

# 床仕様による 衝撃加振力の変化について

関西大学 環境都市工学部 建築学科  
建築環境工学第 I 研究室 音ゼミ  
建 10-80 東山 拓矢  
指導教官 豊田 政弘 助教

# 目次

<b>1</b>	<b>はじめに</b> .....	2
1.1	研究背景・問題点.....	2
1.2	先行研究.....	3
1.3	研究目的.....	5
1.4	研究方法.....	5
<b>2</b>	<b>計算</b> .....	6
2.1	計算方法.....	6
2.1.1	振動方程式.....	6
2.1.2	Hertz の式.....	9
2.1.3	衝撃加振力の計算.....	13
2.2	計算条件.....	15
2.2.1	加振源.....	15
2.2.2	床仕様.....	15
2.3	計算結果.....	16
2.3.1	妥当性の検証.....	16
2.3.2	床材による比較.....	17
2.3.3	床厚による比較.....	22
<b>3</b>	<b>実験</b> .....	27
3.1	実験方法.....	27
3.1.1	実験機材.....	27
3.1.2	精度検証.....	28
3.2	実験条件.....	30
3.2.1	実験場所等.....	30
3.2.2	床仕様.....	31
3.3	実験結果.....	32
3.3.1	床材による比較.....	32
3.3.2	支持脚・落下位置による比較.....	35
3.3.3	フローリング床材について.....	37
<b>4</b>	<b>考察</b> .....	38
4.1	計算と実験による結果の比較.....	38
4.2	床仕様による衝撃加振力の適用範囲と変化.....	38
<b>5</b>	<b>おわりに</b> .....	39
	参考文献.....	40

## 1 はじめに

### 1.1 研究背景・問題点

集合住宅における床衝撃音問題は、住環境で重要視される問題の1つである。重量物の移動や落下、子供のとびはねなどによる床衝撃騒音による住民間のトラブルも多く、改善の必要がある。床衝撃音の予測には、床衝撃加振力のデータが必要となるが、乾式二重床構造などの仕上げは非線形性を持つことが多いため、実際に加振源と仕上げ材の間に働く力は予想がしづらく、加振力の標準的なデータを用いることが予測精度を低下させている可能性がある。

また、近年 JIS の改正により、バングマシンに加えゴムボールが新たな標準重量衝撃源に加えられた。軽量で実験が容易に行えることや、バングマシンでは測定する衝撃力が大きすぎることから、ゴムボールによる測定が主流となりつつある。ゴムボールによる測定は落下装置が開発されていないことや実施の簡便性から手動落下によって行われている。そのため、測定の再現性が十分でない可能性がある。従って、精緻かつ安定した予測のためには、ゴムボールの落下装置の開発と、加振源と仕上げ材の間に働く力の評価が必要と思われる。

## 1.2 先行研究

村上等[1]はまず、ゴムボールの測定方法について、手動落下による測定値のばらつきを調査している。手ぶれにより落下高さが変化することによる影響を調べるため、落下高さを5cm毎に変化させて衝撃力暴露レベルを測定している(図1)。その結果、落下高さ90~130cmの広い範囲で衝撃力暴露レベルが規格値を満足していた(図2)。従って、手ぶれ程度の落下高さの変化に対しては、落下高さを毎回確認すれば手動落下でも精度の高い測定が可能と考えられている。

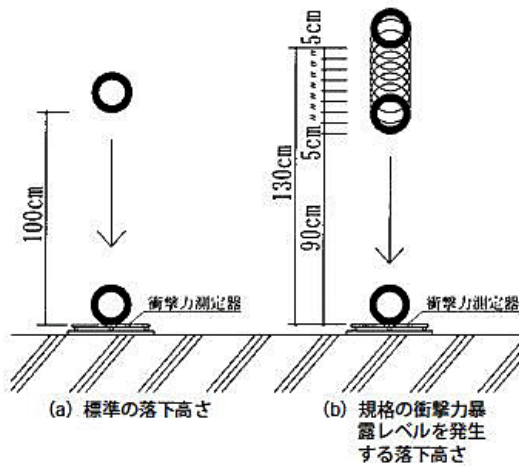


図1 落下高さ詳細図  
(文献[1]より再掲)

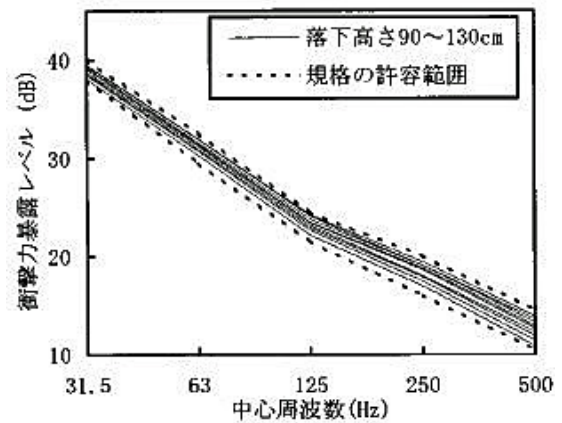


図2 落下高さの変化による  
衝撃音暴露レベルの変化  
(文献[1]より再掲)

次に手動落下の際、加振点の近くに人が立つことによる人の荷重の影響を調査している。図3に示す4つの床仕上げ材において、RC造(スラブ厚150mm)の実験室で加振点を5点とし実験を行っている。この実験では、加振点から約60cmの位置に約60kgの成人が床の上に立ちゴムボールを落下させた場合と、アルミ製足場板の上に立ちゴムボールを落下させた場合の床衝撃音レベルを比較している。両者における床衝撃音レベルの差(図3)は、RC床素面およびカーペット床において差は見られず、直貼りフローリング床では若干の差、乾式二重床においては最も大きな差が見られるという結果になっている。

この影響を小さくする方法について、村上等は加振点から離れた位置で床と人とを振動絶縁する方法を検討している。乾式二重床について約60kgの人が、図4に示すようなガラスウールを用いた足場から落下させた場合と、直接加振点の近くから落下させた床衝撃音レベルの差を図5に示す。足場を用いるとレベル差は半分以下になることが確認された。

この結果より、ゴムボールによる加振力が床仕上げ材や測定者の有無によって大きく変化していることが想像される。

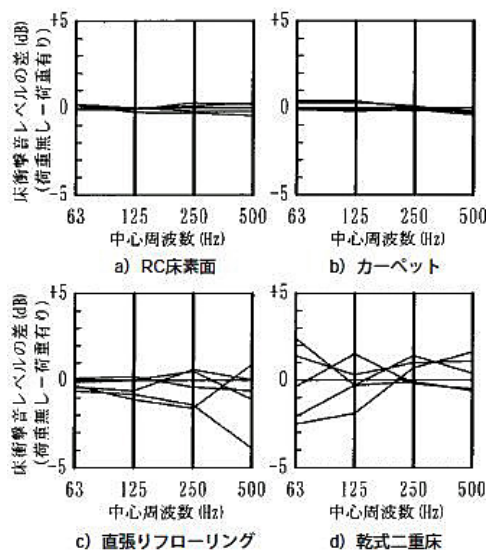


図3 床仕上げ材による床衝撃音レベル  
(文献[1]より再掲)

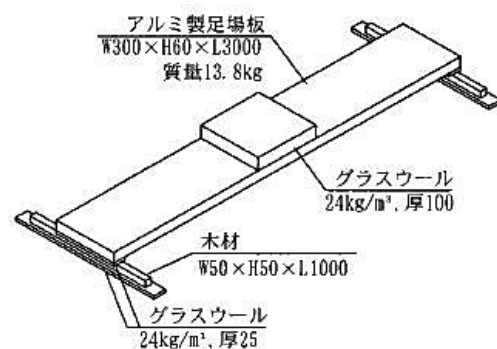


図4 ガラスウールを用いた足場  
(文献[1]より再掲)

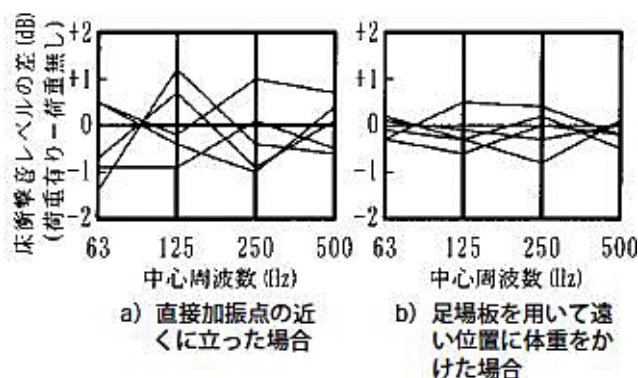


図5 足場の有無による床衝撃音レベルの差  
(文献[1]より再掲)

### 1.3 研究目的

前節の実験結果により、床仕様により加振力に変化が見られると考えられる。そこで、床仕様ごとのゴムボールの落下による衝撃加振力を調べることで、標準的な加振力データの適用範囲と変化の傾向を把握することを本研究の目的とする。

### 1.4 研究方法

研究方法として、計算と実験による2つの観点から衝撃力の検討を行う。床仕様ごとに衝撃加振力の最大値と加振時間について計算結果と実験結果、それぞれから比較し変化を観察する。

計算については、板の振動方程式と Hertz の式を用い解析を行う。実験は、ゴムボールの落下装置を作成し落下高さの精度を高め、床仕上げ材を変えて実験を行う。また、使用するゴムボールは、JIS 認証されているインパクトボール YI-01 [2]とする。このゴムボールの仕様は、質量 2.5kg、外形 178mm、肉厚 32mm の中空球体であり、このゴムボールを 1m の高さから自由落下させるものとする(図 6)。これらの研究方法については次章以降に詳しく示す。

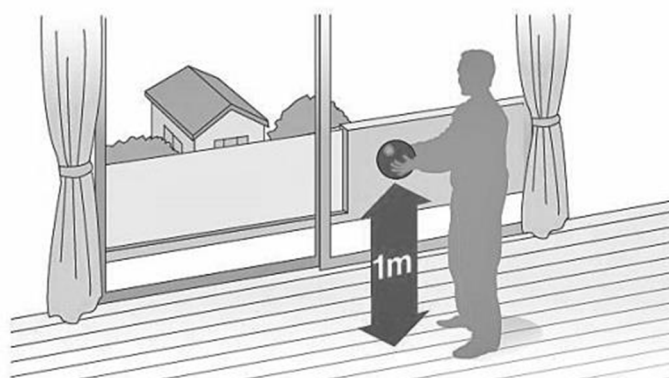


図 6 手動によるゴムボールの自由落下

## 2 計算

### 2.1 計算方法

#### 2.1.1 振動方程式

無限大平板への衝撃加振とする(図 7)。音響負荷を無視した板の振動方程式は

$$D\nabla^4 w(r,t) + C \frac{\partial}{\partial t} w(r,t) + \rho h \frac{\partial^2}{\partial t^2} w(r,t) = f(t) \frac{\delta(r)}{2\pi r} \quad (1.1)$$

$f(t)$  : 外力  $w(r,t)$  : 板の変位  $E$  : ヤング率[N/m<sup>2</sup>]  $\nu$  : ポアソン比  $C$  : 減衰係数  
 $\rho$  : 板密度[kg/m<sup>3</sup>]  $h$  : 板厚[m]  $\delta(r)$  : Dirac Delta Function

$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$  : 曲げ剛性  $\nabla^4 = \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right)^2$  : 微分演算子 である。

次のハンケル変換を考える。

$$w(r,t) = \int_0^\infty W(k,t) J_0(kr) k dk \quad (1.2)$$

$$W(k,t) = \int_0^\infty w(r,t) J_0(kr) r dr \quad (1.3)$$

$$\Delta(k) = \int_0^\infty \frac{\delta(r)}{r} \cdot J_0(kr) \cdot r dr = 1 \quad (1.4)$$

ここで、 $J_{0,1}$ は 0 次および 1 次ベッセル関数である。(1.4)式より、

$$\frac{\delta(r)}{r} = \int_0^\infty \Delta(k) \cdot J_0(kr) k dk = \int_0^\infty J_0(kr) k dk \quad (1.5)$$

となる。(1.2)(1.5)式を(1.1)式に代入すると、

$$\begin{aligned} & D \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right)^2 \int_0^\infty W(k,t) J_0(kr) k dk \\ & + C \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\infty W(k,t) J_0(kr) k dk \\ & + \rho h \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^\infty W(k,t) J_0(kr) k dk = \frac{f(t)}{2\pi} \int_0^\infty J_0(kr) k dk \end{aligned} \quad (1.6)$$

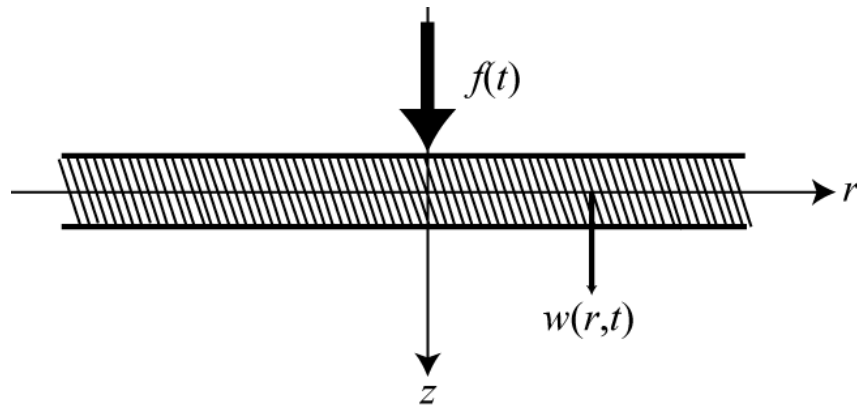


図 7 板の振動方程式のモデル図

であるが、ここで

$$\frac{\partial}{\partial r} J_0(kr) = -kJ_1(kr) \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} J_1(kr) = -k \left\{ J_0(kr) - \frac{1}{kr} J_1(kr) \right\} \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} J_0(kr) = -k^2 J_0(kr) + \frac{k}{r} J_1(kr) \quad (1.9)$$

であるから、

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) J_0(kr) = -k^2 J_0(kr) \quad (1.10)$$

となり、ゆえに、

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right)^2 J_0(kr) = -k^4 J_0(kr) \quad (1.11)$$

である。(1.11)を(1.6)に適用すると、

$$Dk^4 W(k, t) + C \frac{\partial}{\partial t} W(k, t) + \rho h \frac{\partial^2}{\partial t^2} W(k, t) = \frac{f(t)}{2\pi} \quad (1.12)$$

