

722 ドライバーの打球音予測における基礎的 検討

NAGAMATSU, Akio / 長松, 昭男 / 寺西, 幸弘 / NAGAO,
Hiroshi / Teranishi, Yukihiro / 岩原, 光男 / IWAHARA,
Mitsuo / Hiramatsu, Kaori / Matsumura, Nobuhiro / 長尾,
裕史 / 松村, 信宏 / 平松, 香梨

(出版者 / Publisher)

日本機械学会

(雑誌名 / Journal or Publication Title)

Dynamics & Design Conference

(巻 / Volume)

2006

(開始ページ / Start Page)

722-1

(終了ページ / End Page)

722-6

(発行年 / Year)

2006-08-06

722 ドライバーの打球音予測における基礎的検討 The basic study in the hitting sound prediction of the driver golf club

○学 松村 信宏 (法政大)

平松 香梨 (コンビ (株))

正 岩原 光男 (法政大)

正 長松 昭男 (法政大)

正 寺西 幸弘 (ミズノ)

正 長尾 裕史 (ミズノ)

Nobuhiro MATSUMURA, Hosei University, Kajino-cho, Koganei-shi, Tokyo

Kaori HIRAMATSU, Combi.co.ltd.

Mitsuo IWAHARA, Hosei University

Akio NAGAMATSU, Hosei University

Yukihiko TERANISHI, Mizuno

Hiroshi NAGAO, Mizuno

By the standard, the discrimination of golf club can not be attempted concerning the flight-distance today. Then, the movement which intends to raise added value of golf club in feeling merit of the hitting sound is noticed. In this study, we made hitting sound prediction program for the purpose of predicting the hitting sound by design stage for attempting cost reduction in product development. In this paper, we describe the result of the practicability of the program which using hollow cylinder material equal to the driver.

Key Words: Sound, Modal Analysis, Finite Element, Iron-club, Sound Simulation, Impulsive Sound, Velocity Potential

A1. はじめに

現在、ゴルフクラブの性能は規定により、飛距離による製品の差別化が困難になってきている。そこで、打球音の気持ち良さが商品の付加価値を決める要因として注目され始めている。本研究では、この打球音を設計段階で予測するプログラムを作成し、実用性を検討してきた。

昨年度は中実構造のアイアンヘッドにおいて検討を行い、計算と実験の結果が一致し、プログラムの実用性を証明した。今年度は、同様の検討をドライバーと同じ材質の中空円筒を用いて行った。

本稿ではその結果を示す。具体的には、まず実験モード解析と計算モード解析の結果を比較した。次に表面振動の比較を行った。表面振動測定には、加速度ピックアップによるチタンモデルの質量への影響等を考慮し、レーザードップラー振動計を使用した。

音の計算には、有限要素法により求めたモード特性と、モード解析理論より表面の速度応答を求め、各要素からの速度ポテンシャルを重ね合わせる方法を使用した。FigA1, A2 にそれぞれ、計算と実験用いた解析モデルを示す。

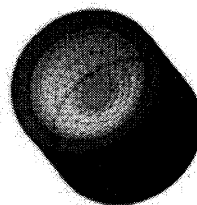


Fig.A1 Titan model in calculation

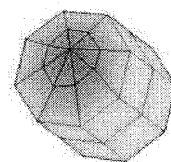


Fig.A2 Titan model in experiment

A2. 結論

1. 昨年度検討を行った中実構造のアイアンヘッドとは異なり、チタンモデルは中空構造である為、アイアンヘッド程計算と実験の結果の完全な一致には至らなかった。
2. 1. の原因として、実物に溶接面がある事等が挙げられる。
3. 実際に耳で聞く場合、計算で導出した音と実際の音が聞き分けられる事より、中空管における計算精度の向上が今後の課題である。

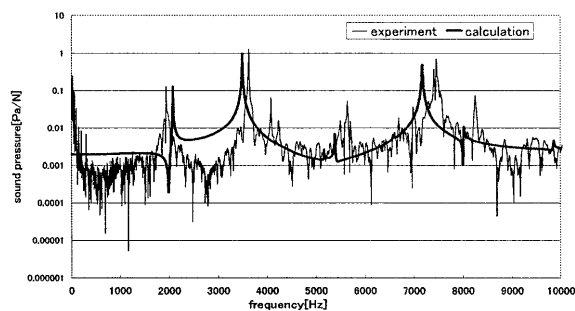


Fig.A3 The comparison of titanmodel sound pressure level by experiment and calculation

