

A1 ドライバークラブにおける打球音予測(打撃音)

榎本, 真宜 / NAGAO, Hiroshi / Teranishi, Yukihiro /
NAGAMATSU, Akio / IWAHARA, Mitsuo / 谷口, 大樹 / 岩原,
光男 / 長松, 昭男 / 寺西, 幸弘 / 長尾, 裕史 / Enomoto,
Masaki / TANIGUCHI, Daiki

(出版者 / Publisher)

日本機械学会

(雑誌名 / Journal or Publication Title)

シンポジウム: スポーツ・アンド・ヒューマン・ダイナミクス講演論文集

(巻 / Volume)

2007

(開始ページ / Start Page)

5

(終了ページ / End Page)

10

(発行年 / Year)

2007-11-13

A1 ドライバークラブにおける打球音予測

A batted ball sound prediction in the driver club

- 学 榎本 真宜 (法政大) 学 谷口 大樹 (法政大)
 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)

Masaki ENOMOTO, Hosei University, Kajino-cho, Koganei-shi, Tokyo

Daiki TANIGUCHI, Hosei, University

Mitsuo IWAHARA, Hosei University

Akio NAGAMATSU, Hosei University

Yukihiro 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 utility of the hitting sound prediction program.

1. 緒言

現在ゴルフクラブの性能はヘッドの反発係数の規定により高反発である事が製品の差別化につながりにくくなりつつある。そこで近年打球音の気持ち良さが商品の付加価値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の実用性を検討してきた。一昨年度はアイアンヘッドにおいて、また昨年度はドライバーヘッドとドライバークラブにおいて研究を行った。その結果、モード形状と表面振動において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表現できており、プログラムの実用性を証明した。

昨年度まではインパルスハンマーを用いた実験においてプログラムの実用性を検討してきたが、今年度は実際にドライバークラブでボールを打つ実打実験を行い、プログラムの実用性を再度検討する。

2. 計算理論

2.1 表面振動速度

構造体のモデル化と得られる特性方程式の固有

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

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

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、不減衰系の自由振動とすると

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

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

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

これらを式(2)に代入して両辺を $e^{j\Omega t}$ で割ると

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

[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

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

$$= \sum_{r=1}^N \xi_r \{\phi_r\}$$

$$= [\{\phi_1\} \{\phi_2\} \dots \{\phi_r\} \dots \{\phi_N\}] \begin{Bmatrix} \xi_1 \\ \vdots \\ \xi_r \\ \vdots \\ \xi_N \end{Bmatrix} = [\phi] \{\xi\}$$

(5)

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,

$$\{\dot{x}\} = \sum_{l=1}^N \dot{\xi}_l \{\phi_l\}$$

$$\{\ddot{x}\} = \sum_{l=1}^N \ddot{\xi}_l \{\phi_l\} \quad (6)$$

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,

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

(7)

[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

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

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

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

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

$$\zeta_r = \frac{\phi_{ri} F_i}{-m_r \omega^2 + j c_r \omega + k_r} e^{j\omega t} \quad (10)$$

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

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

したがって, 調和加振力が作用するときの空間座標上での全点(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.

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

(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、

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

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、剛壁面の一部に、ある大きさの振動板があつ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

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

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、

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

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

となり、音圧 p は、

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

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

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

と表現され、ここで

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

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

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

とおく。さらに、 $x(t)$ と $e^{j\omega t}$ 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。