となる。ここで、 $\kappa^2 \equiv \frac{Dk^4}{\rho h}$ 、 $2\kappa\zeta \equiv \frac{C}{\rho h}$  とすると、(1.12)は

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} W(k, t) + 2\kappa\zeta \frac{\partial}{\partial t} W(k, t) + \kappa^2 W(k, t) = \frac{f(t)}{2\pi\rho h} \quad (1.13)$$

と変形される。これは定数係数非同次線形二階微分方程式である。

文献[4]より、(1.13)式の特性方程式は、 $m^2 + 2\kappa\zeta m + \kappa^2 = 0$  となり、 $m = -\kappa\zeta \pm i\kappa\sqrt{1-\zeta^2}$  ( $0 \leq \zeta \leq 1$ ) である。よって、同次方程式の2つの独立した特解は  $\alpha \equiv \kappa\zeta$  ,  $\beta \equiv \kappa\sqrt{1-\zeta^2}$  として、 $y_1 = e^{(-\alpha+i\beta)t}$  ,  $y_2 = e^{(-\alpha-i\beta)t}$  と表される。このとき、 $\text{Wronskian} = y_1 y_2' - y_2 y_1' = -2i\beta e^{-2\alpha t} (\neq 0)$  であるから、

$$u_1' = \frac{e^{(-\alpha-i\beta)t}}{2i\beta e^{-2\alpha t}} \cdot \frac{f(t)}{2\pi\rho h} , \quad u_2' = -\frac{e^{(-\alpha+i\beta)t}}{2i\beta e^{-2\alpha t}} \cdot \frac{f(t)}{2\pi\rho h} \quad (1.14)$$

となり、初期条件を考慮して積分すれば、

$$u_1 = \frac{1}{4i\pi\rho h\beta} \int_0^t f(\tau) e^{(\alpha-i\beta)\tau} d\tau , \quad u_2 = \frac{-1}{4i\pi\rho h\beta} \int_0^t f(\tau) e^{(\alpha+i\beta)\tau} d\tau \quad (1.15)$$

となる。



したがって特殊積分は、

$$\begin{aligned}
Y &= \frac{1}{4i\pi\rho h\beta} \left[ e^{(-\alpha+i\beta)t} \int_0^t f(\tau) e^{(\alpha-i\beta)\tau} d\tau - e^{(-\alpha-i\beta)t} \int_0^t f(\tau) e^{(\alpha+i\beta)\tau} d\tau \right] \\
&= \frac{1}{4i\pi\rho h\beta} \int_0^t f(\tau) [e^{(-\alpha+i\beta)(t-\tau)} - e^{(-\alpha-i\beta)(t-\tau)}] d\tau \\
&= \frac{1}{2\pi\rho h\beta} \int_0^t f(\tau) e^{-\alpha(t-\tau)} \cdot \sin\beta(t-\tau) d\tau
\end{aligned} \tag{1.16}$$

となり、以上より(1.13)式の完全解は、

$$W(k, t) = Ae^{(-\alpha+i\beta)t} + Be^{(-\alpha-i\beta)t} + \frac{1}{2\pi\rho h\beta} \int_0^t f(\tau) e^{-\alpha(t-\tau)} \cdot \sin\beta(t-\tau) d\tau \tag{1.17}$$

となる。初期条件  $W(k, 0) = \frac{\partial}{\partial t} W(k, t) \Big|_{t=0} = 0$  より、  $A=B=0$  であるから(1.17)式は、

$$W(k, t) = \frac{1}{2\pi\rho h\beta} \int_0^t f(\tau) e^{-\alpha(t-\tau)} \cdot \sin\beta(t-\tau) d\tau \tag{1.18}$$

となり、(1.18)式を(1.2)式に代入すると、

$$\begin{aligned}
w(r, t) &= \int_0^\infty \frac{1}{2\pi\rho h\beta} \int_0^t f(\tau) e^{-\alpha(t-\tau)} \cdot \sin\beta(t-\tau) d\tau \cdot J_0(kr) k dk \\
&= \frac{1}{2\pi\rho h} \int_0^t f(\tau) \int_0^\infty J_0(kr) e^{-\alpha(t-\tau)} \cdot \frac{\sin\beta(t-\tau)}{\beta} k dk \cdot d\tau
\end{aligned} \tag{1.19}$$

と表される。

### 2.1.2 Hertz の式

ゴムボールを無限大平板に自由落下させるものを考える。ゴムボールについて、 $M$ : 質量[kg]  $R_s$ : 半径[m]  $E_1$ : ヤング率[N/m<sup>2</sup>]  $\nu_1$ : ポアソン比とし、平板については、 $E_2$ : ヤング率[N/m<sup>2</sup>]  $\nu_2$ : ポアソン比とする。また、衝突後のゴムボールの変位:  $w_1$ [m] 衝突後の平板の変位:  $w_2$ [m] とし、ゴムボールが平板に作用する力を  $f(t)$  とおく(図 8)。

球の運動量変化は板の反力による力積に等しいので、ゴムボールの速度を  $v(t)$ 、衝突時のゴムボールの速度を  $v_0$ [m/s] とおくと、

$$Mv(t) - Mv_0 = \int_0^t -f(\tau) d\tau \quad (2.1)$$

となる。よって、球の変位  $w_1$  は

$$\begin{aligned} w_1 &= \int_0^t v(s) ds \\ &= \int_0^t \left[ v_0 - \frac{1}{M} \int_0^s f(\tau) d\tau \right] ds = v_0 t - \frac{1}{M} \int_0^t \int_0^s f(\tau) d\tau ds \end{aligned} \quad (2.2)$$

であり、ここで、 $f(\tau)$  の原始関数の 1 つを  $F(\tau)$  とすると

$$\int_0^t \int_0^s f(\tau) d\tau ds = \int_0^t \{F(s) - F(0)\} ds = \int_0^t F(s) ds - F(0)t$$

また、

$$\int_0^t f(\tau)(t - \tau) d\tau = [F(\tau)(t - \tau)]_0^t - \int_0^t F(\tau)(-1) d\tau = \int_0^t F(\tau) d\tau - F(0)t \quad (2.3)$$

であるから、以上より、

$$\int_0^t \int_0^s f(\tau) d\tau ds = \int_0^t f(\tau)(t - \tau) d\tau \quad (2.4)$$

となる。(2.4)式を(2.2)式に代入すると、

$$w_1 = v_0 t - \frac{1}{M} \int_0^t f(\tau)(t - \tau) d\tau \quad (2.5)$$

と表せる。

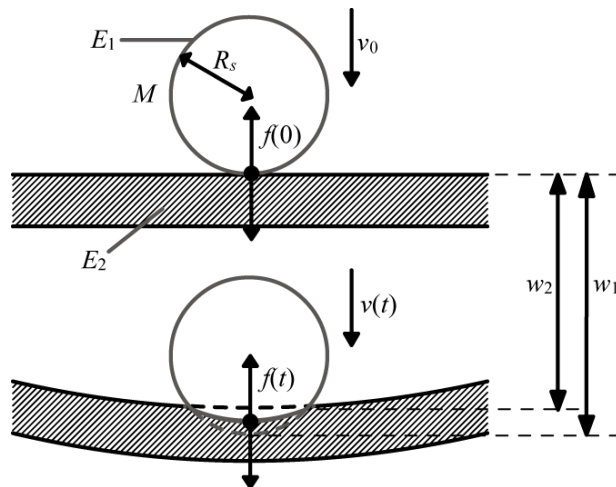


図 8 Hertz の式のモデル図

板の変位 $w_2$ は(1.19)式より

$$w_2 = w(0, t) = \frac{1}{2\pi\rho h} \int_0^t f(\tau) \int_0^\infty e^{-\alpha(t-\tau)} \cdot \frac{\sin\beta(t-\tau)}{\beta} k dk \cdot d\tau \quad (2.6)$$

ここで、 $\alpha = \zeta \sqrt{\frac{D}{\rho h}} \cdot k^2$ 、 $\beta = \sqrt{\frac{D(1-\zeta^2)}{\rho h}} \cdot k^2$  であるから、 $k^2 = x$ とすると  $2kdk = dx$  である。

従って、

$$\begin{aligned} \int_0^\infty e^{-\alpha(t-\tau)} \cdot \frac{\sin\beta(t-\tau)}{\beta} k dk &= \int_0^\infty e^{-\zeta \sqrt{\frac{D}{\rho h}} x(t-\tau)} \cdot \frac{\sin \sqrt{\frac{D(1-\zeta^2)}{\rho h}} x(t-\tau)}{\sqrt{\frac{D(1-\zeta^2)}{\rho h}} x} \cdot \frac{dx}{2} \\ &= \frac{1}{2\sqrt{\frac{D(1-\zeta^2)}{\rho h}}} \int_0^\infty e^{-\zeta \sqrt{\frac{D}{\rho h}} x(t-\tau)} \cdot \frac{\sin \sqrt{\frac{D(1-\zeta^2)}{\rho h}} (t-\tau) \cdot x}{x} dx \quad (\text{文献[5]参照}) \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\rho h}{D(1-\zeta^2)}} \tan^{-1} \frac{\sqrt{1-\zeta^2}}{\zeta} \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる。(2.7)式を(2.6)式に代入して、

$$w_2 = \frac{\tan^{-1}(\sqrt{1-\zeta^2}/\zeta)}{4\pi\sqrt{\rho h D(1-\zeta^2)}} \int_0^t f(\tau) d\tau \quad (2.8)$$

となる。さて、Hertz の式  $w_1 - w_2 = Kf(t)^{\frac{2}{3}}$ 、 $K = R_s^{-\frac{1}{3}} \left[ \frac{3}{4} \left( \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right) \right]^{\frac{2}{3}}$  に

(2.5)(2.8)式を代入すると、

$$v_0 t - \frac{1}{M} \int_0^t f(\tau)(t-\tau) d\tau - \frac{\tan^{-1}(\sqrt{1-\zeta^2}/\zeta)}{4\pi\sqrt{\rho h D(1-\zeta^2)}} \int_0^t f(\tau) d\tau = Kf(t)^{\frac{2}{3}} \quad (2.9)$$

であり、ゆえに、

$$\int_0^t f(\tau) \left( \frac{t-\tau}{M} + \frac{\tan^{-1}(\sqrt{1-\zeta^2}/\zeta)}{4\pi\sqrt{\rho h D(1-\zeta^2)}} \right) d\tau + Kf(t)^{\frac{2}{3}} - v_0 t = 0 \quad (2.10)$$

となる。(2.10)式は解析的に解くことができないので数值的、又は、近似的に $f(t)$ を求める。

ここで、 $R \equiv \frac{\tan^{-1}(\sqrt{1-\zeta^2}/\zeta)}{4\pi\sqrt{\rho h D(1-\zeta^2)}}$ 、 $\varphi(t-\tau) \equiv \frac{t-\tau}{M} + R$  とすると(2.10)式は、

$$\int_0^t f(\tau) \cdot \varphi(t-\tau) + Kf(t)^{\frac{2}{3}} - v_0 t = 0 \quad (2.11)$$

と表せ、微小時間  $\Delta t$  を考え、離散化した $f(t)$ を  $f_0, f_1, f_2 \dots$  とすると、

$$\int_0^{\Delta t} \frac{f_0 + f_1}{2} \varphi(\Delta t - \tau) d\tau + Kf_1^{\frac{2}{3}} - v_0 \Delta t = 0 \quad (2.12)$$

すなわち、

$$f_1 \int_0^{\Delta t} \varphi(\Delta t - \tau)/2 \cdot d\tau + Kf_1^{\frac{2}{3}} - v_0\Delta t = 0 \quad (2.13)$$

となる。ゆえに、 $\int_0^{\Delta t} \varphi(\Delta t - \tau)/2 \cdot d\tau = \varphi_1$  とすると、

$$Kf_1^{\frac{2}{3}} + \varphi_1 f_1 - v_0\Delta t = 0 \quad (2.14)$$

が得られる。同様に、

$$\int_0^{2\Delta t} f(\tau)\varphi(2\Delta t - \tau)d\tau + Kf(2\Delta t)^{\frac{2}{3}} - v_0 \cdot 2\Delta t = 0 \quad (2.15)$$

より、

$$\int_0^{\Delta t} \frac{f_0+f_1}{2}\varphi(2\Delta t - \tau)d\tau + \int_0^{2\Delta t} \frac{f_1+f_2}{2}\varphi(2\Delta t - \tau)d\tau + Kf_2^{\frac{2}{3}} - 2v_0\Delta t \quad (2.16)$$

$$f_1 \int_0^{2\Delta t} \varphi(2\Delta t - \tau)/2 \cdot d\tau + f_2 \int_{\Delta t}^{2\Delta t} \varphi(2\Delta t - \tau)/2 \cdot d\tau + Kf_2^{\frac{2}{3}} - 2v_0\Delta t \quad (2.17)$$

となる。ゆえに  $\int_0^{2\Delta t} \varphi(2\Delta t - \tau)/2 \cdot d\tau = \varphi_{12}$   $\int_{\Delta t}^{2\Delta t} \varphi(2\Delta t - \tau)/2 \cdot d\tau = \varphi_2$  とすると、

$$Kf_2^{\frac{2}{3}} + \varphi_2 f_2 - (2v_0\Delta t - \varphi_{12}f_1) = 0 \quad (2.18)$$

が得られる。同様に、

$$\int_0^{3\Delta t} f(\tau)\varphi(3\Delta t - \tau)d\tau + Kf(3\Delta t)^{\frac{2}{3}} - v_0 \cdot 3\Delta t = 0 \quad (2.19)$$

より、

$$\int_0^{\Delta t} \frac{f_0+f_1}{2}\varphi(3\Delta t - \tau)d\tau + \int_{\Delta t}^{2\Delta t} \frac{f_1+f_2}{2}\varphi(3\Delta t - \tau)d\tau + \int_{2\Delta t}^{3\Delta t} \frac{f_2+f_3}{2}\varphi(3\Delta t - \tau)d\tau + Kf_3^{\frac{2}{3}} - 3v_0\Delta t = 0 \quad (2.20)$$

すなわち、

$$f_1 \int_0^{2\Delta t} \frac{\varphi(3\Delta t - \tau)}{2} \cdot d\tau + f_2 \int_{\Delta t}^{3\Delta t} \frac{\varphi(3\Delta t - \tau)}{2} \cdot d\tau + f_3 \int_{2\Delta t}^{3\Delta t} \frac{\varphi(3\Delta t - \tau)}{2} \cdot d\tau + Kf_3^{\frac{2}{3}} - 3v_0\Delta t = 0 \quad (2.21)$$

