

## 衝撃による円柱ラムの放射音特性

その他（別言語等） のタイトル	Impact Sound Radiated from the End Surfaces of a Ram
著者	西田 公至, 吉井 俊明
雑誌名	室蘭工業大学研究報告. 理工編
巻	35
ページ	63-70
発行年	1985-11-30
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10258/1101">http://hdl.handle.net/10258/1101</a>

# 衝撃による円柱ラムの放射音特性

西 田 公 至・吉 井 俊 明\*

## Impact Sound Radiated from the End Surfaces of a Ram

Kohshi NISHIDA and Toshiaki YOSHII

### Abstract

In this paper, the pressure wave form of the impact sound is discussed theoretically and experimentally, which is radiated from the end surfaces of a ram in the deformation process of a billet. The impact sound may be attributed to air pulses caused by the sudden acceleration of the ram. The impact sound wave at a field point is calculated by superimposing those emitted from the divided small elementary areas of the end surfaces. In the calculation, it is assumed that the approximate acceleration of the ram changes sinusoidally, and that the shelter effect due to the ram can be ignored when the wave length of impact sound is larger than the dimensions of the ram.

The superimposed sound pressure wave forms agree fairly well with those measured by laboratory experiment, and show fairly well the change of wave forms due to different measuring points.

### 1. 緒 言

機械や構造物から発生する騒音の中でも、2つの構成要素間の衝突に起因する衝撃音のしめる割合は比較的大きく、また、衝撃音の騒音レベルは一般にかなり大きなものとなっている。このために、機械騒音の低減を考える場合に、基本的な衝撃音の発生機構や放射される衝撃音の特性を把握しておくことが重要である。これまでに衝撃音に関する研究は数多くなされているが、以下のような研究例をあげることができる。

基礎的なモデルによる2つの物体間の弾性衝突によって放射される衝撃音に関する研究として、球と球の衝突<sup>1)2)</sup>によるパルス状の衝撃音に関する研究、球と平板の衝突<sup>3)</sup>または球と円柱の衝突<sup>4)</sup>によって発生するパルス状の衝撃音と、それに続いて発生する自由振動音に関する研究などがあげられる。また、衝撃圧縮時のビレットの横膨張変形にともなう衝撃音の理論的研究がHodgson<sup>5)</sup>らによって行われているが、実験によってこの膨張音を分離測定することは困難であろう。次に実際の機械要素を対象としたものとして、歯車<sup>6)7)8)</sup>や玉軸受<sup>9)</sup>に関する衝撃音の研究があげられる。さらに、実際の機械またはモデルを対象としたものとして、プレス<sup>10)</sup>や鍛造

---

\*北海道電力 K.K

機<sup>11)</sup>による放射音の研究があげられる。実際の機械や機械要素の場合、いくつかの発音機構が関係しているため、発生騒音の音圧波形は複雑となるが、関与している個々の発音機構およびそれらに基づく放射特性を知ることが基本的に重要であろう。

本研究では、自由落下する円柱ラムがビレットに衝突するときに、ラムの端面から放射されるパルス状衝撃音の音圧波形の特性および測定位置による影響について、理論的検討と実験との両面から研究を行った。

## 2. 円柱ラム衝撃音の理論的検討

### 2-1 固体振動による放射音

個体が空気中で振動するとその表面に隣接する空気には同じ振動数の疎密波、すなわち音波が発生する。表面積  $S$  の微小音源が速度振幅  $V$  で振動するとき、放射される音波の音圧  $p$  は次式で表わされる。<sup>12)</sup>

$$p = j\omega \left( \frac{\rho Q}{4\pi r} e^{j(\omega t - kr)} \right) \quad (1)$$

ここで、 $\omega$  は角振動数、 $\rho$  は空気密度、 $Q$  は体積流で  $Q = SV$  で定義され音源の強さを表わす。 $t$  は時間、 $k$  は波長定数で音速を  $C$  とすると  $k = \omega/C$  と表わされる。また、 $r$  は微小音源と測定点との距離を表わす。式(1)を体積流の定義を用いて表わすと次式となる。

$$p = j\omega \left( \frac{\rho S}{4\pi r} V e^{j(\omega t - kr)} \right) \quad (2)$$

