

論文 / 著書情報  
Article / Book Information

題目(和文)	粘性流体のせん断変形抵抗力を用いた制振ダンパーに関する新たな力学モデル化手法
Title(English)	
著者(和文)	佐々木和彦
Author(English)	Kazuhiko Sasaki
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第9518号, 授与年月日:2014年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:笠井 和彦,翠川 三郎,元結 正次郎,坂田 弘安,山田 哲
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第9518号, Conferred date:2014/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

平成 25 年度 博士後期課程 学位論文

粘性流体のせん断変形抵抗力を用いた  
制振ダンパーに関する新たな力学モデル化手法

東 京 工 業 大 学  
大学院総合理工学研究科  
人間環境システム専攻

佐々木 和彦

## 目次

<b>1章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 背景	
1.2 粘性流体のせん断変形抵抗力を用いたダンパーの既往研究による特性モデルとその課題	
1.3 粘性流体のせん断変形抵抗力を用いたダンパーの新たな性能の評価	
1.4 論文の目的と構成	
<b>2章 剛な装置材で構成された粘性ダンパーの加振実験による理想的な特性の把握</b>	<b>13</b>
2.1 はじめに	
2.2 既往の粘性力の実験方法	
2.3 理想条件下の粘性力の特性値を求める試験装置の検討	
2.4 加振の計測精度の検討と理想条件下の粘性力特性値の算定	
2.5 理想条件下における粘性流体の動的特性の把握	
2.6 まとめ	
<b>3章 剛な装置材で構成された粘性ダンパーの小歪における線形特性のモデル</b>	<b>32</b>
3.1 はじめに	
3.2 実験から得た特性値の検証	
3.3 分数微分粘性要素を用いた力学モデルの検討	
3.4 特性モデルの理論式の検討と正弦波における精度の検証	
3.5 時刻歴解析の検討	
3.6 まとめ	
<b>4章 剛な装置材で構成された粘性ダンパーの大歪における非線形特性のモデル</b>	<b>48</b>
4.1 はじめに	
4.2 定常波における粘性せん断力の線形特性	
4.3 定常波と非定常波における粘性せん断力の非線形特性	
4.4 非定常波における等価な線形の貯蔵剛性の計算方法	
4.5 時刻歴解析における種々の歪に対する粘性せん断力の計算	
4.6 まとめ	
<b>5章 剛な装置材で構成された粘性ダンパーの簡易モデル</b>	<b>64</b>
5.1 はじめに	
5.2 粘性せん断力の線形特性の簡易式	
5.3 瞬間角振動数を用いた粘性材料の特性の簡易計算	
5.4 時刻歴解析における計算値と実験値	
5.5 まとめ	
<b>6章 筋違型の粘性系ダンパーにおける減衰材と装置材、支持材の動的特性モデル</b>	<b>71</b>
6.1 はじめに	
6.2 ダンパーの減衰材と装置部材における変形・内力の定義	
6.3 装置部材の変形を考慮したダンパー特性の厳密解	
6.4 装置部材の変形およびダンパー特性の傾向	
6.5 歪場の近似による簡易式の提案	
6.6 理論式の検証	
6.7 まとめ	

<b>7章 壁型の粘性系ダンパーにおける減衰材と装置材，支持材の動的特性モデル</b>	<b>90</b>
7.1 はじめに	
7.2 せん断と曲げによる部材変形を考慮した粘性ダンパー複素剛性	
7.3 装置材の曲げ変形を考慮したダンパー特性の厳密解	
7.4 装置材の曲げ剛性およびダンパー特性の傾向	
7.5 力の近似によるダンパー特性値の簡易式の提案	
7.6 支持材付きダンパーである付加系の曲げとせん断力の特性式	
7.7 数値実験による理論式の検証	
7.8 実大の粘性ダンパーに対する特性モデル精度の検証	
7.9 まとめ	
<b>8章 粘性ダンパーの繰返し特性の把握とそのモデル</b>	<b>120</b>
8.1 はじめに	
8.2 粘性ダンパーの基本特性値	
8.3 各繰返し加振条件特性と簡易評価式	
8.4 繰返し加振前後の特性と破損の有無の確認	
8.5 形状による差異の検討	
8.6 まとめ	
<b>9章 建物の応答時刻歴解析への適用例および非線形粘性モデルとの比較</b>	<b>125</b>
9.1 はじめに	
9.2 粘性ダンパー力の計算アルゴリズム	
9.3 解析条件	
9.4 非線形粘性モデルと本論文モデルの応答解析結果	
9.5 まとめ	
<b>10章 結論</b>	<b>154</b>