となる。

ゆえに、

$$\int_0^{2\Delta t} \varphi(3\Delta t - \tau)/2 \cdot d\tau = \varphi_{13} \quad \int_{\Delta t}^{3\Delta t} \varphi(3\Delta t - \tau)/2 \cdot d\tau = \varphi_{23} \quad \int_{2\Delta t}^{3\Delta t} \varphi(3\Delta t - \tau)/2 \cdot d\tau = \varphi_3 \text{ とすると、}$$

$$Kf_3^{\frac{2}{3}} + \varphi_3 f_3 - (3v_0\Delta t - \varphi_{13}f_1 - \varphi_{23}f_2) = 0 \quad (2.22)$$

が得られる。以上より、式の法則性より

$$\begin{aligned} Kf_1^{\frac{2}{3}} + \varphi_1 f_1 - v_0\Delta t &= 0 \\ Kf_2^{\frac{2}{3}} + \varphi_2 f_2 - (2v_0\Delta t - \varphi_{12}f_1) &= 0 \\ Kf_3^{\frac{2}{3}} + \varphi_3 f_3 - (3v_0\Delta t - \varphi_{13}f_1 - \varphi_{23}f_2) &= 0 \\ &\cdot \\ &\cdot \\ &\cdot \\ Kf_n^{\frac{2}{3}} + \varphi_n f_n - (nv_0\Delta t - \varphi_{1n}f_1 - \varphi_{2n}f_2 - \cdot \cdot \cdot \varphi_{n-1,n}f_n) &= 0 \end{aligned} \quad (2.23)$$

となる。ここでは、

$$\begin{aligned} \varphi_n &= \int_{(n-1)\Delta t}^{n\Delta t} \varphi(n\Delta t - \tau)/2 \cdot d\tau \\ &= \int_{(n-1)\Delta t}^{n\Delta t} \left( \frac{n\Delta t - \tau}{M} + R \right) / 2 \cdot d\tau \\ &= \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{n\Delta t}{M} + R \right) \tau - \frac{1}{2M} \tau^2 \right]_{(n-1)\Delta t}^{n\Delta t} \\ &= \frac{\Delta t}{2} \left( R + \frac{\Delta t}{2M} \right) = \frac{\Delta t}{2} \left( \frac{\Delta t}{2M} + \frac{\tan^{-1}(\sqrt{1 - \zeta^2}/\zeta)}{4\pi\sqrt{\rho h D(1 - \zeta^2)}} \right) \end{aligned} \quad (2.24)$$

であり、また、

$$\begin{aligned} \varphi_{j,n} &= \int_{(j-1)\Delta t}^{(j+1)\Delta t} \varphi(n\Delta t - \tau)/2 \cdot d\tau \\ &= \int_{(j-1)\Delta t}^{(j+1)\Delta t} \left( \frac{n\Delta t - \tau}{M} + R \right) / 2 \cdot d\tau \\ &= \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{n\Delta t}{M} + R \right) \tau - \frac{1}{2M} \tau^2 \right]_{(j-1)\Delta t}^{(j+1)\Delta t} \\ &= \Delta t \left( \frac{n-j}{M} \Delta t + R \right) = \Delta t \left( \frac{n-j}{M} \Delta t + \frac{\tan^{-1}(\sqrt{1 - \zeta^2}/\zeta)}{4\pi\sqrt{\rho h D(1 - \zeta^2)}} \right) \end{aligned} \quad (2.25)$$

(j=1,2,...n-1)

である。

### 2.1.3 衝撃加振力の計算

(2.23)式より、 $f(x) = ax^{\frac{2}{3}} + bx - c$  ( $a > 0$ ) において  $f(x) = 0$  となる  $x$  を求める。

まず、 $f'(x) = \frac{2}{3}ax^{-\frac{1}{3}} + b = 0$  であるから  $x = -\frac{8a^3}{27b^3} \equiv x_0$  で極値をとる。

ここで、 $c > 0$  のとき  $f(0) = -c < 0$  であり、

$$\cdot b > 0 \text{ のとき } f'(x) > 0, x_0 < 0, f(\infty) = \infty \quad \dots \textcircled{1}$$

$$\cdot b < 0 \text{ のとき } x_0 > 0, f(\infty) = -\infty \quad \dots \textcircled{2}$$

となる。また、 $c < 0$  のとき  $f(0) = -c > 0$  であり、

$$\cdot b > 0 \text{ のとき } f'(x) > 0, x_0 < 0, f(\infty) = \infty \quad \dots \textcircled{3}$$

$$\cdot b < 0 \text{ のとき } x_0 > 0, f(\infty) = -\infty \quad \dots \textcircled{4}$$

となる。従って、 $\textcircled{1} c > 0, b > 0$   $\textcircled{4} c < 0, b < 0$  のとき、1つの解を得られる(図9)。

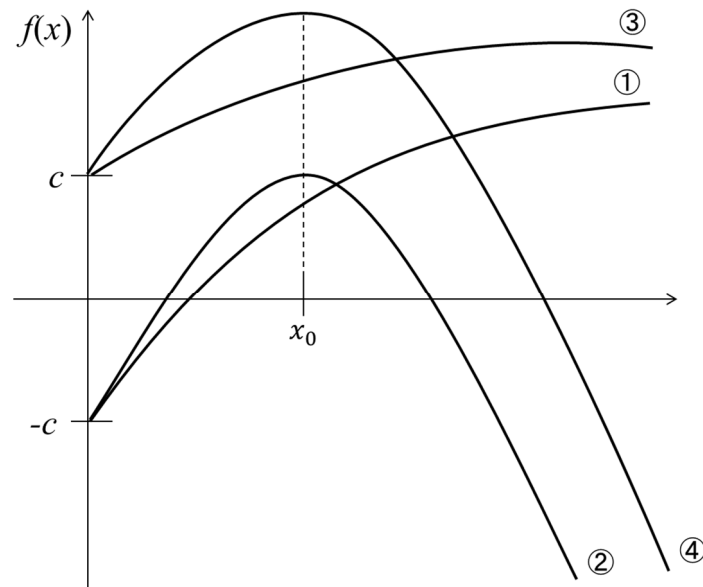


図9  $f(x)$ のグラフ

ここで Newton-Raphson 法を用いて解を近似計算する(図 10)。  $x = x_m$  における接線は  $y = f'(x_m)(x - x_m) + f(x_m)$  であるから、  $0 = f'(x_m)(x_{m+1} - x_m) + f(x_m)$  より、ゆえに、

$$\begin{aligned} x_{m+1} &= x_m - \frac{f(x_m)}{f'(x_m)} \\ &= x_m - \frac{ax_m^{\frac{2}{3}} + bx - c}{\frac{2}{3}ax^{-\frac{1}{3}} + b} = \frac{3c - ax_m}{2ax_m^{-\frac{1}{3}} + 3b} \end{aligned} \quad (3.1)$$

となる。収束条件は、極小の値を  $\epsilon$  とおいて、

$$\left| \frac{x_{m+1} - x_m}{x_m} \right| \leq \epsilon \quad (3.2)$$

とする。ただし、

$$a = K, \quad b = \varphi_n, \quad c = nv_0\Delta t - \sum_{k=1}^{n-1} \varphi_{kn} f_k \quad (n=2,3,\dots) \quad (3.3)$$

である。(3.1)式について、初期値  $x_1 = 10^{-30}$  とする。また、サンプリング周波数を  $f_s = 64000[\text{Hz}]$  とし、  $\epsilon = 10^{-6}$  とする。計算における時間離散化幅は、  $\Delta t = 1/f_s = 1/64000 [\text{s}]$  である。

以上、(3.1)(3.3)式において整数  $n$  の値を増やしながら計算を行い、(3.2)の条件で収束した値がその時刻での衝撃加振力である。

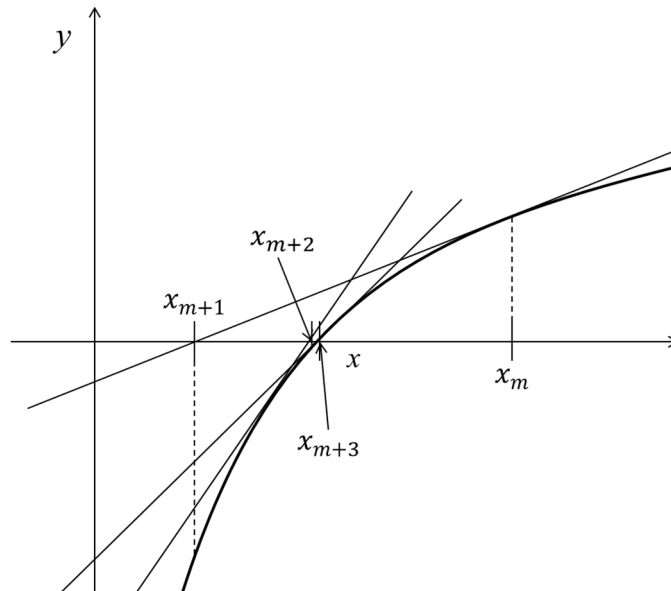


図 10 Newton-Raphson 法のグラフ

## 2.2 計算条件

### 2.2.1 加振源

加振源については、ゴムボール「YI-01」[2](図11)を使用する。このゴムボールの仕様から、半径： $R_s = 0.089[\text{m}]$  質量： $M = 2.0[\text{kg}]$ とし、また、ゴム硬度が40程度なので文献[6]より、ヤング率： $E_1 = 0.95 \times 10^6[\text{N/m}^2]$  ポアソン比： $\nu_1 = 0.5$  を想定する。ゴムボールが衝突する初速度は、1mの高さから落下させるので  $v_0 = 4.429[\text{m/s}]$  とする。



図11 使用する加振源

### 2.2.2 床仕様

計算に使用する床仕様は、床素材を変更し、床の厚み( $h=0.10\text{cm}, 1.0\text{cm}, 5.0\text{cm}, 10\text{cm}, 20\text{cm}$ )の5種による変化も併せて確認する。床素材においては、文献[6]における特性値を参照し、

(1)普通コンクリート：

ヤング率： $E_2 = 2.7 \times 10^{10}[\text{N/m}^2]$  、体積密度： $\rho = 2300[\text{kg/m}^3]$  、  
ポアソン比： $\nu_2 = 0.17$  、損失係数： $\zeta = 5 \times 10^{-3}$

(2)軽量コンクリート：

ヤング率： $E_2 = 1.5 \times 10^{10}[\text{N/m}^2]$  、体積密度： $\rho = 1700[\text{kg/m}^3]$  、  
ポアソン比： $\nu_2 = 0.2$  、損失係数： $\zeta = 3 \times 10^{-3}$

(3)せっこうボード：

ヤング率： $E_2 = 1.8 \times 10^9[\text{N/m}^2]$  、体積密度： $\rho = 750[\text{kg/m}^3]$  、  
ポアソン比： $\nu_2 = 0.2$  、損失係数： $\zeta = 3 \times 10^{-2}$

(4)ラワン合板：

ヤング率： $E_2 = 6 \times 10^9[\text{N/m}^2]$  、体積密度： $\rho = 600[\text{kg/m}^3]$  、  
ポアソン比： $\nu_2 = 0.2$  、損失係数： $\zeta = 1 \times 10^{-2}$

(5)硬質塩化ビニル：

ヤング率： $E_2 = 3.5 \times 10^9[\text{N/m}^2]$  、体積密度： $\rho = 1370[\text{kg/m}^3]$  、  
ポアソン比： $\nu_2 = 0.28$  、損失係数： $\zeta = 1 \times 10^{-2}$

の5種類における衝撃加振力の変化を確認する。



## 2.3 計算結果

### 2.3.1 妥当性の検証

様々な床仕様における計算を行う前に、この計算の妥当性の検証を行う。

ゴムボール YI-01 をコンクリート板に 1m の高さから自由落下させたものとして計算を行う。このコンクリート板については、ヤング率： $E_2 = 2.4 \times 10^{10} [\text{N}/\text{m}^2]$ 、体積密度： $\rho = 2400 [\text{kg}/\text{m}^3]$ 、ポアソン比： $\nu_2 = 0.2$ 、損失係数： $\zeta = 5 \times 10^{-3}$ 、厚み： $h = 0.2 [\text{m}]$ と仮定する。以上の条件のもと計算を行なった結果を図 12 に示す。一方、文献[2]に記載されている YI-01 の衝撃力波形の測定例が図 13 である。この 2 つの図を比較すると、最大値、加振時間ともによく一致しており、本研究の衝撃加振力の計算が妥当であると考えられる。

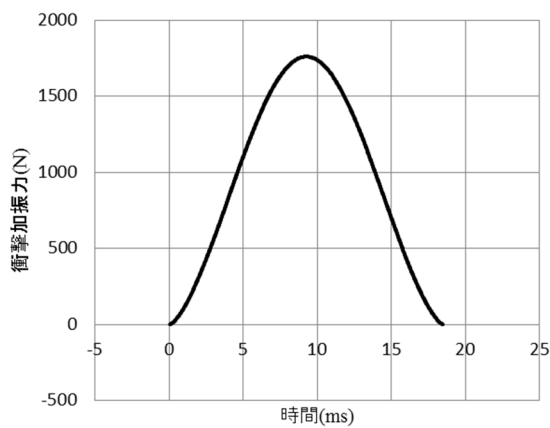


図 12 妥当性検証の計算結果

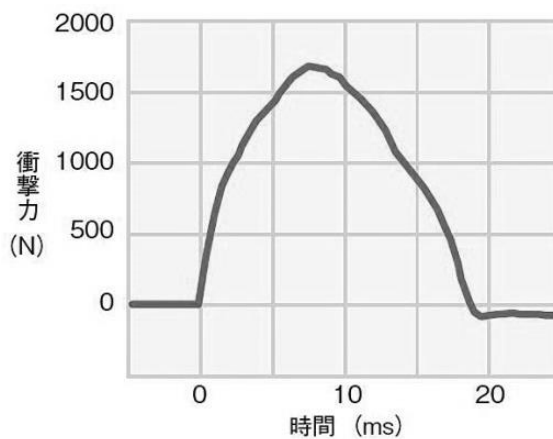
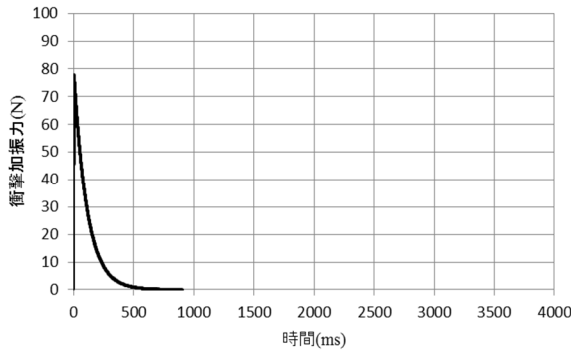