$j\omega$  は時間に関する微分因子であるから、式(2)は音圧が音源の振動加速度に比例することを示している。すなわち、振動加速度を  $\ddot{u}(t)$  で表わすと測定点の音圧は次式で表わされる。

$$p = \frac{\rho S}{4\pi r} \ddot{u} \left( t - \frac{r}{c} \right) \quad (3)$$

この式から明らかなように、音圧のピーク値は加速度の最大値に比例することがわかる。もし、微小音源からの音が、音源を含む無限バッフル板の片側の半空間のみに放射される場合には、式(3)は次のようになる。

$$p = \frac{\rho S}{2\pi r} \ddot{u} \left( t - \frac{r}{c} \right) \quad (4)$$

### 2-2 ラム端面からの衝撃音

円柱ラムがその中心線に沿って垂直に落下し、アンビル上に置かれた円柱ビレットを衝撃によって、高速圧縮変形させる場合を考える。ビレットの変形過程において、ラムはビレットから変形抵抗を受ける。したがって、ラムとビレットが接触している間は、ラムにはビレットの変形抵抗力に基づいた加速度が作用し、ラムの両端面からパルス状の衝撃音が放射されることになる。この場合、ラム上端面に接する空気は密となり、下端面のところでは疎となる。すなわち、ラム

の両端面から放射される音波は互いに逆位相となっている。ビレットの寸法よりラムがはるかに大きい場合を考え、ラムは剛体と仮定する。したがって、ラムの半径方向への音の放射は考えない。測定点における音圧波形はラム両端面から放射された音波の干渉波形として得られることになり、測定点位置によって異なる。一つの端面から放射される音圧波形は次のようにして求めることができる。測定点に到達するラム端面からの放射音の音圧は、端面上の各微小面素を音源として、それらの微小音源から放射された音圧の重ね合せとして考えることができる。測定点の位置および微小面素の分割方法を図1に示す。図示の測定点位置のとり方はラムが自由落下方式であることを考慮したためである。x 軸に沿ってラムの端面の直径を  $2n$  等分する。次に、 $M_0$  点とそれぞれの分割点との距離を半径とし、 $M_0$  点を中心とする円弧によって、端面を微小な面素  $S_i$  に分割する。このような分割によれば、 $i$  番目の面素  $S_i$  に対する半径  $R_i$  の円弧上の各点から測定点に至る距離は等しく  $r_i$  となる。ラムの上端面から放射された音の一部は端面周辺から側面領域、さらには下端面領域へと回折すると考えられるが、放射音の波長がラムの形状寸法と比較して大きければ、ラムの存在の影響による遮蔽効果はないものとして近似できる。したがって測定点  $M$  における音圧  $p$  は微小面素  $S_i$  からの音波が測定点に到達した瞬間を時間の原点にとれば、式(3)を用いて次のように表わされる。

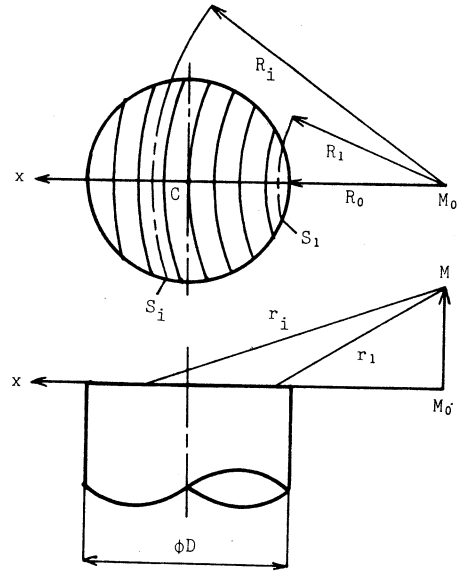
$$p = \sum_{i=1}^{2n} \frac{\rho S_i}{4\pi r_i} \ddot{u} \left( t - \frac{\Delta r_i}{c} \right) \quad (5)$$

ここに、

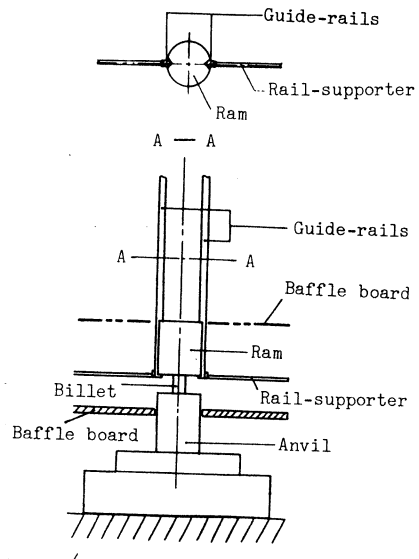
$$S_i = \frac{D}{n} R_i \cos^{-1} \left\{ \frac{R_i^2 + x_c^2 - (D/2)^2}{2x_c R_i} \right\}$$