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

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

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

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。

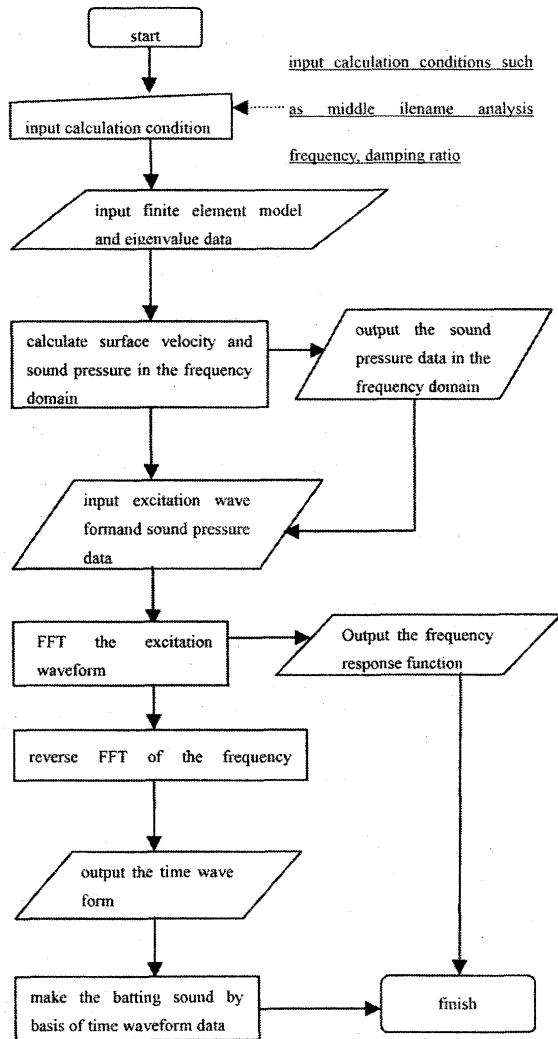


Fig1. A series of flow of the acoustic simulation program

4. 音圧計測の詳細

ドライバークラブを手支持により固定し、打球面を打撃加振をする。打撃加振にはインパルスハンマーと仮想ボールを使用した。仮想ボールを

Fig2に示す。

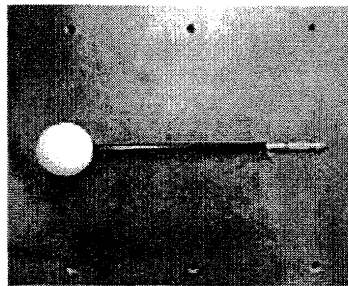


Fig2. The knocking ball

音圧の測定にはマイクロフォンを使用する。加振点を打球面の中心部（スイートスポット）とし測定は5回平均にておこなう。

5. 実験と計算による音の比較と考察

5.1 インパルスハンマーによる打撃試験

ドライバークラブを手支持の状態において打球面をインパルスハンマーで加振し、その打撃音を測定する実験を行った。ドライバークラブはJPXE310(ミズノ社製)を使用した。打撃した際に発した音と放射音予測プログラムにより算出した音を比較する。Fig3に両者の各周波数における音圧を比較したグラフを示す。

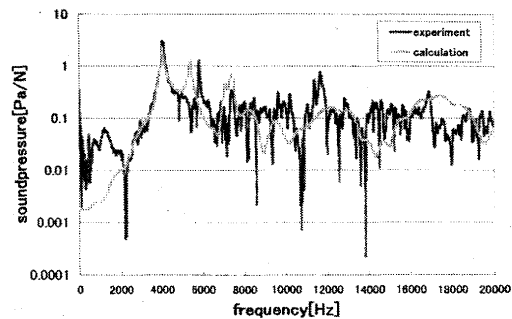


Fig3. The comparison of the sound pressure with the impulse hammer

4000[Hz]付近における双方の1次のピークが一致することを確認できた。しかしながら、その後はピーク的一致を確認することはできなかった。2次のピークにおいて値は極めて等しいものの出現する周波数におよそ400[Hz]の差が生じている。

5.2 仮想ボールにおける打撃試験

仮想ボールを用いて打球面を加振し、その打撃音を測定する実験を行った。実験に用いた仮想ボールを Fig2 に示す。ドライバーは同じく JPXE310 を使用した。加振した際に発した音と放射音予測プログラムにより算出した音の両者を、各周波数における音圧レベルを比較したものを Fig4 に示す。