# 1章 序論

## 1.1 背景

近い将来に発生が予想される南海トラフ巨大地震は、建物、人的、施設及び経済等に様々な被害を及ぼすと、内閣府のワーキンググループによって図 1.1 に示す地震予想震度分布などが報告されている<sup>1)</sup>。さらに予想困難な地震の発生も考慮し、被害の低減対策が急務となっている。建物における、地震などの振動を低減する手法には耐震や免震、制振などがあり、特に 1995 年に発生した阪神・淡路大震災以降では地震対策としてその有効性が認知され、主に大規模な建築物などに普及している。そして、2011 年に発生した東北地方太平洋沖地震では、それらの構造は地震の影響が低減され、振動に対して効果があることが、建物特性の計測記録などによって示された<sup>2)</sup>。

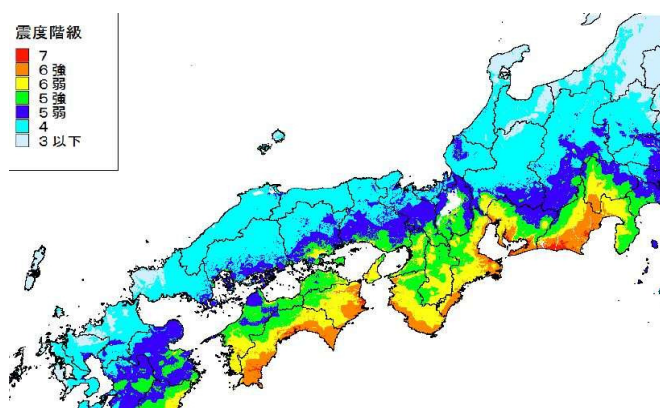
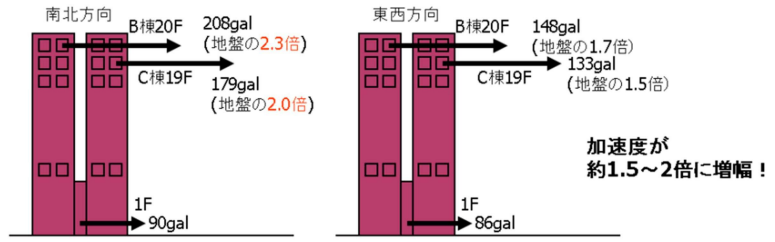


図 1.1 南海トラフ地震予想震度分布(内閣府WG資料)

図 1.2 は東北地方太平洋沖地震における、東京都内の耐震と制振、免震構造の加速度計測値である<sup>3)</sup>。各建物の南北方向における頂部の加速度は地盤に対して、耐震構造では約 2.3 倍となることに対して、制振構造は 1.6 倍、免震構造は 0.9 倍とであり、免震、制振が耐震構造と比べて加速度低減に有効であることが分かる。また、加速度低減においては、免震構造の方が制振構造よりも効果がさらに大きい。したがって、地震に対して免震構造がより有効となる場合があるが、建物構造や立地条件などで、必ずしも免震構造が適用され訳ではない。高層建物に採用する場合の引抜や、周期を大きくするための移動量の確保による制約があるためである。制振構造はそのような制約が免震構造より小さいため、免震構造にとって不向きな条件である、超高層建物や敷地価格が高い都心においてしばしば適用されている。

その制振構造に用いられる減衰装置(ダンパー)の特性や形状は、図 1.3 に示すように様々である<sup>4)</sup>。ダンパーの形状によって、その取付け方法も異なり、本論文で検証する「筋違型」や「壁型」などが有る。ダンパー種類は、材料特性の差異から大きく分けて、粘性材料などを用いた「速度依存型」と、鋼材などを用いた「変位依存型」がある。それらのダンパーのカー変位の履歴は主に楕円または角型であり、エネルギーの吸収方法が異なる。変位依存型ダンパーは、荷重が降伏した後は、楕円と比較し同じ変位であればエネルギー吸収が大きい場合があるが、荷重が降伏する前は弾性体でエネルギー吸収しないため、建物の層間変位を低減することは可能であるが、速度依存型と比較すると加速度を増加する傾向がある。一方、速度依存型ダンパーは変位依存型と異なり、小～大変形においてエネルギー吸収するため、特に加速度応答において効果的に建物振動を低減できる。しかし、建物の時刻歴解析における速度依存型ダンパーの特性モデル式の精度には、振動条件によって限界があると最近指摘されており<sup>4)</sup>、解析への影響が明確になっていない。