図 13 YI-01 の測定例

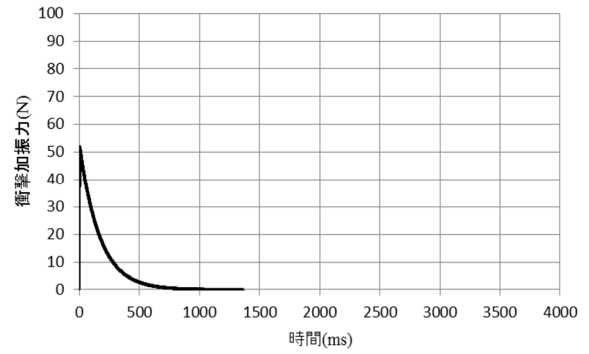
### 2.3.2 床材による比較

(1)床の厚み：0.10cm のとき

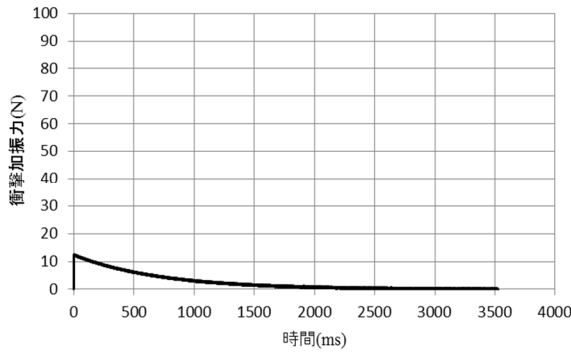
概ね、床材の体積密度が大きいほど衝撃加振力の最大値は大きくなっており、体積密度が小さいほど加振時間は長くなっている。また、概ね、床材のヤング率が大きいほど衝撃加振力の最大値は大きくなっており、ヤング率が小さいほど加振時間は長くなっている。



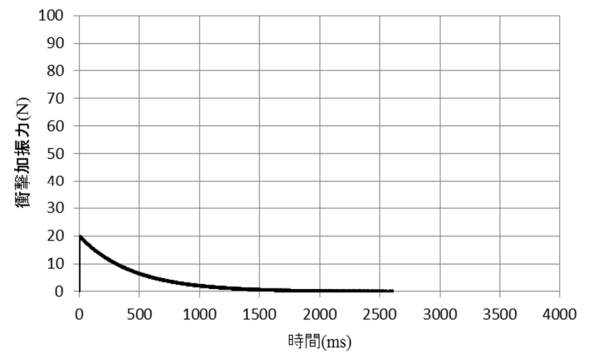
普通コンクリート



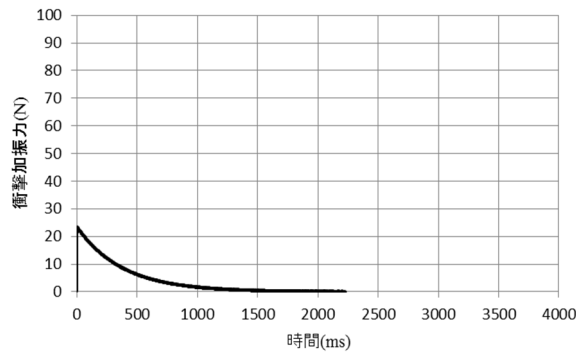
軽量コンクリート



せっこうボード



ラワン合板

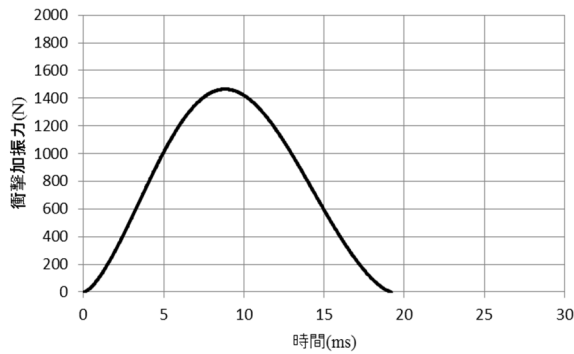


硬質塩化ビニル

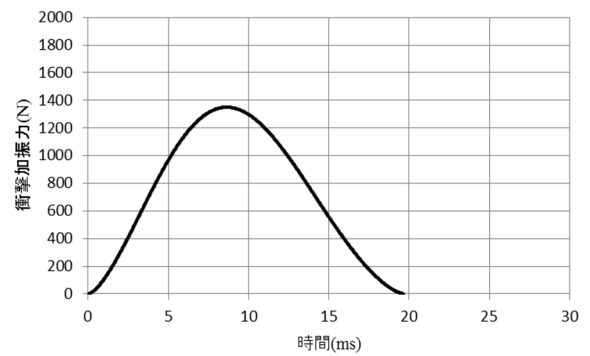
図 14 厚み 0.10cm における衝撃加振力

(2)床の厚み 1.0cm のとき

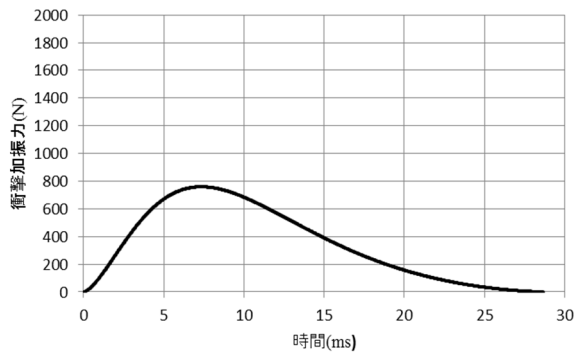
コンクリート以外の床素材には衝撃加振力の最大値と加振時間に大きな差が見られる。コンクリートでは、衝撃加振力に約 100N の差が出たが、加振時間にはあまり差は出なかった。



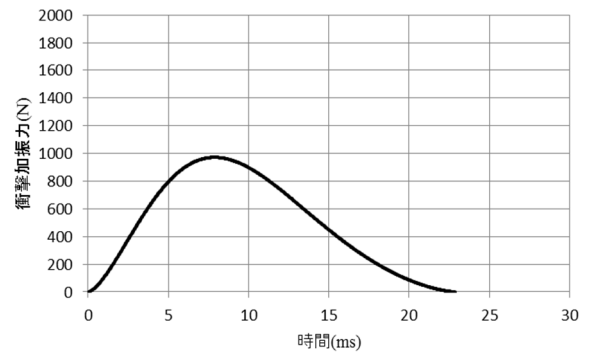
普通コンクリート



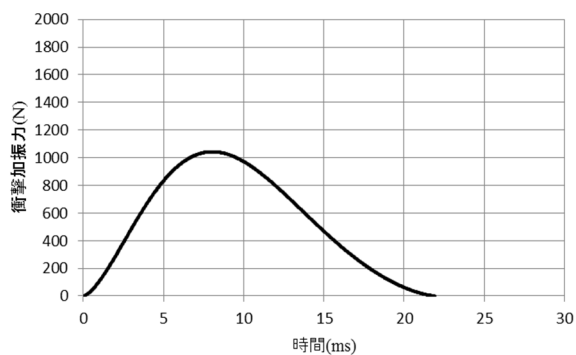
軽量コンクリート



せっこうボード



ラワン合板

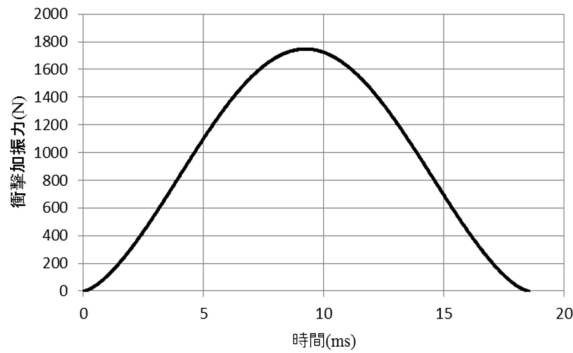


硬質塩化ビニル

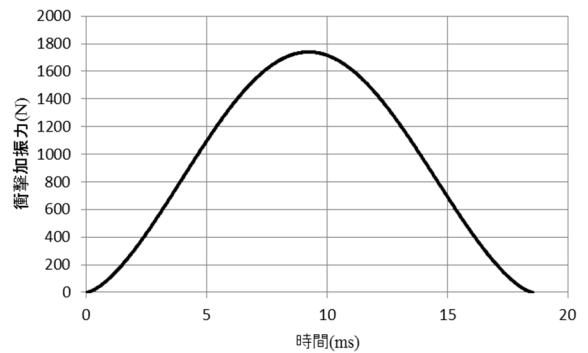
図 15 厚み 1.0cm における衝撃加振力

(3)床の厚み 5.0cm のとき

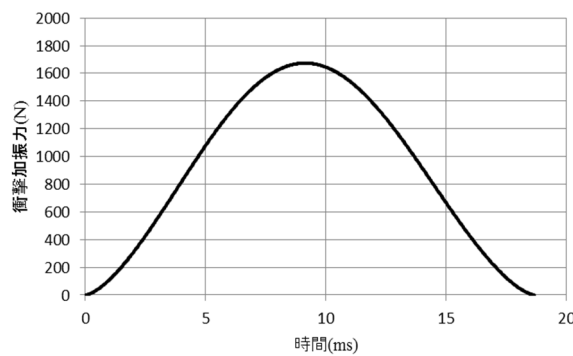
せっこうボードは他の床素材に比べると衝撃加振力の最大値に約 50N のわずかな差があったが、他の部材には変化が見られない。また、加振時間には差が表れなかった。



