_R = R\dot{\xi}_r \cos\theta_R \times dS_R$ と表される．　ここで R は拡散反射率．また θ_R は粒子速度ベクトルの入射角である．従って音源の反射音による応答点での速度ポテンシャル $d\varphi_R$ は

$$\begin{aligned} d\phi_R &= \iint_{S_R} \frac{R\dot{\xi}_r e^{j(\omega t - kr_D)}}{2\pi r_R} \cos\theta_R dS_R \\ &= \iint_{S_R} R\left(\frac{1}{r} + jk\right)\frac{\dot{\xi}_0 \cos\theta \times dS}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr)} \times \frac{e^{j(\omega t - kr_R)}}{2\pi r_R} \cos\theta_R dS_R \end{aligned} \qquad (2.49)$$

また面積 S の振動面によって応答点に生じる反射音の速度ポテンシャル φ_R は

$$\phi_R = \frac{R}{4\pi^2} \iint_S \iint_{S_R} \left(\frac{1}{r} + jk\right) \frac{\dot{\xi}_0 \cos\theta}{r} e^{j(\omega t - kr)} \times \frac{e^{j(\omega t - kr_R)}}{r_R} \cos\theta_R dS_R dS \qquad (2.51)$$

音圧 p_R は

$$p_R = j\omega\rho \frac{R}{4\pi^2} \iint_S \iint_{S_R} \left(\frac{1}{r} + jk\right) \frac{\dot{\xi}_0 \cos\theta}{r} e^{j(\omega t - kr)} \times \frac{e^{j(\omega t - kr_R)}}{r_R} \cos\theta_R dS_R dS$$

(2.52)

　放射音予測プログラムは上記に示した速度ポテンシャルの計算を周波数領域で行っている.そのためプログラム上では e^{jwt} を省略し，角振動数 ω を変数として計算を行っている．

2.5　逆フーリエ変換による音の作成

　実際に耳で聞く音を発生させるために,離散逆フーリエ変換を使用して周波数領域の信号を時間領域信号に変換する．　連続時間歴波形 x(t)を基本周期が標本化時間 T に一致する繰り返し波形と仮定し，標本化間隔 τ 毎に標本化された N 個の離散値によって表現されているとすると，この波は

$$x(t) = \sum_{i=0}^{N-1} X_i e^{ji\omega t} \qquad (2.53)$$

ω：角振動数　$\omega = \dfrac{2\pi}{T} = \dfrac{2\pi}{N\tau}$

上式は離散データに適用する有限フーリエ級数であるから，t＝0,τ,2τ,･･･,kτ,･･･,(N-1)τ の N 個の飛び飛びの時刻にだけ成立する．そこで，$x(k\tau)=x_k$ と書く．また

$$e^{-j\omega\tau} = e^{-j2\pi/N} = p \qquad (2.54)$$

とおく．さらに，x(t)と $e^{ji\omega t}$ のこれらの時刻 t=kτ(k = 0〜N-1)における値を縦に並べた列ベクトルを次のように定義する．

$$\{x\} = \begin{Bmatrix} x_0 \\ \vdots \\ x_k \\ \vdots \\ x_{N-1} \end{Bmatrix}, \{e_0\} = \begin{Bmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{Bmatrix}, \ldots, \{e_i\} = \begin{Bmatrix} 1 \\ p^{-i} \\ \vdots \\ p^{-ki} \\ \vdots \\ p^{-(N-1)i} \end{Bmatrix}, \cdots, \{e_{N-1}\} = \begin{Bmatrix} 1 \\ p^{-(N-1)} \\ \vdots \\ p^{-k(N-1)} \\ \vdots \\ p^{-(N-1)^2} \end{Bmatrix} \qquad (2.55)$$

上式を用いて，時刻 t＝kτ(k = 0〜N-1)における時間歴波形 x(t)は

$$\{x\} = \sum_{i=0}^{N-1} X_i \{e_i\} \qquad (2.56)$$

また上式の各項は

$$x_k = \sum_{i=0}^{N-1} X_i p^{-ki} = \sum_{i=0}^{N-1} X_i e^{j(2\pi/N)ki} \qquad (k = 0 \sim N-1) \qquad (2.57)$$

この式が，周波数スペクトル離散値 Xi(i = 0〜N-1)がデータとして与えられたときに，時間歴離散値 xi(k = 0〜N-1)を求める式である．

第 3 章

ドライバークラブにおける放射音予測プログラムの精度確認に関する検討

第 3 章　ドライバークラブにおける放射音予測プログラムの精度確認に関する検討

3.1　緒論

本研究は, 対象の実験データと放射音予測プログラムで算出した計算データを比較することでプログラムの精度を確かめ, そこで分かったことを精度向上のためにプログラムに反映させていくという流れで行っている．ゴルフクラブ打球音の予測という事で，数年前まで実験対象にドライバークラブを使用していたが，あまりプログラムの精度(どこまで計算できているのか)がわからなかった．理由としてドライバークラブは，各部位の肉厚が正確にわからない等で有限要素モデルの精度があまり高くないこと，形状が複雑なためモード特性が難しいこと，シャフトの有無による変化，空洞状のため空洞共鳴の発生の可能性など多くある．そこで去年までに溶接部分が CAD モデルに反映された．本研究では，改善されたモデルと音響シミュレーションプログラムの精度の確認を行う．

3.2　音響シミュレーションプログラムの計算データの精度に関する検討

3.2.1　表面振動速度における検討

表面振動速度の実験について説明する．まず，ドライバークラブを自由支持状態に近づけるために糸で吊るした．そして打撃加振実験を行った．実験装置には加振にインパルスハンマ,表面振動速度の測定にレーザードップラ振動計を 0.2m 離した場所に設置して使用した.そしてデータの収録と解析には FFT アナライザーを使用した.（図 3.1～3.6）　なお計算に必要なモード減衰比は理論的に求めることが現在不可能なため, この実験結果から実験モード解析により同定を行い，放射音予測プログラムに用いた．計算は（図 3.7）の FEM モデルを使用し，モード減衰比は表面振動速度の実験から同定したものを使って行った. そして実験データと計算データを比較した.（図 3.8）に比較結果を示す.

図 3.1　ドライバークラブ（ミズノ社製 JPXE310）

図 3.2　SA-02

図 3.3　ノート PC

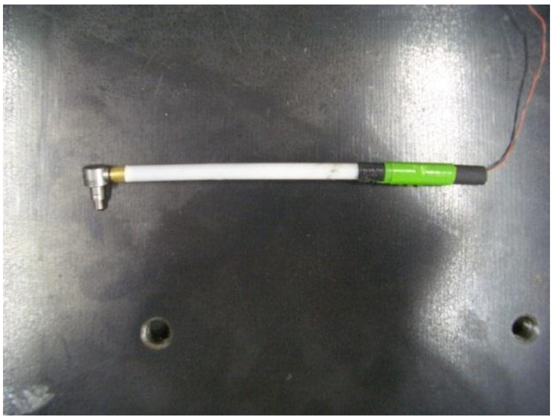


図 3.4　インパルスハンマ

図 3.5　レーザードップラ振動計

図 3.6　実験風景

今回の実験対象にドライバークラブ（図 3.1　ミズノ社製　JPXE310）を選らんだ．ドライバークラブの形状を複雑にしているのは，ほとんどが一つの材質の鍛造，鋳造で作られるアイアンクラブとは違い，複数の違う材質のパーツを溶接して製造しているからである．実物では材質に境目がわからないので FEM モデルを用いて，（表 3.1）主要なパーツごとの名称とともにドライバークラブの構造を示す．

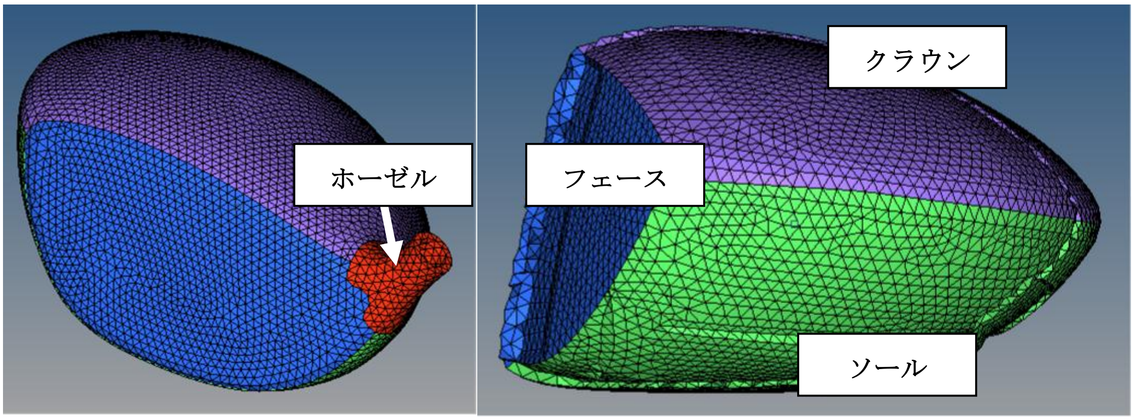


図 3.7　ドライバークラブの FEM モデル

表 3.1　パーツごとの材質

パーツ	材質
ホーゼル	純チタン（Ti）
フェース	β 系チタン合金（Ti-15Mo-3Al）
クラウン	β 系チタン合金（Ti-15V-3Cr-3Sn-3Al）
ソール	チタン合金（KS120）

表 3.2　実験モデルと FEM モデル質量比較

実験モデル[g]	FEM モデル[g]	質量誤差[%]
192.4	191.3	-0.57

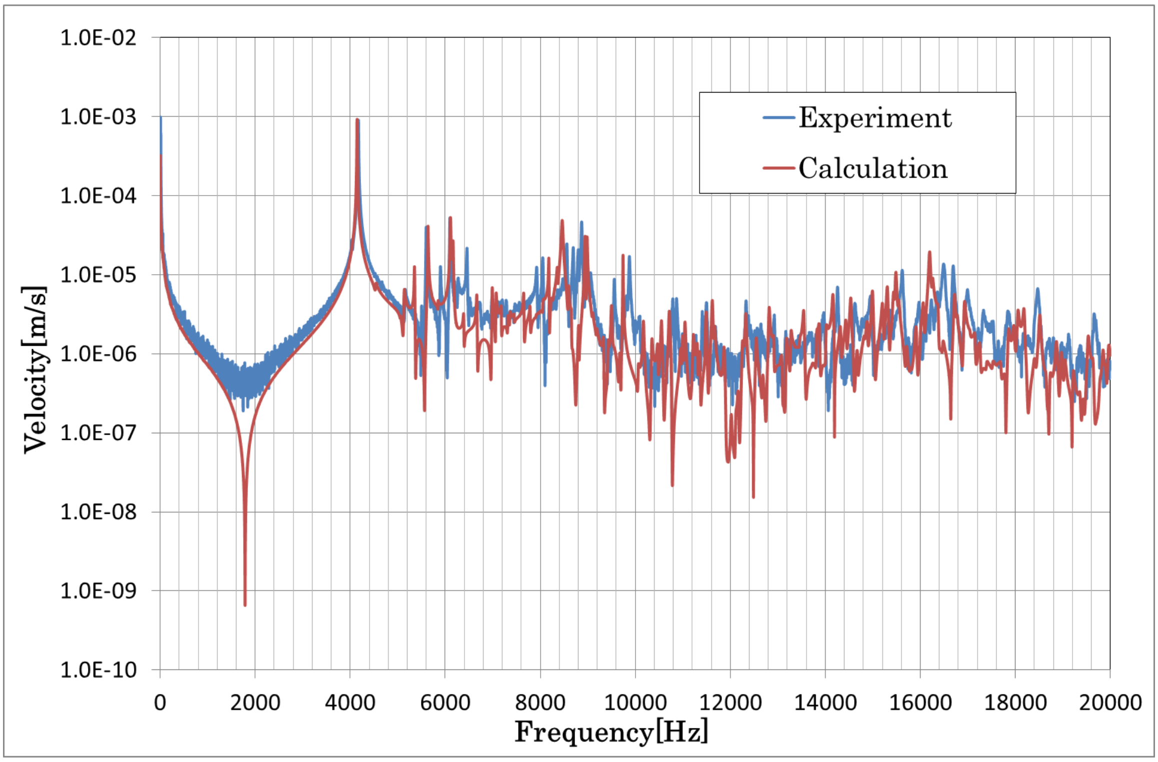


図 3.8　表面振動速度の比較結果

（図 3.8）では，縦軸が表面振動速度，横軸が周波数である．青い線が実験値，赤い線が計算値である．一次の 4000Hz 付近の共振峰で実験データと計算データと一致した．6000Hz 付近と 8000Hz 付近の共振峰でも実験データに近づく結果が見られた．理由はその共振峰は加振した面がよく動くモード形状であるため，フェース面の固有振動数はほぼ一致したと言える．

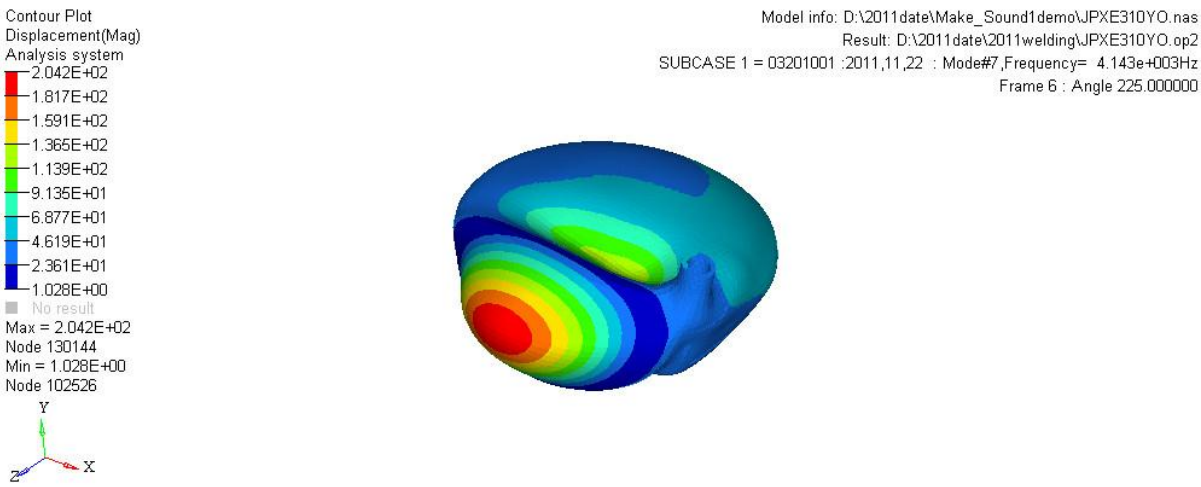


図 3.9　4000Hz 付近のモード形状

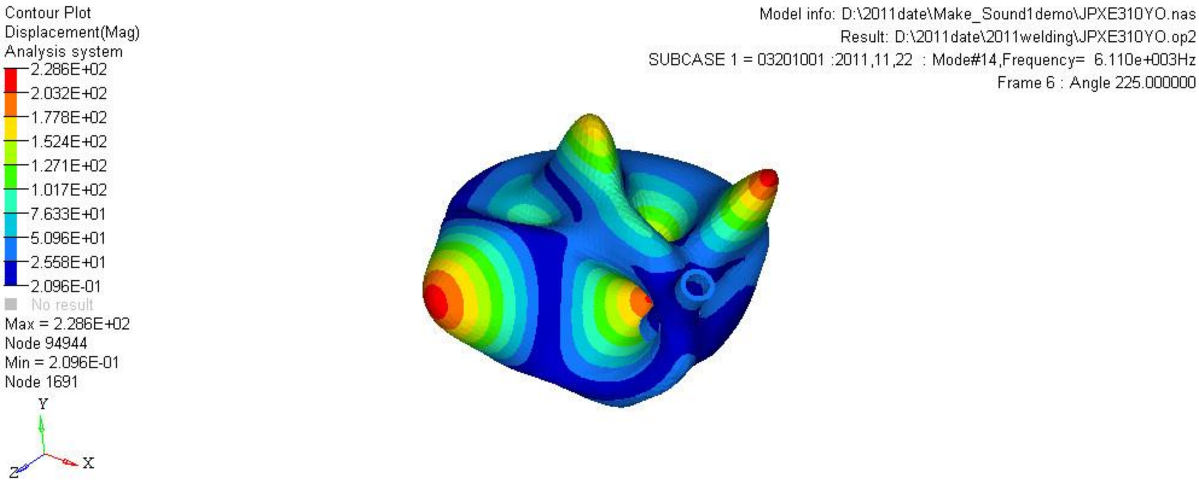


図 3.10　6000Hz 付近のモード形状

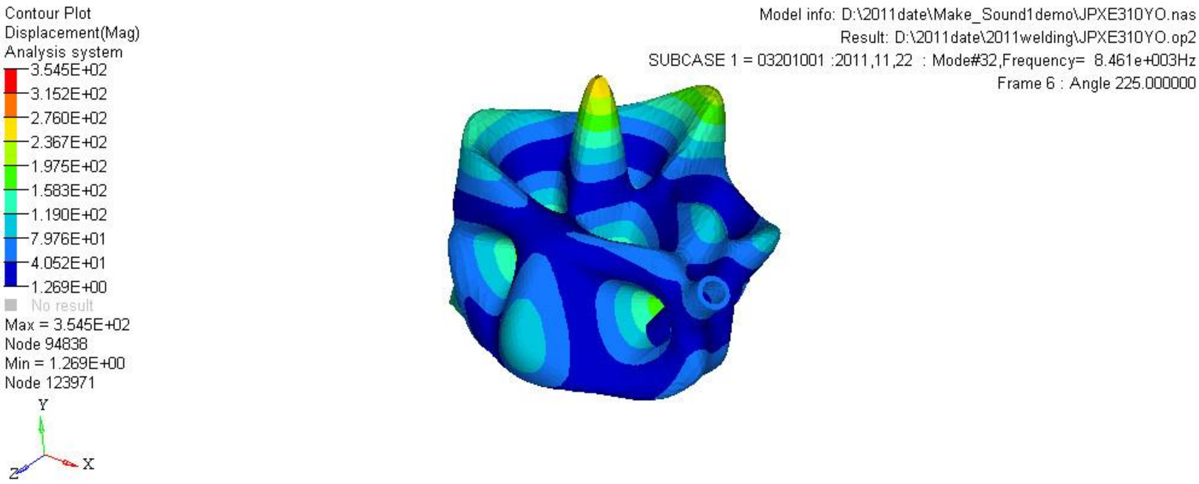


図 3.11　8000Hz 付近のモード形状

質量的にも溶接ありが実験モデルに近い結果になっていたが, その計算モデルの質量の差以上に溶接をモデリングすることでの影響が大きいことが分かった．しかし，4000Hz 付近の共振峰以外は密接して多数存在しているため, 全体的には大まかな一致は見られるが完全に一致することは難しいことが分かった．（図 3.9～3.11）に主な固有モード形状を示す.

3.2.2 音圧における検討

表面振動速度で実験データと計算データが近いことが確認された．そこで実験と計算の音の比較を行い，音のシミュレーションの精度を検討した．実験はモード減衰比を同定する表面振動速度の実験と同じ支持状態にしたいので，表面振動速度の実験から続けて行った．支持方法は糸で吊るし打球面にインパルスハンマで加振，マイクロホン（図 3.12）を加振点から中心から横に 0.05m 正面と縦に 0.1m（図 3.13），離した場所に設置・録音した．以下に実験風景を示す．

図 3.12　マイクロホン

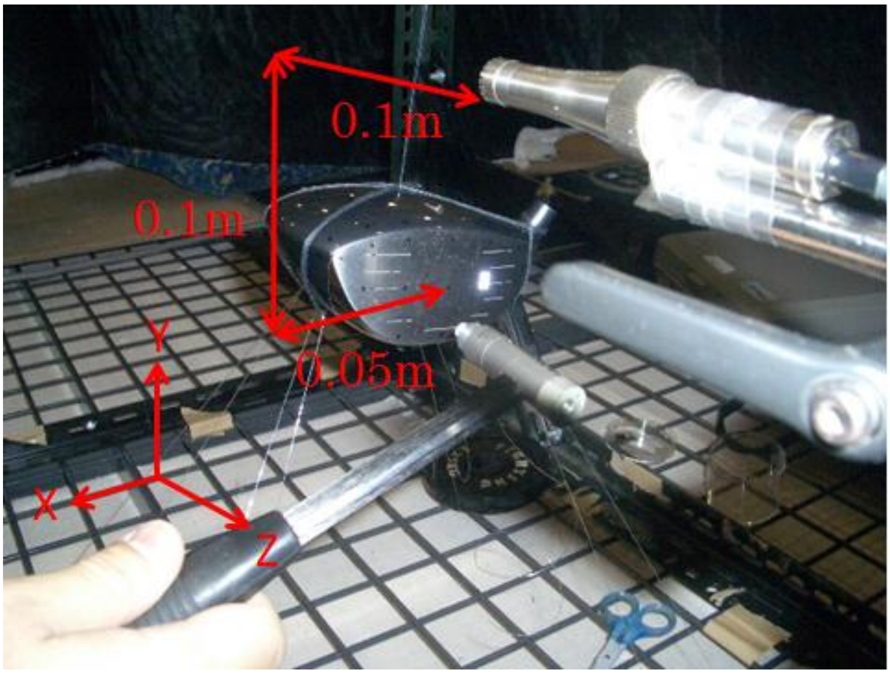


図 3.13　実験風景

計算は表面振動速度同様の FEM モデルを使用し，モード減衰比も面振動速度の実験から同定したものを使った．そして実験データと計算データを比較した．図 3.14 に比較結果を示す．

