

# 予引張あるいは予圧縮ばねを利用した免震床の研究 (第1報 振動特性と免震性能—その1—)

An Earthquake Isolation Floor Using Pre-Tensed or Pre-Compressed Springs  
(1st Report: Vibration Characteristics and Performance of Reducing Acceleration—Part 1—)

藤田 隆 史\*・服 部 忍\*・石 田 二 郎\*  
Takafumi FUJITA, Shinobu HATTORI and Jiro ISHIDA

## 1. ま え が き

破壊的地震の際に建物、特に中・低層建物の上層階においては1G程度の非常に大きな床応答加速度の生じることが判明している。そのため建物の上層階に設置されることの多い電子計算機システムの耐震措置が大きな問題となりつつある。本研究は、中・低層建物に設置された電算機システムの耐震措置として注目されている免震床<sup>1),2)</sup>—ある値以上の加速度が生じると建物のスラブ上を滑ることにより地震入力を低減させる床—について、新しい型式の免震床を考案し、その振動特性と免震性能

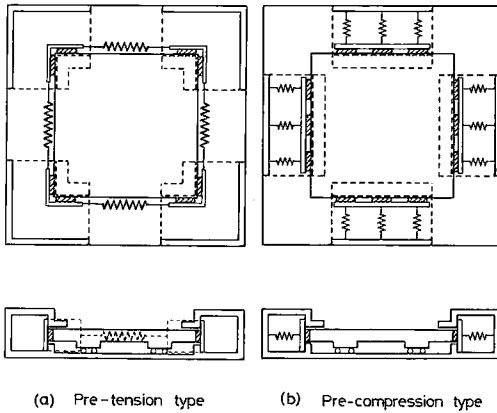


図1 免震装置の基本構造

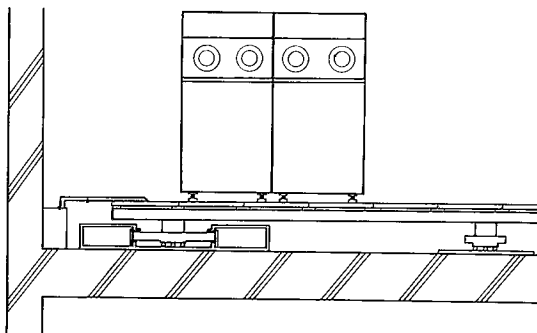


図2 電算機室に適用する場合の基本構造

\* 東京大学生産技術研究所 第2部

を実験と理論解析によって明らかにしたものである。

## 2. 本免震床の基本構造

本免震床に用いられる免震装置の基本構造は、図1に示すように、大きな加速度が生じると低摩擦で動き得る可動部分とその周辺の枠構造から成っている。可動部分は予引張ばね((a)の場合)あるいは予圧縮ばね((b)の場合)によって枠に拘束されており、ばねによってあらかじめセットされた力以下の外力では移動せず、地震時にそれを越える慣性力が働いた時に動き出す構造を持っている。したがって、この免震装置では地震時の加速度を検出して固定装置をはずす型式のトリガー機構を有しておらず、そのため、地震時の作動の信頼性の高いことが大きな特長である。また、地震終了時には自動的に元の状態に復帰していることも長所の一つとしてあげることができる。

予引張方式と予圧縮方式の比較については、前者の方

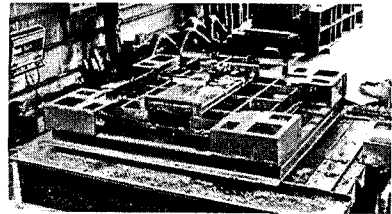


図3 予引張方式による免震装置の実験モデル

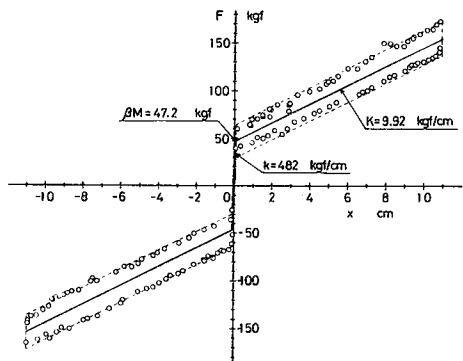


図4 実験モデルの復元力特性と静止摩擦力

が小さなばね定数と大きな変形量を実現し易いという点で後者より適用範囲が広く、特別な場合を除いて、前者の方式が採用されることになる。

実際の電算機室に適用する場合には、図2に示すように、上述の免震装置を室の四隅に、ばねを持たない可動部分だけのものを中間部に用いて、各々の可動部分を剛な梁で連結し、その梁の上に通常のフリーアクセスフロアを設置する方法が考えられる。なお、壁や柱近傍の構造については図に示したものの他にも種々の構造が考えられ、実用化に際しては十分に検討しなければならないところである。