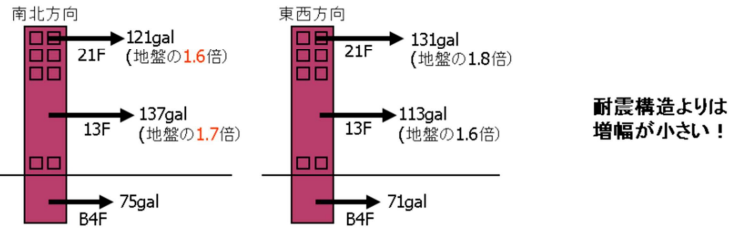
**耐震構造**



**制振構造**



壁型粘性ダンパー  
壁型鋼材ダンパー



**免震構造**

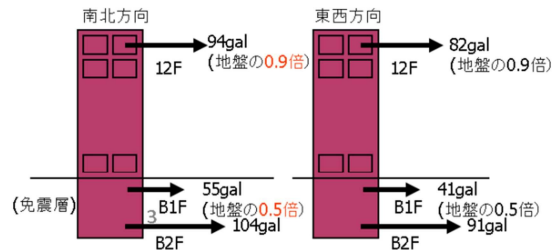


図 1.2 東北地方太平洋沖地震 建物の応答低減 (東京における計測記録)

取付け形状

	筋違型	壁型	シアリンク型	間柱型
オイル系				
粘性系				
粘弾性系				
鋼材系				

図 1.3 様々な制振構造用の減衰装置の特性と形状の種類

## 1.2 粘性流体のせん断変形抵抗力を用いたダンパーの既往研究による特性モデルとその課題

### 1.2.1 既往研究における粘性ダンパーのせん断変形による抵抗力の発生原理の考え方

速度依存に特性が依存する粘性流体を有するダンパー「粘性ダンパー」には、力の発生原理により2種に分けられる<sup>4)</sup>。ダンパー部材内の粘性流体を封入し、その中のピストンなどの挙動により力が生じる「流動抵抗型」と、2つの面に挟まれた粘性流体の挙動による「せん断抵抗型」である。前者と比較し後者は、ダンパー特性に対する粘性流体の影響が大きく、また高粘度の粘性流体を用いられることが多い。本論文で対象とするのは、後者のせん断抵抗型の粘性ダンパーである<sup>5)</sup>。なお、せん断変形抵抗力を用いた粘性ダンパーについて笠井研では今まで研究されていない。

図1.4は粘性流体のせん断力の発生原理を表している。せん断間隔 $d$ の2枚の平行な面の間に粘性流体を充填し、下面を固定、上面は速度 $du_d/dt$ で下面に対して平行移動して、流体の各部分がお互いにすべり合うのを妨げ粘性流体のせん断力が生じる。その単位面積あたりせん断応力は、 $du_d/dt$ や $d$ で決定される<sup>6)</sup>。