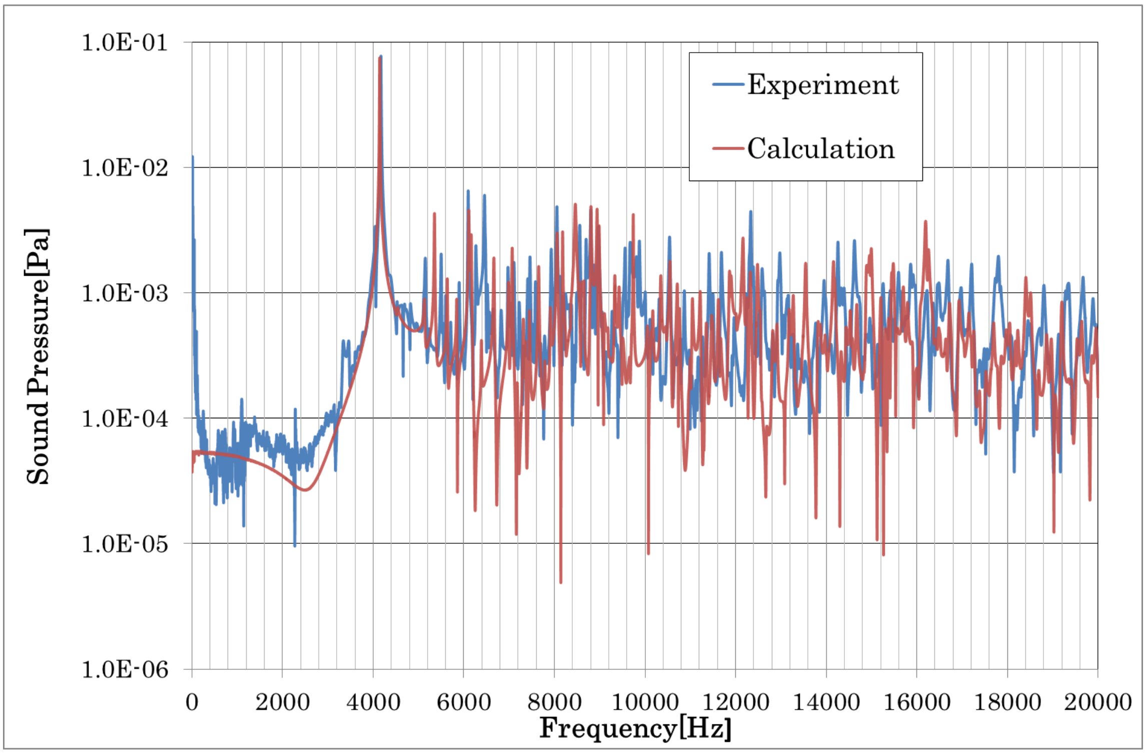


図 3.14　音圧の比較結果

表面速度同様，1 次の共振峰で計算値と実験値が一致した．また一次以降の共振峰は，複雑なため比較することができなかった．しかし一次の共振峰の大きさが，他の共振峰の大きさの約 10 倍以上で音の主成分であり，その一次の共振峰が一致したということは，インパルスハンマによる点加振による音はほぼ予測ができたと考えられる．

計算音と実験音を聴き比べた結果, 実験値の響きが少し少ないと感じられた以外はほぼ同じ音になっていた．そこで時間領域波形とスペクトログラムで比較した．以下に比較結果を示す．

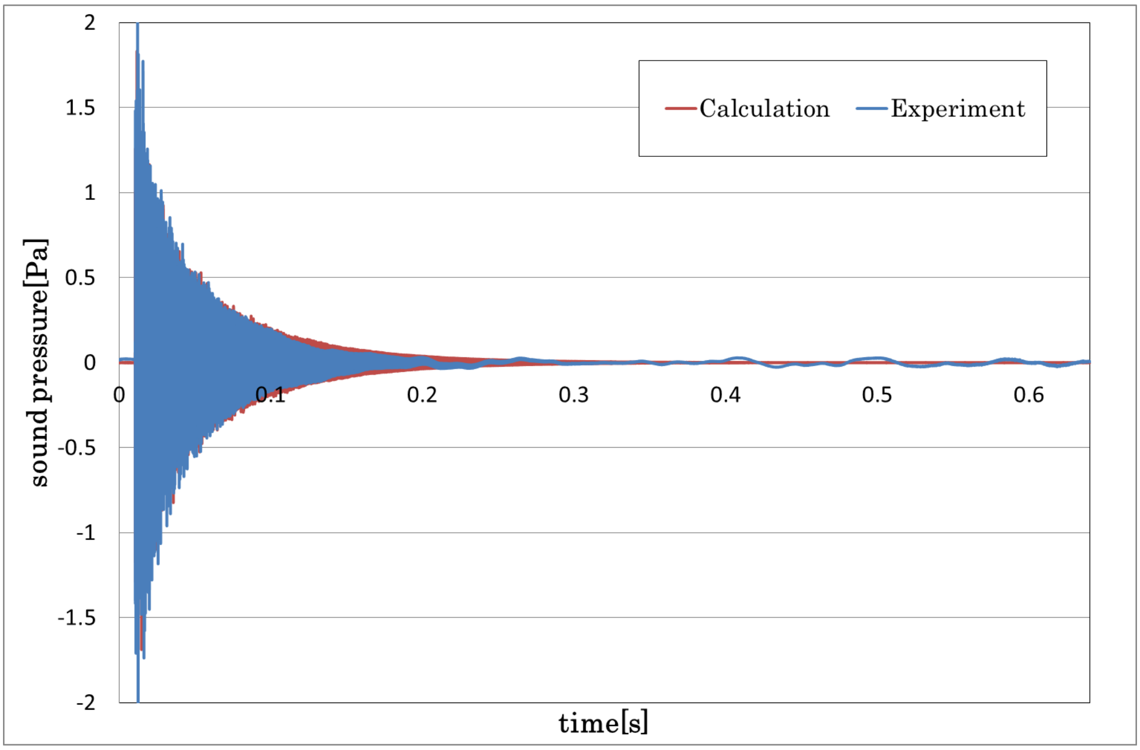


図 3.15　時間領域波形

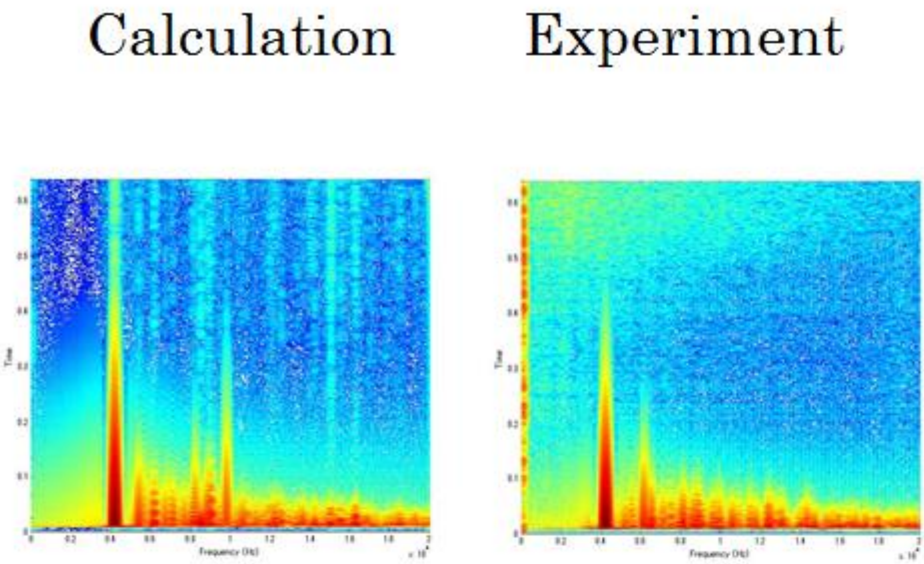


図 3.16　スペクトログラムの比較

スペクトログラム（図 3.15）で，実験値と計算値を比較した．すると 4000Hz 付近の共振峰の音は実験値より計算値が少し長く響いていることが分かる．また，実験値は次に響いた共振峰が 6000Hz 付近だったが，計算値は 10000Hz 付近の共振峰であった．このように全体的には一致しているが，細かいところは一致しない結果になった．耳で聴いた評価と同じ結果になった．時間領域波形（図 3.14）で比較すると，計算値が減衰はなだらかで実験値がわずかに急であることがわかる．音で聴き比べて実験音の響きが少ないと感じたのは，これが原因と考えられる．

3.3　シャフトの影響の有無

ドライバークラブにおける放射音予測プログラムの精度確認において，重要な要素のひとつとなるシャフトについての影響を検討する．シャフト付きのドライバークラブの音を放射音予測プログラムで予測するにあたって，シャフトの FEM モデル化が大きな問題となる．なぜなら，シャフトの構造は中空であり，太さも均一ではないため FEM モデル化が非常に困難である．そこで本章ではシャフトの有無による影響を考察し，シャフト無しの FEM モデルでシャフト付きの結果に近づけることが出来るかどうかの検討を行う．

3.3.1　実験手法

まず，ドライバークラブのシャフト付きとシャフト無しの音圧を比較する．実験方法としては，（3.2.2）同様糸で吊るして自由支持にした．マイクロホンの位置は加振点から中心から横に 0.05m 正面と縦に 0.1m の位置に設置した．音を収録した結果を以下に示す．

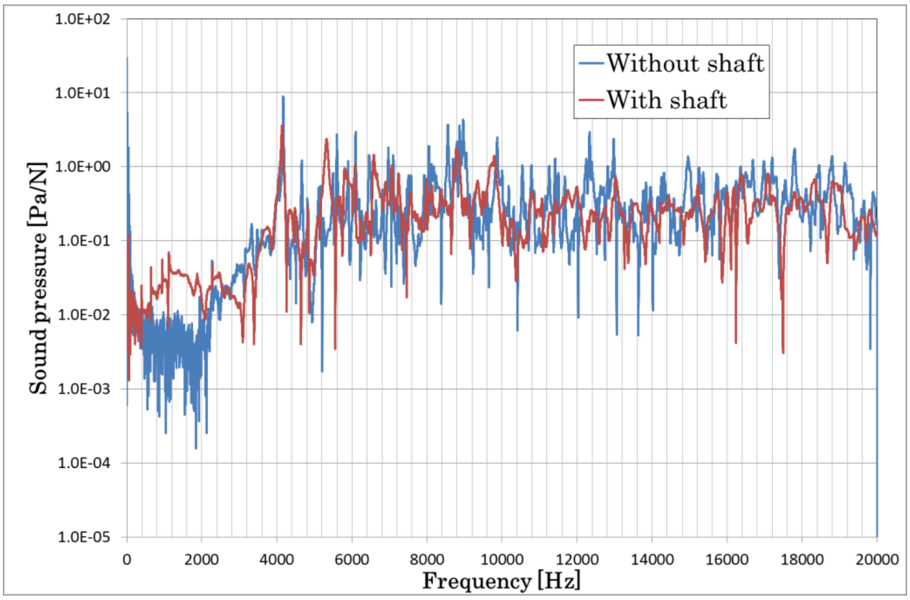


図 3.17　シャフトの有無の比較

縦軸が音圧，横軸が周波数，青い線が実験値（シャフト無し音圧)，赤い線が（シャフト付きの音圧）である．結果，全体的に減衰が大きくなった．しかしメインの 4000Hz 付近の共振峰がズレるなどの影響は見られなかった．音にして実際に聞いてみると，響きがシャフト付きの方が少ないように感じた．以下に時間軸波形とスペクトログラムを示す．

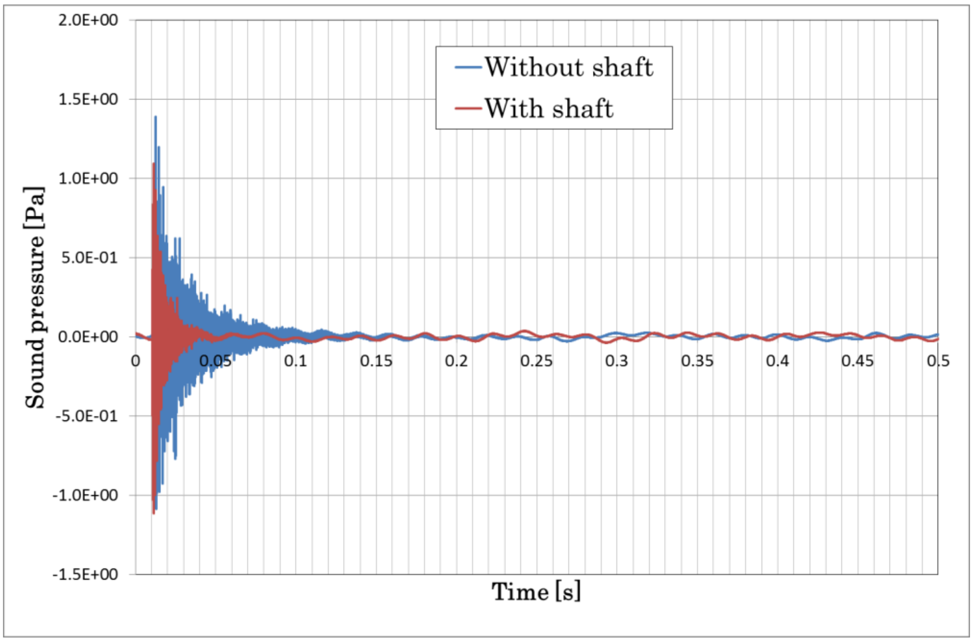


図 3.18　時間軸波形

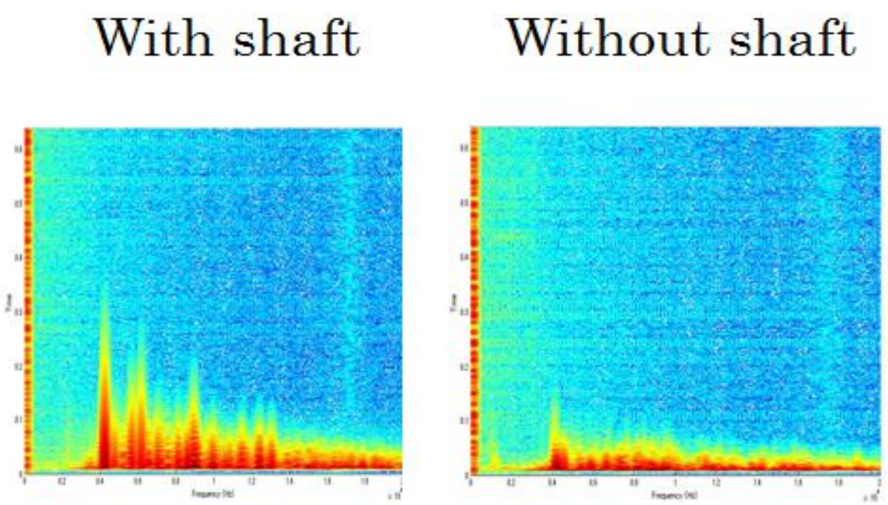


図 3.19　スペクトログラム

以上の時間軸波形，スペクトルフラムのように減衰が大きくなっていることが確認された．主な原因としては，シャフトの分重量が重くなりそれだけ減衰が増えたものと考えられる．

3.3.2　計算による検討

以上よりシャフトの有無による影響は減衰の増加であることから，計算で減衰比のみを変えることを検討した．詳しい計算手法としては，（3.2.2）と同様に（図 3.7）の FEM モデルを使用する．ここでモード減衰比は今までのようにシャフト無しの FEM モデルを使うのではなく，シャフト付きのドライバークラブの表面振動速度の実験から同定したものを使って行った．まず，実験値（シャフト付き），計算値（シャフト付き減衰比），計算値（シャフト無し減衰比）を比較したものを以下に示す．

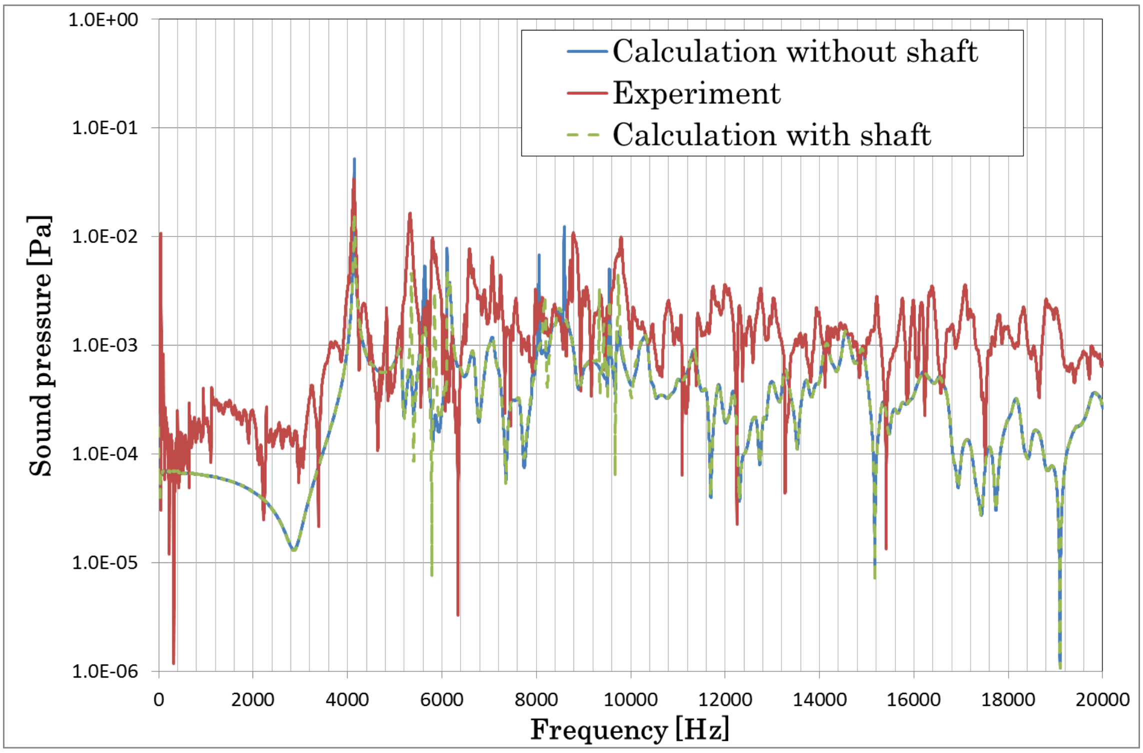


図 3.20　音圧の実験値と計算値の比較

縦軸が音圧，横軸が周波数，赤い線が実験値（シャフト付き音圧），みどりの点線が計算値（シャフト付き減衰比），青い線が計算値（シャフト無し減衰比）である．まず計算値同士の比較では、シャフト無しの減衰比を使った計算値よりもシャフト付きの減衰比を使った計算値の共振峰の方が低くなっていた．そして，シャフト無しには出てこなかった共振峰がシャフト付きには現れ，実験値と共振峰の位置が一致するものもあった．しかし，シャフト無しの減衰比を使った計算値同様 4000Hz，6000Hz の共振峰以外はあっていないものが多かった．よって，音の響きに関してはシャフトの有無は関係があることが分かった．

第 4 章　実打試験

第 4 章　　実打試験

4.1　緒論

放射音予測プログラムでほぼ予測できているのは,「クラブヘッドのみを糸で自由支持状態に近づけ，インパルスハンマで一点加振した時の音」というまだまだ限定的な環境である．本研究の目的は，図面段階で心地良い音のするゴルフクラブを設計するための CAE ツールの開発である．なので，実際にボールを打った音を最終的には予測したいと考えている．そこで，実打試験を行って音を収録した結果と今までの実験結果を比較することで, 実打試験と今までの実験の違いから今後の課題を考察する．

4.2　実験手法

ゴルフ練習場（TIME ZIP 24）にて実打実験を行った．実験対象のドライバークラブで打ち，その音を収録した．実験器材は今までの実験と同じくマイクロホン，FFT アナライザー，ノート

PC を用いた. 実験対象は今まで用いていたミズノ社製 JPXE310 にシャフトがついたものを使用, 以下に実験対象を示す.

図 4.1　シャフト付ドライバークラブ（ミズノ社製 JPXE310）

4.3　ボールの潰れ方，打球面に関する検討

まず実打実験で打球面がどのくらいの大きさの面積になるのかを検討した. 検討方法としては, 打つボールの半面にチョークを着ける. その後ボールを打ち, その跡を確認して打球面を調べる. 結果，以下の図のようになった.

図 4.2　打球面の確認

このように打球面に直径 30mm の大きさのチョークの跡がついた．ゴルフボールの直径は約 1.680 インチ（42.67 mm）なので，ほぼ直径の大きさに近い打球面であることがわかった．

4.4　打球音と打撃位置に関する検討

次に打球音と打撃位置の関係を検討した. 中心から打撃位置を上下左右にずらした時に音質が変わるかどうか, そして変わった場合にどのように変わったかについて考察を進めていく. この実験でも打撃位置を把握するためにボールにチョークを着けた．音を収録する位置は, (X,Y,Z)=(-200mm,200mm, 0mm)の位置にて行った．（図 4.3）また屋外での録音であったため，風切り音を低減させるために（図 4.4）のようにマイクにウィンドスクリーンを被せて使用する。今回ゴルフ練習場ということもあり, 実打試験はコースで打つようにフルスイングで打った打球音を収録した．また，他の打球音が入らないように実験する時間帯を夜にした.