$$x_c = R_0 + \frac{D}{2}$$

$$r_i = \sqrt{R_i^2 + h^2}$$



図—1 ラム放射面の面要素分割



図—2 衝撃実験装置

$$\Delta r_i = r_i - r_1$$

D はラムの直径, h はラム上端面を含む平面からの測定点への垂直距離を表わす。ラムがビレットと接触している間に受ける加速度は近似的に半波長の正弦波によって表わされるものと仮定し, 式(5)の  $\ddot{u}(t)$  として次式を用いる。

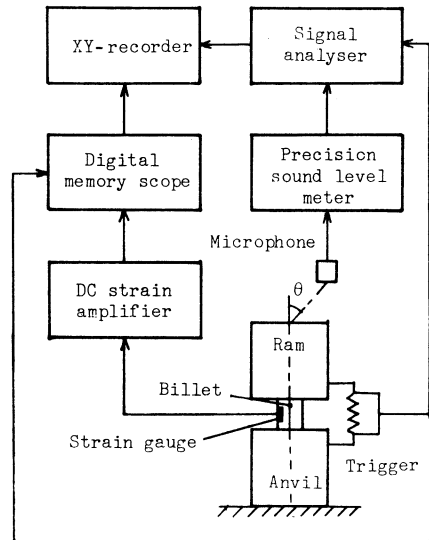
$$\ddot{u}(t) = A \left\{ \sin \frac{\pi}{\tau_c} t \cdot \delta(t) + \sin \frac{\pi}{\tau_c} (t - \tau_c) \cdot \delta(t - \tau_c) \right\} \quad (6)$$

$$\text{ただし, } \delta(t) = \begin{cases} 0; & t < 0 \\ 1; & t \geq 0 \end{cases}$$

ここに,  $\tau_c$  はラムとビレットの接触時間を表わし, A はラムの加速度振幅を表わす。ラム上端面の位置にバッフル板を設け, 下端面からの放射音の影響を除いた場合を考えると, 上端面からの放射音は半空間のみに伝搬するため, 音圧は式(5)の係数の  $4\pi$  を  $2\pi$  と置き換えることにより求められる。ラム両端面からの放射音が測定点に到達する場合の音圧は, それぞれの放射音が逆位相であることを考慮して, 式(5)および式(6)から求めることができる。

### 3. 実験装置および実験方法

円柱ラムの端面衝撃における放射音の実験装置を図2に示す。ラムは落下高さが調整可能な電磁石により, 所定の高さに保持されている。電磁石回路を切ると同時に, ラムはガイドレールに沿って落下し, アンビル上におかれたビレットに衝突する。ラムとビレット間にはトリガー導通回路が設けてあり, その電圧変化は記録され, 接触時間の測定に用いられる。ラムは S45C の鋼製で焼入れ硬化後, 端面研削仕上げをしたもので, 直径70mm, 長さ67mm, 質量1.97kg のものと直径70mm, 長さ166mm, 質量4.94kg のものを用いている。ビレットは直径および長さが, それぞれ,  $\phi 12 \times 12\text{mm}$ ,  $\phi 16 \times 16\text{mm}$  および  $\phi 9 \times 16\text{mm}$  の3種類を使用し, いずれも鋼製 (SS 41) で両端面は研削仕上げされている。また, アンビル部は直径70mm, 長さ150mmの円柱部分と支台から成っており, 全質量は80kgである。ラムの落下高さは最高1400mmとなっている。図3に本実験で用いた測定系を示す。衝撃音の音圧波形, ラムとビレットの接触時間およびビレットの衝撃変