1. はじめに

現在ゴルフクラブの性能は、規定により飛距離による製品の差別化が困難になってきている。そこで、近年打球音の気持ち良さが商品の付加価値を決める要因として注目され始めている。本研究室は、この打球音を設計段階で予測するプログラムを作成し、実用性を検討してきた。

昨年度は中実構造のアイアンヘッドにおいて検討を行った。その結果、モード形状、表面振動において共に計算と実験の結果が一致し、実際に耳で聞こえる音においても計算で実際の音を再現できており、プログラムの実用性を証明した。今年度は、同様の検討をドライバーと同じ材質の簡単な形状の中空円筒を用いて行った。本稿ではその結果を示す。

具体的には、まず実験モード解析と計算モード解析の結果を比較した。次に表面振動の比較を行った。表面振動測定には、加速度ピックアップによるチタンモデルの質量への影響等を考慮し、レーザードップラー振動計を使用した。

音の計算には、有限要素法により求めたモード特性と、モード解析理論より表面の速度応答を求め、各要素からの速度ポテンシャルを重ね合わせる方法を使用した。

2. 計算理論

2.1 表面振動速度

構造体の固有値解析には、市販の有限要素法⁽¹⁾を用いている。放射音を計算するためには、全ての表面の接点において振動速度を算出する必要があるが、プログラム上の問題もあり、ハードディスク容量が膨大に必要になり、実際的ではない。そこで、固有値解析から算出されるモード特性を出力し、モード解析理論⁽²⁾より表面の振動速度を算出する。

まず、N自由度系における強制振動の運動方程式を、多自由度系における質量行列を[M]、減衰行列を[C]、剛性行列を[K]、外力を{f}とし、一般的に表現すると

$$[M]\{\ddot{x}\} + [C]\{\dot{x}\} + [K]\{x\} = \{f\} \dots\dots\dots (1)$$

この式を解くには膨大な時間が掛かるため、まず(1)式の減衰[C]を0として、不減衰系の自由振動とすると

$$[M]\{\ddot{x}\} + [K]\{x\} = \{0\} \dots\dots\dots (2)$$

N自由度不減衰系がr次の固有振動数 Ω_r で自由振動しているときの変位と加速度は

$$\{x\} = \{\phi_r\} e^{j\Omega_r t}, \quad \{\ddot{x}\} = -\Omega_r^2 \{\phi_r\} e^{j\Omega_r t} \dots\dots (3)$$

これらを式(2)に代入して両辺を $e^{j\Omega_r t}$ で割ると

$$(-\Omega_r^2 [M] + [K])\{\phi_r\} = \{0\} \dots\dots\dots (4)$$

[M], [K]が与えられれば、この方程式を解くことができ、この方程式の解 $\{\phi_r\}$ がr次の固有モードとなる。

ここで、空間座標で表現するN自由度系の任意の変位{x}を、-N次元モード座標を用いて表現すると

$$\begin{aligned} \{x\} &= \xi_1 \{\phi_1\} + \xi_2 \{\phi_2\} + \dots + \xi_r \{\phi_r\} + \dots + \xi_N \{\phi_N\} \\ &= \sum_{r=1}^N \xi_r \{\phi_r\} \\ &= [\{\phi_1\} \{\phi_2\} \dots \{\phi_r\} \dots \{\phi_N\}] \begin{Bmatrix} \xi_1 \\ \vdots \\ \xi_r \\ \vdots \\ \xi_N \end{Bmatrix} = [\phi] \{\xi\} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

これを用いて、式(1)を空間座標からモード座標に変換すると速度と加速度は、

$$\{\dot{x}\} = \sum_{r=1}^N \dot{\xi}_r \{\phi_r\}, \quad \{\ddot{x}\} = \sum_{r=1}^N \ddot{\xi}_r \{\phi_r\} \dots\dots\dots (6)$$

式(5)の添字rをlに変換した式と式(6)を式(1)に代入し、前からr次の固有モード $\{\phi_r\}$ の転置を乗じれば、

$$\sum_{l=1}^N \{\phi_r\}^T [M] \{\phi_l\} \ddot{\xi}_l + \sum_{l=1}^N \{\phi_r\}^T [C] \{\phi_l\} \dot{\xi}_l + \sum_{l=1}^N \{\phi_r\}^T [K] \{\phi_l\} \xi_l \dots\dots (7) = \{\phi_r\}^T \{f\}$$