以下の図は打撃位置と，打球音のパワースペクトルのグラフである

図 4.3　実験風景


図 4.4　マイクロホン

以下の図は打撃位置と，打球音のパワースペクトルのグラフである

①　中心よりも少し右上

図 4.5

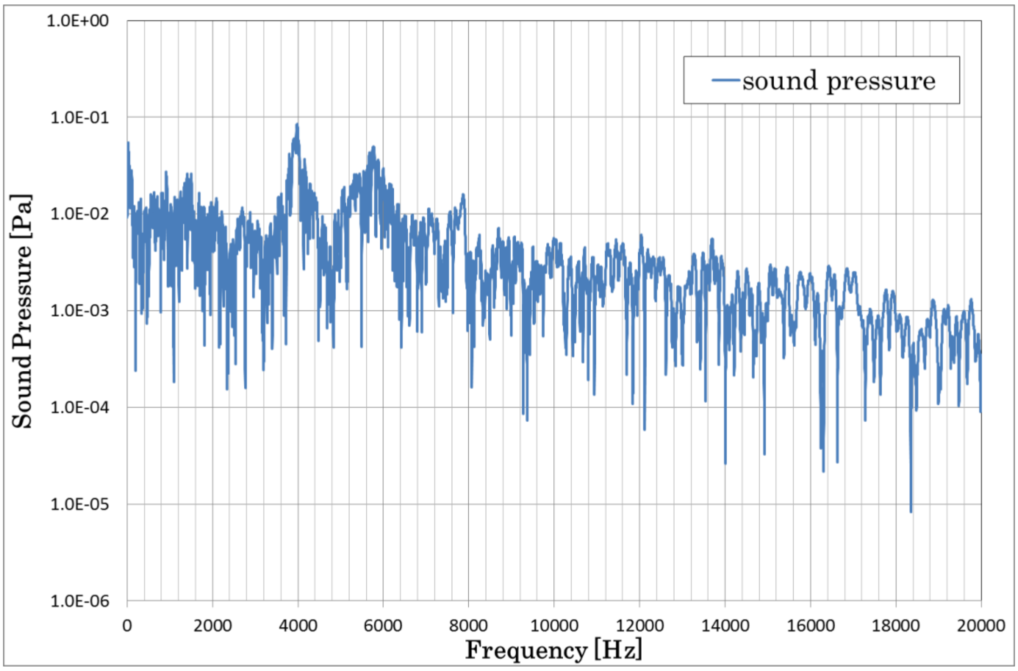


図 4.6

横軸が周波数，縦軸が音圧である．打球面が中心から右上にずれている．点加振実験のときと同様に 4000Hz 付近に共振峰がみられた．点加振と変わっている部分は，6000Hz 付近にも大きい共振峰が見られたことである．これは中心から少し右にずれたことによって，フェース面の２次モードが大きく出ていることがわかった．

②　中心よりも少し上　PART,1

図 4.7

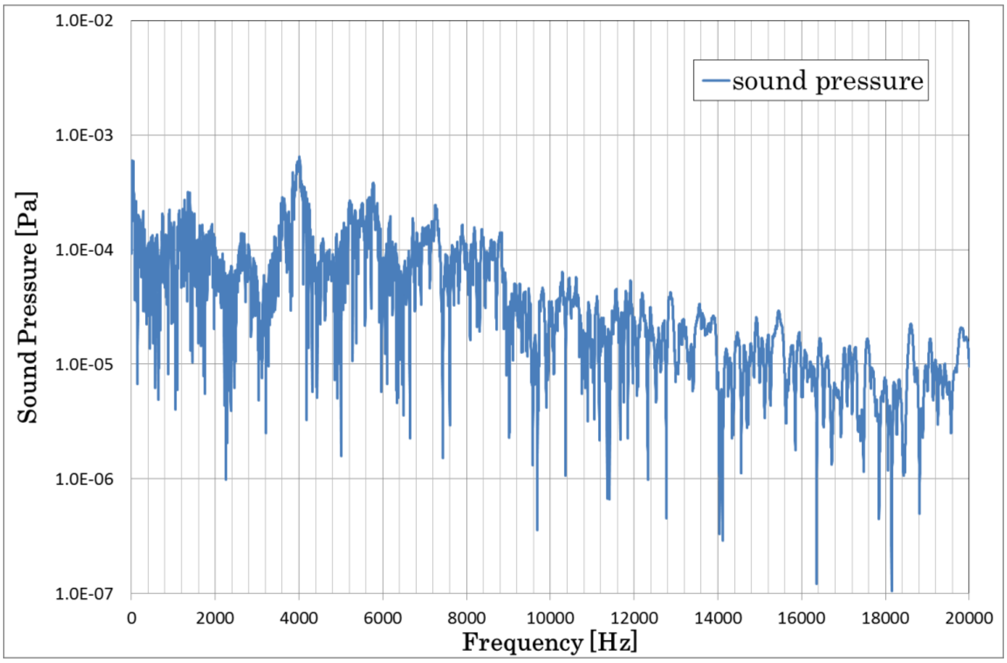


図 4.8

横軸が周波数，縦軸が音圧である．打球面が中心から上にずれている．点加振実験のときと同様に 4000Hz 付近に共振峰がみられた．点加振と変わっている部分は，6000Hz 付近，8000Hz 付近にも共振峰が見られたことである．これは①と同様にフェース面の２次モード，３次モードが大きく出ている為である．

③　中心よりも少し上　PART,2

図 4.9

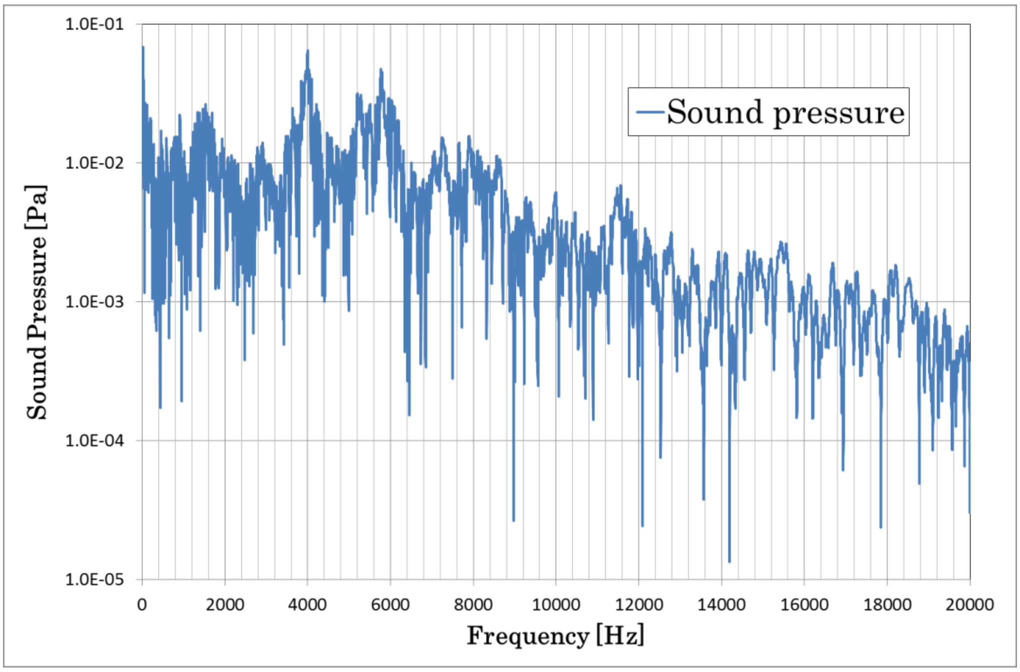


図 4.10

横軸が周波数，縦軸が音圧である．打球面が中心から上にずれている．点加振実験のときと同様に 4000Hz 付近に共振峰がみられた．点加振と変わっている部分は，6000Hz 付近に大きい共振峰が見られたが，8000Hz 付近の共振峰は小さくなっている．これは②よりも少し上に当たっていることによって，３次モードの固有振動数があまり出てきていないことが考えられる．

④　中心よりも少し上　PART,3

図 4.11

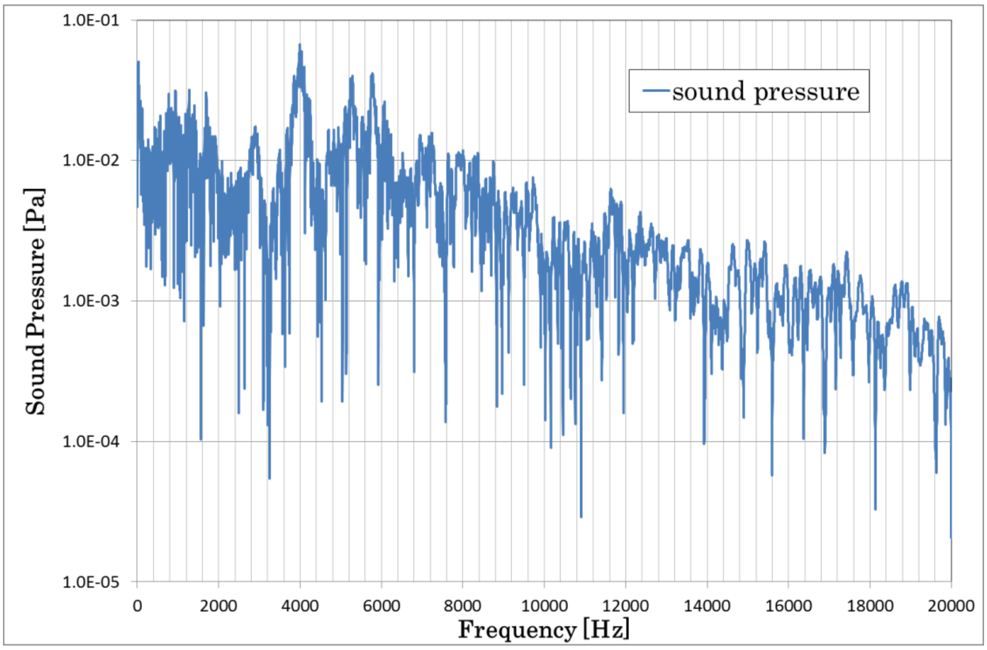


図 4.12

横軸が周波数，縦軸が音圧である．打球面が中心から上にずれている．点加振実験のときと同様に 4000Hz 付近に共振峰がみられた．点加振と変わっている部分は，6000Hz 付近に大きい共振峰が見られたが，8000Hz 付近の共振峰は小さくなっている．これは②よりも少し上に当たっていることによって，３次モードがあまり出てきていないことが考えられる．

⑤　中心よりも右

図 4.13

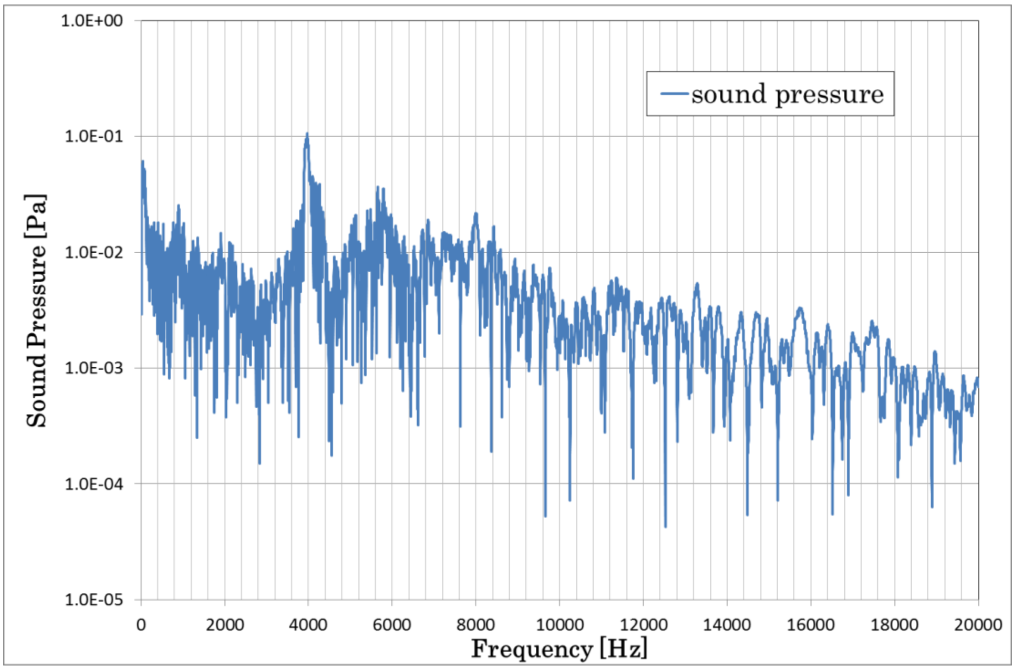


図 4.14

横軸が周波数，縦軸が音圧である．打球面が中心から右にずれている．点加振実験のときと同様に 4000Hz 付近に共振峰がみられた．点加振と変わっている部分は，6000Hz 付近の共振峰が他の物よりも少し小さくなっていることである．本来であれば，6000Hz 付近にある２次モードが大きく振動すると予想できる．しかし今回はシャフトに近いため手の減衰の影響を大きく受けてしまっていることが考えられる．

⑥　中心

図 4.15

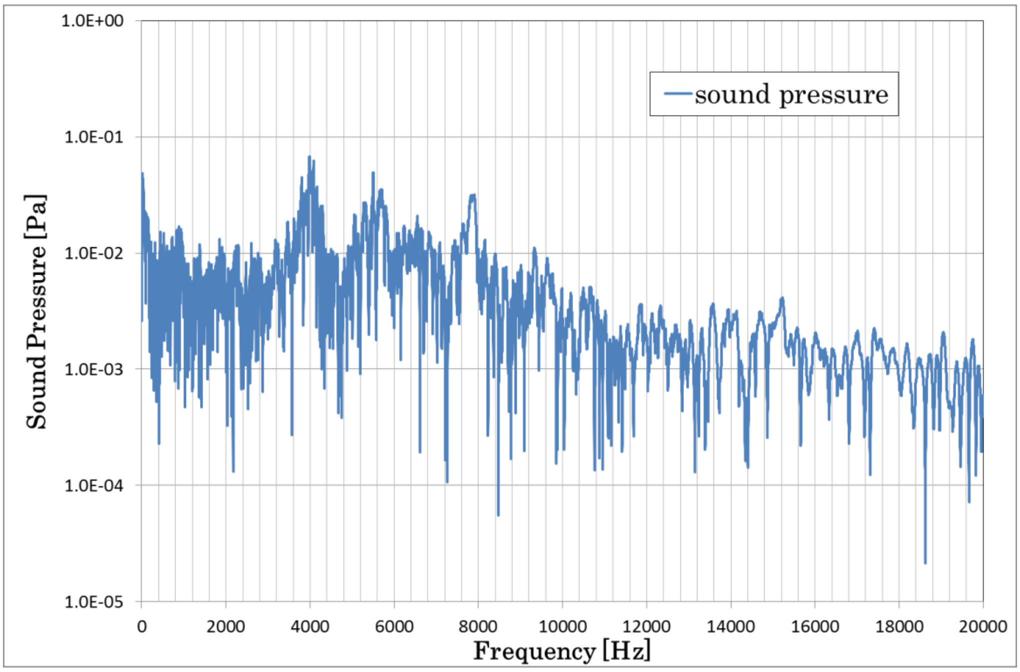


図 4.16

横軸が周波数,縦軸が音圧である.打球面が中心になっている．ここで他と異なる部分は 4000Hz, 6000Hz 付近，8000Hz 付近の共振峰がほぼ同じ大きさになっているということである．4000Hz, 6000Hz の共振峰はこれまでの実験と同様の結果になっている．しかし 8000Hz の場合②，③, ④よりもかなり下の位置でぶつかっている.このことにより 3 次モードが大きく振動したことが考えられる.

4.5　まとめ

以上結果により実打の際ゴルフボールは，自身の直径近くまで変形してしまうことが判明した．そして，打球面の多くは（図 4.7）のようにこれまでの中心よりも上でボールとあたっていることがわかった．そこでこれまでの計算，実験で加振してきた点を（図 4.17）に示す．

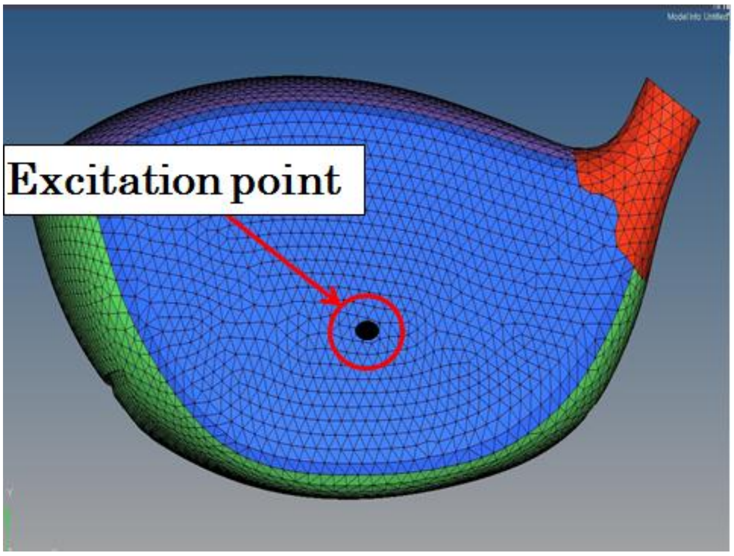


図 4.17　加振位置の確認（改善前）①

ここで計算上でこのモデルの 1 次モード（図 4.18）を Hyper mesh によって確認を行った．結果今まで加振していた点と，1 次モードの腹の位置が大きくずれていることがわかった．

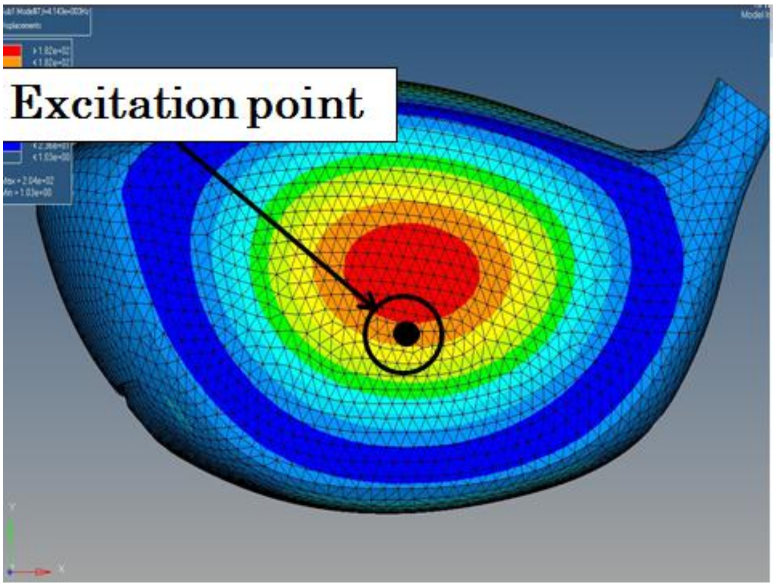


図 4.18　加振位置の確認（改善前）②

（図 4.17）（図 4.18）の加振点を（図 4.19）（図 4.20）のように変更した.

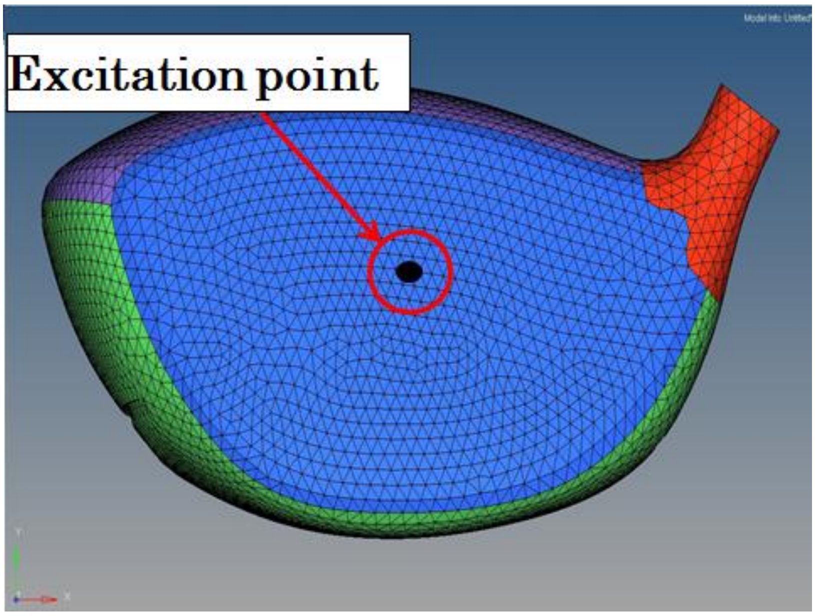


図 4.19　加振位置の確認（改善後）①

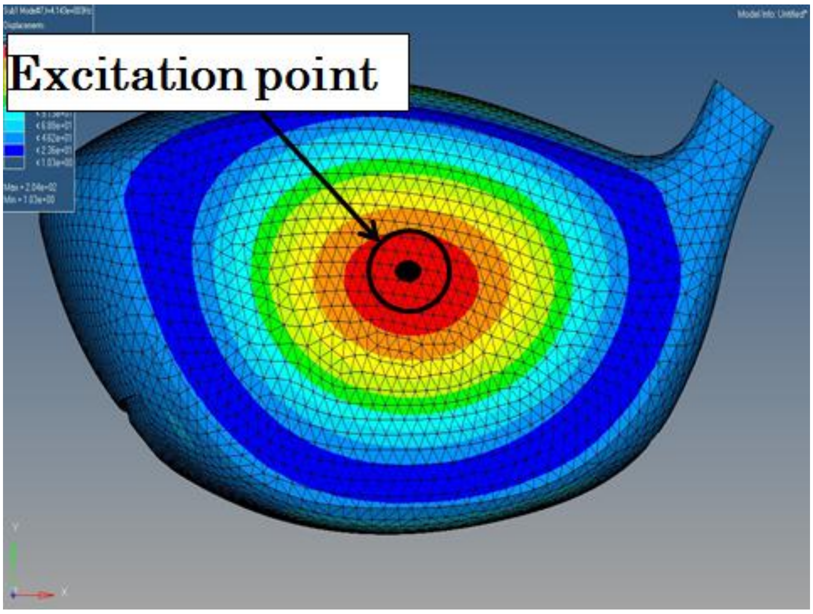


図 4.20　加振位置の確認（改善後）②

ここで音圧の比較結果を以下に示す.

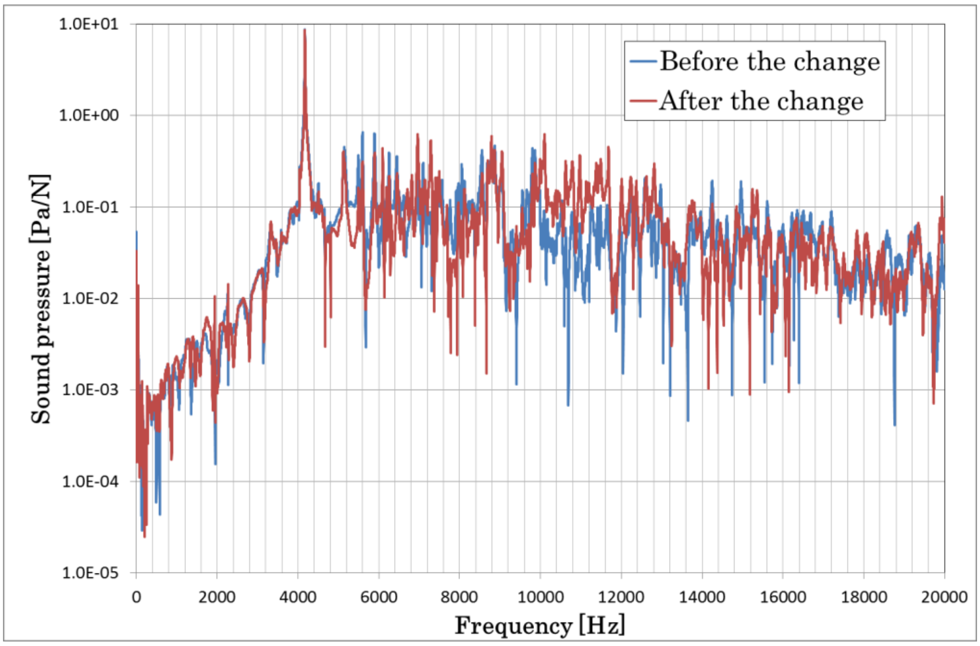


図 4.21　加振点の変更

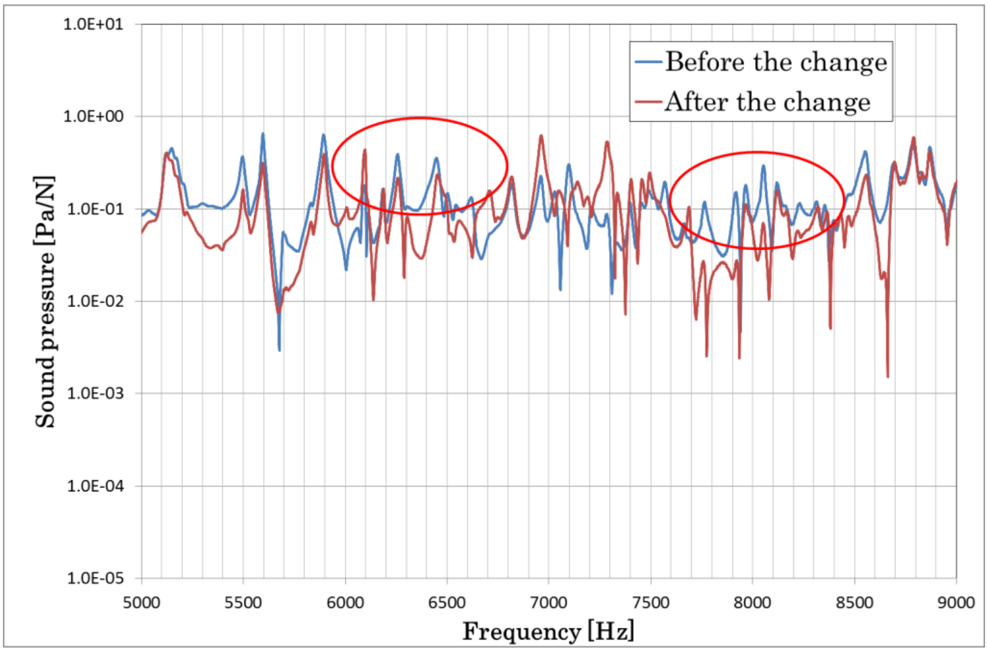


図 4.22　（図 4.19）の拡大図

ここで（図 4.19）は縦軸が音圧，横軸が周波数，青い線が加振点変更前，赤い線が加振点変更後

である．そして（図 4.20）がその拡大図になる．１次モードはほぼ同じになっている．赤丸の中にある共振峰は変更前の方が大きく，変更後の方が小さくなっている．これは１次モードの腹により近い部分を加振することによって，１次モードの固有振動数が大きく振動し，２次モード，３次モードの固有振動数があまり振動されていないことが原因であると考えられる。
打球音に関してどの図でも共通していたことは，4000Hz 付近の共振峰の他に 6000Hz 付近に大きい共振峰ができていることである．そして，スイートスポット以外にボールが当たってしまうと，6000Hz の共振峰が低くなったり，8000Hz の共振峰が現れたりする．

第 5 章　多点加振に関する検討

第 5 章　多点加振に関する検討

5.1　緒論

現在放射音予測プログラムと実験の比較では, どちらもドライバークラブのフェース面を点加振し，その表面速度，音圧のパワースペクトルや周波数応答関数の比較，検討を行ってきた.
打球音はボールとゴルフクラブが衝突するときの音であり, 衝突時にはボールとゴルフクラブの接触面積はある程度の大きさを持っている. しかし今までの放射音予測プログラムはこの接触面積を点として扱っていた. そのため実際の打球音とプログラムにより計算した打球音に違いがみられた. そこで本年度は接触面積を考慮することで打球音の計算を試みた. しかし放射音予測プログラムで, ある大きさの面積に力が加わったときの音は厳密には計算できない. そこである大きさの面積を点の集合体と考えることで近似的に打球音の計算を試みた.