3. 基礎実験

3.1 実験装置の概要

上述の免震装置の作動を確認し、振動特性と免震性能についての知見を得るために、図3に示す実験装置により実験を行っている。ただし、この実験装置では高い性能を得るための、ばねの選定などについての最適化を行っていないため、ここで得られた結果が性能の限界を示すものではないことをことわっておく。

図3の実験装置は予引張方式による免震装置の実験モデルであって、可動部分の大きさは1480×1280、質量は472.7kgである。摩擦抵抗を極力押さえるために、可動部分は4個の自由方向ボールベアリング(ISB・IK-25、静止荷重200kgf)で支持し、これだけの場合のところが摩擦係数は0.016である。また、四隅の摺動部には工作機械などに用いられているフッ化炭素重合体の低摩擦材(ターカイトB)を貼付し、装置を組み立てた後の最終的な動摩擦係数は0.037である。可動部分の周囲には4本の予引張ばねを装着し、

図4には測定された復元力特性と静止摩擦力が示されている。図の破線は動摩擦係数0.037に対応するものであり、これから、最大静止摩擦係数も動摩擦係数にほぼ等しいものと考えられる。この場合の予引張力は47.2kgfであり、約100galの地震加速度で動き出すように設定されている。

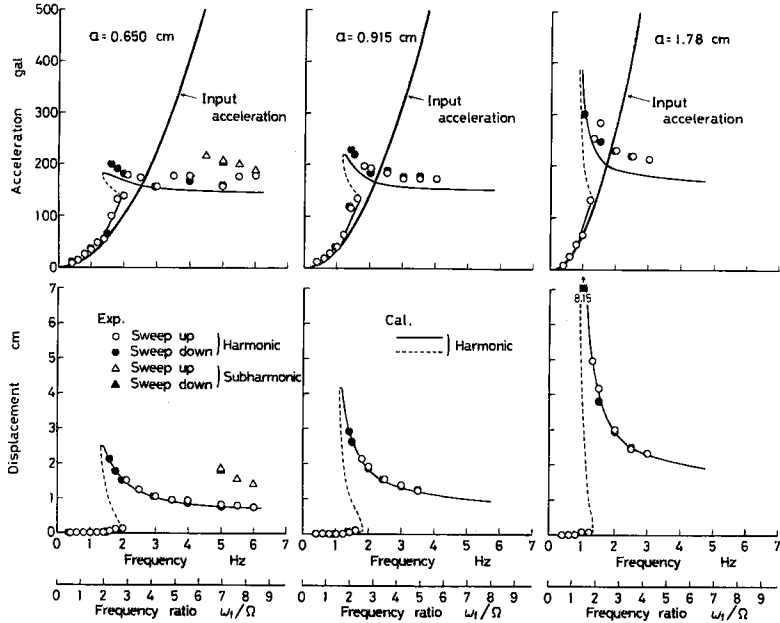


図5 正弦波加振による共振曲線(入力変位振幅が一定の場合)

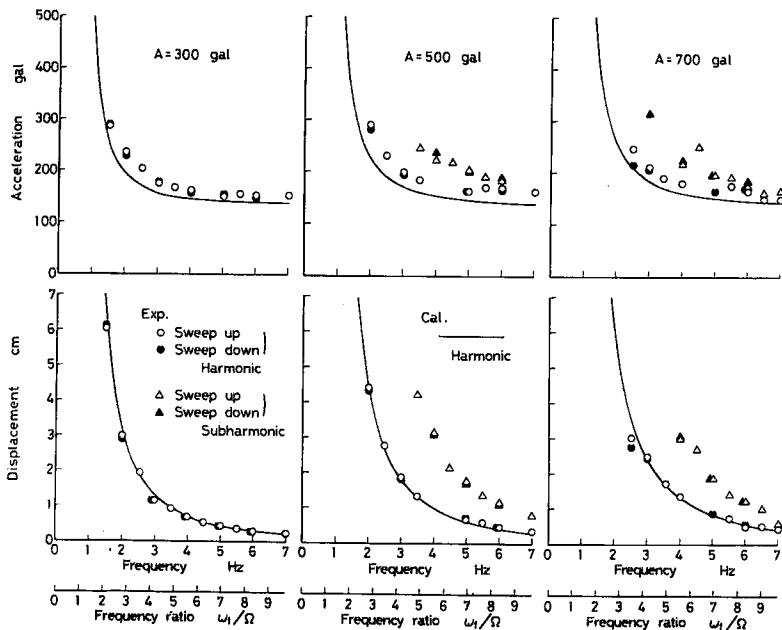


図6 正弦波加振による共振曲線(入力加速度振幅が一定の場合)