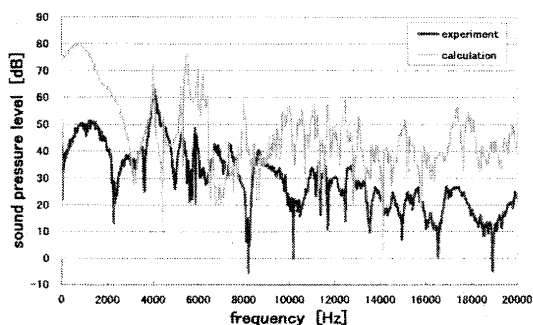


Fig4. The comparison of the sound pressure level by the experiment virtual ball

図 4 も図 3 と同様に 4000 [Hz] 付近にて双方の 1 次のピークを確認することができた。しかしピークの大きさにおいては一致していない。

5.3 実打試験

今回は打撃実験だけでなく、JPXE310 を用いて実打による実験も行い実際の打球音を測定した。使用球は CROSS EIGHT S310 (ミズノ社製) と CROSS EIGHT T310 (ミズノ社製) の 2 種類を使用した。測定の際には周囲からの反響音が混じらないように測定地付近には構造物が無く地面が芝生であるグラウンドにて実験を行った。またマイクロフォンの位置は実打を行う人の耳の位置とちょうど対称になるようにセットした。実打実験にて測定した打球音とプログラムから算出した音の各周波数における音圧レベルを比較する。CROSS EIGHT S301 を使用して比較したグラフを図 5 とし、CROSS EIGHT T301 を使用して比較したグラフを図 6 に示す。

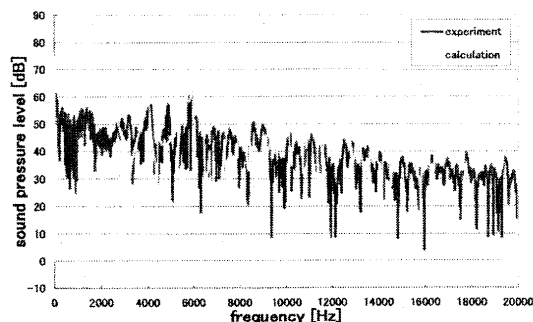


Fig5. The comparison of the sound pressure by the experiment with CROSS EIGHT S310

実打実験においては実験と計算の双方の値においてまだ大きく差があるといえる。原因として実験を行う際に周囲の雑音やクラブを振り抜く際の風切り音も同時に測定されてしまうことが挙げられる。またプログラムにて音を作成する際に入力する加振波形についても再度見直す必要があると考えられる。

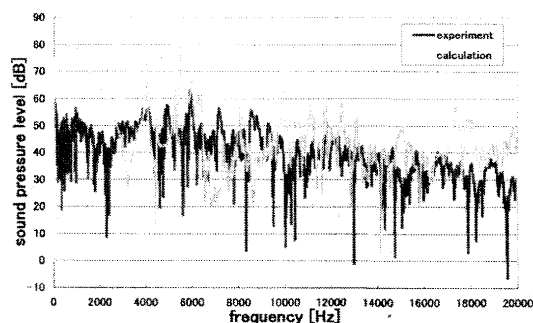


Fig6. The comparison of the sound pressure by the experiment with CROSS EIGHT T310

6. 結論

1. インパルスハンマーにおける打撃実験において 4000 [Hz] 付近で極めて等しい 1 次のピークの値を確認する事ができたが、2 次以降のピークにおいては一致を確認できていない。
2. 仮想ボールによる打撃実験においても 1 と同様に計算と実験で 4000 [Hz] 付近にて 1 次のピークが出現することを確認できた。しかしピーク値に関しては一致していない。
3. 実打実験においては現在の段階では実験値と計算値で大きく差があるといえる。
4. 今後の課題としては、実打実験における実験手法や加振波形について見直す必要がある。

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