5.2　検討方法

実際の打球音と放射音予測プログラムで計算した打球音を比較することで, 今回提案した計算方法の妥当性を検討することができれば最適であった. しかし本年度は, 打球音による比較までには至らなかった. これは, 放射音予測プログラムの計算には音を出すために対象に加えた加振

波形が必要になり, 実際にゴルフクラブでボールを打ったときの加振波形を測定することが困難なためである．そこで今回は周波数応答関数に注目した．検討方法はゴルフボールが打撃された面を基準に放射音予測プログラムによって 5 点を計算する．その後実験で 5 点を点加振する。FFT アナライザーでフーリエ変換されたそれぞれの結果を複素数によって表現し, 足し合わせる．その後逆フーリエ変換を行い時間軸波形に戻し, 音を作成することにより近似的な面加振の再現を試みた. そして実験値と計算値の音圧を比較することで放射音予測プログラムの計算精度を検討する.

5.3　計算による検討

まず放射音予測プログラムによって 5 点を計算する．FEM モデルは（図 3.7）と同じものを使用する．加振位置は（図 5.1）（図 5.2）を指定して加振を行う.

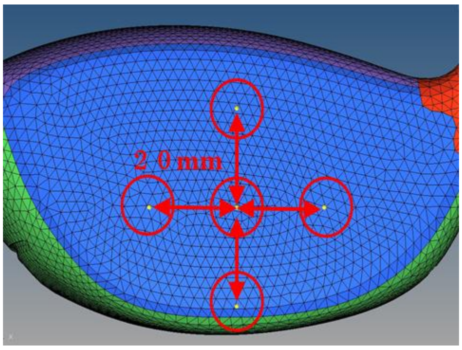


図 5.1 多点加振位置①

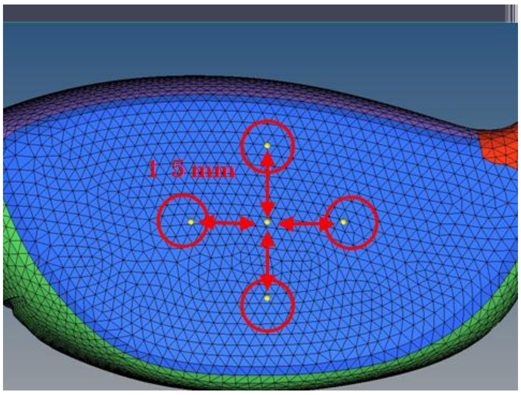


図 5.2　多点加振位置②

ここでまず，加振点変更前（図 5.1）と加振点変更後（図 5.2）の音圧の比較を行った.

① 加振点変更前（図 5.1）

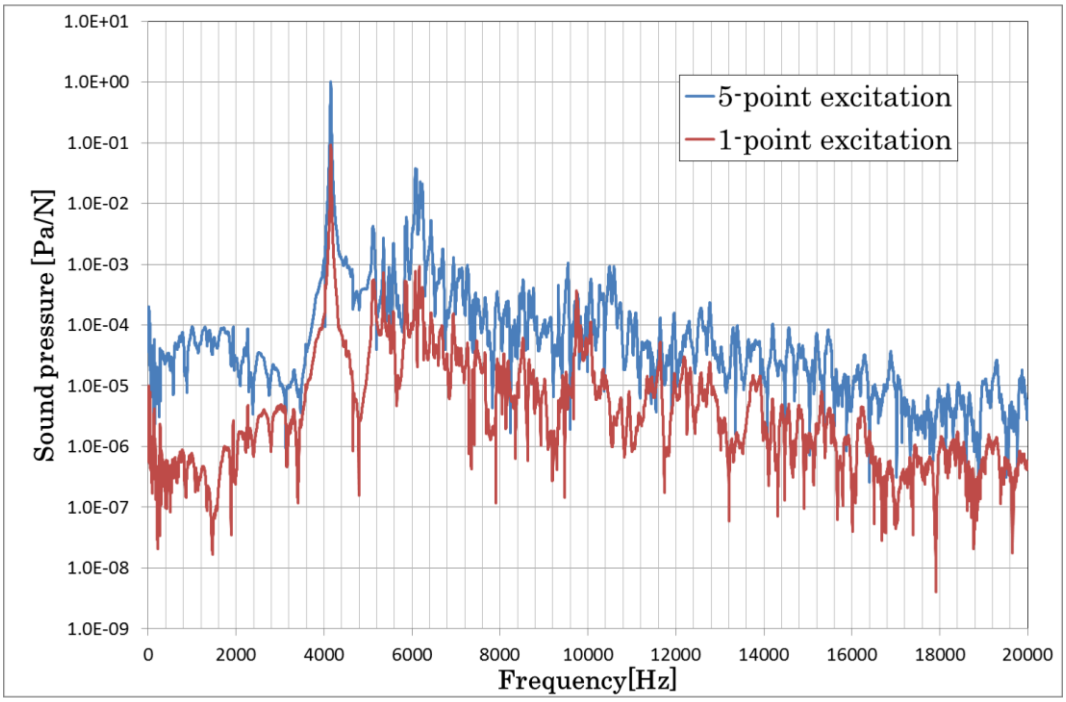


図 5.3　加振点変更前の音圧の比較

縦軸が音圧，横軸が周波数，赤い線が一点加振の計算値，青い線は，5 点加振の計算値である．全体的に 5 点加振の方が 1 点加振よりも共振峰が高くなっている. これは単純に 5 点を足し合わせていることから，大きくなったものであると考えられる．そして，1 点加振では現れなかった 6000Hz 付近の共振峰が大きくなっている．これは中心以外を加振する事によって，２次モードが大きく揺れたことが原因である．

②　加振点変更後（図 5.2）

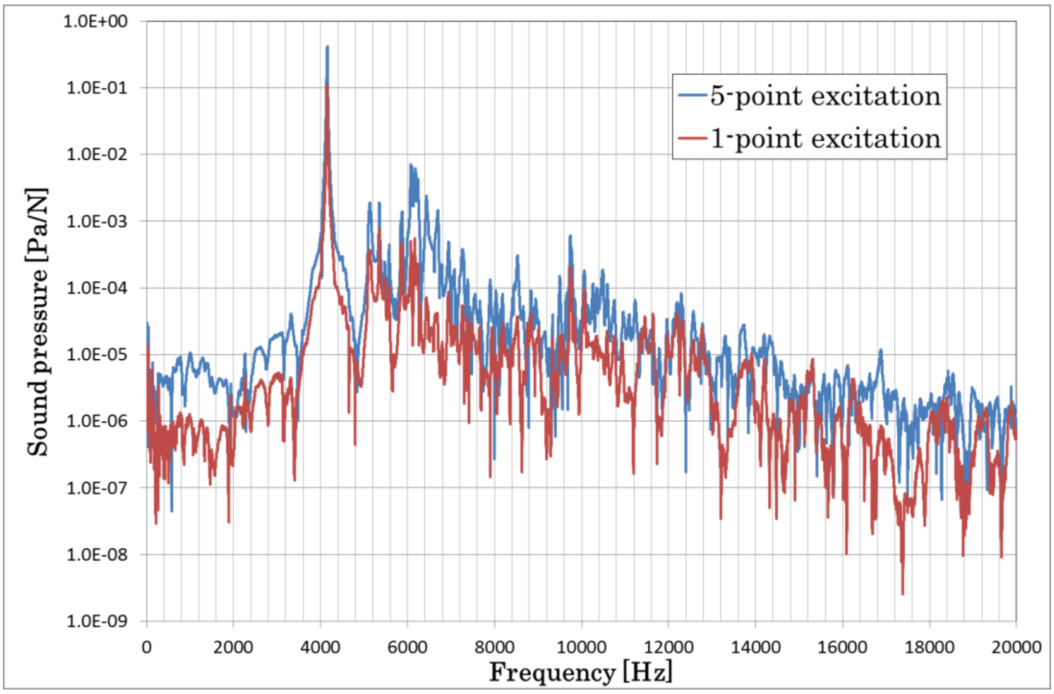


図 5.4　加振点変更後の音圧の比較

縦軸が音圧，横軸が周波数，赤い線が一点加振の計算値，青い線は，5 点加振の計算値である．こちらも①同様，全体的に 5 点加振の方が 1 点加振よりも共振峰が高くなっている．これは単純に 5 点を足し合わせていることから，大きくなったものであると考えられる．そして，1 点加振では現れなかった 6000Hz 付近，さらに 8000Hz 付近の共振峰が大きくなっている．こちらも中心以外を加振する事によって，2 次モード，3 次モードの固有振動数が大きく揺れたことが原因である．

5.4　実験方法

表面振動速度の実験方法は今までと同様に，ドライバークラブのヘッドのみを糸でつるし，四方向に糸で引張り固定することで自由支持状態とした．そして以下の図に示すように，点と点の

間を 20mm 間隔，15mm 間隔にした 2 種類をインパルスハンマで点加振した．マイクロホンを加振点から中心から横に 0.05m 正面と縦に 0.1m（図 3.13），離した場所に設置・録音した．ここで，インパルスハンマはこれまでと違い大きいものを使用した．従来のインパルスハンマでは小型であるため加振力が小さすぎ，再現性に欠けていた．そこで加振力を大きくするために図のようなインパルスハンマを使用した．

図 5.5　インパルスハンマ

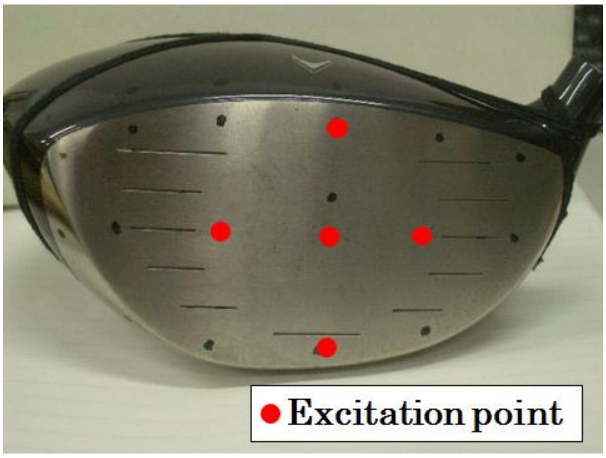


図 5.6　多点加振位置①

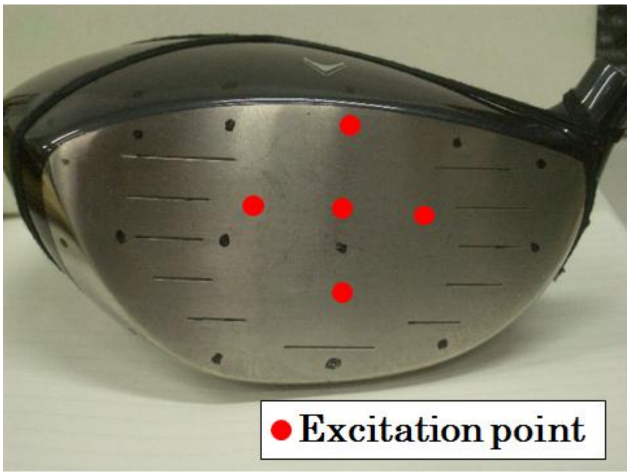


図 5.7　多点加振位置②

5.3.1　計算手法

実験では，点加振によって発生した音をマイクロホンで測定し，FFT アナライザーで離散フーリエ変換を行う．

フーリエ展開の式より

$$X_i = \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} x(t)\, e^{-ji\omega_0 t} dt \qquad (5.1)$$

$\mathrm{x}(t)$を時間間隔$\tau = T/N$で離散化した N 個の離散値$x_k(x_k = k\tau)$で表現すれば式(7.1)中の積分は時間幅がτ大きさが$x_k e^{-ji\omega_0 k\tau}$の N 個の棒グラフの面積和に変る。

$$X_i(i\Delta t) =$$

$$\frac{1}{N\tau}\sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{-j(2\pi/N)ki}\tau = \frac{1}{N}\sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{-j(2\pi/N)ki} \qquad (5.2)$$

τ：標本化時間　　T：標本化間隔　　　N：標本化点数

ω_0：基本角周波数　　Δf：分解能周波数

k：時間軸上の標本化点番号　　$\mathrm{k} = 0 \sim \mathrm{N} - 1$

i：離散周波数点番号　　$\mathrm{i} = -\frac{N}{2} - \frac{N}{2} - 1$

この式により離散時間歴を離散周波数スペクトルに変換する．

そこで結果として算出される位相θ，振幅r，　五回分を利用し以下の式に代入する．

$$G_1(f) = r_1\cos\theta_1 + jr_1\sin\theta_1$$

$$G_2(f) = r_2\cos\theta_2 + jr_2\sin\theta_2$$

$$\vdots$$

$$G_5(f) = r_5\cos\theta_5 + jr_5\sin\theta_5$$

G_1~G_5ではフーリエ変換によって算出された結果を複素数表現にしている．このことにより位相のズレをなくしたインパルス周波数にする．その後，G_1~G_5までを加える．

$$G_S = G_1 + G_2 + G_3 + G_4 + G_5 \qquad (5.3)$$

ここで式(7.3)で得たG_Sを以下の方法で離散逆フーリエ変換を行う．
無限項の和からなるフーリエ級数のうち N 項だけを採用する．

$$\mathrm{x(t)} = \sum_{i=-\frac{N}{2}-1}^{\frac{N}{2}-1} X_i(i\Delta f)e^{ji\omega_0 t} \qquad (5.4)$$

時刻歴$\mathrm{x(t)}$を標本化間隔τで離散化した N 個の離散値$x_k(t_k = k\tau)$で表現する．

$$\omega_0 t = \frac{2\pi}{T}\mathrm{k}\tau = \frac{2\pi}{N\tau}k\tau = \frac{2\pi}{N}k$$

であるから式(7.4)中のX_iにNを乗じたものを改めてX_iとすれば

$$x_k(k\tau) = \frac{1}{N}\sum_{i=-\frac{N}{2}-1}^{\frac{N}{2}-1} X_i(i\Delta f)e^{j(2\pi/N)ki} \ldots (\mathrm{k=0\sim N-1}) \qquad (5.5)$$

式(7.5)は分解能周波数$\Delta f = 1/T$の整数倍の周波数点における周波数スペクトルX_iを標本化間隔τの整数倍の時間点における時刻歴X_kに変換式である．

5.3.2　結果

この計算方法で使用した 5 点のデータおよび結果を以下に示す.

①　20mm 間隔

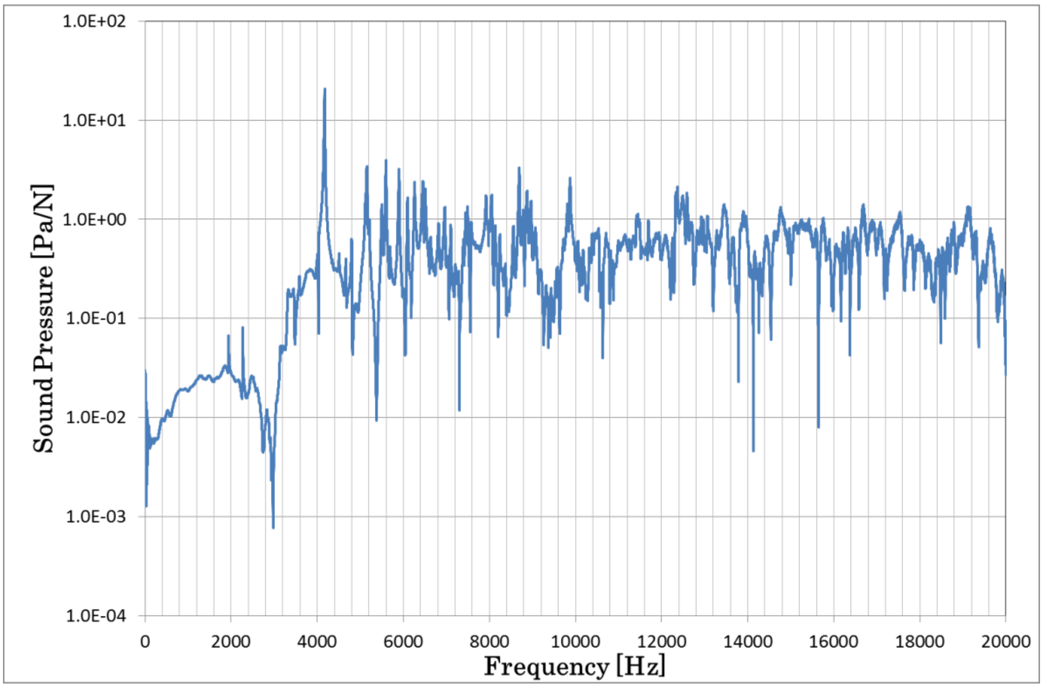


図 5.8　中心

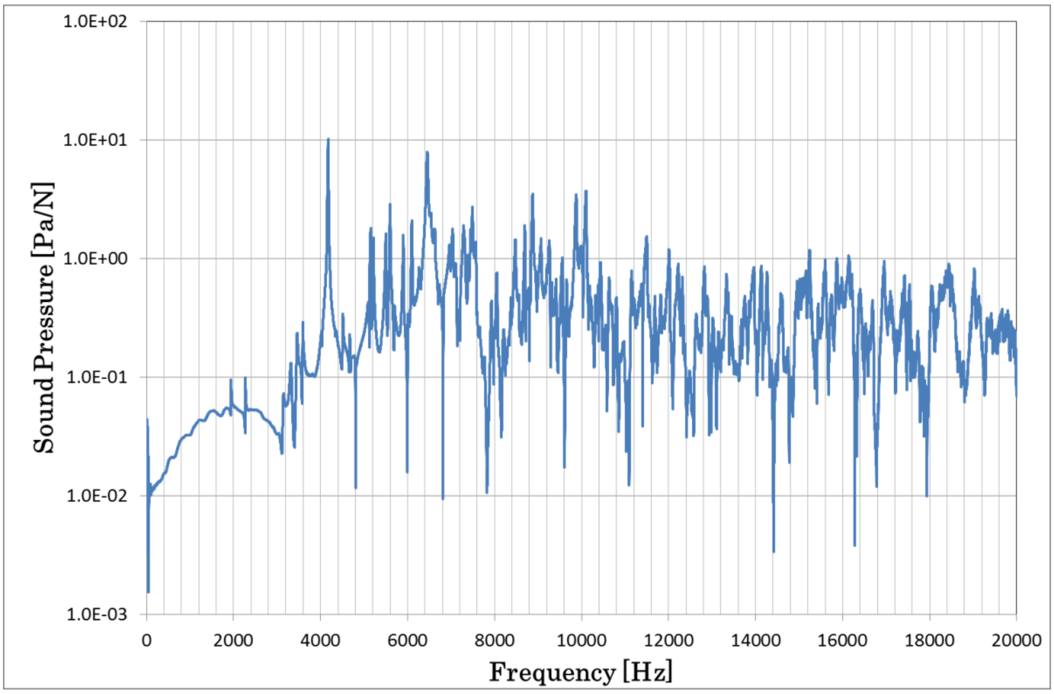


図 5.9　上

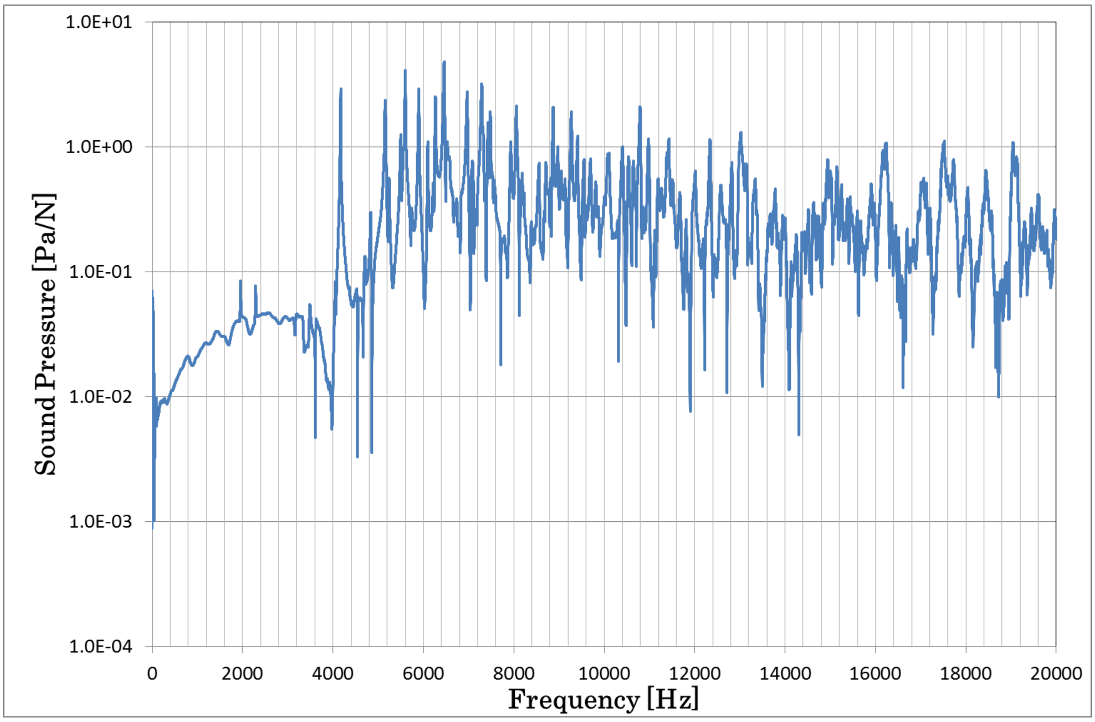

1.0E+01
1.0E+00
1.0E-01
1.0E-02
1.0E-03
1.0E-04
Sound Pressure [Pa/N]
0
2000
4000
6000
8000
10000
12000
14000
16000
18000
20000
Frequency [Hz]