研究速報

3.2 一方向加振実験

最も基本的な実験として、加振方向を可動部分の一对の辺 (1480 mm の辺) に平行な方向とした実験を行い、次のような結果が得られている。

図5は正弦波入力の変位振幅を一定とした場合の、可動部分の絶対加速度と相対変位についての共振曲線であり、ソフトスプリング型の共振曲線となる。可動部分の応答加速度はある振動数以上の加振振動数で入力加速度を下回り、入力加速度が加振振動数の自乗で増加するのに対してほぼ一定の加速度値を保ち、顕著な免震効果が認められる。

図6は正弦波入力の加速度振幅を一定とした場合の共振曲線であり、入力加速度が増大しても可動部分の応答加速度はほとんど変化しないという上述の結果が明瞭に示されている。また、この場合には広い振動数範囲で分数調波共振 (1/3 次) が発生する。分数調波共振の場合には、同じ加振振動数に対する調和共振に比べて、応答変位は2倍程度増加するが応答加速度の増加はあまりなく、その増加も加振振動数が高くなると少なくなる。図7は調和共振の場合の入力加速度と応答加速度、応答変位の波形を示したものである。

図8は地震波入力の一例として、Taft波 (1952年 Kern County 地震) のフロアレスポンス (固有振動数 4 Hz, 臨界減衰比 5%の一質点系の応答加速度波) を入力した場合の結果である。この場合には最大加速度 573 gal の入力に対して可動部分の最大応答加速度は 237 gal に減少している。また、入力地震加速度がほぼ 100 gal を越えた時点で可動部分が動き出している。

以上の図5~8には解析結果も示されているが、解析については次に述べる。

4. 理論解析

4.1 正弦波加振による

調和共振の解析

本報告では調和共振の解析について述べ、分数調波共振の解析については次報で述べることにする。

正弦波加振を受ける場合の可動部分の運動方程式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 M\ddot{x} + (Mg\mu + S) \cdot \text{sgn}(\dot{x}) + F(x) \\
 = Ma\omega_f^2 \cos \omega_f t \quad (1)
 \end{aligned}$$

ただし、

$$F(x) = \begin{cases} \beta M + K(x - \beta M/k) : x \geq \beta M/k \\ kx : |x| \leq \beta M/k \\ -\beta M + K(x + \beta M/k) : x \leq -\beta M/k \end{cases} \quad (2)$$

$$\text{sgn}(\dot{x}) = \begin{cases} 1 : \dot{x} > 0 \\ -1 : \dot{x} < 0 \end{cases} \quad (3)$$

ここで、 $x$  は可動部分の枠に対する相対変位、 $M$  は可動部分の質量、 $\mu$  はベアリングによるこがり摩擦係数、 $S$  は四隅の摺動部によるすべり摩擦力、 $K$  は予引張ばね

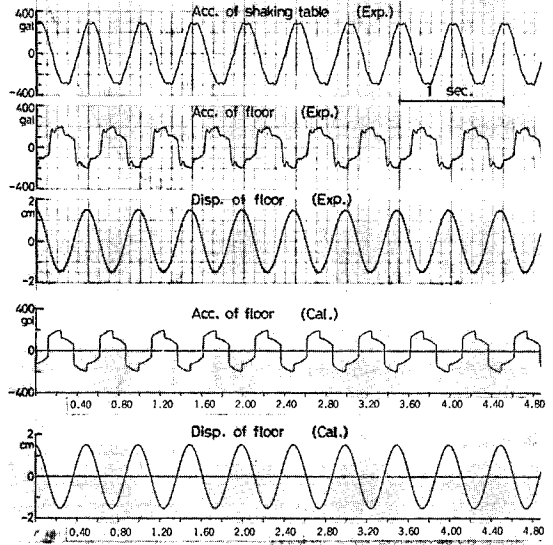


図7 正弦波加振による調和共振の場合の応答波形 (2 Hz, 300 gal 入力)