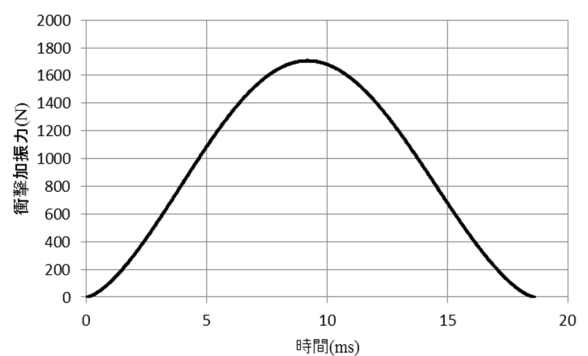
普通コンクリート



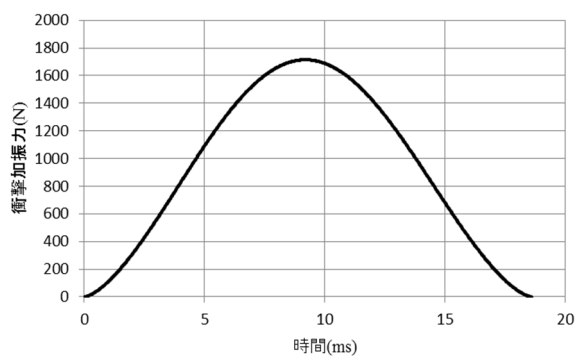
軽量コンクリート



せっこうボード



ラワン合板

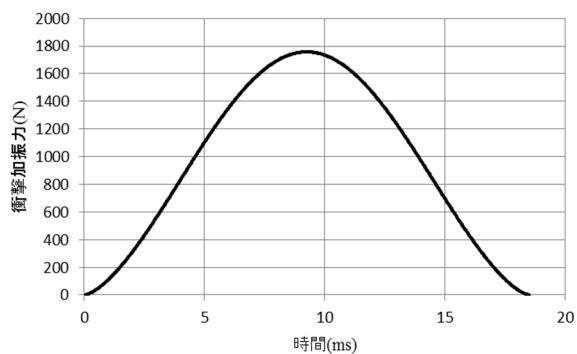


硬質塩化ビニル

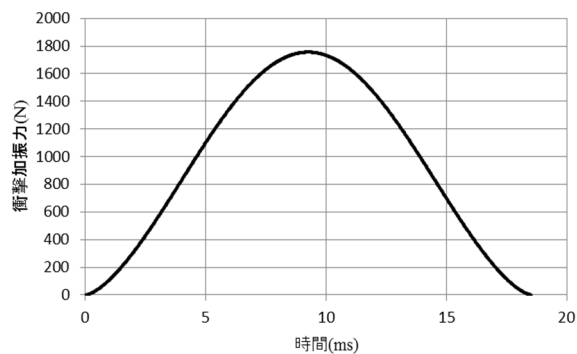
図 16 厚み 5.0cm における衝撃加振力

(4)床の厚み 10cm のとき

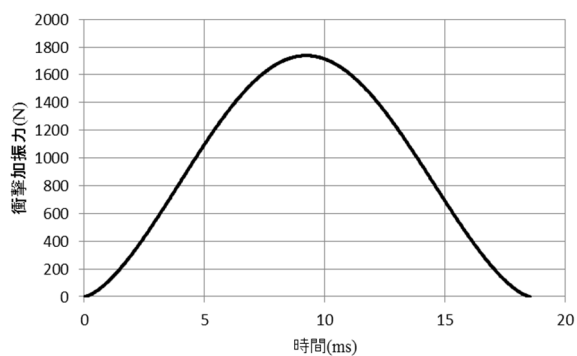
床素材による違いはほとんど見られない。



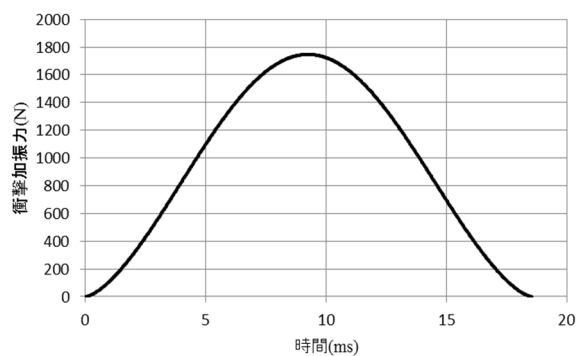
普通コンクリート



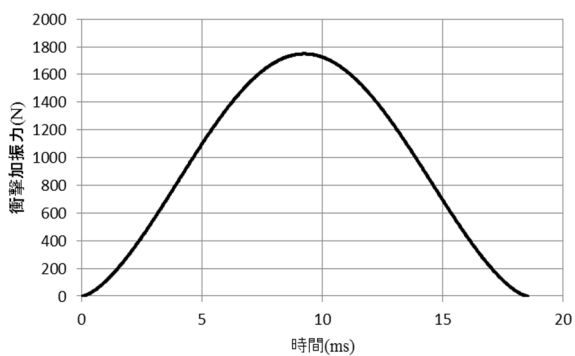
軽量コンクリート



せっこうボード



ラワン合板

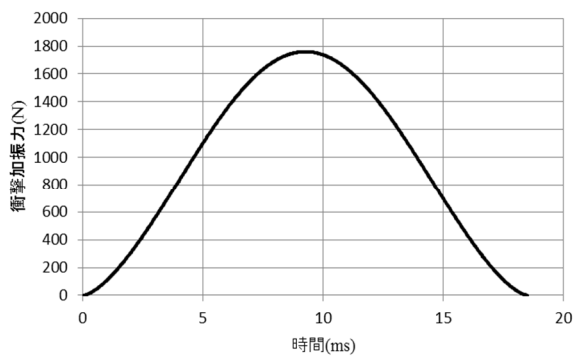


硬質塩化ビニル

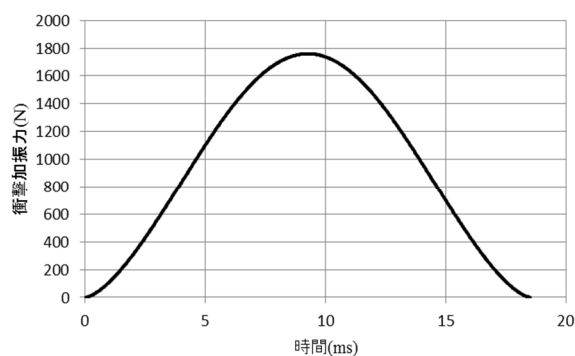
図 17 厚み 10cm における衝撃加振力

(5)床の厚み 20cm のとき

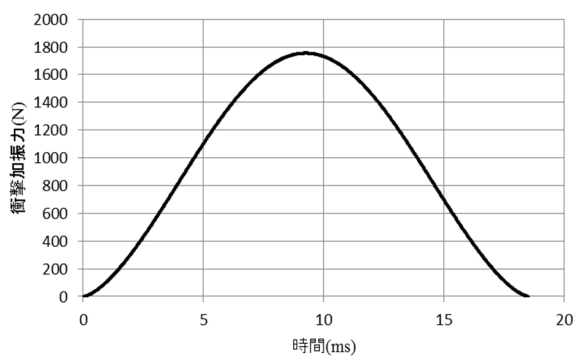
床素材による違いは全く見られない。



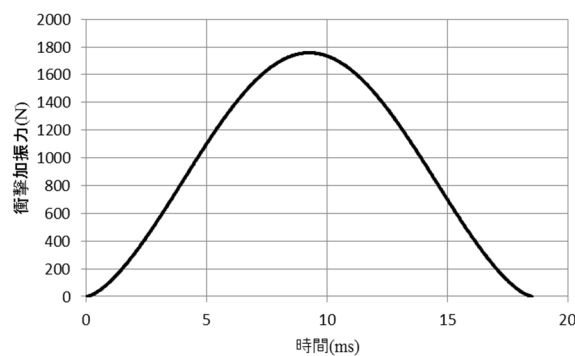
普通コンクリート



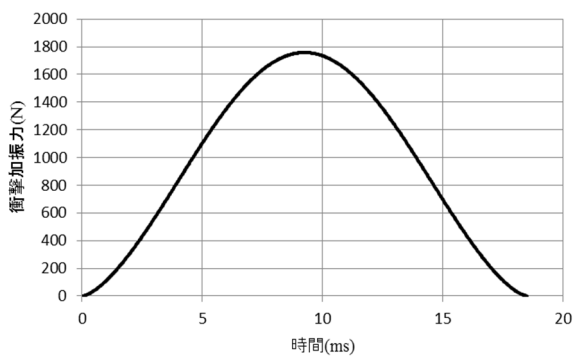
軽量コンクリート



せっこうボード



ラワン合板



硬質塩化ビニル

図 18 厚み 20cm における衝撃加振力

### 2.3.3 床厚による比較

#### (1) 普通コンクリート床材のとき

5.0cm 以降は衝撃加振力の最大値、加振時間ともに変化が見られない。床素材の厚みが大きい方が衝撃加振力は大きく、床素材の厚みの薄い方が加振時間は長くなっている。

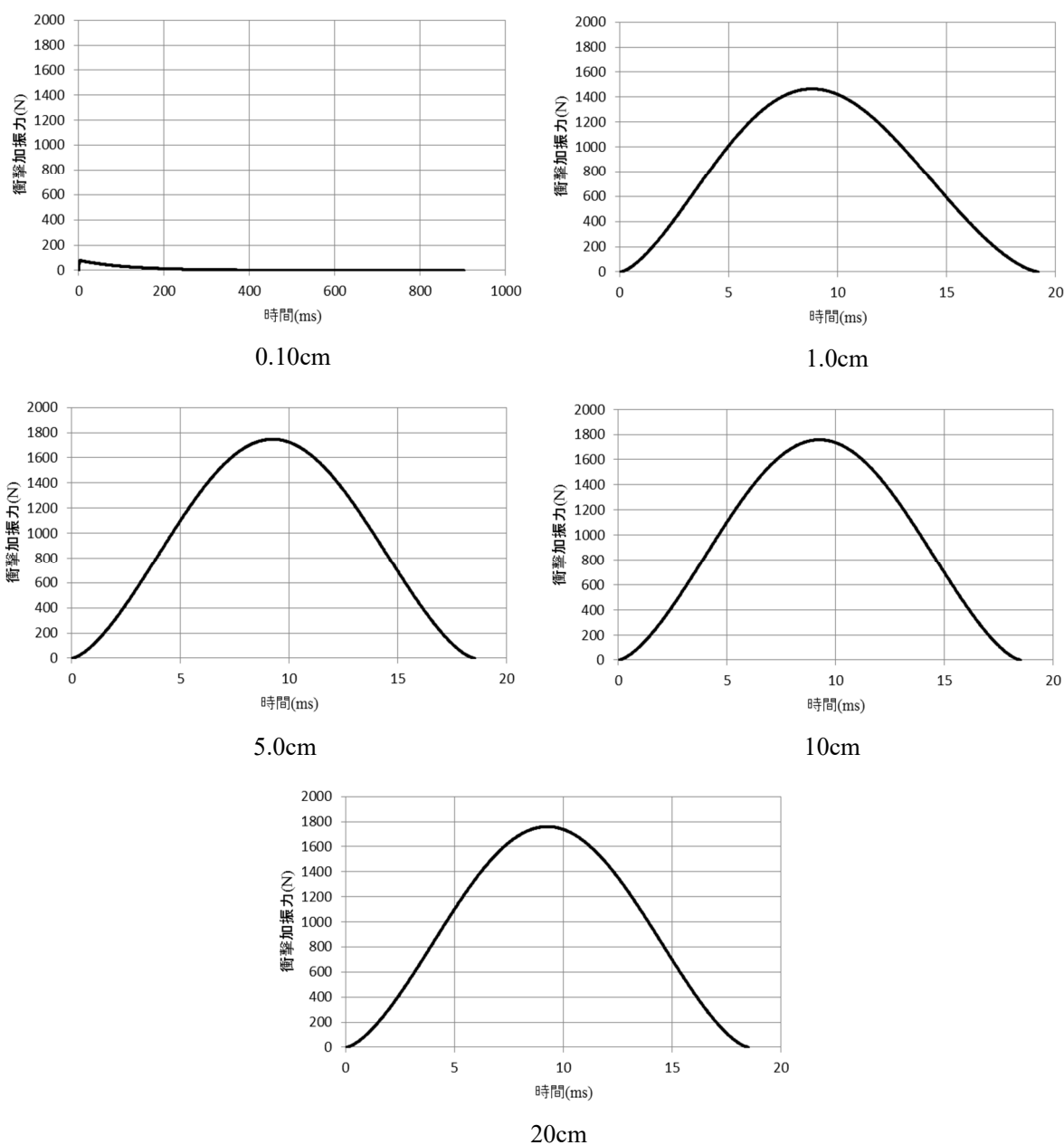


図 19 普通コンクリート床材における衝撃加振力

(2)軽量コンクリート

5.0cm 以降は衝撃加振力の最大値と加振時間に変化は見られない。床素材の厚みが大きい方が衝撃加振力は大きく、床素材の厚みの薄い方が加振時間は長くなっている。

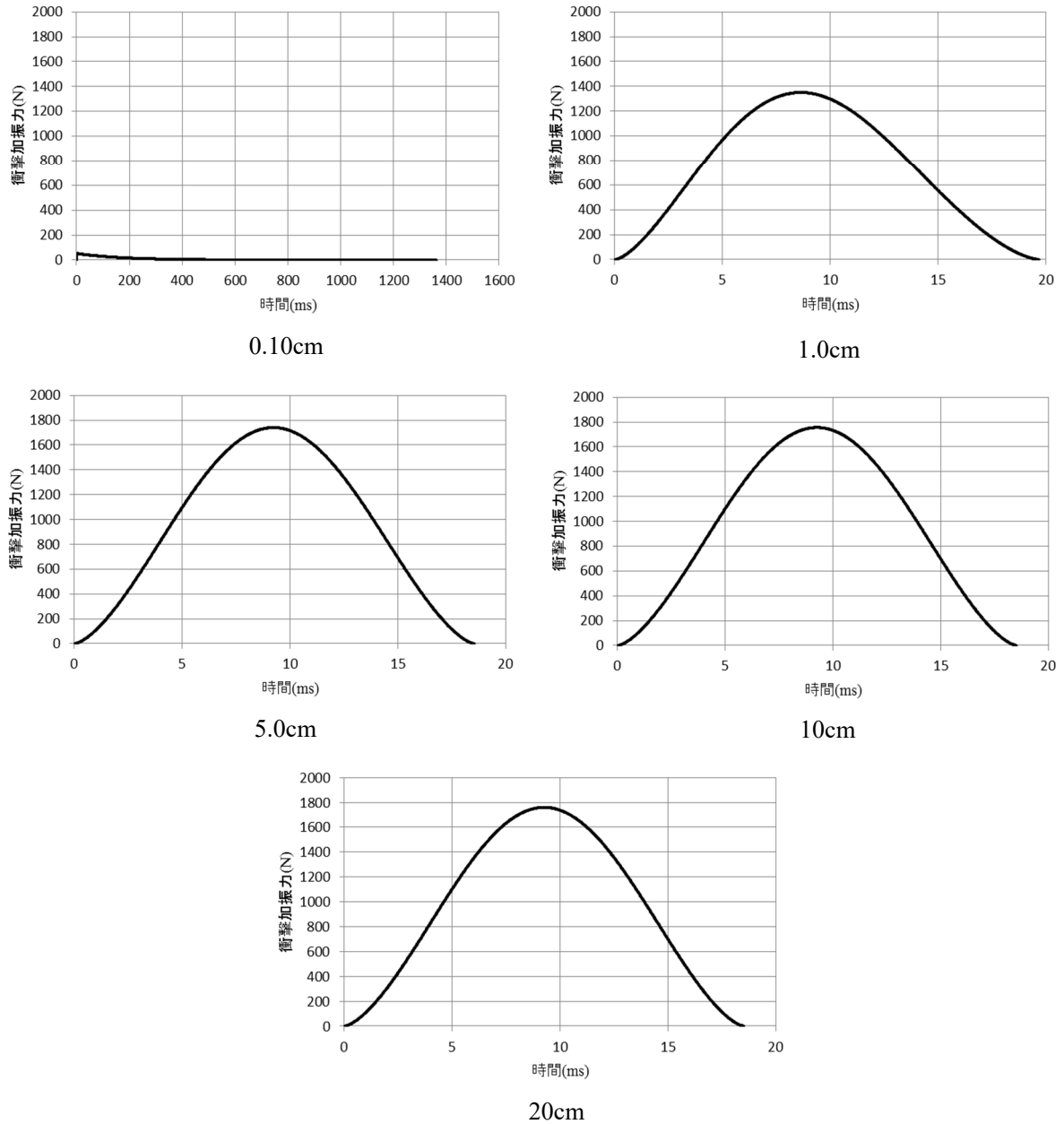


図 20 軽量コンクリート床材における衝撃加振力



### (3)せっこうボード

10cm 以降は衝撃加振力の最大値に変化が見られない。加振時間については 5.0cm 以降に変化が見られない。床素材の厚みが大きい方が衝撃加振力は大きく、床素材の厚みの薄い方が加振時間は長くなっている。

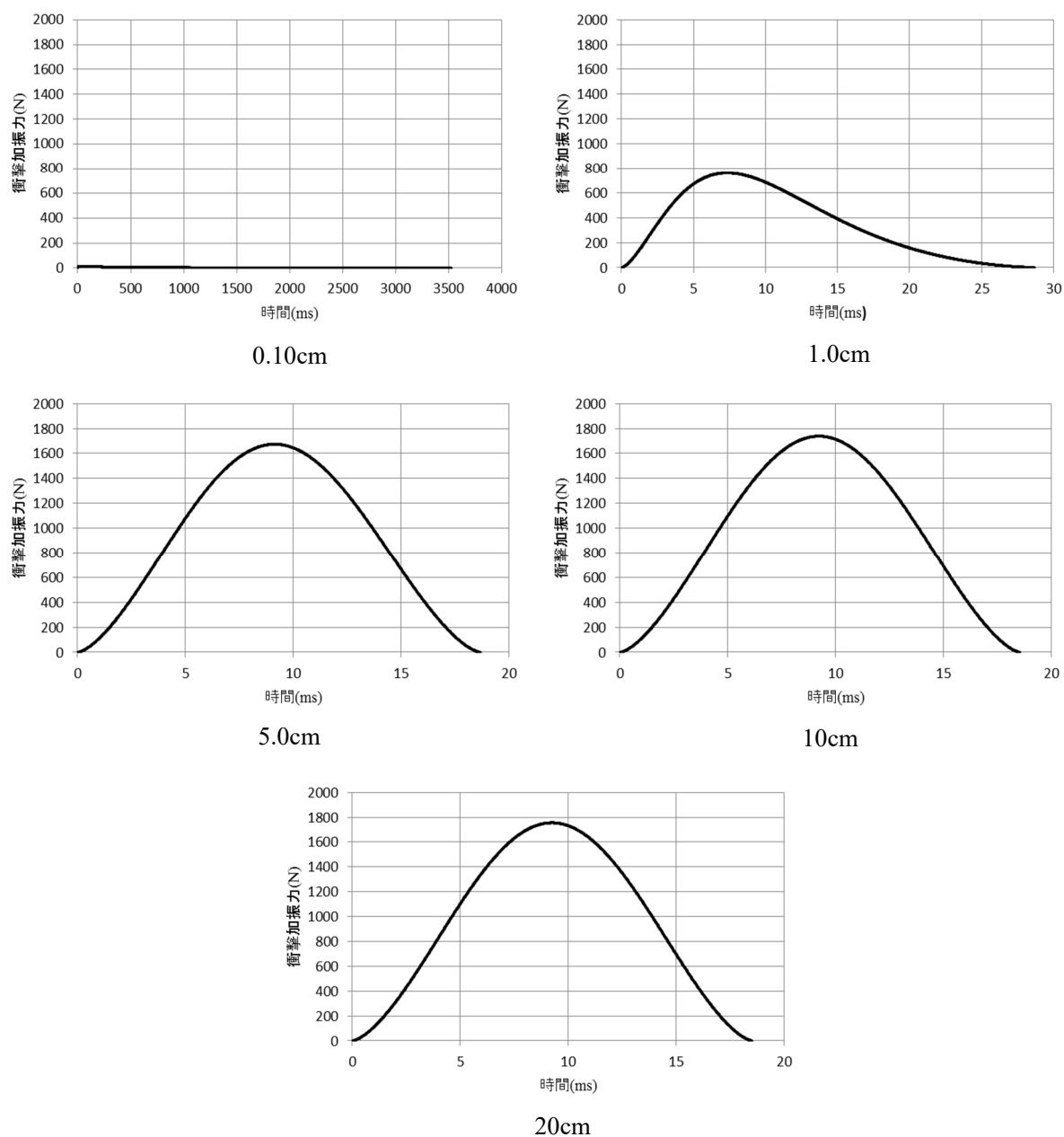


図 21 せっこうボード床材における衝撃加振力

#### (4) ラワン合板

5.0cm と 10cm では 10cm の方が約 50N 大きい差が見られるが、10cm 以降は衝撃加振力と加振時間に変化が見られない。床素材の厚みが大きい方が衝撃加振力は大きく、床素材の厚みの薄い方が加振時間は長くなっている。