[C]:ここでの減衰行列[C]は[M]、[K]に比例する行列と仮定する

上式の $r \neq l$ の全項は、固有モードの一般直交性により零になり、 $l = r$ の項だけ残り、その値はr次のモード質量、モード減衰係数、モード剛性 m_r, c_r, k_r になる。 m_r, k_r は固有値解析より求め、 c_r は実験モード解析より求める。したがって、式(7)は

$$m_r \ddot{\xi}_r + c_r \dot{\xi}_r + k_r \xi_r = \{\phi_r\}^T \{f\} = f_r \dots\dots\dots (8)$$

これより、比例粘性減衰の仮定下で点iに角振動数 ω 、振幅 F_i 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行目が $F_i e^{j\omega t}$ で他の項が零になる。したがって固有モード $\{\phi_r\}^T$ もそのi行目成分 ϕ_{ri} のみが意味を持つ。ここで、jは虚数、tは時間変数である。よって、この場合の運動方程式は

$$m_r \ddot{\xi}_r + c_r \dot{\xi}_r + k_r \xi_r = \phi_{ri} F_i e^{j\omega t} \dots\dots\dots (9)$$

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、 $\dot{\xi}_r = j\omega \xi_r$ 、 $\ddot{\xi}_r = -\omega^2 \xi_r$ である。これらを式(9)に代入して変形すると

$$\xi_r = \frac{\phi_r F_i}{-m_r \omega^2 + j c_r \omega + k_r} e^{j\omega t} \dots\dots\dots (10)$$

式(10)により、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た。次に、空間座標上での変位を求めるために式(5)に式(10)を代入すると

$$\{x\} = \sum_{r=1}^N \frac{\phi_r F_i}{-m_r \omega^2 + j c_r \omega + k_r} \{\phi_r\} e^{j\omega t} \dots\dots\dots (11)$$

したがって、調和加振力が作用するときの空間座標上で全点(自由度)の変位が式(11)であることより、表面速度は以下のとおりになる。

$$\{\dot{x}\} = \sum_{r=1}^N \frac{\phi_r F_i}{-m_r \omega^2 + j c_r \omega + k_r} \{\phi_r\} j\omega e^{j\omega t} \dots\dots\dots (12)$$

2.2 速度ポテンシャル

速度ポテンシャルの重ね合わせによる放射音予測については、文献(3)に述べられているので、簡明に示す。

剛壁の表面上にある点音源によって、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 ϕ を式で表すと、

$$\phi = \frac{A_0}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr)} \dots\dots\dots (13)$$

r : 点音源までの距離、 A_0 : 点音源の強さ、 ω : 角振動数、 k : 波数、 j : 虚数

この式をさらに発展させて考えると、剛壁面的一部分に、ある大きさの振動板があって音を放射している場合には、振動板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ものと考えることにより、板の振動による放射音場を求めることができる。

振動板上の微小面積 dS の部分が、振動速度 $\dot{\xi} = \dot{\xi}_0 e^{j\omega t}$ 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 $A_0 = \dot{\xi}_0 dS$ と表される。したがって、この微小面積の振動による速度ポテンシャル $d\phi$ は

$$d\phi = \frac{\dot{\xi}_0 dS}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr)} \dots\dots\dots (14)$$

となるので、面積 S の振動板によって P 点に生じる速度ポテンシャル ϕ は、

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \iint_S \frac{\dot{\xi}_0}{r} e^{j(\omega t - kr)} dS \dots\dots\dots (15)$$

r : dS と点 P 間の距離
 k : 波数、 $2\pi/\text{波長}$

となり、音圧 p は、

$$p = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \dots\dots\dots (16)$$

ρ は音圧によって振動する媒質の密度

上記に示した音圧の計算を、実際のプログラムでは計算要領を省略するため周波数領域にて行っている。従って、プログラム上では式(10)～式(15)の $e^{j\omega t}$ を省略し、各振動数 ω を変数として周波数領域で計算を行っている。よって、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。離散逆フーリエ変換の式は下記に示す。