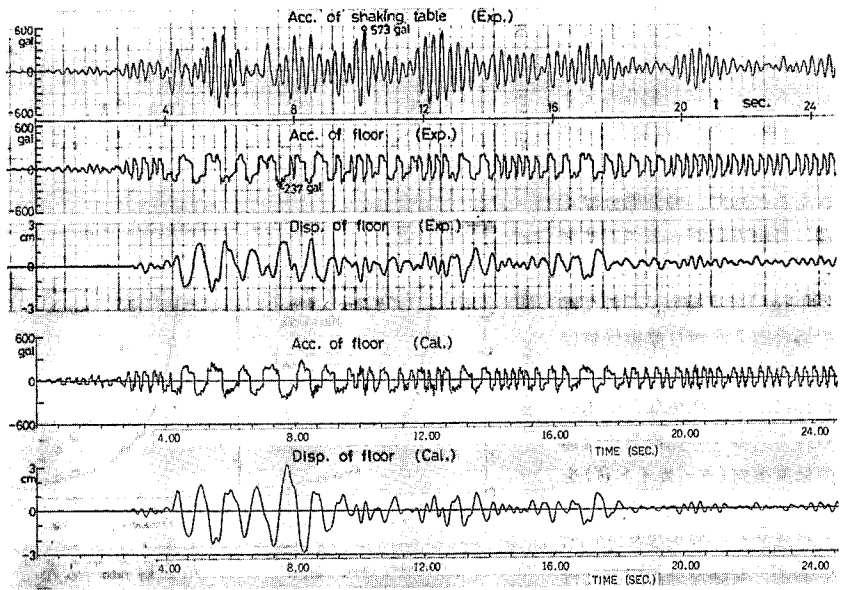


図8 Taft波のフロアレスポンス (4 Hz, 5%減衰の一質点形の応答加速度) による応答波形

のばね定数,  $k$ は緩衝ゴムのばね定数,  $\beta M$ は予引張力,  $g$ は重力加速度,  $a$ ,  $\omega_f$ はおのおの正弦波強制変位の振幅と円振動数である。

式(1)の両辺を $M$ で割り,

$K/M = \Omega^2$ ,  $k/M = \omega^2$ ,  $\mu + S/(Mg) = \bar{\mu}$ ,  $\omega_f t = \tau$ とおくと, 式(1)は次のように変形される。

$$x'' + \frac{g\bar{\mu}}{\omega_f^2} \operatorname{sgn}(x') + \frac{1}{\omega_f^2} f(x) = a \cos \tau \quad (4)$$

ただし,

$$f(x) = \begin{cases} \beta + \Omega^2(x - \beta/\omega^2) : x \geq \beta/\omega^2 \\ \omega^2 x : |x| \leq \beta/\omega^2 \\ -\beta + \Omega^2(x + \beta/\omega^2) : x \leq -\beta/\omega^2 \end{cases} \quad (5)$$

$$, \dot{\phantom{x}} = d/d\tau, \quad \ddot{\phantom{x}} = d^2/d\tau^2$$

次に, 調和共振における周期解を求めるために式(4)を

$$x'' + x = -\frac{1}{\omega_f^2} f(x) + x - \frac{g\bar{\mu}}{\omega_f^2} \operatorname{sgn}(x') + a \cos \tau \quad (6)$$

と変形し,

$$\begin{aligned} x(\tau) &= X(\tau) \cos\{\tau - \phi(\tau)\}, \\ x'(\tau) &= -X(\tau) \sin\{\tau - \phi(\tau)\} \end{aligned} \quad (7)$$

を式(6)の近似解と考えると, 形式的に平均法を適用すると次式が得られる。

$$\frac{dX}{d\tau} = -\frac{2g\bar{\mu}}{\pi\omega_f^2} + \frac{a}{2} \sin \phi \quad (8)$$

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \begin{cases} -\frac{\omega^2}{2\omega_f^2} + \frac{1}{2} + \frac{a}{2X} \cos \phi : 0 < X \leq \beta/\omega^2 \\ -\frac{\Phi(X)}{2\pi\omega_f^2 X} + \frac{1}{2} + \frac{a}{2X} \cos \phi : X \geq \beta/\omega^2 \end{cases} \quad (9)$$