図 5.10　下

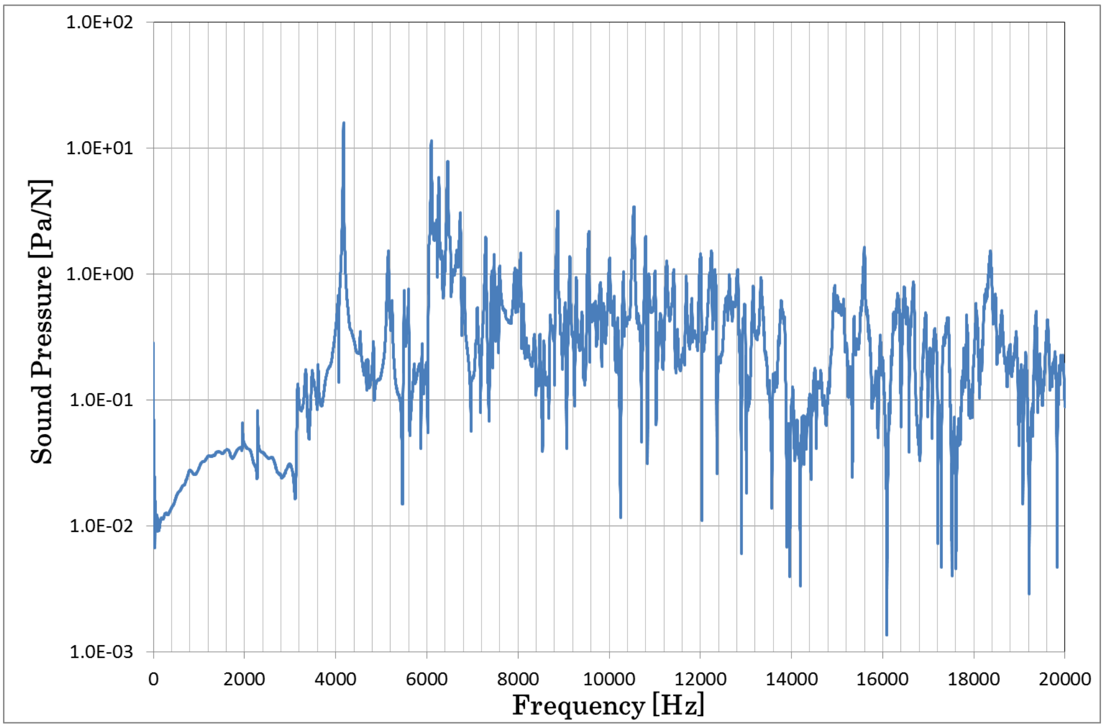

1.0E+02
1.0E+01
1.0E+00
1.0E-01
1.0E-02
1.0E-03
Sound Pressure [Pa/N]
0
2000
4000
6000
8000
10000
12000
14000
16000
18000
20000
Frequency [Hz]

図 5.11　左

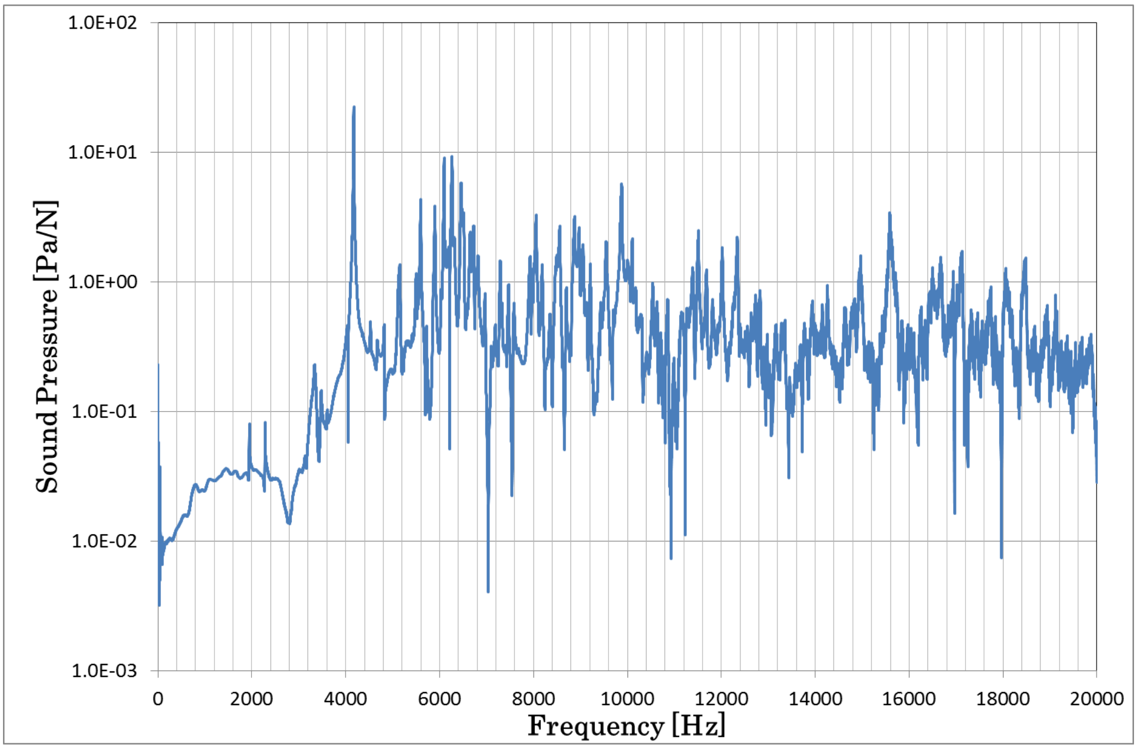


図 5.12　右

以上の５点を合わせた結果が以下の（図 5.13）になる．縦軸が音圧，横軸が周波数青い線は実験結果となる. 上を加振した結果は, 実だ実験と同様に 4000Hz, 6000Hz の共振峰が大きくなった. 下を加振した結果は, 4000Hz の共振峰が小さくなり３次モードである 8000Hz が大きくなった. 左右の加振結果は 6000Hz にある２次モードの腹を加振したため，6000Hz の共振峰が大きくなっている.

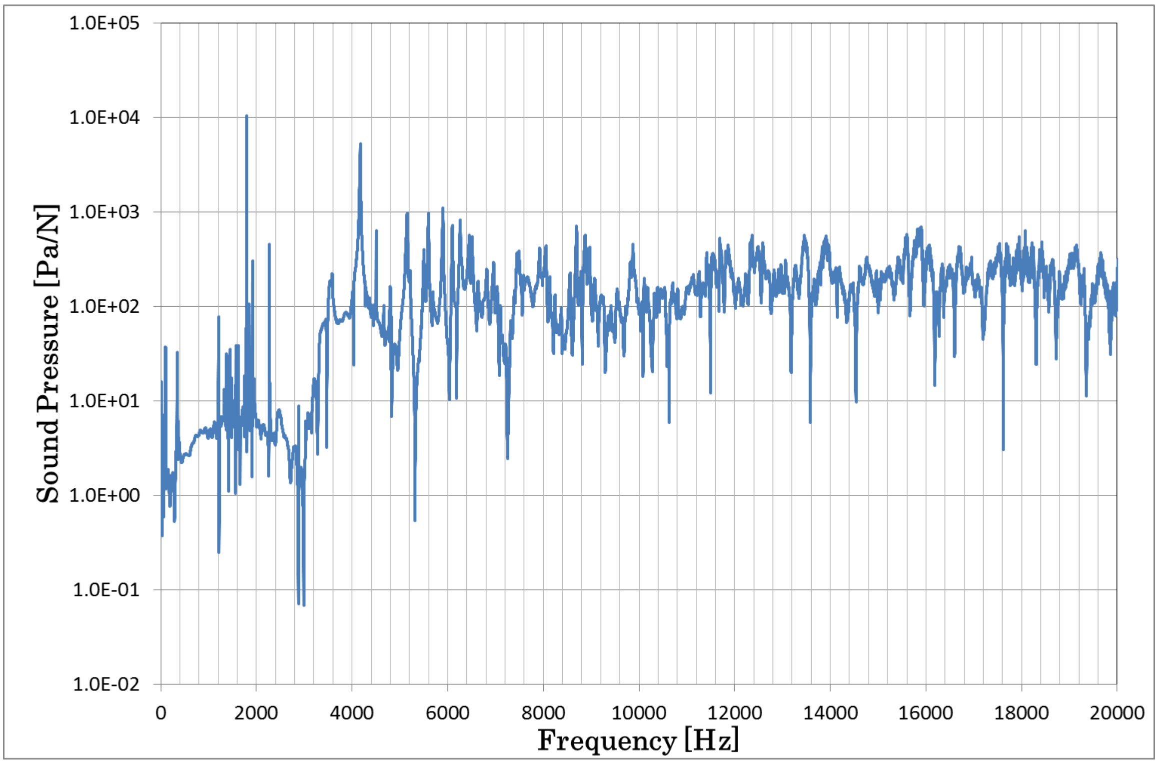


図 5.13　合計

縦軸が音圧，横軸が周波数，青い線がプログラムによって上記の５点を合計した結果になる．4000Hz 以下のノイズが激しくなってしまった．4000Hz 以降では，中心を加振していたとき以外には現れていた 6000Hz の大きい共振峰が目立たなくなってしまっていた．しかし 4000Hz 付近の共振峰は大きいままであり，位置が動くこともなかった．

② １５mm 間隔

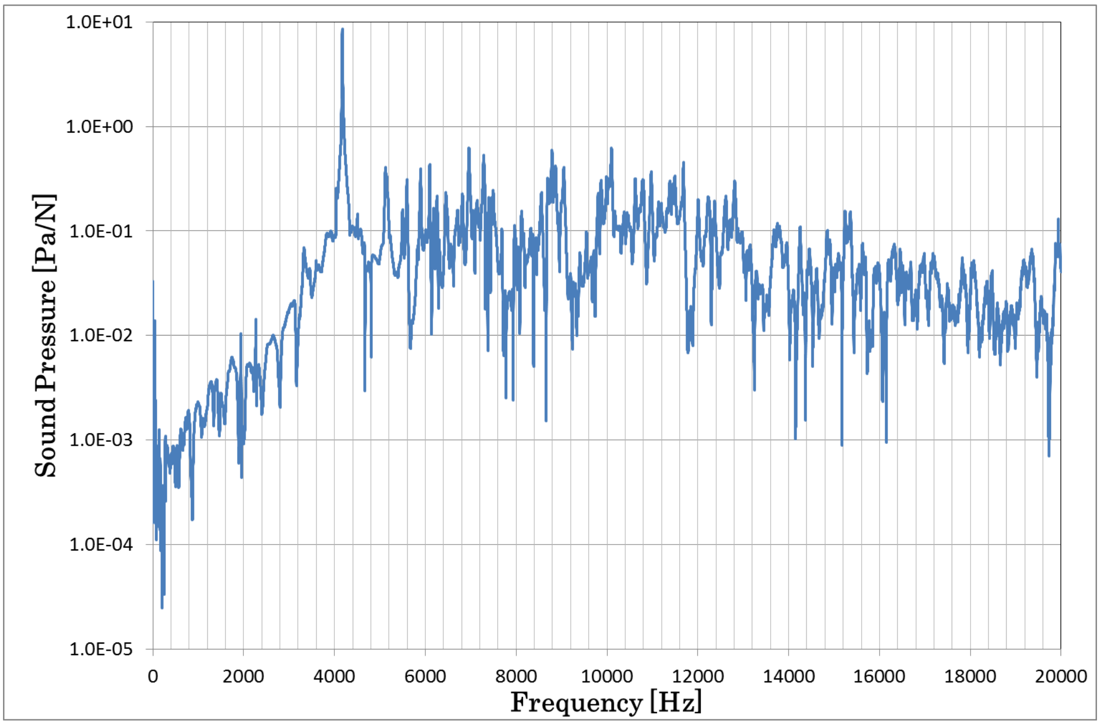


図 5.14　中心

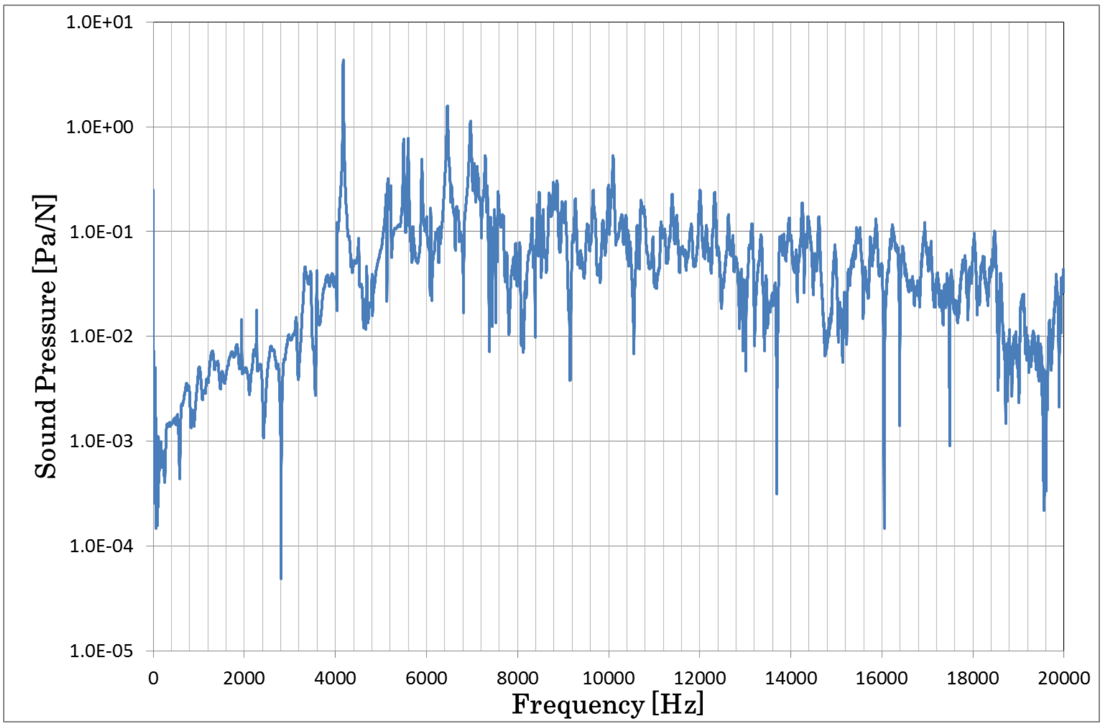
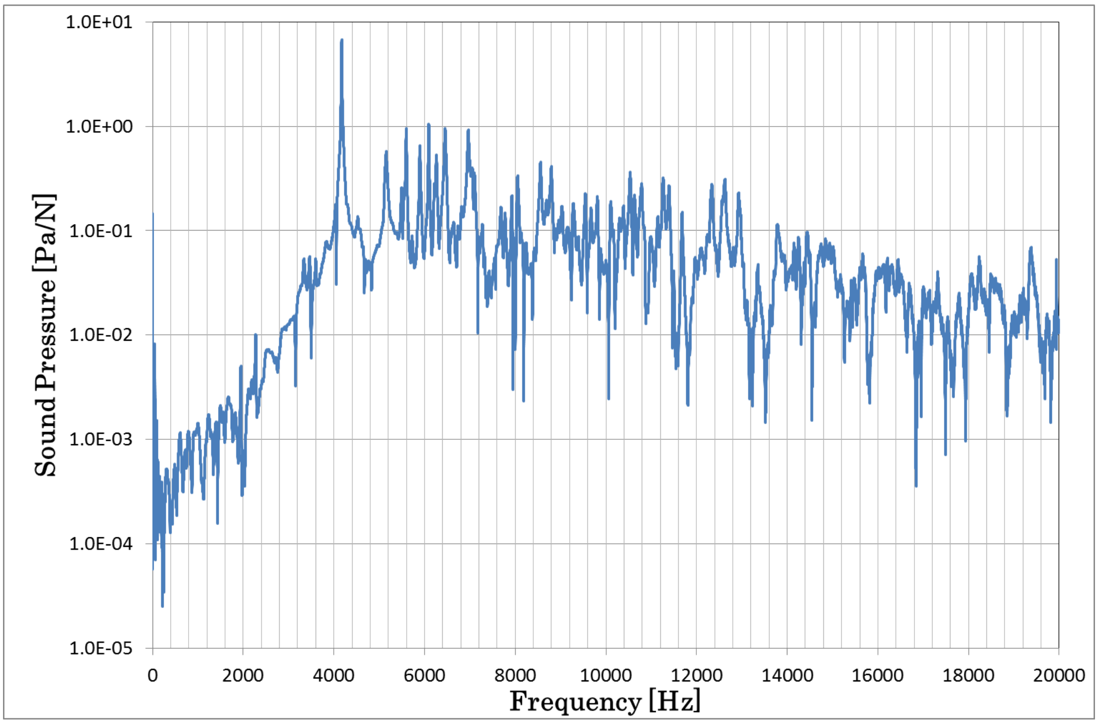
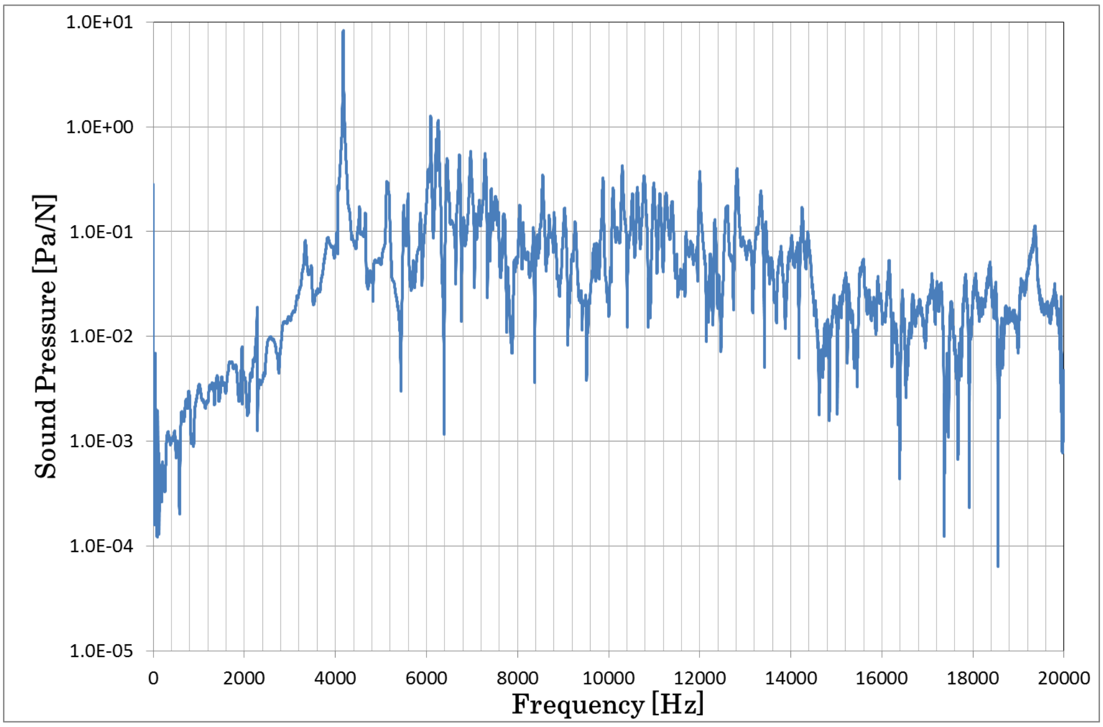


図 5.15　上



1.0E+01
1.0E+00
1.0E-01
1.0E-02
1.0E-03
1.0E-04
1.0E-05
Sound Pressure [Pa/N]
0
2000
4000
6000
8000
10000
12000
14000
16000
18000
20000
Frequency [Hz]

図 5.16　下



1.0E+01
1.0E+00
1.0E-01
1.0E-02
1.0E-03
1.0E-04
1.0E-05
Sound Pressure [Pa/N]
0
2000
4000
6000
8000
10000
12000
14000
16000
18000
20000
Frequency [Hz]