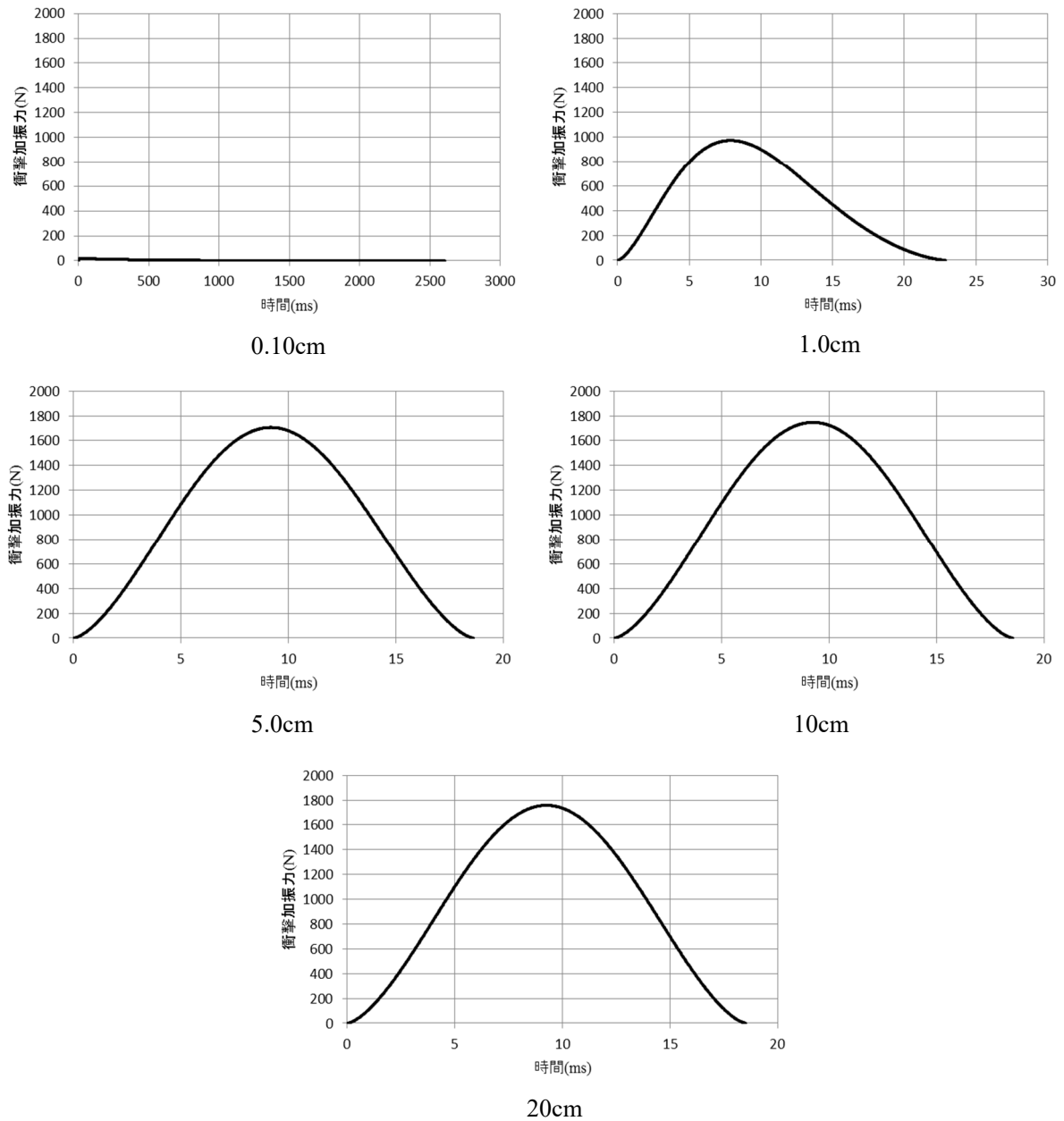


図 22 ラワン合板床材における衝撃加振力

(5)硬質塩化ビニル

5.0cm と 10cm では 10cm の方が約 50N 大きい差が見られるが、10cm 以降は衝撃加振力と加振時間に変化が見られない。床素材の厚みが大きい方が衝撃加振力は大きく、床素材の厚みの薄い方が加振時間は長くなっている。

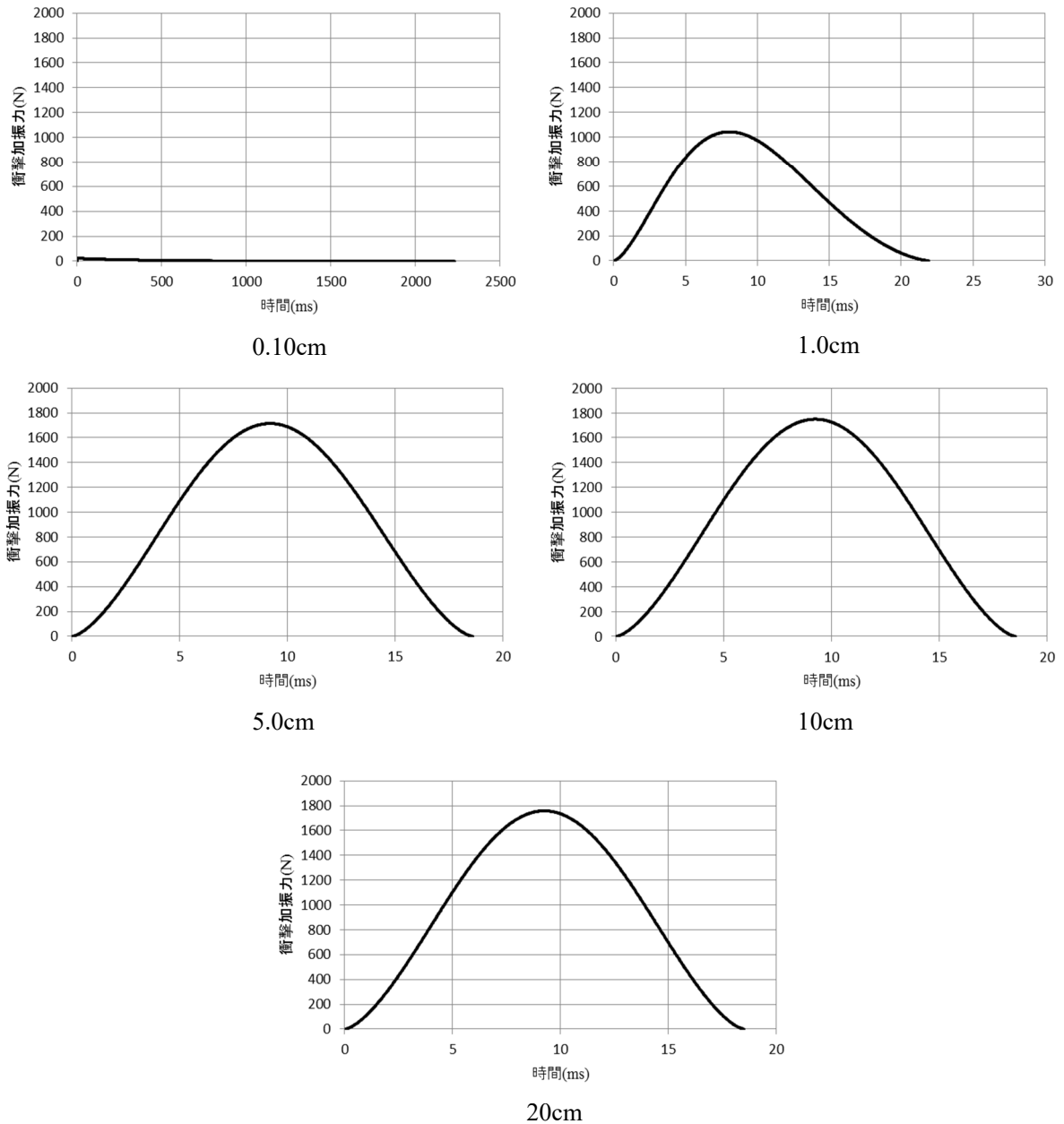


図 23 硬質塩化ビニル床材における衝撃加振力

### 3 実験

#### 3.1 実験方法

##### 3.1.1 実験機材

衝撃源については、計算と同じくゴムボール YI-01 を使用する。測定装置(図 24)はゴムボールの製造と同じリオン社の PF-10 を床材の上に設置し衝撃加振力の測定を行った。

また、ゴムボールの落下装置は市販されていない。しかし、手動で 1m の高さから正確に自由落下させるには難しい。そこで、実験の精度を高めるため、ゴムボールの落下装置を作成した。この落下装置は、強度を高めるため木枠の土台(図 25)で作成し、その土台上部に、ばねとローラーを併用させた金属の落下装置(図 26)を設置したものである。このローラーに取り付けた紐を引っ張ることでゴムボールを自由落下させる。落下装置の横幅は実験で使う床素材よりも 3cm 大きいものを作成し、落下装置が床素材に影響を与えないようにした。落下装置は脚部ねじにより床の厚みに対応し高さ調節が可能であり、ゴムボール下部から測定装置上部まで 1m の距離で自由落下させることができる。

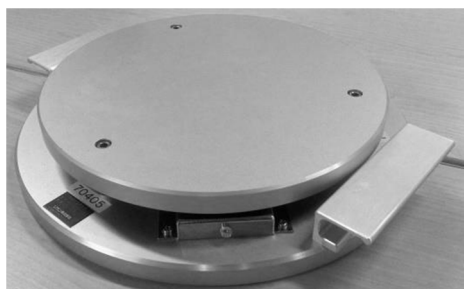


図 24 測定装置



図 25 木枠の土台

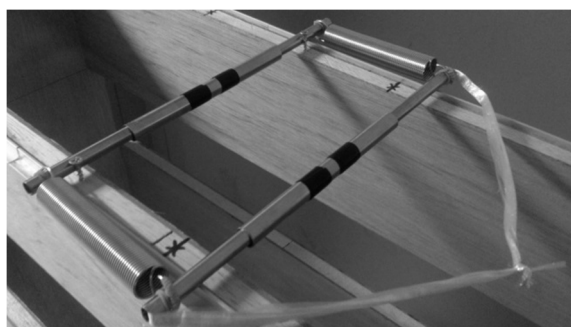


図 26 金属ローラーの落下装置

### 3.1.2 精度検証

研究室の床が十分に重くて固いかどうかを調べることに及び、安定した衝撃力が発生しているかを調べるため、精度検証を行った。

検証は、研究室内の室内床上(図 27)と、研究棟前のコンクリート床上(図 28)の2か所で行った。この床上に、直に測定装置を設置し落下装置を用いゴムボールを落下させる。この検証を場所ごとに10回行い、土台下の床板による衝撃加振力の変化がないか確認した。また、ボールが回転しないよう、真っ直ぐ落下しているかを毎回確認しながら検証を行った。



図 27 研究室の床上



図 28 コンクリートの床上

測定結果を、図 29、30 に示す。両グラフともに、10 回の測定における最大値には大きな違いは見られない。そして、10 回の測定結果はともに安定した数値を示している。ゆえに、精度検証により、研究室の床が十分に重くて固いこと、及び、安定した衝撃力が発生することが分かった。