2.3 離散逆フーリエ変換

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

$$x(t) = \sum_{i=0}^{N-1} X_i e^{ji\omega t} \dots\dots\dots (17)$$

と表現され、ここで

$$\omega = 2\pi/T = 2\pi/(N\tau) \dots\dots\dots (18)$$

式(17)は離散データに適用する有限フーリエ級数であるから、 $t = 0, \tau, 2\tau, \dots, k\tau, \dots, (N-1)\tau$ 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、式(18)より

$$e^{-j\omega\tau} = e^{-j2\pi/N} = p \dots\dots\dots (19)$$

とおく。さらに、 $x(t)$ と $e^{ji\omega t}$ のこれらの時刻 $t = k\tau$ ($k=0 \sim N-1$) 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。

$$\begin{Bmatrix} x_0 \\ \vdots \\ x_k \\ \vdots \\ x_{N-1} \end{Bmatrix}, \{e_0\} = \begin{Bmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{Bmatrix}, \dots, \{e_i\} = \begin{Bmatrix} 1 \\ p^{-i} \\ \vdots \\ p^{-ki} \\ \vdots \\ p^{-(N-1)i} \end{Bmatrix}, \dots, \{e_{N-1}\} = \begin{Bmatrix} 1 \\ p^{-(N-1)} \\ \vdots \\ p^{-k(N-1)} \\ \vdots \\ p^{-(N-1)^2} \end{Bmatrix} \quad (20)$$

式(20)を用いて、時刻 $t = k\tau$ ($k=0 \sim N-1$) における式(17)を表現すると

$$\{x\} = \sum_{i=0}^{N-1} X_i \{e_i\} \dots\dots\dots (21)$$

式(21)の各項は、式(18)、(19)より

$$x_k = \sum_{i=0}^{N-1} X_i p^{-ki} = \sum_{i=0}^{N-1} X_i e^{j(2\pi/N)ki} \quad (k=0 \sim N-1) \quad (22)$$

この式が、周波数スペクトル離散値 $X_i (i=0 \sim N-1)$ がデータとして与えられたときに、時間歴離散値 $x_k (k=0 \sim N-1)$ を求める式である。

3. 音響シミュレーションの一連の流れ

2で紹介した計算理論を基に、FORTRAN で作成された音響シミュレーションプログラムのフローチャートを下記に示す。これは、市販の有限要素法プログラム⁽¹⁾によって計算した固有値データを用い、各要素の表面速度、速度ポテンシャルを計算し、音圧を求めるものである。

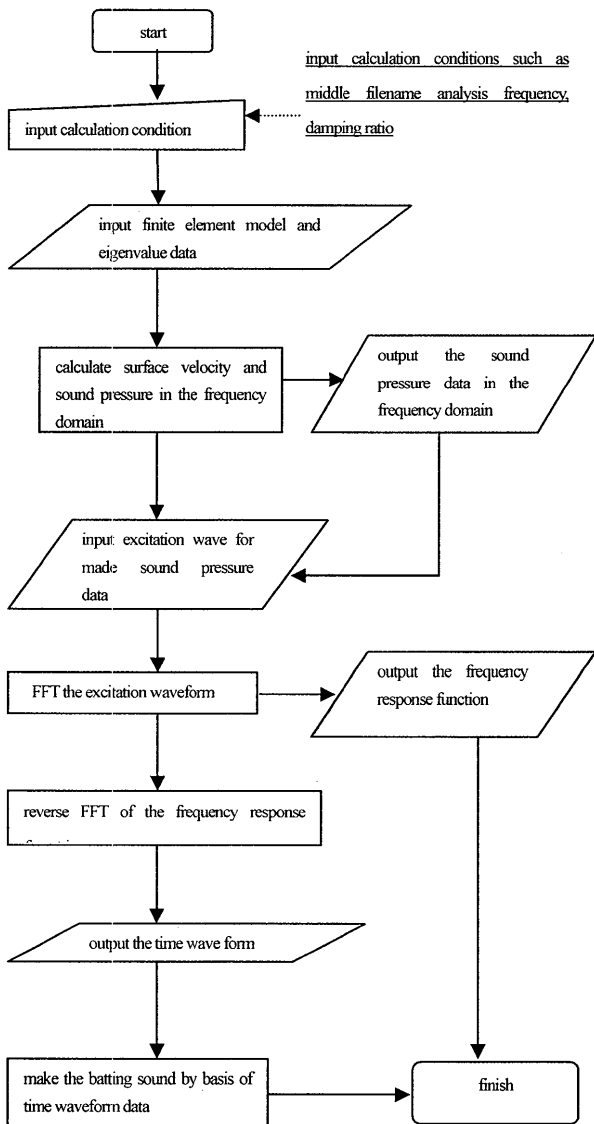


Fig1. A series of flow of the acoustic simulation program

4. 実験モード解析及び音圧計測の詳細

打撃試験の実験風景を Fig. 2 に示す。図のように 2 軸方向よりモデルを吊るし自由支持状態を作り、インパルスハンマにて打撃加振を行い、その際の音圧、表面振動を測定する。