図 5.17　左

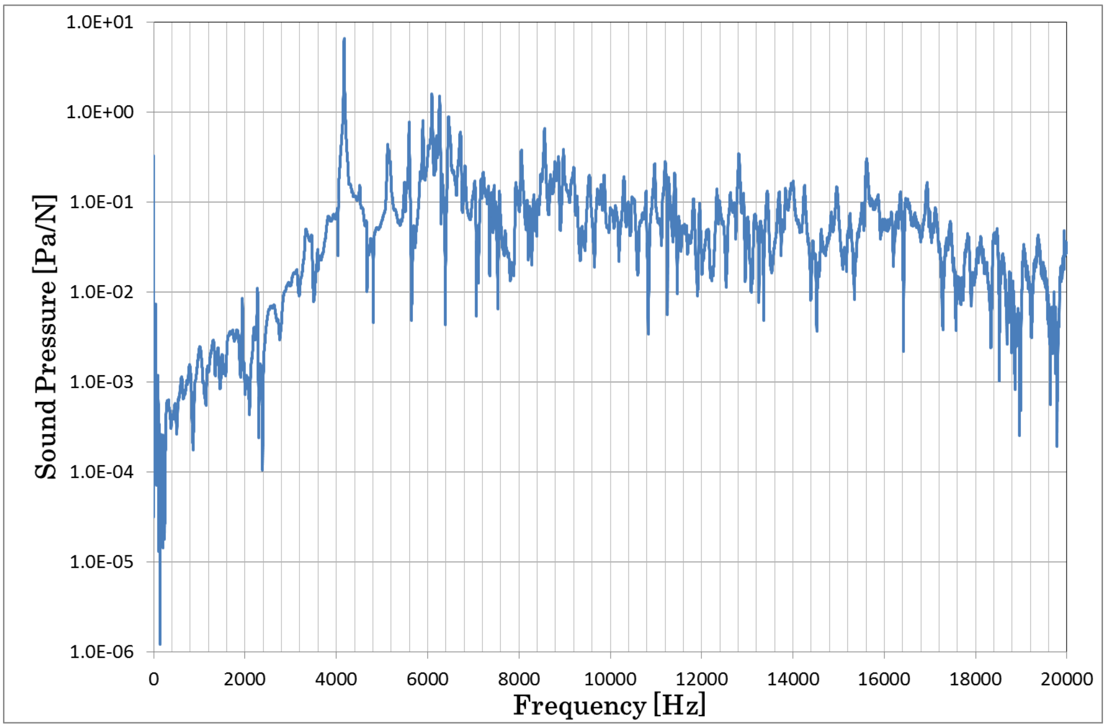


図 5.18　右

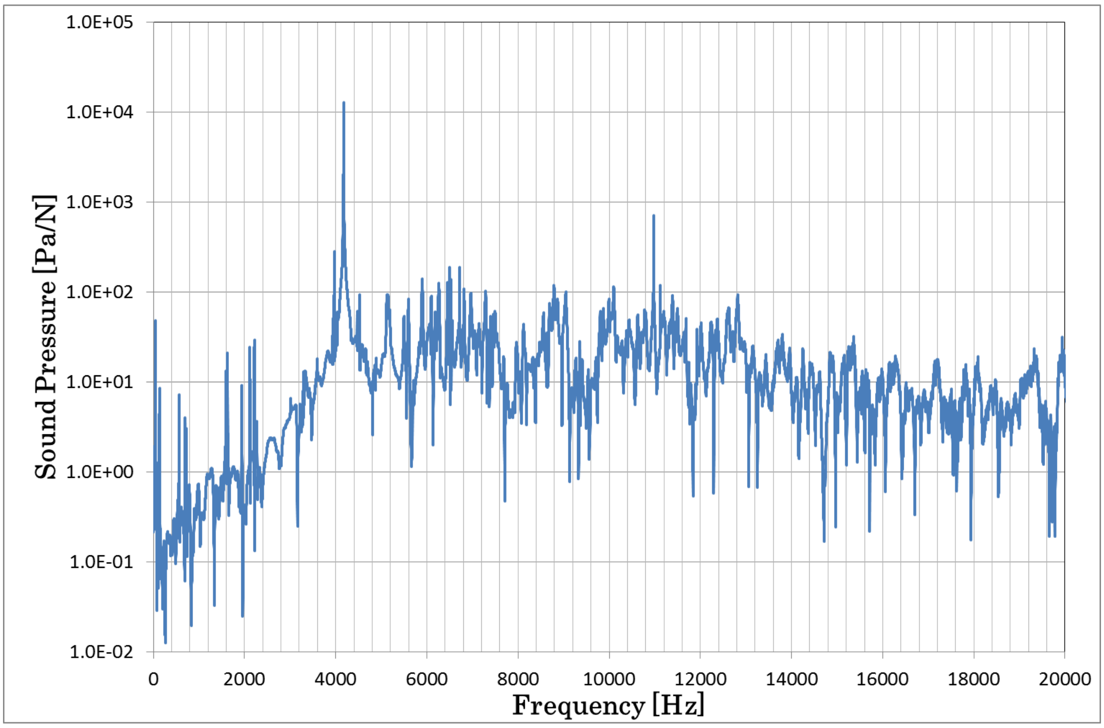


図 5.19　合計

縦軸が音圧，横軸が周波数，青い線がプログラムによって上記の５点を合計した結果になる．①と同様に，4000Hz 以下のノイズが激しくなってしまったが①程ではなかった．4000Hz 以降で

も①同様に，中心を加振していたとき以外には現れていた 6000Hz の大きい共振峰が目立たなくなってしまっていた．そして，11000Hz 付近にひとつだけ共振峰が現れた．しかし 4000Hz 付近の共振峰は大きいままであり，位置が動くこともなかった．
①，②より，プログラムによってある程度までは実験値を揃えて足し合わせることに成功した．しかし，低周波でのノイズや，今まで出ていなかった共振峰が現れたこと，今まで出ていた共振峰が目立たなくなってしまったこと，音もかなり大きくなってしまっていることからプログラムや，実験手法に課題があると考えられる．

5.4　実打実験との比較

第 4 章で行った実打実験と放射音予測プログラムで作成した 5 点加振の音（加振点変更前），放射音予測プログラムで作成した 5 点加振の音（加振点変更後）の比較検討を行う．実打実験値は（図 4.9　実打痕）のデータを使用する．なお加振力がおおきく異なっているため音の大きさには着目しない．

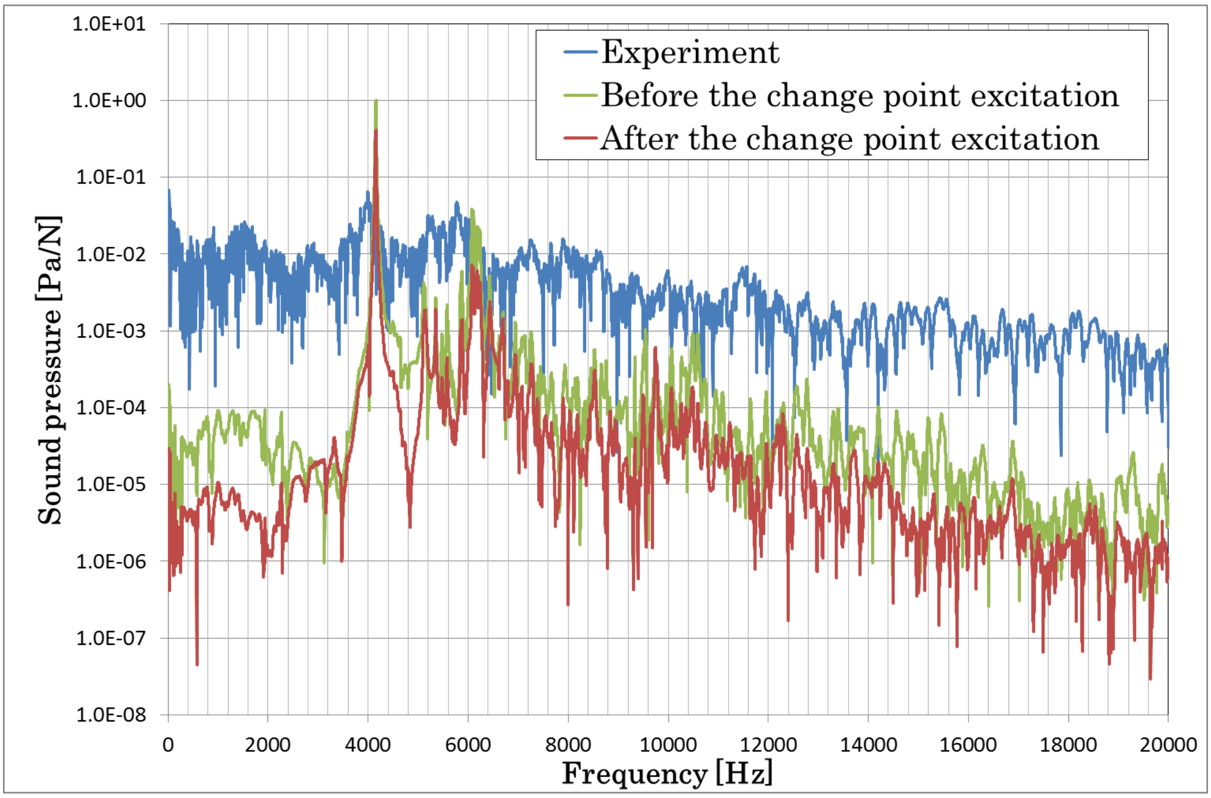


図 5.20　実験値，計算値の比較

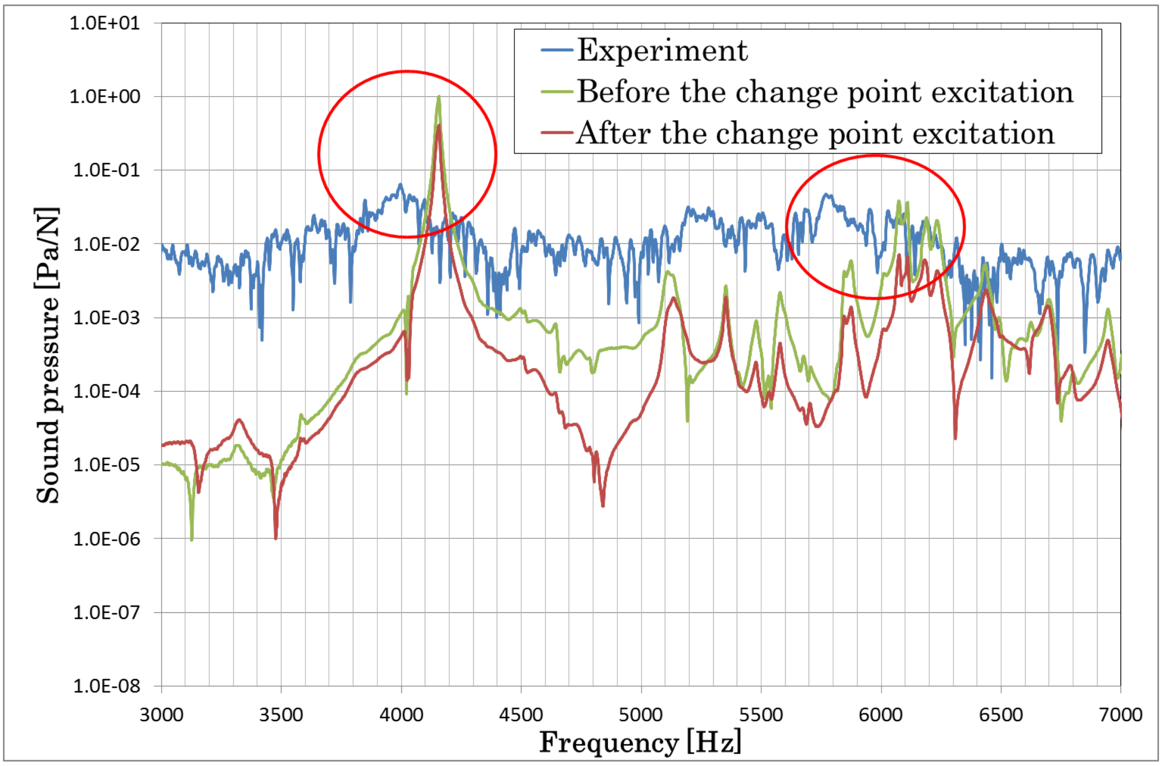


図 5.21　実験値，計算値の比較（図 5.20 の拡大図）

縦軸が音圧，横軸が周波数，青い線が実打実験，緑の線が放射音予測プログラムで作成した 5 点加振の音（加振点変更前），赤い線が放射音予測プログラムで作成した 5 点加振の音（加振点変更後）になる．まず， 4000Hz 付近，6000Hz 付近の実験値の共振峰が計算値の共振峰よりも低周波側にずれてしまっていることがわかる．

加振力と同時に, 共振峰の位置のズレを解決しなければ実打に近づいていかないと考えられる．

第 6 章　快音化の検討

第 6 章　快音化の検討

6.1　緒論

本研究では，これまで音響シミュレーションプログラムの作成を主に勧めていた．しかし，研究の最終目標の一つでもある，いい音つまり快音化については大きく触れられてこなかった．そこで音響シミュレーションプログラムの指標となるものを作る意味でも快音の基準を決める．

6.2　実験手法

6.2.1　音の作成

快音とは, 個人個人の感覚に大きく影響されるものである. そこで簡易的な官能評価を行った. 同研究室のメンバーに実際に音を聞いてもらいその意見を聞くことによって, 快音についての検討を進めた. 音の作成は音響シミュレーションプログラムを用いて算出した周波数応答関数を第

２章の 2.5 の逆フーリエ変換による音の作成の手法を利用した．そこで作成した音を聞いてもらった．作成した音については以下のとおりである．

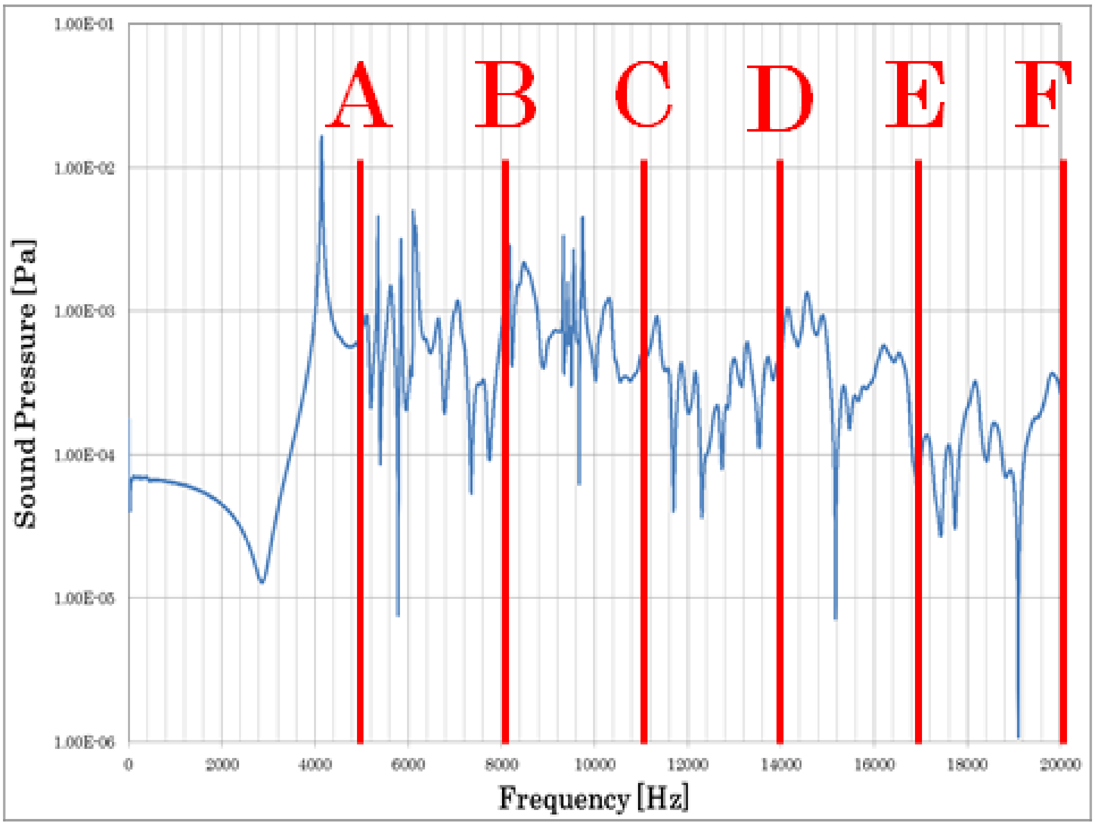


図 6.1　　計算領域

図 1 のようにそれぞれ A…5000Hz，B…8000Hz，C…11000Hz，D…14000Hz，E…17000Hz，F…20000Hz，まで計算を行い，音を作成した．このようにすることにより，同じドライバークラブでも特定の周波数領域の聞き比べが可能になった．A～F の周波数応答関数を以下の図に示す．