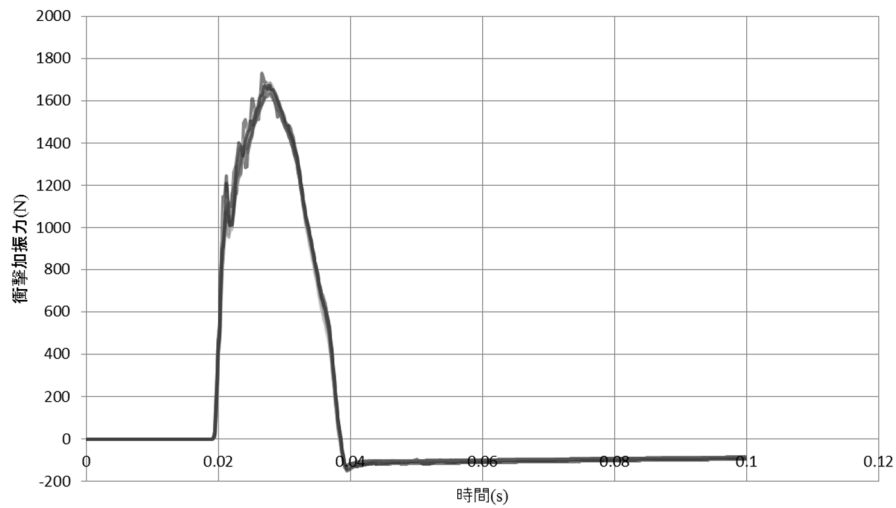


図 29 研究室内での測定結果

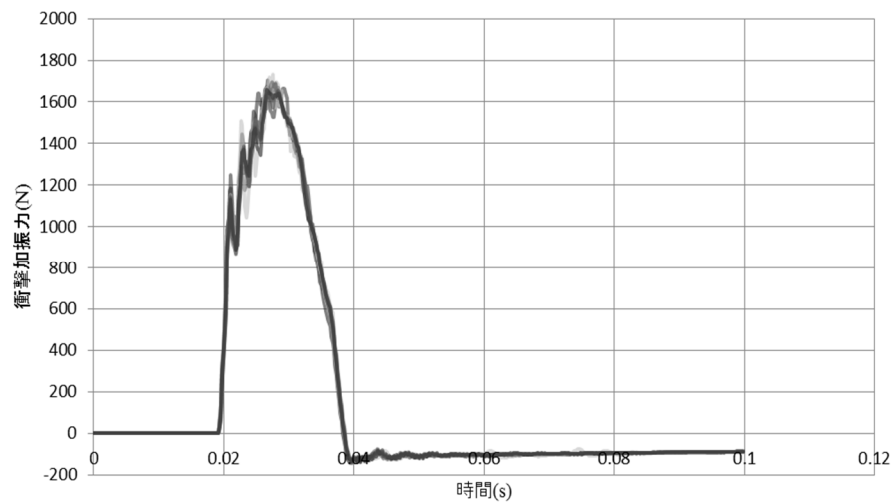


図 30 研究棟前での測定結果

## 3.2 実験条件

### 3.2.1 実験場所等

前節の検討により、測定場所による違いは現れなかったため、実験は研究室内にて行う。また、ゴムボール落下後の跳ね返りによる、測定装置への2度目の落下を防ぐために実験は2人で行う。1人はゴムボールを落下させ、もう一方は、測定装置への衝突後にゴムボールを拾う者とする(図31)。そして、ゴムボールの落下実験を各床仕様3回ずつ行い、衝撃加振力の最大値と加振時間の変化を見る。



図 31 落下実験の手順

### 3.2.2 床仕様

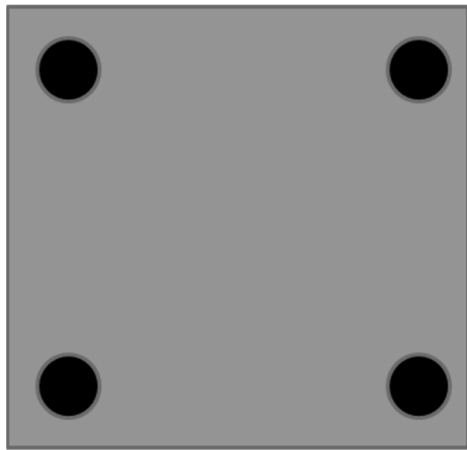
今回の実験では、まず以下3種の床材における衝撃加振力の最大値と加振時間の変化を見る。

(1)1.0cm 合板

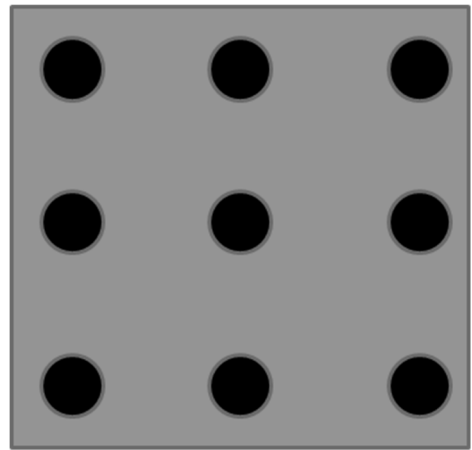
(2)2.5cm 合板

(3)1.3cm せっこうボード

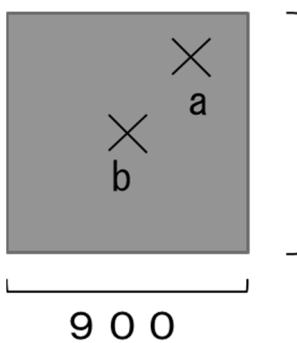
いずれも、縦90cm、横90cmとする。そして、床材ごとに図32に示す各パターンを考える。支持脚は万協フロアの YPE-90 を使用する。支持脚を床材に4つ設置する場合と9つ設置する場合、また、ゴムボールの落下位置は a と b の2つの場合を考える。また、床材を実験場所の床に接着して実験を行うことはできないため、床材が衝撃により飛び跳ねてしまう。そこで、測定は最大値を記録した部分までとし、加振時間は最大値を記録するまでの時間の2倍とする。



支持脚 4つ



支持脚 9つ



● : 支持脚

× : 落下位置(a・b)



支持脚

図32 床材の詳細図



### 3.3 実験結果

#### 3.3.1 床材による比較

まず、せっこうボードによる実験結果について示す。せっこうボードにおいて、支持脚を4つ設置し a 位置に落下させたところ、1度のゴムボールの落下で、せっこうボードは割れてしまった(図 33)。そのため、この後の実験は測定不能となった。図 34 にその際の測定結果を示す。

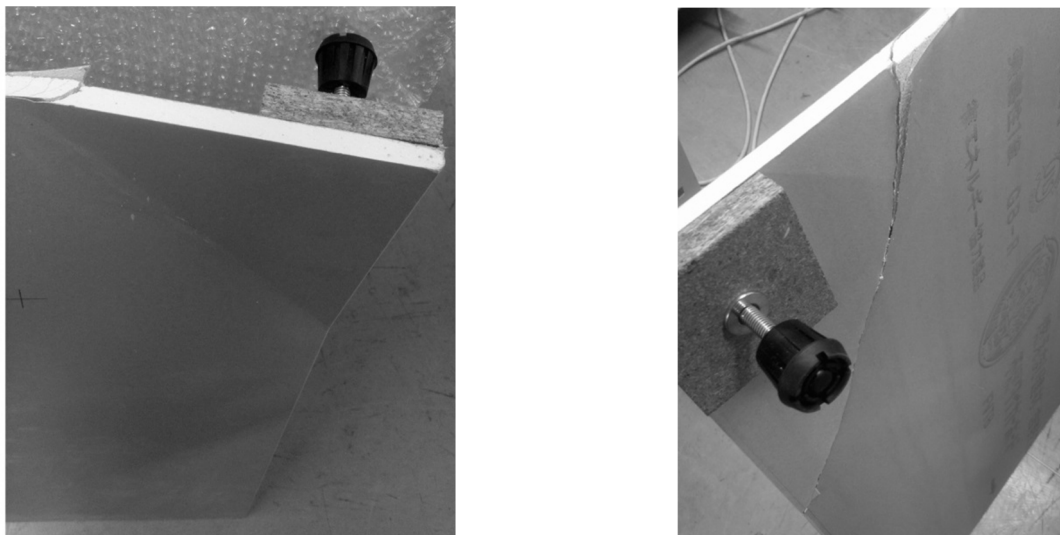


図 33 破壊したせっこうボード断面

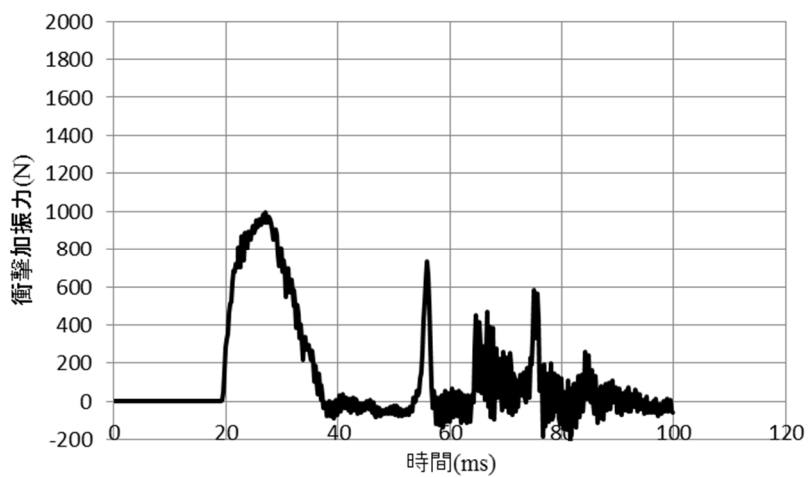


図 34 せっこうボードの測定値

次に、合板の測定結果を図 35、36 に示す。各図には 3 回の測定結果が重ねて表示されている。床仕様は左に並ぶ図を 1.0cm 合板とし、右に並ぶ図を 2.5cm 合板とする。図 35、36 より、厚みの大きい方が衝撃加振力の最大値は大きいと分かる。加振時間については変化が見られなかった。

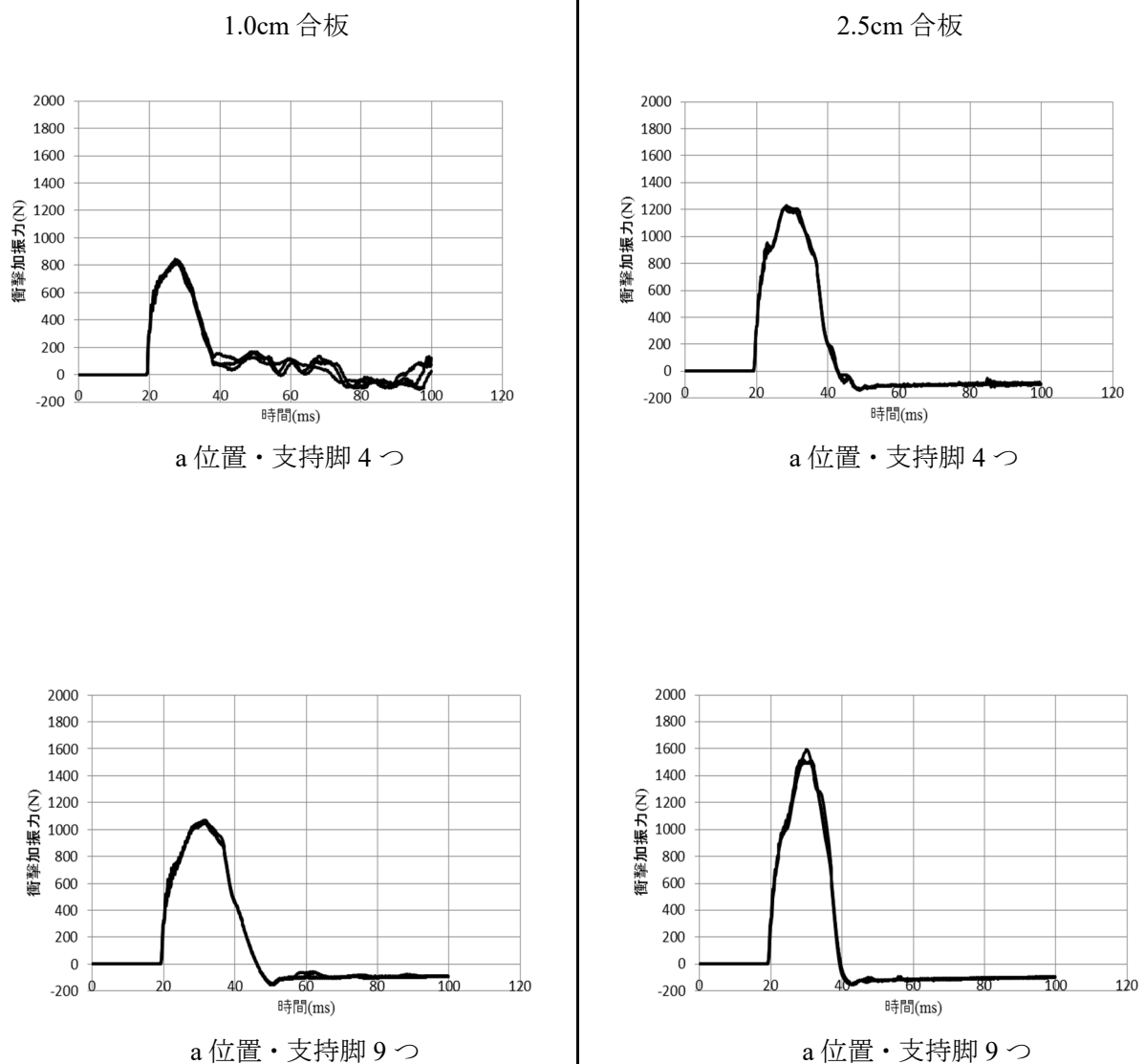


図 35 a 落下位置における衝撃加振力

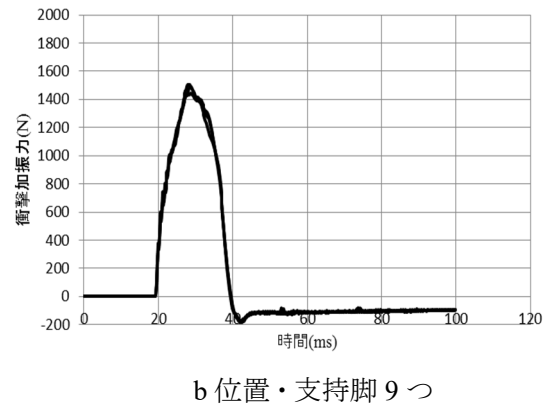
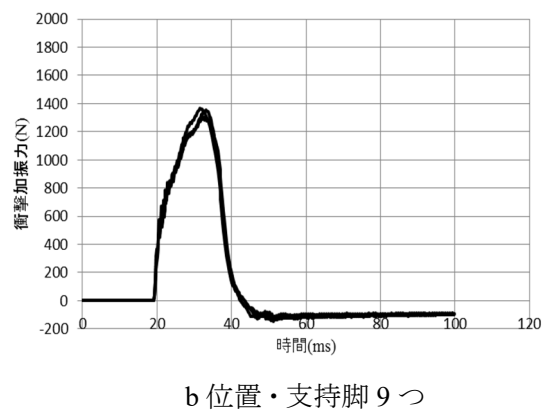
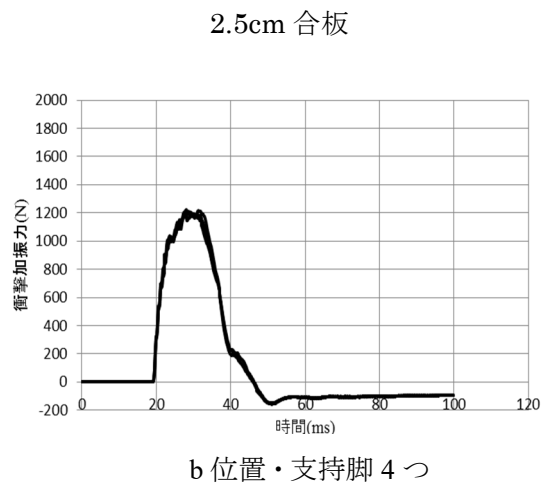
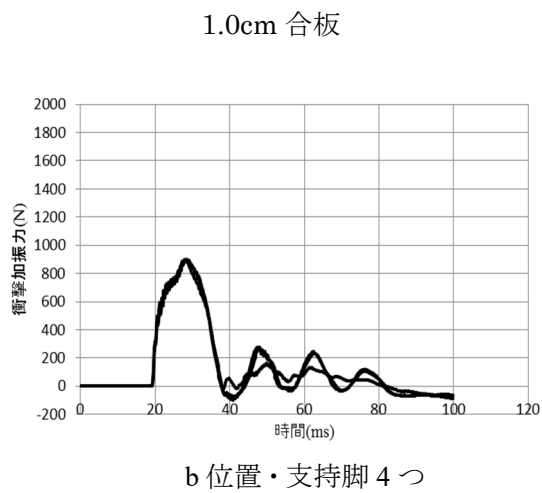
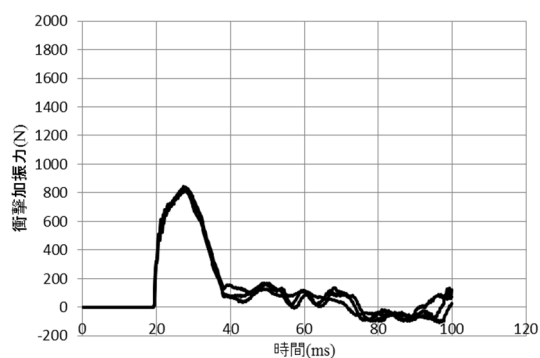