図一三 ラムの放射音測定系

で用いた測定系を示す。衝撃音の音圧波形, ラムとビレットの接触時間およびビレットの衝撃変

形過程でのひずみ波形を測定する。

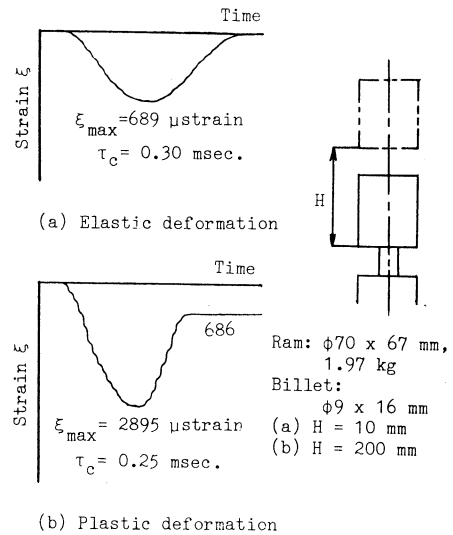
#### 4. 結果および考察

ラムによる衝撃変形時のビレットのひずみ波形例を図4に示す。

図の (a) はビレットの変形が弾性域で行われた場合で、ひずみ波形は、ほぼ、半波長の正弦波とみなしうることがわかる。このことから、加速度波形もまた、半波長の正弦波によって近似しうることがわかる。したがって、この場合、式(6)による仮定は妥当なものと思われる。図の (b) はビレットの変形過程が弾塑性域で行われた場合で、残留ひずみが生じている。このひずみ波形から得られる加速度波形は、ピーク値前後の対称性がくずれることになるが、塑性変形を行う場合、衝撃速度は弾性変形の場合よりも大きくなり、ラムとビレットの接触時間が短くなる。したがって、加速度のパルス幅が短くなるため、この場合にも、加速度波形は半波長の正弦波によって近似しうであろう。図5にビレットがラムの衝突によって弾塑性変形する場合のラム上端面から放射される衝撃音の測定結果を示す。

この場合、ラム下端面からの放射音の影響を除くために、バッフル板をラム上端面の位置に水平に設けてある。ラム端面中心からの測定点距離( $r=300\text{mm}$ )を一定として、ラム中心軸に対する測定点の角度 $\theta$ を増加していくと、パルス状衝撃音の音圧ピーク値は減少していくことがわかる。このことはラム端面からの音の放射が指向性をもっていることを示している。また、 $\theta$ の増加とともに、衝撃音パルスの時間幅が長くなることがわかる。これらの結果は、ラム端面からの放射を一つの点音源で代表させて表わすことはできないことを示している。測定系において、ラム上端面および下端面からの放射音はそれぞれ、負および正のパルス音として測定される。図に示されている負のパルス音に続く音圧の小さい正のパルス音は、下端面からの音が完全に除去されずに、ラムとバッフル板のすき間から漏洩した下端面からの放射音の影響によるものである。図5との比較のために、式(5)と式(6)を用いて計算した衝撃音の音圧波形を図6に示す。

ただし、バッフル板を用いているため、式(5)の係数中の $4\pi$ は $2\pi$ とし、接触時間および音圧のピーク値の測定値を参照値として用いている。面素の分割は30とした。この結果から、測定した衝撃音波形は、ラム下端面からのわずかな影響があるものの、計算による波形とはほぼ同形となっ



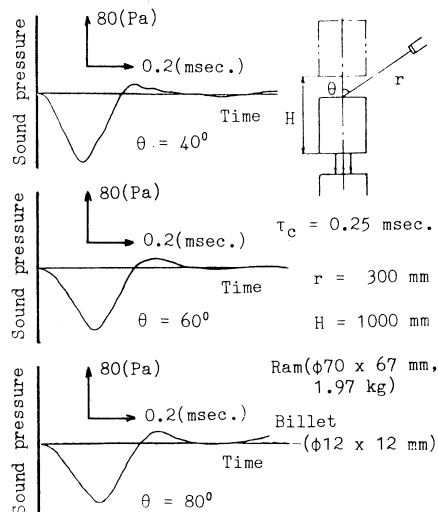
図—4 ビレットの衝撃ひずみ波形

ていることがわかる。また、計算結果によっても、 $\theta$ の増加とともに音圧ピーク値が小さくなり、パルス音の時間幅が長くなることが示されている。この時間幅は式(5)による音圧の計算方法から明らかなように、ラムとビレットの接触時間 $\tau_c$ と微小面素 $S_1$ と $S_{2n}$ からの音波が測定点に到達する時間差の和として表わされる。すなわち、 $\tau = \tau_c + (r_{2n} - r_1)/C$ と表わされる。したがって、衝撃音のパルス幅は接触時間とは等しくはなく、測定位置によってきまる時間差 $(r_{2n} - r_1)/C$ だけ長くなる。 $\theta$ の増加による時間幅の増大はこの経路差による所要時間が長くなることから理解される。例として、 $\theta = 60^\circ$ の場合について計算すると、 $(r_{2n} - r_1)/C = 0.17$  msec. となる。接触時間は0.25 msec. であるから、パルス音の時間幅は0.42 msec. となる。測定結果で