今回の実験においては、表面振動測定の際レーザードップラー振動計を使用した。従来であれば加速度ピックアップをモデルに付着させ測定するが、今回の実験モデルは板厚が薄い為、加速度ピックアップによる減衰等への影響を考慮して、レーザードップラー振動計を使用した。

さらに、打撃試験時の衝撃音を上部に取り付けたマイクロフォンによって測定した。マイクとモデルの距離は 1m35cm とする。打撃試験は応答点を固定し、加振点を移動させる方法で行い、1 つの加振点につき 5 回平均で行う。

Fig3 に MATLAB プログラムを用いて作成し、実験モード解析で使用する有限要素モデルを示す。接点数 42、要素数 48 である。

Fig4 に計算モード解析で使用する有限要素モデルを示す。接点数 4838、要素数 2418 である。計算には、市販の有限要素法プログラム⁽¹⁾を使用した。

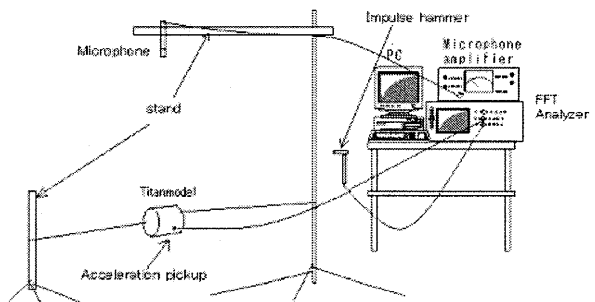


Fig.2 Experiment equipment

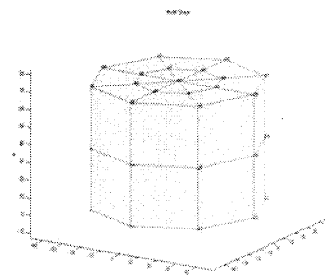


Fig3. Titan model for experimental modal analysis

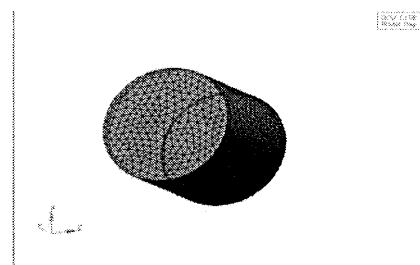


Fig.4 FEM model of titan model for calculation

5. 実験と計算の結果の比較と考察

Table1 に、実験と計算によって求めた第1次から第8次の固有振動数の比較を示す。下記のとおり、全ての固有振動数の誤差が5%以内に収まり、計算と実験の結果が一致している事がわかる。

また、実験と計算で使用したモデルの質量を比較しても、計算に使用したモデルが216.3gに対して、実物の質量が214.0gであり、双方の誤差は1%になった。よって、計算で実物とほぼ同じモデルを使用していると判断できる。

Table.1 The comparison of titanmodel eigenvalue by experiment and calculation

titan model			
modeno	calculation[Hz]	experiment[Hz]	error[1-calculation/experiment]
1	2178	2173	0.00222
2	3734	3964	0.05809
3	5080	4874	0.04229
4	7407	7593	0.02452
5	11977	12201	0.01839
6	14922	15065	0.00950
7	17474	17355	0.00691
8	18973	18944	0.00154

Fig. 5, 6 に計算と実験のそれぞれの第1次モード形状を示し、比較を行った。第1次モードにおいては、実験、計算の結果が共にモデルの底部及び上部の円形の部分のみが動く形状が現れ、一致した。