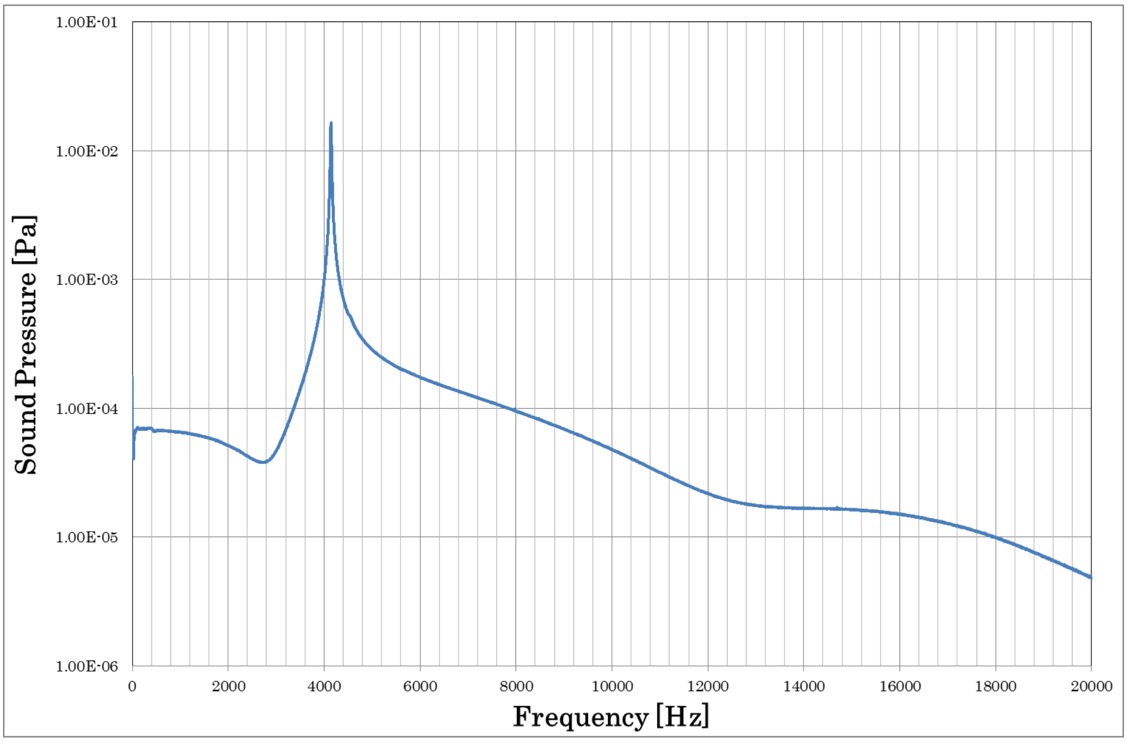


図 6.2　A…5000Hz

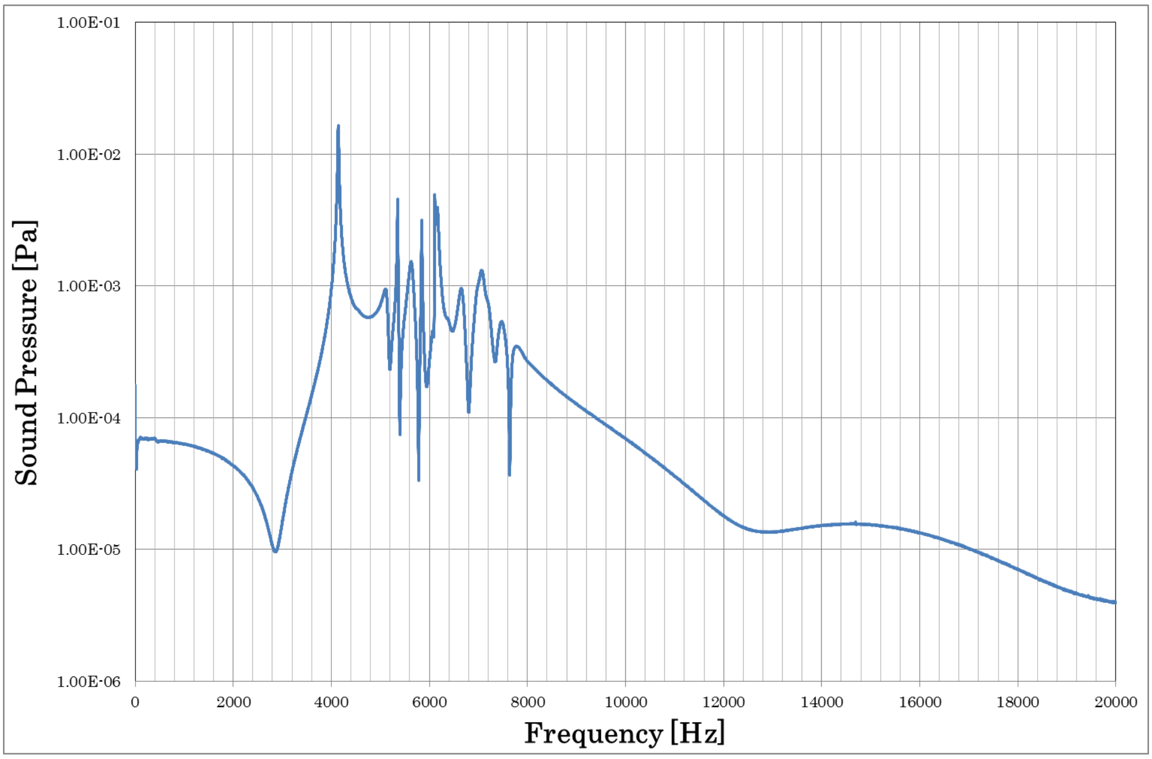


図 6.3　B…8000Hz

図 6.4　C…11000Hz

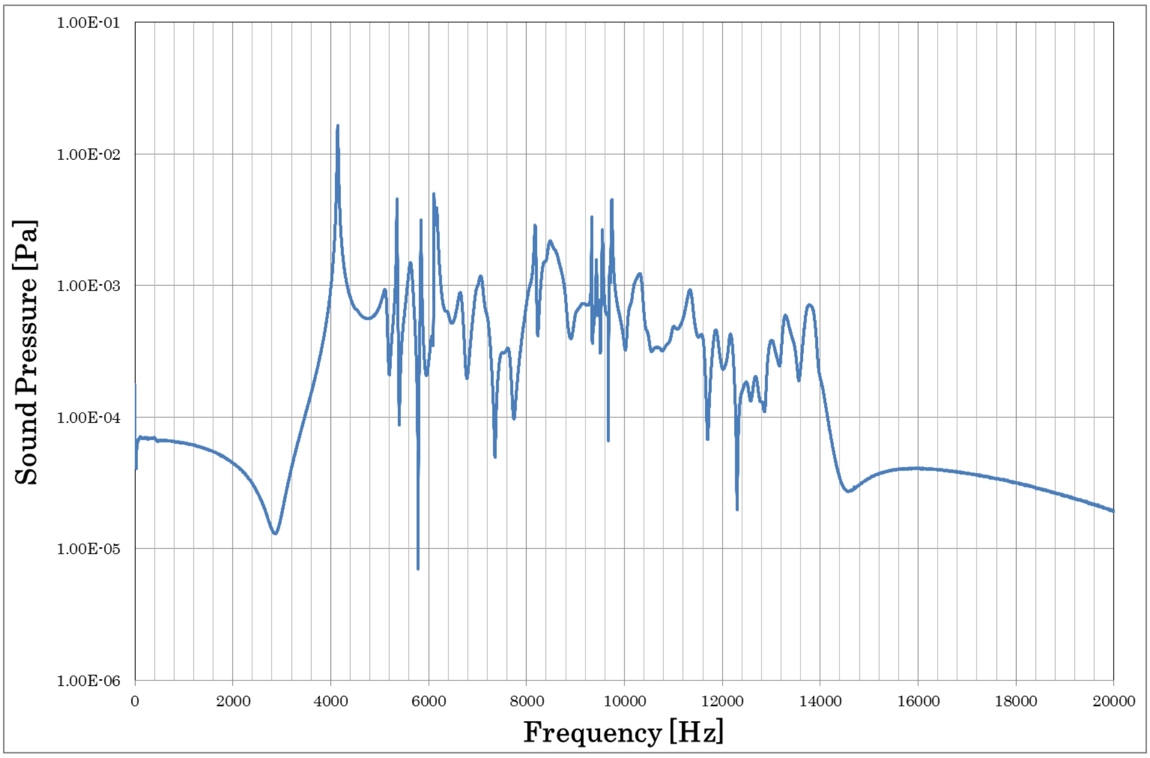


図 6.5　D…14000Hz

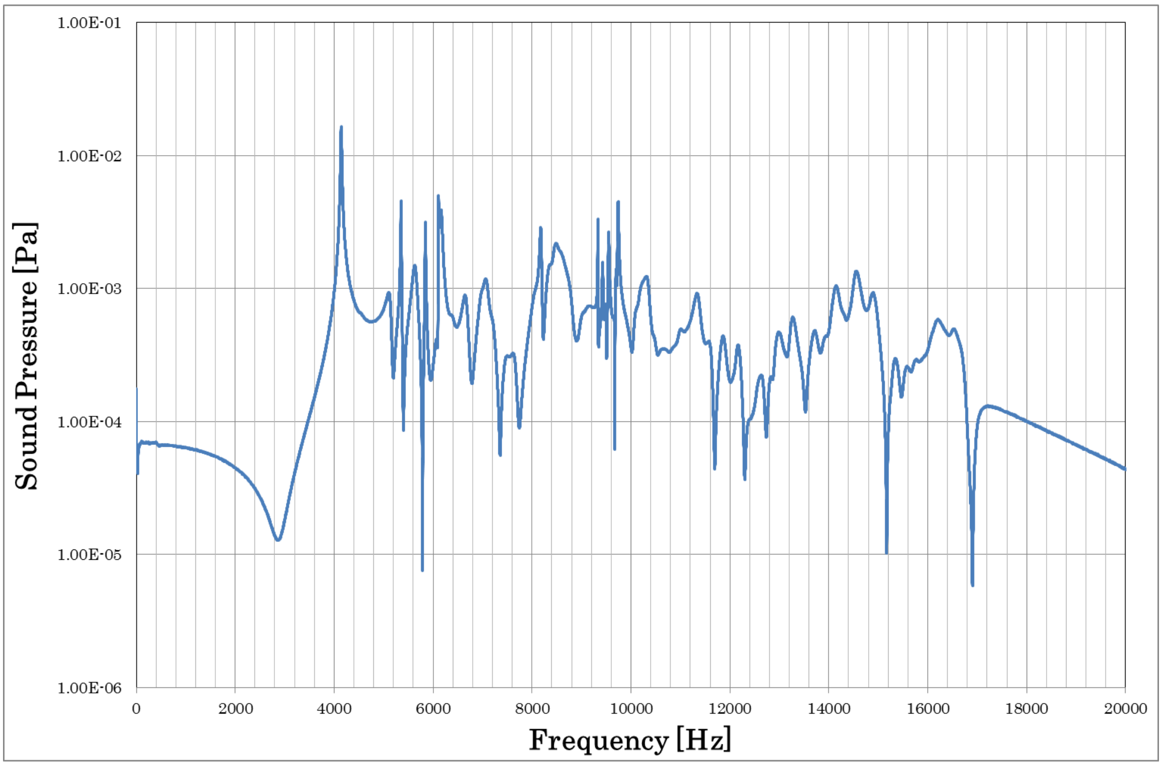


図 6.6　E…17000Hz

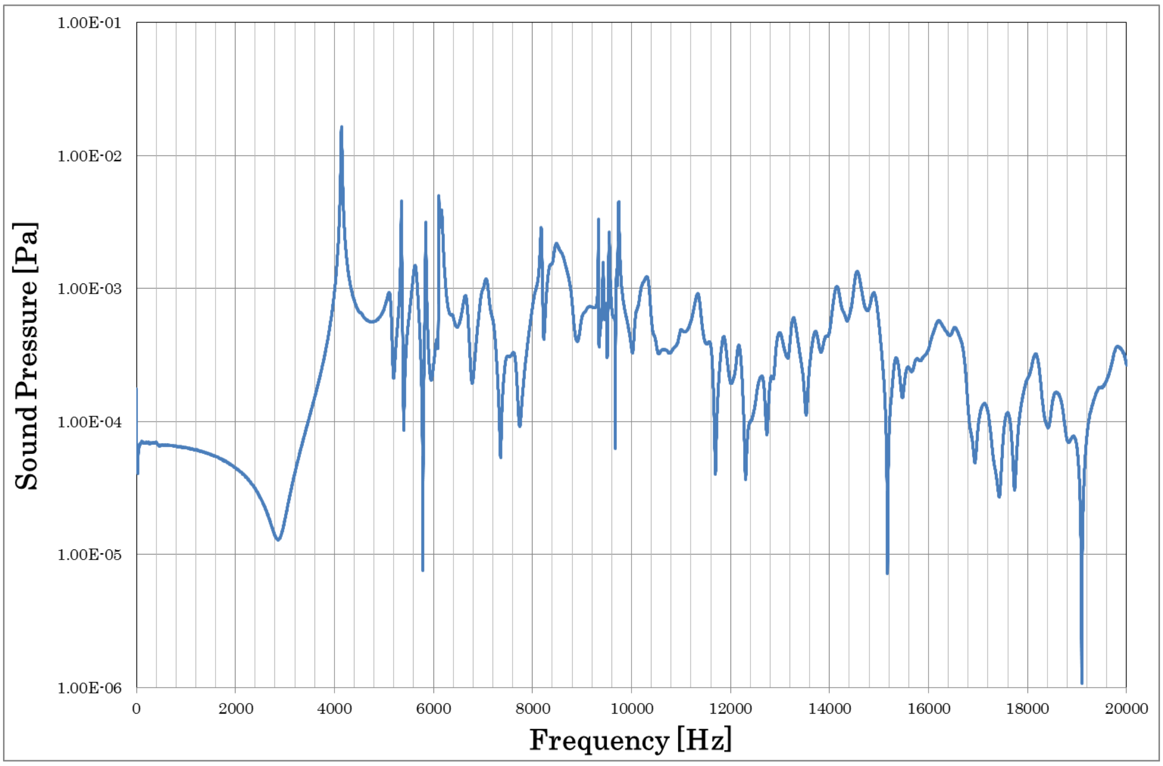


図 6.7　F…20000Hz

6.2.2　　音の確認

ここで，作成した音と実際にヘッドホン（図 6.8）で再生する音が一致しているかどうかの比較検討を行う．比較方法としては，前述した 6 種類の音を作成する．その後，ヘッドホンの音をマイクロホンで録音したものをそれぞれで比較する．なお実験は二回行った．結果を以下に示す．

図　6.8　SONY Dynamic Stereo Headphones　MDR-CD900ST

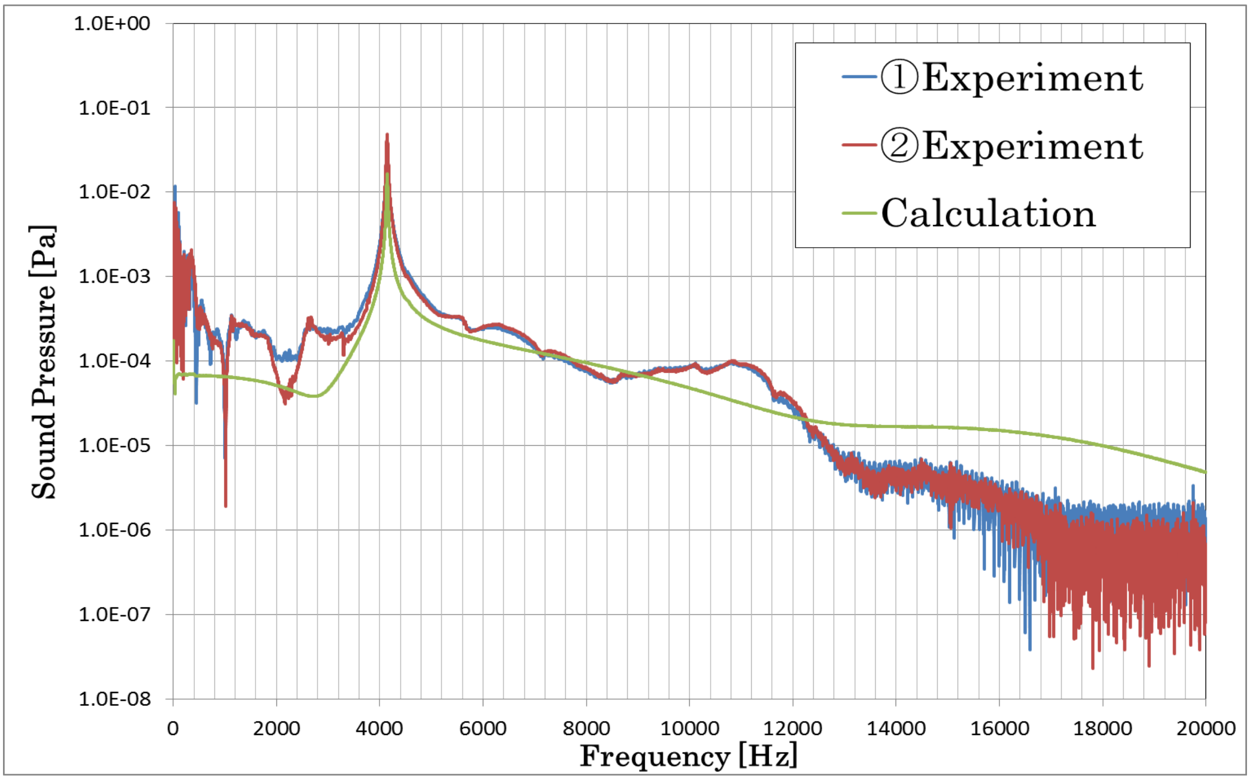


図　6.9　5000Hz の比較結果

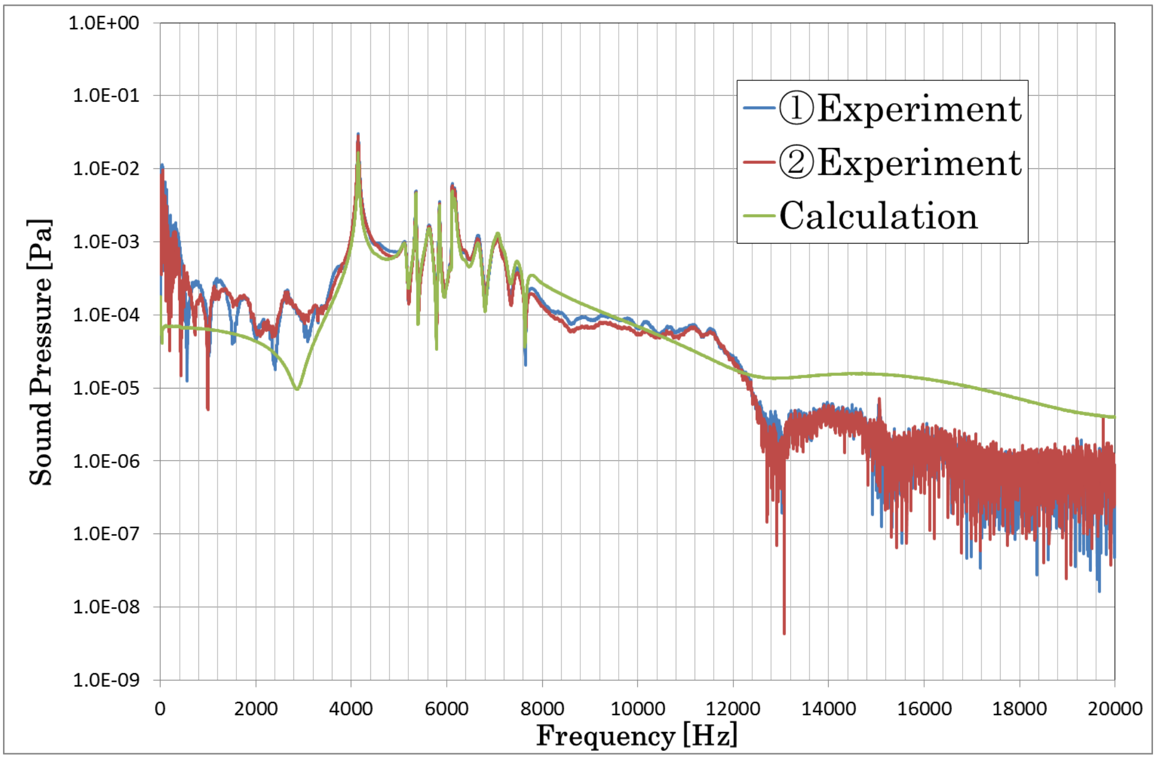


図　6.10　8000Hz の比較結果

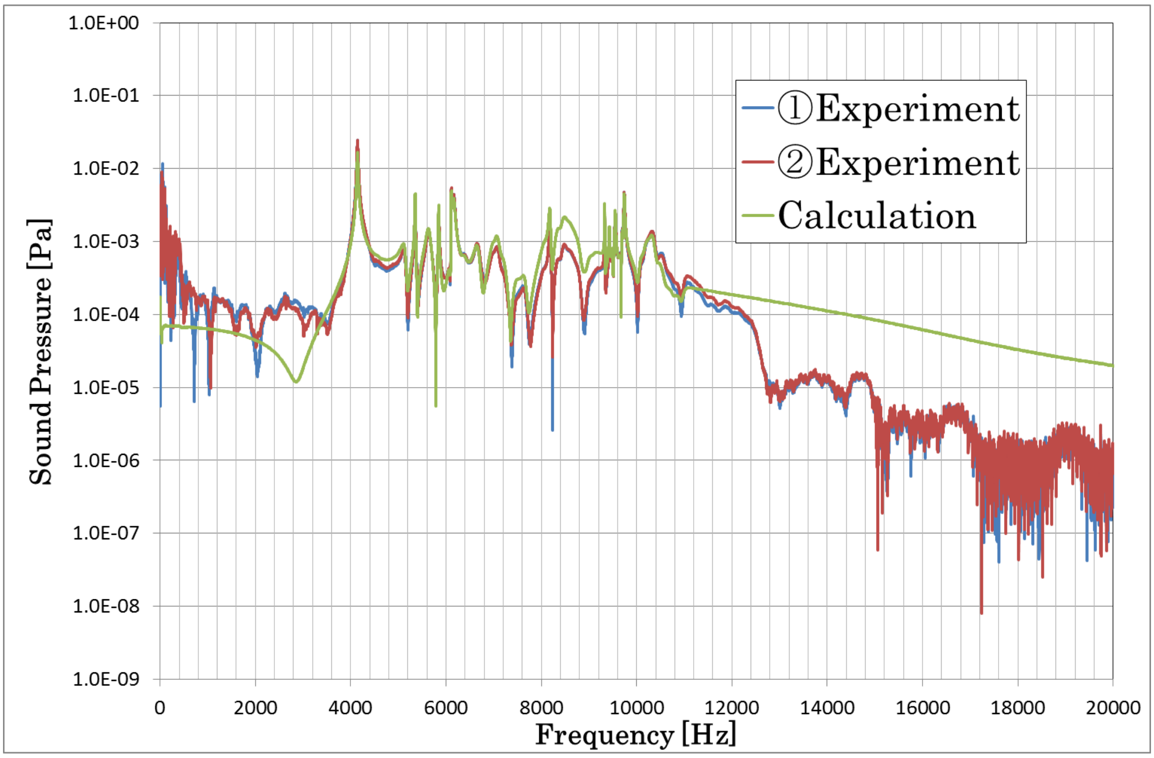


図　6.11　11000Hz の比較結果

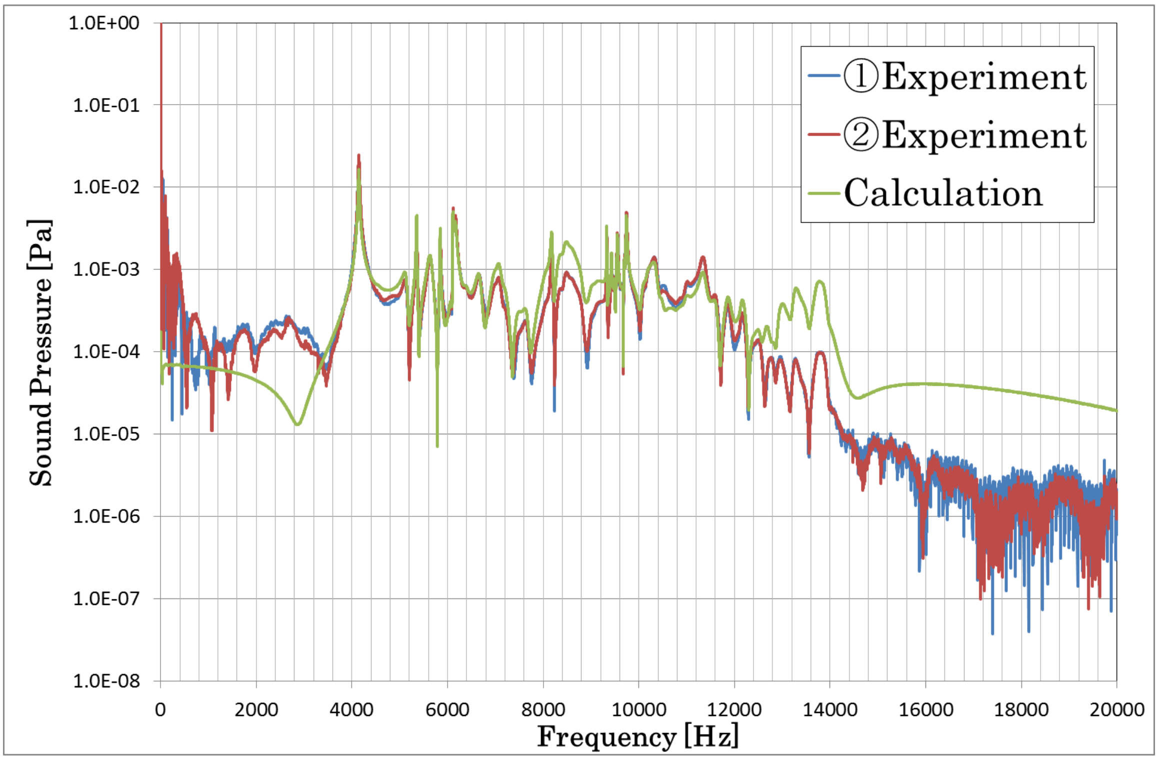


図　6.12　14000Hz の比較結果

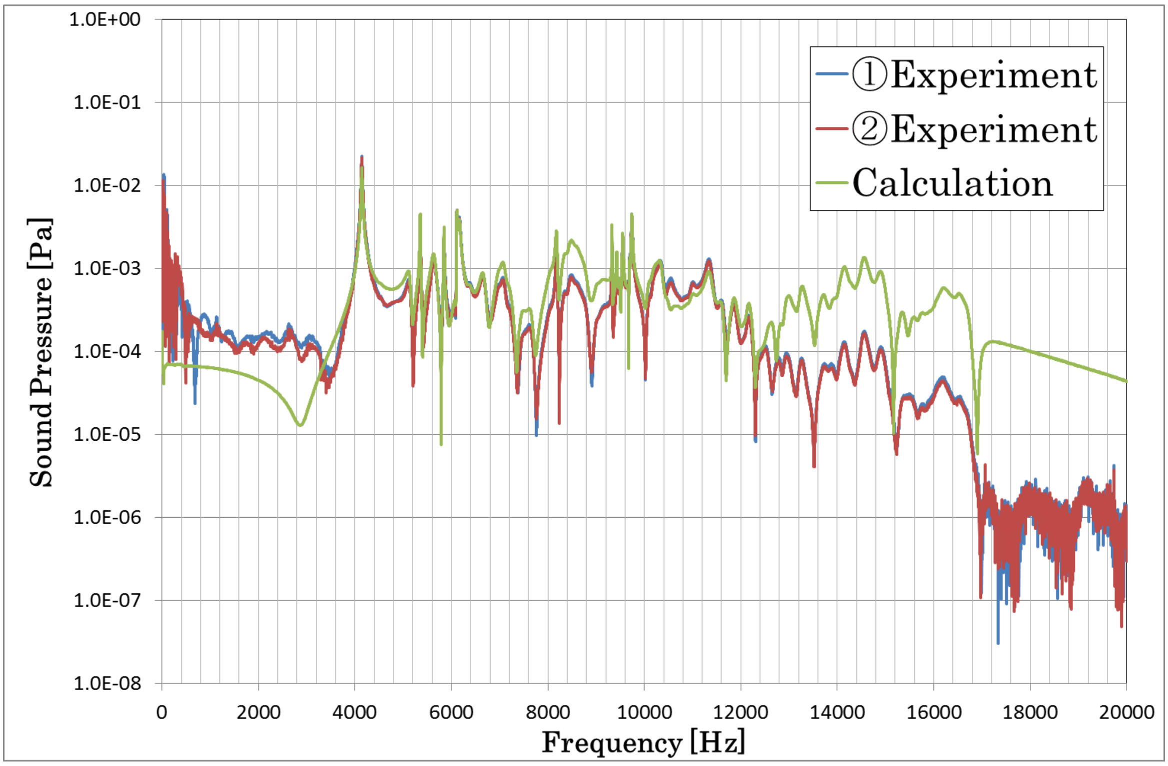


図　6.13　17000Hz の比較結果

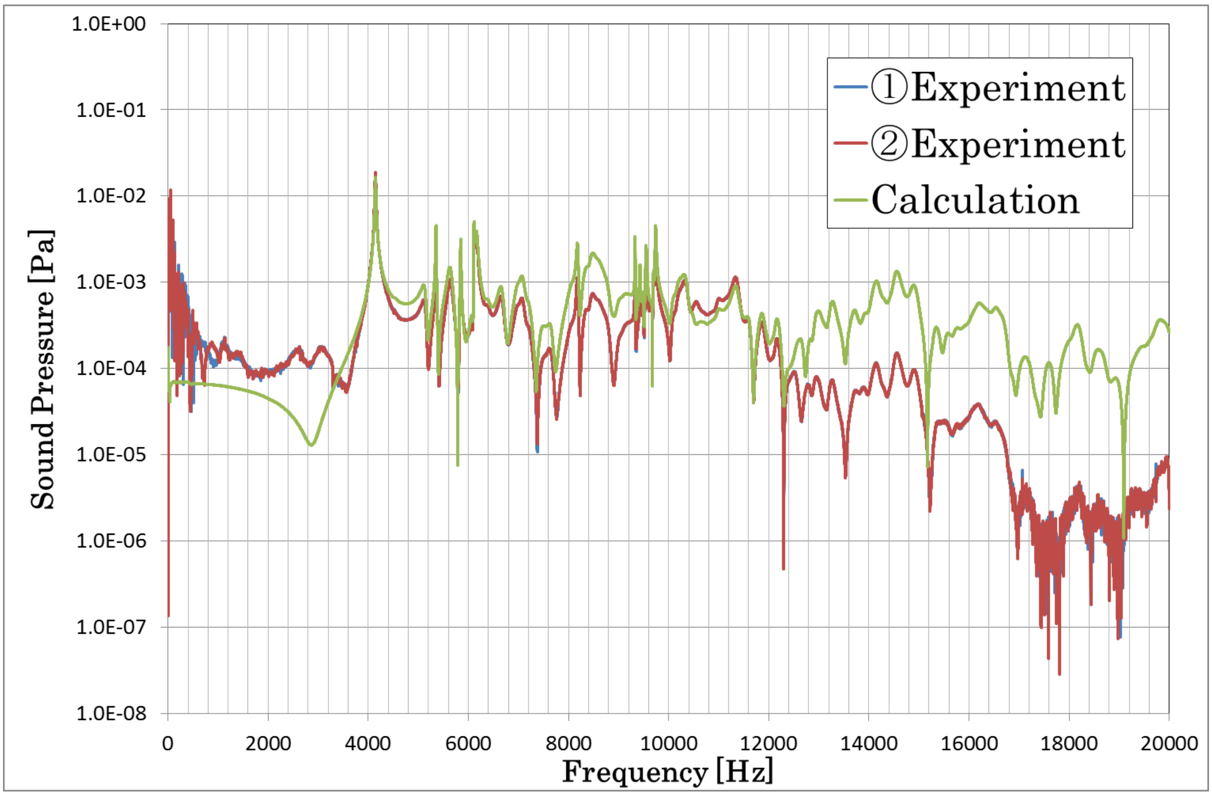


図　6.14　20000Hz の比較結果

以上のグラフは，縦軸が音圧，横軸が周波数である．そして赤と青の線が実験値，緑の線が計算値になる．5000Hz，8000Hz，11000Hz の音の再現性は高いことが確認された．しかし，14000Hz，17000Hz，20000Hz の 12000Hz 以降の共振峰の大きさが低下してしまっていた．この原因としてはヘッドホンの音圧の再現性が高周波になるにつれて下がってしまうことであると考えられる．次に示すのが変換方法と図 3.14 の（20000Hz の比較結果を音圧レベルに直したもののグラフである．