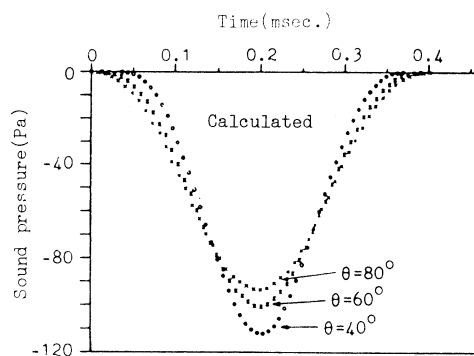
は約0.39 msec. となっているが、下端面からの多少の影響を考慮すれば、ほぼ一致するものとみなせるであろう。次に、ラム両端面からの放射音について、音圧波形の測定結果を図7に示す。

図の(a)は測定点がラム両端面から等距離にある場合で、互いに逆相の放射音が干渉して、ほとんど音圧が測定されない状態を示している。接触時間から予測される正負の音圧パルスの位置を図中に点線で示した。図中の実際に現われている音圧値の小さい正負の音圧パルスは、そ

れぞれ、ラム下端面とし上端面からの放射音が下部のバッフル板によって反射したものと考えられる。図の(b)は上端面からの音圧パルスとそれに遅れて到達する下端面からの音圧パルスの干渉波形を示している。この場合、ラム両端面から最初に到達する音波の経路差による時間差は、上端面からの音圧パルスがピーク値をとる時間よりも大きく、したがって、上端面からの音圧パルスのピーク値は干渉の影響を受けていない。図中の第3番目に位置する正の音圧パルスは下端面からの放射音が下部のバッフル板で反射したものと考えられる。図の(c)はラム両端面から測定点に至る経路差が大きく、上端面からの放射音が到達し終ってから下端面からの放射音が到達



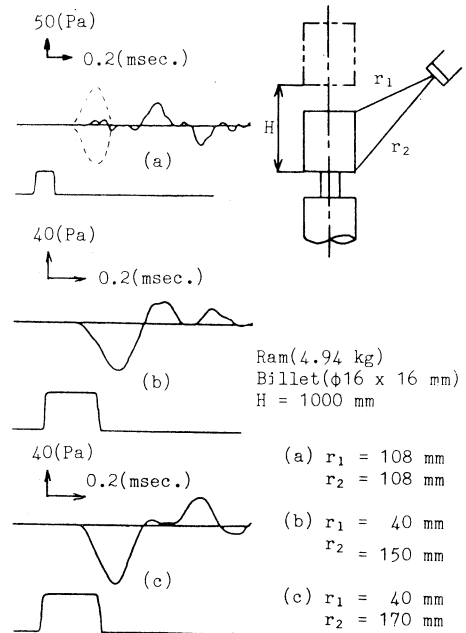
図—5 ラム上端面からの放射音



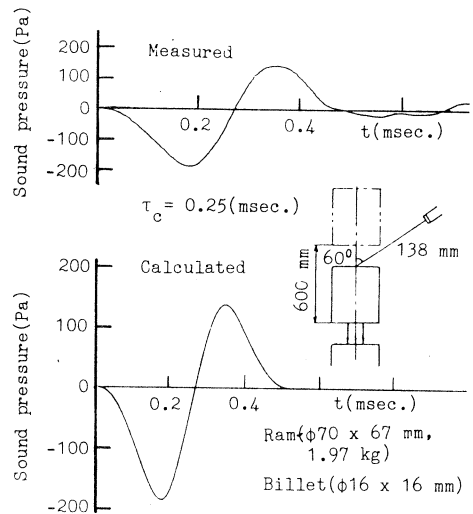
図—6 ラム上端面からの放射音

している場合で、両者の干渉は起っていない。以上のように、測定位置によって衝撃音の音圧波形が異なるので、衝撃音の評価にさいしては測定位置について十分考慮する必要がある。図8はラム両端面からの放射音が干渉している場合について、音圧波形の計算と測定との結果を比較した例である。両者は音圧パルスのピーク値についても、パルスの時間幅についてもよく一致している。この場合の干渉の程度を検討しておく。ラムの寸法および測定位置の関係と接触時間0.25 msec. を考慮するとラム上端面からの音圧パルスの時間幅は0.42 msec. となり、これは測定値と一致している。下端面からの音圧パルスは0.15 msec. 遅れて到達することになり、その時間幅は0.38 msec. と計算される。したがって、干渉の結果として測定される2つの音圧パルスの時間幅は0.53 msec と計算される。測定結果では0.51 msec. となっており、両者はよく一致している。