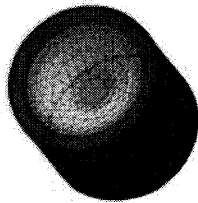


Fig5. titanmodel first mode in the calculation

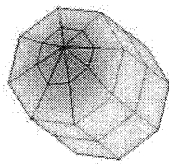


Fig6. titanmodel first mode in the experiment

第2次モード以降も第1次モード同様、計算と実験の結果がほぼ一致している。ただし高次周波数のモード形状については、円筒と円板の部分が一度に動く複雑な形状が現れ、計算と実験によって求めたモード形状の完璧な一致には至らなかった。

Fig7, 8 に計算と実験によって求めた、それぞれの第2次のモード形状を示す。

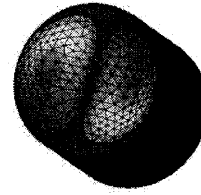


Fig7. titanmodel second mode in the calculation

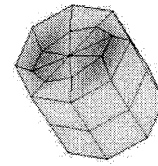


Fig8. titanmodel second mode in the experiment

Fig9. に、チタンモデルの平面部分の中心をインパルスハンマによって打撃した際の、平面部分の表面振動を測定し、計算結果と比較したものを示す。5000[Hz]付近までは実験と計算の固有値、ピークの形が共に一致している。しかしながら、それ以降の周波数領域においては、固有値は一致しているもののピークの形が一致していません。原因としては、実際のモデルにおける溶接面が減衰等、何らかの影響を及ぼしていることが推測される。

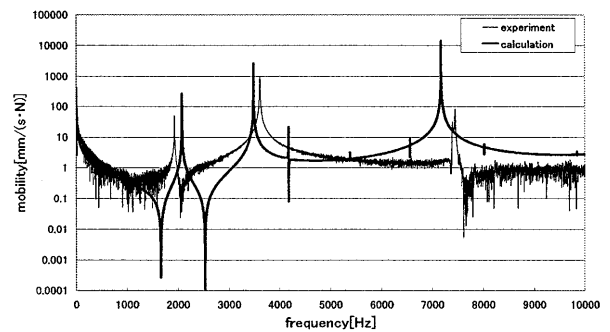


Fig9. The comparison of titan model mobility by experiment and calculation

Fig10. に、チタンモデルの平面部分の中心をインパルスハンマによって打撃した際の音圧を測定し、計算結果と比較したものを示す。こちらは、実験と計算の固有値、ピークの形が共に一致している。しかしながら、ピークの高さにおいては計算と実験の結果が一致しておらず、完璧な一致には至っていない。従って、実際に計算によって導出した耳で聞こえる音も実際の音と聞き分けられ、アイアンヘッドほど精度良く音を計算する事ができなかった。原因としては、実際のモデルにおける溶接面が剛性等、実験結果に何らかの影響を及ぼしていることが推測される。これらの剛性要素を、計算の中に考慮し計算精度を上げることが今後の課題である。

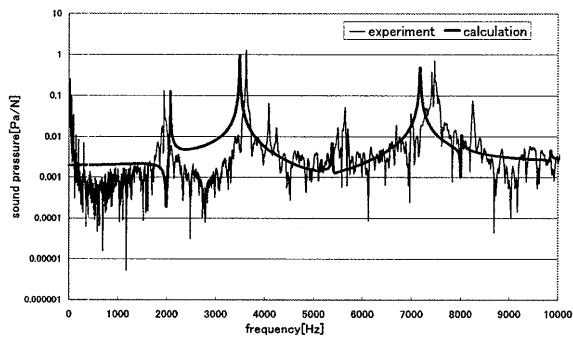


Fig10. The comparison of titanmodel sound pressure level by experiment and calculation

6. 結論

1. 昨年度検討を行った中実構造のアイアンヘッドとは異なり、チタンモデルは中空構造である為、アイアンヘッド程計算と実験の結果の完全な一致には至らなかった。
2. 1.の原因として、実物に溶接部がある事、中空構造である事等が挙げられる。
3. 実際耳で聞く音においては、計算で導出した音と実際の音が聞き分けられる事より、中空管における減衰等様々な不一致の原因究明と計算精度の向上が今後の課題である。

7. 参考文献

- 1) MSC NASTRAN 2001 日本語オンラインマニュアル, MSC Software, 2001
- 2) 長松昭男, モード解析入門, (1993), コロナ社
- 3) 鈴木浩平他, 機械工学のための振動・音響学, (2002), サイエンス社
- 4) 松村信宏他, アイアンクラブの音響・振動シミュレーション, (2005), D&D2005