音圧レベルへの変換方法を示す．

音圧P[Pa]に対して、音圧レベルL_p[dB]とすると，

$$L_p = 10\log_{10}(P^2/P_0^2) = 20\log_{10}(P/P_0)$$

基準値P_0[Pa]　$P_0 = 2.0 \times 10^{-5}$[Pa]

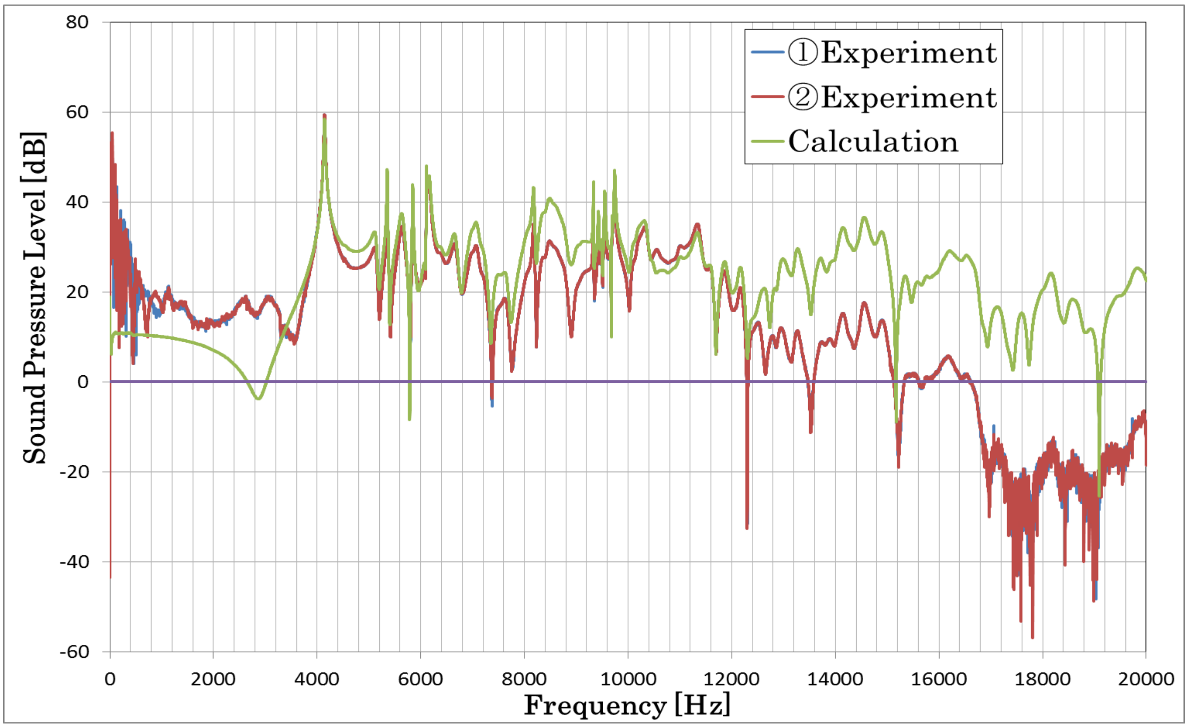


図　6.15　音圧レベルの比較結果

このグラフは，縦軸が音圧レベル，横軸が周波数になる．そして赤と青の線が実験値，緑の線が計算値になる．この結果から 17000Hz から 20000Hz までの間で音圧レベルが 0dB を下回ってしまっている．これにより 12000Hz 以降の音，特に 17000Hz から 20000Hz までが聞こえにくくなってしまっていることがわかった．主な原因としては，音を再生する機材であるパソコンであり，特にパソコンの中のサウンドカードが 12000Hz 以降の精度が低いことが考えられる．今回はこの音を使用して官能試験を行った．

6.2.3　官能検査

官能検査では上記の 6 種類の音を使用する. 検査方法としては被験者に 6 種類の音を聞いてもらい，5 点満点中何点かを決めてもらう．被験者は同じ研究室のメンバーである 13 名（内 60 代・・・1 人，20 代・・・12 人）に協力してもらった．以下に全員分の検査結果を示す.

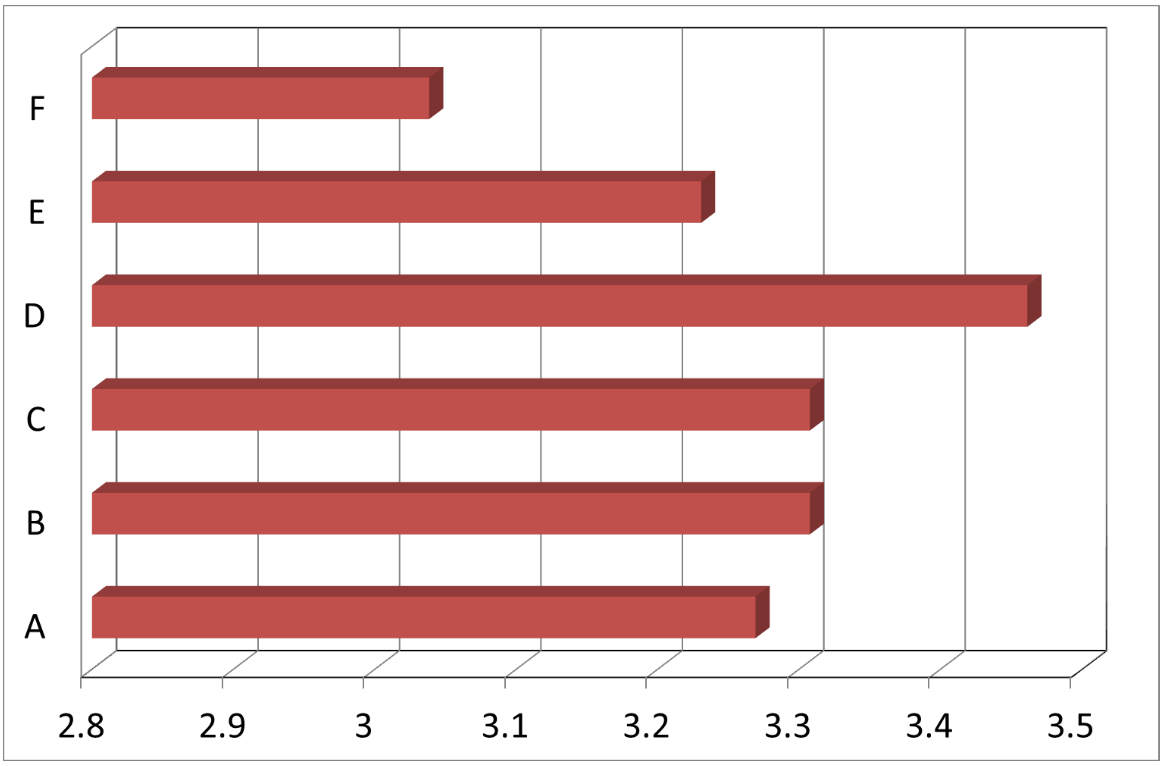


図　6.17　官能検査結果（全員）

	A	B	C	D	E	F
①	3	2	2.5	2.5	3.5	3.5
②	3	2	1.5	3.5	2.5	2
③	3	3.5	4.5	4	2	3.5
④	4	3	4	4	2	2
⑤	3	4	4.5	4.5	4.5	4.5
⑥	3.5	4	3	2.5	2.5	2.5
⑦	3	3.5	4.5	4	4	4
⑧	3.5	4	4.5	5	3.5	2
⑨	4	4.5	3.5	3	3	3
⑩	3	4	2	3	4	3
⑪	4	3.5	3	3	2.5	2
⑫	4	3	2.5	3	4	3.5
⑬	1.5	2	3	3	4	4
平均	3.269231	3.307692	3.307692	3.461538	3.230769	3.038462

表　6.1　官能検査結果（全員）

結果として，全体的にばらつきがあり圧倒的に高評価のものはなかった．その中でも一番高評価だったものが 14000Hz まで計算した D であった．次に同じ評価で 8000Hz，11000Hz の B，C であり 3 番目が 5000Hz の A であった．この結果から周波数の 11000Hz から 14000Hz の間に快音の周波数があると考えられる．

次にこの 13 人の中でもゴルフ経験者のみ（3 人）の統計を行なった．結果を以下に示す．

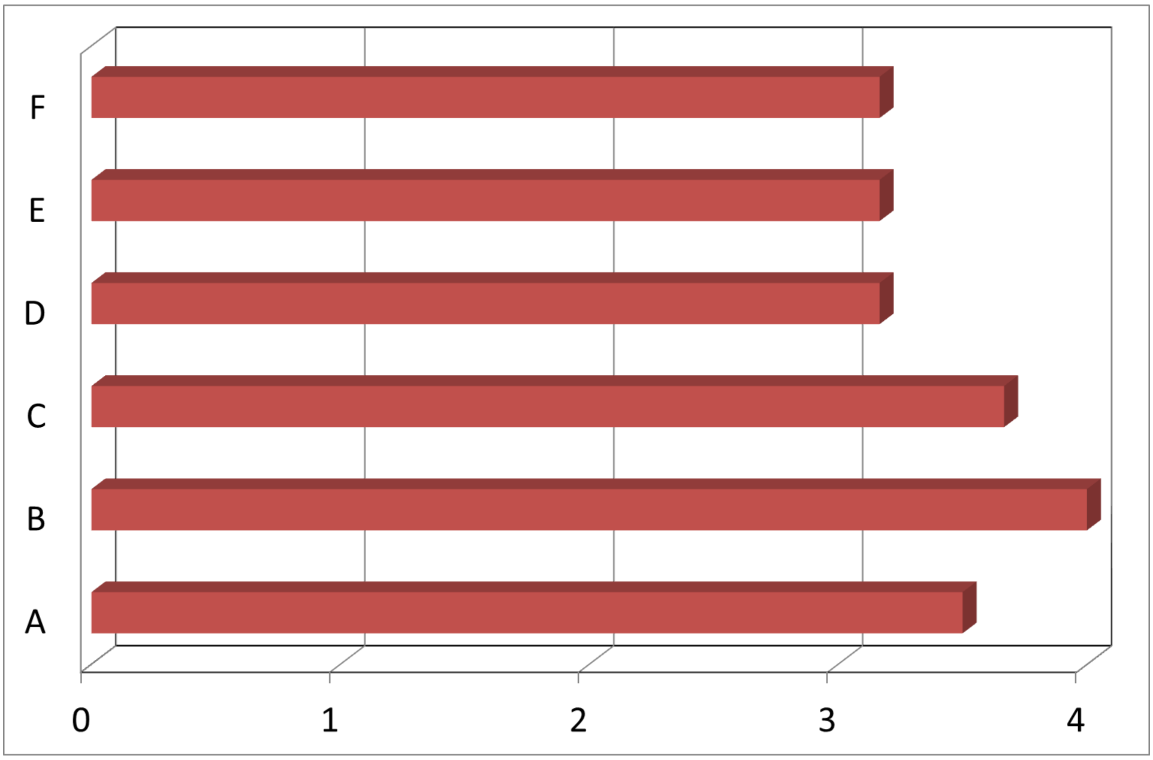


図　6.18　官能検査結果（ゴルフ経験者のみ）

	A	B	C	D	E	F
①	3.5	4	3	2.5	2.5	2.5
②	3	3.5	4.5	4	4	4
③	4	4.5	3.5	3	3	3
平均	3.5	4	3.666667	3.166667	3.166667	3.166667

表　6.2　官能検査結果（ゴルフ経験者のみ）

結果として，全体的にばらつきがあり圧倒的に高評価のものはなかった．その中でも一番高評価だったものが 8000Hz まで計算した B であった．次に同じ評価で 11000Hz の C であり 3 番目が 5000Hz の A であった．この結果から周波数の 8000Hz の B が高評価であることがわかった．本研究の目的としてゴルフをする人が研究対象であるということから，この結果は信頼できると考えられる．しかし，人数が 3 人と少し少なめであるので今後の課題としてより多くのゴルフ経験者に意見を聞いていきたい．

6.3　まとめ

以上の結果をまとめたものが以下の図になる.

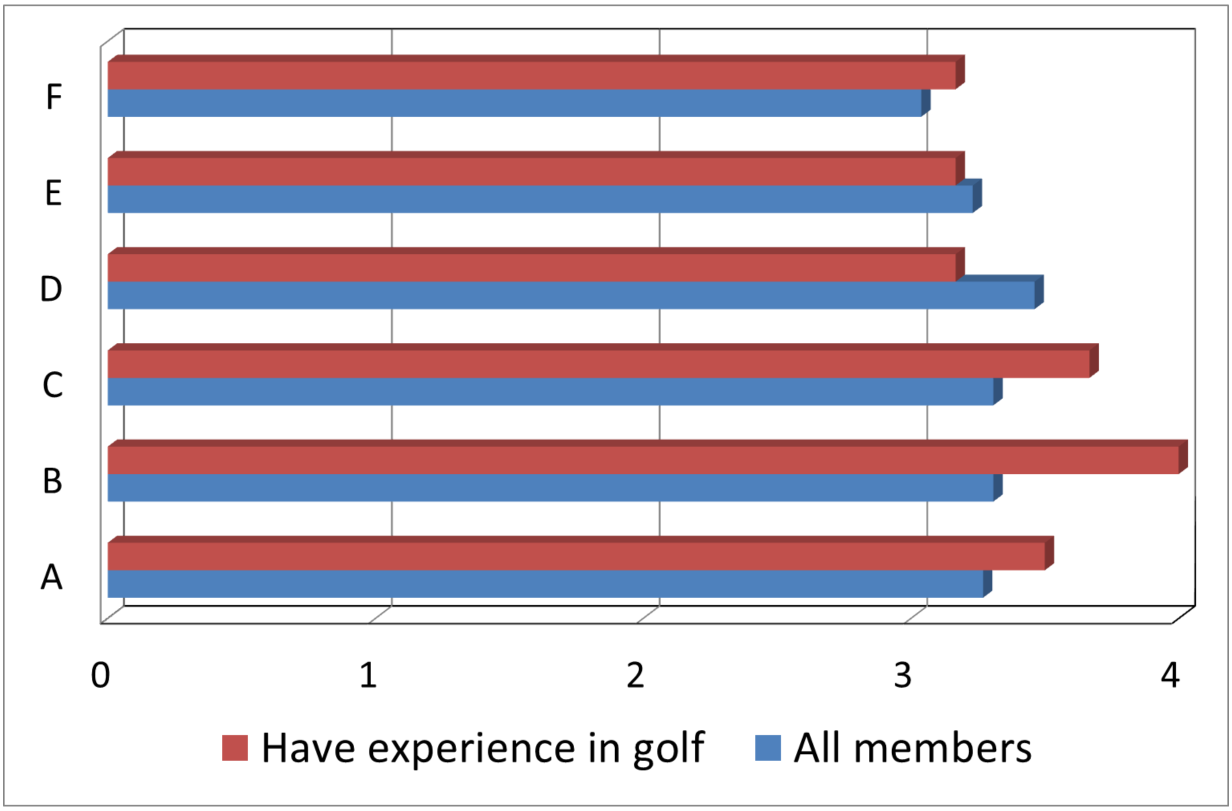


図　6.19　官能検査結果

青いものが全員の結果をまとめて平均をとったもの, 赤いものがゴルフ経験者のみを抜粋して平均をとったものである．ゴルフ経験者のみでは B が高評価で，全員では D が高評価であった．総合的に見ると, B, C が高評価を得ている. よって, 快音であるという周波数は 8000Hz, 11000Hz 付近にあるということが考えられる．しかし，どちらのデータも調査人数が少ないので，今後人数を増やして信頼性を高めていく.

第 7 章　結論

第 7 章　結論

1. 実験値（シャフト付き音圧），計算値（シャフト付き減衰比），計算値（シャフト無し減衰比）を比較した．結果として，まず計算値同士の比較では、シャフト無しの減衰比を使った計算値よりもシャフト付きの減衰比を使った計算値の共振峰の方が低くなっていた．そして，シャフト無しには出てこなかった共振峰がシャフト付きには現れ，実験値と共振峰の位置が一致するものもあった. しかし, シャフト無しの減衰比を使った計算値同様 4000Hz, 6000Hz の共振峰以外はあっていないものが多かった．よってシャフトが付くことにより，音の響き（減衰比）については影響が大きいことがわかった.
2. 官能検査を行った結果，個人個人の好みによるところが大きいので圧倒的な差はつかなかった. 全員の官能検査の結果は一番高評価だったものが 14000Hz まで計算した D であった．次に同じ評価で 8000Hz，11000Hz の B，C であり３番目が 5000Hz の A であった．この結果から周波数の 11000Hz から 14000Hz の間に快音の周波数があると考えられる．次にゴルフ経験者のみの官能検査の結果は, 一番高評価だったものが 8000Hz まで計算した B であった．次に同じ評価で 11000Hz の C であり３番目が 5000Hz の A であった．この結果から周波数の 8000Hz の B が高評価であることがわかった. 本研究の目的としてゴルフをする人が研究対象であるということから，この結果は信頼できると考えられる．しかし，人数が 3 人と少し少なめであるので今後の課題としてより多くのゴルフ経験者に意見を聞いていきたいことが今後の課題である.
3. 実験対象 JPXE310 における実打実験では，打球面の位置によって現れる共振峰に差があった．全てにおいて共通して現れる，4000Hz 付近，6000Hz 付近の共振峰はフェースにおける１次モード，２次モードであることがわかった．そしてこの実打実験によって，今までの加振実験の位置と実打における加振位置が異なっていることが分かり．改善した点を点加振すると 4000Hz 以外の共振峰を僅かに抑えることができた. 実打においてもスイートスポット以外にボールが当たってしまうと，6000Hz の共振峰が低くなったり，8000Hz の共振峰が現れたりすることがわかった.
4. 放射音予測プログラムで作成した 5 点加振の音と 1 点加振の音では明らかな差が現れた．1 点加振では現れなかった共振峰は出た．4000Hz，6000Hz の共振峰が現れ第 4 章の実打実験の値に近づいた．しかし，4000Hz 付近，6000Hz 付近の実験値の共振峰が計算値の共振峰よりも低周波側にずれてしまっていることがわかる．結果として加振力と同時に，共振峰の位置のズレを解決しなければ実打に近づいていかないと考えられる.

参考文献

ROBERTS, J. R., ET. AL: EVALUATION OF IMPACT SOUND ON THE 'FEEL' OF A GOLF SHOT, JOURNAL OF SOUND AND VIBRATION, VOL. 287, NO. 4-5, PP.651-666, 2005.

ROBERTS, J. R., ET. AL: INFLUENCE OF SOUND AND VIBRATION FROM SPORTS IMPACTS ON PLAYERS' PERCEPTIONS OF EQUIPMENT QUALITY, PROC INST MECH ENG, VOL. 220, NO. 4, PP.215-227, 2006.

長松昭男：モード解析入門，コロナ社，PP.113-121，1993

鈴木浩平，他：機械工学のための振動・音響学，サイエンス社，PP.152-178，2002

岩原光男：モード特性同定の性能向上に関する研究，東京工業大学博士論文，1996

左貝潤一：光学の基礎，コロナ社，PP.128-197，1997

岩原光男，他：ゴルフクラブ放射音の基礎的検討，日本機械学会機械力学･計測制御部門講演会論文集(CD-ROM)，VOL. 2004，NO. 442，2004

松村信宏：ゴルフクラブの音響・振動シミュレーション，法政大学大学院工学研究科修士論文，2006

榎本真宣：HITTING SOUND SIMULATION OF THE GOLF CLUB，法政大学計算科学研究センター，2007

谷口大樹：ゴルフクラブにおける打球音シミュレーション， 法政大学大学院工学研究科修士論文，2008

岩原光男，他：ゴルフクラブの打球音予測，スポーツ産業学研究， 2011

MSC SOFTWARE， MSC NASTRAN 2001 日本語オンラインマニュアル，2001

謝辞

まず，研究の場を与えて頂いた担当教授である御法川学教授，長松昭男教授に，本研究を遂行するにあたり，終始懇切丁寧に御指導を頂きました岩原光男講師に心より感謝致します．お忙しい中での岩原光男講師の御教授なしでは本研究の遂行は不可能でした．

本研究を行うにあたり，様々な製品を提供して頂いたミズノ(株)の寺西様，長尾様及び皆様に深く御礼申し上げます．特に本研究を行うにあたり，お忙しい中何度も本校に出向き，本研究の進行に対して助言，御指導頂いた寺西様に厚く御礼申し上げます．

最後に，研究の指導をして下さった齋藤幸宏様，久保田孝佑様，共にゴルフクラブの研究を行ってくれた小澤聡太君，巾智一君，及び研究室諸君に感謝の意を捧げます．