以上の音圧の計算は式(5)と式(6)によっているが、これらの結果からも、式(6)による加速度の近似は妥当なものと考えられる。また、音圧パルス幅 $\tau$ の2倍を音圧波形の周期とみなし、 $\lambda = 2\tau C$ を波長と考えると図8の場合、ラム上端面からの放射音の波長は288mmとなり、下端面からの放射音の波長は261mmとなる。いずれの場合も波長はラムの寸法( $\phi 70 \times 67$ mm)の3倍程度大きくなっており、ラムによる音波の遮蔽効果は現われず、計算結果と測定結果とがよく一致したものと思われる。ラムの直径と長さのうち大きい方を代表寸法 $L$ とすると、波長定数 $k(=2\pi/\lambda)$ を用いて、 $kL < 2\pi$ が成り立つような場合には、ラムによる遮蔽効果を考える必要がなく、式(5)、式(6)によって、放射音の音圧が求められるといえる。本実験



図一7 ラム両端面からの放射音



図一8 放射音の計算及び実験結果の比較



の範囲では、すべてこの関係を満している。

## 5. 結 言

円柱ラムの衝突によりビレットが衝撃変形する過程で、ラムの端面から放射される衝撃音の特性およびその特性評価に関する問題点を理論と実験とにより検討した。その結果、次のような結論を得た。

- (1) 衝突時にラムの端面から放射される衝撃音の音圧は、ラム端面を微小面素に分割し、それぞれの面素からの放射音の重ね合せとして求めることができ、計算結果と実験結果とはよく一致している。
- (2) ラムの一つの端面から放射される衝撃音の音圧波形は半波長の正弦波に近いパルス状の波形となる。その音圧パルスの時間幅はラムとビレットの接触時間と、測定点に最も遠い面素と最も近い面素からの経路差による時間との和として表わされ、計算結果と実験結果とがよく一致している。
- (3) ラムの両端面から放射される衝撃音の音圧は、衝撃音の波長がラムの代表寸法  $L$  より大きい場合には、すなわち、 $kL < 2\pi$  が成り立つとき、放射音に対するラムの遮蔽効果はないものとして、重ね合せの計算により求めることができる。計算結果と実験結果とはよく一致している。
- (4) ラム両端面からの放射音は互いに逆位相であり、測定点の位置によっては干渉により、音圧が測定されなかったり、音圧波形がかなり変化する。このため、衝撃音の評価にさいしては測定位置の影響を十分考慮する必要がある。

(昭和60年5月21日 受理)

## 文 献

- 1) 西村源六郎, 高橋浩一: 精密機械 28, (4) 30 (1962)
- 2) 富田 豊, 堀内敏夫: 日本音響学会誌 34, (5) 318 (1978)
- 3) 坂田 勝, 中川正紀, 遠藤 満: 日本機械学会論文集 (C編) 45, (392) 414 (1979)
- 4) 遠藤 満, 西 成人, 中川正紀, 坂田 勝: 日本機械学会論文集44, (377) 38 (1978)
- 5) Hodgson, D. C., Bowcock, J. E.: J. Sound Vib. 42 (3) 325 (1975)
- 6) 会田俊夫, 佐藤 進, 由井雄二郎, 福間 洋: 日本機械学会論文集34, (268) 2226 (1968)
- 7) 会田俊夫, 佐藤 進, 後藤 晋, 福間 洋: 日本機械学会論文集34, (268) 2237 (1968)
- 8) 会田俊夫, 佐藤 進, 福間 洋, 川上 晋: 日本機械学会論文集34, (268) 2247 (1968)
- 9) 西村源太郎, 高橋浩一: 精密機械 30 (6) 475 (1964)
- 10) 降筋清司, 小池茂幸: 日本機械学会論文集 (C編) 45, (391) 285 (1979)
- 11) Sadek, M. M., Tobias, S. A.: Proc. Int. Mach. Tool Des. Res. Conf. 17 th 257 (1977)
- 12) Skudrzyk, E.: The Foundation of Acoustics 348 (Springer-Verlag, 1971)