図 36 b 落下位置における衝撃加振力

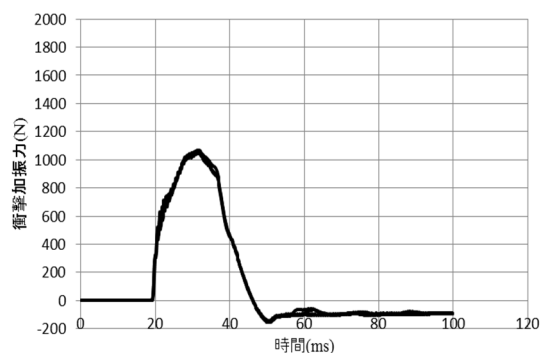
### 3.3.2 支持脚・落下位置による比較

#### (1)1.0cm 合板

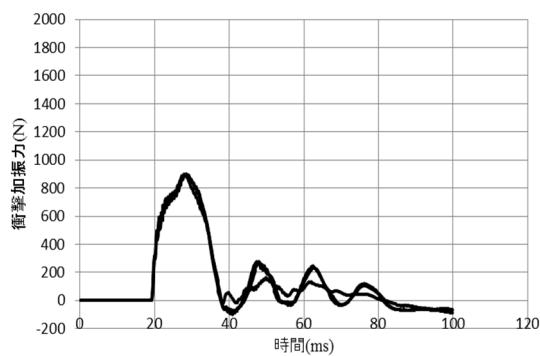
支持脚の多い方が衝撃加振力は大きく、落下位置に関しては支持脚が9つの場合、b位置に落下させた方が衝撃加振力の最大値は大きかった。加振時間については支持脚の多い方が若干長かった。



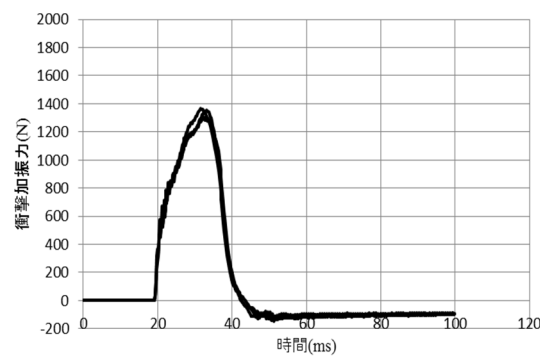
a 位置・支持脚 4 つ



a 位置・支持脚 9 つ



b 位置・支持脚 4 つ

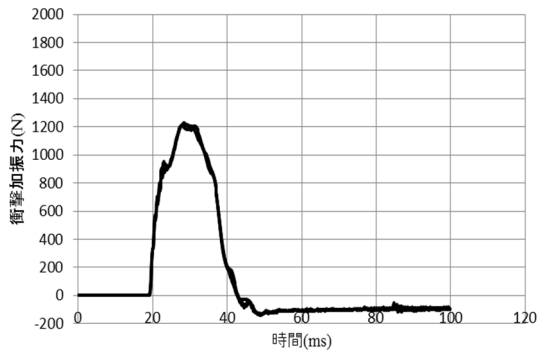


b 位置・支持脚 9 つ

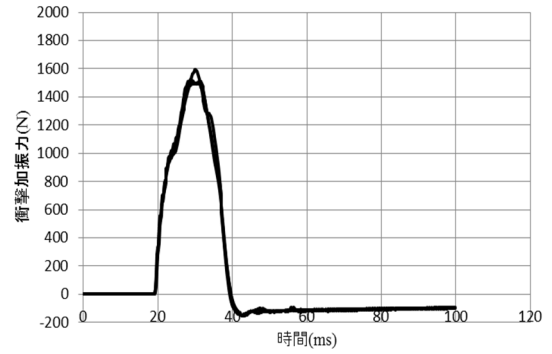
図 37 1.0cm 合板における衝撃加振力

(2)2.5cm 合板のとき

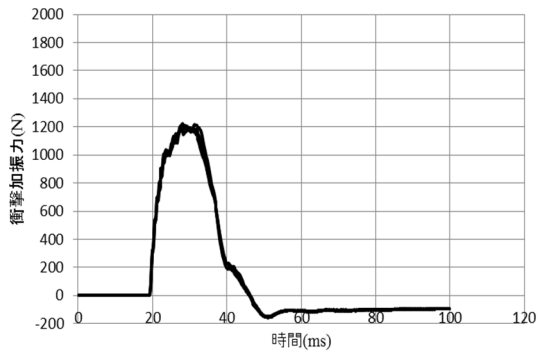
支持脚の多い方が衝撃加振力の最大値は大きい。しかし落下位置に関しては、1.0cm 木板と違い、衝撃加振力の変化はあまり見られなかった。加振時間については、変化が見られなかった。



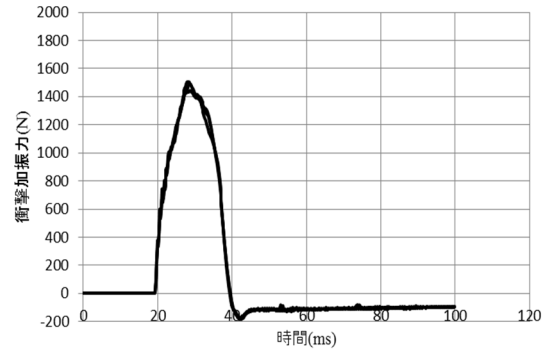
a 位置・支持脚 4 つ



a 位置・支持脚 9 つ



b 位置・支持脚 4 つ



b 位置・支持脚 9 つ

図 38 2.5cm 合板における衝撃加振力

### 3.3.3 フローリング床材について

次に、実際に床素材として使われるフローリング床材(図 39)を用い、実験を行った。このフローリング床材は、2.5cm 合板の上にゴムシートを貼り、その上にフローリングパネルを接着したもので、厚さは4.0cm である(図 40)。また、寸法は縦 90cm、横 90cm とする。前項の実験より落下位置による変化は見られなかったため、この床素材においては、落下位置を b に固定し、支持脚が 4 つと 9 つの場合での実験を行った。その結果を図 41 で示す。支持脚が 4 つの場合では、2.5cm 合板に比べ、衝撃加振力の最大値は大きくなったが、支持脚が 9 つの場合は、2.5cm 合板に比べて衝撃加振力の最大値は約 1500[N]のまま変化は見られなかった。また、加振時間については変化が見られなかった。

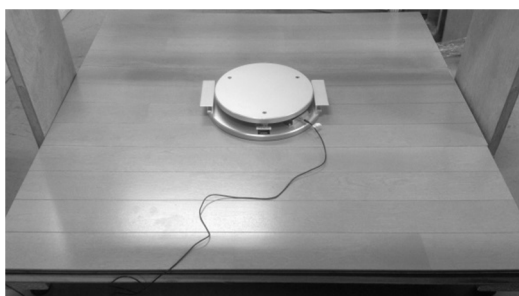
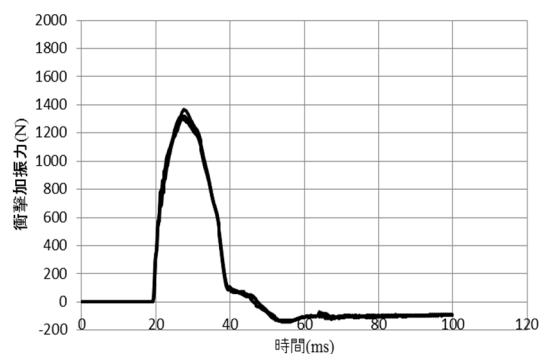


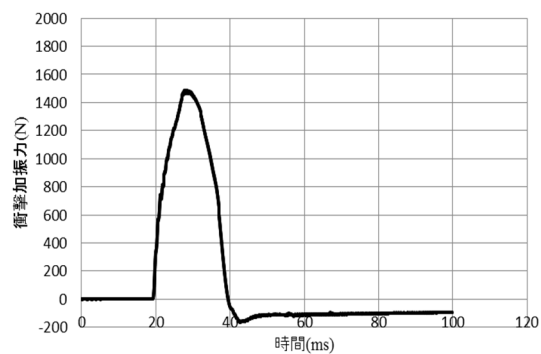
図 39 フローリング床材における実験



支持脚 4 つ



図 40 フローリング床材の断面図



支持脚 9 つ

図 41 フローリング床材における衝撃加振力

## 4 考察

### 4.1 計算と実験による結果の比較

計算による結果を見ると、床素材の厚みが 0.10cm や 1.0cm のような薄いときは、床素材ごとに比較すると衝撃加振力の変化が見られた。また、どの床素材も厚みが増すにつれ、衝撃加振力の最大値は大きくなる傾向を示した。しかし、さらに厚みが増すと床素材ごとに衝撃力の最大値の変化は見られなくなった。厚みが 10cm 以降は、どの床素材もほぼ同じであった。加振時間については、厚みが小さく衝撃力の最大値が小さいものの方が、長くなっていた。そして、厚みが増すにつれ加振時間に変化は生じなくなった。

実験による結果を見ると、同じ合板では厚みのある 2.5cm の方が衝撃加振力の最大値は大きくなっていた。また各部材を見ると、支持脚が多い方が衝撃加振力の最大値は大きくなっていた。落下位置による衝撃加振力の最大値に変化は、厚みの薄い 1.0cm 合板では見られたが、厚みの増した 2.5cm のときにはあまり変化は見られなかった。2.5cm 合板と 4.0cm 床フローリング材では、支持脚が 9 つのときには最大値は約 1500[N]のまま変わらなかった。加振時間については 1.0cm 合板では支持脚の数による若干の変化は見られたが、それ以外では全く見られなかった。

### 4.2 床仕様による衝撃加振力の適用範囲と変化

計算と実験結果から、床素材の厚みが 10cm 以上であればどの部材にも衝撃加振力の最大値と加振時間に変化は見られなくなるため、標準的な加振力データが適用できると考えられる。体積密度 1500[kg/m<sup>3</sup>]以上の、普通コンクリートや軽量コンクリートのような重い床素材であれば 5.0cm からでも標準的な加振力データが適用できると考えられる。上に示した条件以外の場合、衝撃加振力の最大値が 1500[N]以下となり、落下位置や支持脚の数の違いで衝撃加振力と加振時間にも差が現れるので、標準的な加振力のデータとして用いることは難しいと考えられる。この理由として、衝撃加振力が 1500[N]以下のような弱いとき、床素材による反発する力が生じる速さが遅くなったために、加振時間が長くなったと考えられる。

## 5 おわりに

床素材が薄いときには衝撃加振力と加振時間の変化が大きく見られ、厚みが増すと床素材による衝撃加振力と加振時間の変化は見られない。また、支持脚の数により衝撃加振力の最大値に変化が見られた。このことから、標準的なデータを適用するには、厚みが大きいもの、体積密度やヤング率が大きいもの、支持脚の数が多いもので衝撃加振力の最大値が 1500[N]以上になる必要があると考えられた。

本研究により、上に示した条件以外の床仕様では、衝撃加振力に変化があるため標準的なデータとして用いることは困難であると分かった。今後は実験を重ね、衝撃加振力の最大値が 1500[N]以上になる床仕様を調べることで、標準的なデータの適用範囲を絞り込む必要があると考えられる。今回の研究では、床材も単純なものしか使用していないため、衝撃加振力と加振時間の変化を確認するために、実際に床材で使われるものを使用した実験を行うべきだと考えられる。そして、様々な厚みの床素材が調達できれば実験も併せて行い、カーペットなど床仕上げ材と床材の組み合わせによる衝撃加振力の変化も見る必要があると考えられる。

また、衝撃加振力とそれにより発生する衝撃音の関係は複雑であるため、本研究の結果からは直接的に衝撃音の評価を行うことは不可能である。床材の振動データや発生音も同時に観測することで、それらと加振力との関係を明らかにすることも重要であり、今後、検討していく必要があると考えられる。



## 参考文献

- [1]村上剛士、田中学：ゴムボールを用いた重量床衝撃音レベル測定法及び測定結果に対する検討、GBRC、29(2)(116)、590、2004年4月
- [2]リオン株式会社：建築音響測定用衝撃音発生器カタログ、pp. 3
- [3]森口繁一、宇田川銈久、一松信：数学公式 III、岩波書店、pp. 159、1960年3月
- [4]C.R.ワイリー：工業数学 上、ブレイン図書出版、富久泰明 訳、pp. 29-60、1962年10月
- [5] 森口繁一、宇田川銈久、一松信：数学公式 I、岩波書店、pp. 231、1956年9月
- [6]日本建築学会：建築設計資料集成—環境、丸善、pp. 41、2007年1月

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、お忙しい中ご指導ご鞭撻を頂いた豊田政弘助教には心より御礼申し上げます。また、実験に際してご協力頂いた建築環境工学第I研究室の先輩方、同期の皆様にも心より御礼申し上げます。