ただし,

$$\Phi(X) = 4\beta(1 - \Omega^2/\omega^2) \sin \alpha + X\{\Omega^2(2\alpha + \sin 2\alpha) + \omega^2(\pi - 2\alpha - \sin 2\alpha)\}$$

$$\alpha = \cos^{-1}\{\beta/(\omega^2 X)\} \quad (0 \leq \alpha < \pi/2)$$

周期解は式(8)と式(9)あるいは(10)の右辺を0と置くことにより求められる。

(i) 応答変位の共振曲線:  $0 < X \leq \beta/\omega^2$ の範囲での共振曲線は,

$$X = \frac{1}{|\omega^2 - \omega_f^2|} \sqrt{(a\omega_f^2)^2 - \left(\frac{4g\bar{\mu}}{\pi}\right)^2} \quad (11)$$

与えられ,  $X \geq \beta/\omega^2$ の範囲では, 入力変位振幅 $a$ が一定の場合と入力加速度振幅 $A(=a\omega_f^2)$ が一定の場合とのおおの次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \omega_f^2 &= \frac{1}{\pi(X^2 - a^2)} \{X\Phi(X) \\ &\pm \sqrt{a^2\Phi^2(X) - (4g\bar{\mu})^2(X^2 - a^2)}\} \quad (12) \end{aligned}$$

(入力変位振幅 $a$ が一定の場合)

$$\omega_f^2 = \frac{1}{\pi X} \{ \Phi(X) \pm \sqrt{\pi^2 A^2 - (4g\bar{\mu})^2} \} \quad (13)$$

(入力加速度振幅 $A$ が一定の場合)

(ii) 応答加速度の共振曲線: 可動部分の絶対加速度 $\ddot{y}$ は

$$\ddot{y} = \ddot{x} - a\omega_f^2 \cos \omega_f t = -g\bar{\mu} \operatorname{sgn}(\dot{x}) - f(x) \quad (14)$$

与えられ, 式(14)に近似解

$$x(t) = X \cos(\omega_f t - \phi) \quad (15)$$

を代入すると,

$$\begin{aligned} \ddot{y}(t) &= -g\bar{\mu} \operatorname{sgn}\{-X\omega_f \sin(\omega_f t - \phi)\} \\ &\quad - f\{X \cos(\omega_f t - \phi)\} \end{aligned} \quad (16)$$

ここで,  $|\ddot{y}(t)|$ の最大値を $\ddot{Y}$ とすると, 式(16)より,

$$\ddot{Y} = \begin{cases} g\bar{\mu} + \omega^2 X : 0 < X \leq \beta/\omega^2 \\ g\bar{\mu} + \beta + \Omega^2(X - \beta/\omega^2) : X \geq \beta/\omega^2 \end{cases} \quad (17)$$

したがって, 式(11)と式(12)あるいは(13)を用いて, 式(17)から応答加速度の共振曲線を求めることができる。また, 式(17)から,  $\ddot{Y}$ を小さくするためには—①摩擦を小さくする, ②予引張は必要最小限にとどめる, ③予引張ばねのばね定数を小さくする—ことが必要であるとわかる。

図5, 6の解析結果は式(11)~(13), (17)による計算結果であり, 図5における破線は不安定解を示している。図7の解析結果は式(15), (16)による計算結果である。いずれの場合にもほぼ満足し得る一致が得られている。

### 4.2 地震応答の解析

可動部分の地震応答は, 入力地震加速度を $\ddot{z}$ とすると, 運動方程式

$$\ddot{x} + g\bar{\mu} \operatorname{sgn}(\dot{x}) + f(x) = -\ddot{z} \quad (18)$$

の数値積分より求めることができる。

図8の解析結果は式(18)をNewmarkの $\beta$ 法( $\beta = 1/6$ )によって計算したものであり, 加速度についてはほぼ良好な一致が得られているが, 変位については計算の方が大きめの結果を与えている。

### 5. あとがき

現在, 上述の実験装置による二方向加振実験(斜め方向加振実験)は終了し, 実大免震床についての実験を準備中であり, それらの結果についても続報の予定である。

(1980年5月24日受理)

### 参考文献

- 1) 中川, 渡辺, 島口ほか3名; ダイナミック・フロア・システムに関する実験的研究(その1), 大林組技術研究所報, No. 16 (1978).
- 2) 中川, 渡辺, 島口; ダイナミック・フロア・システムに関する実験的研究(その2), 大林組技術研究所報, No. 17 (1978).