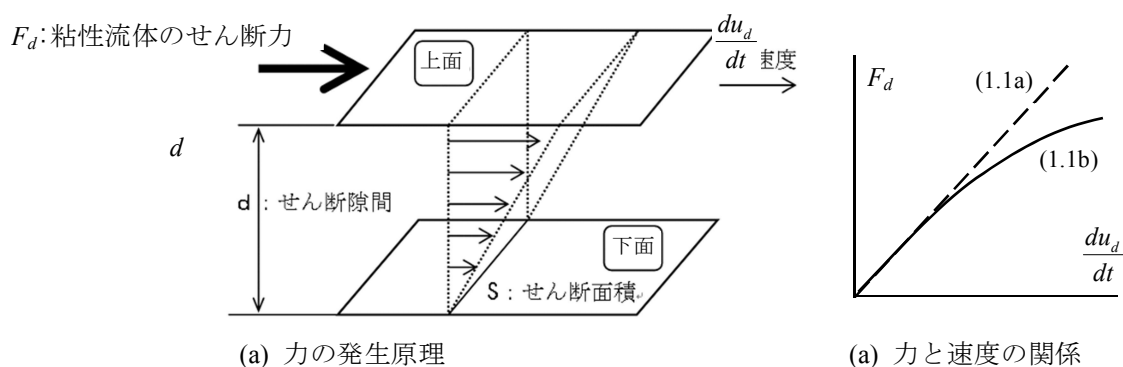


図1.4 粘性流体のせん断力の発生原理のイメージ図と、力と速度の関係

既往研究では以下に示すように、特性を簡易に設定している。せん断応力がせん断変形速度に比例する物質であるニュートン流体の力と速度の関係は式(1.1a)で表せ、その特性はニュートン粘性法則と呼ばれる。この関係は気体や低分子の液体（空気、水、グリセリンなど）で成立する。また、物質の構成分子が連鎖構造か凝縮構造であるため、速度増加に伴い構造が細分化されて力の増加率が減少する。この時のせん断力 $F_d$ の傾向は、式(1.1b)のべき乗数 $\alpha (< 1)$ でダンパー速度 $du_d/dt$ をべき乗した項と粘性係数 $C$ の積で表され、非線形粘性モデルとよばれる。これは、物質の構成が複雑である液体（コロイド溶液、高分子液体など）で成立し、この物質はニュートン流体に対して非ニュートン流体と呼ばれる1つである<sup>6)</sup>。なお、非ニュートン流体においてべき乗数 $\alpha (> 1)$ の物質(ダイラタント流体)も存在するが、本論文ではその特性を対象としない。また、式(1.1a)であるなら下面に対する距離に速度が比例するため、力の勾配が図1.4(a)に示すように直線となるが、式(1.1b)である場合は上面に近づくほど力の増加率が徐々に低下する。なお、2章以降に示すように、本論で対象とする粘性ダンパーの実際の特性は、式(1.1a)で表せないため、図1.4(a)はイメージ図である。

$$F_d = c \frac{du_d}{dt}, \quad F_d = c \left( \frac{du_d}{dt} \right)^\alpha \quad (1.1 \text{ a,b})$$

### 1.2.2 既往研究における粘性ダンパーのせん断変形による抵抗力のモデルとその精度

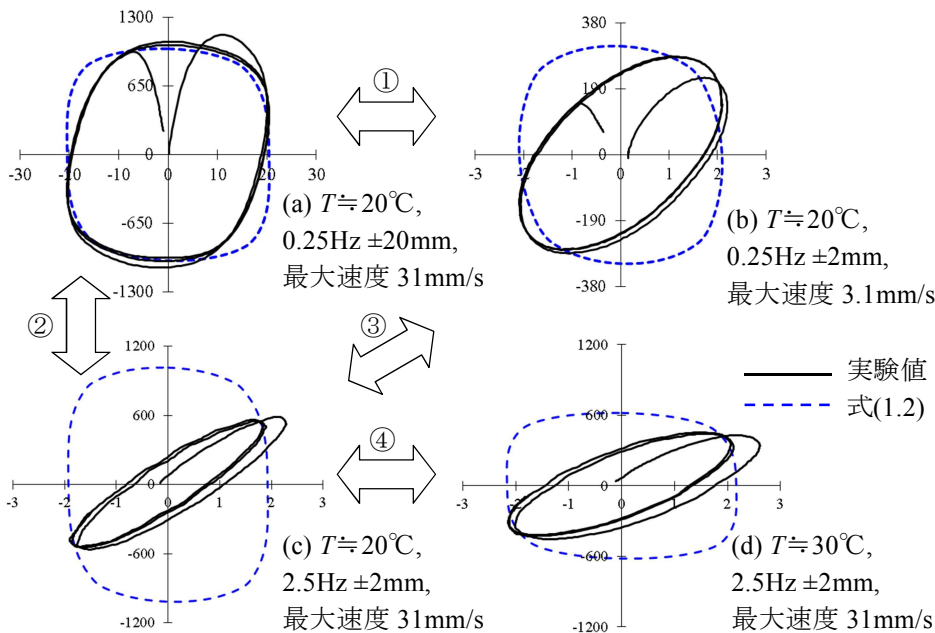
本論文で検討するダンパーに適用する材料は、炭化水素系高分子で構成された、30℃で8000Pa・sの粘度である粘性流体である。なお、水や潤滑油、マヨネーズの各粘度は、約0.001, 1, 8Pa・sであり、それらと比較すると使用する粘性流体の粘度が非常に高いことが分かる。

これを用いた粘性ダンパーの力  $F_d$  (kN) は、既往の研究において実験式として式(1.2a-c)で表されている<sup>5)</sup>。これは、建物解析で適用を目的とした工學式で、速度領域で異なる係数を有する式(1.1b)であり、せん断隙間  $d$ (mm)、せん断面積  $A_S$ (m<sup>2</sup>) と粘性流体温度  $T$ 、速度  $u_d$ (mm/s) で表される<sup>1)</sup>。制振構造物の1次固有振動数近傍で比較的振幅の大きい条件として、振動数 0.25Hz、振幅±20mm の正弦波加振における初期  $T = 22^\circ\text{C}$  の実験値と式(1.2)で得られた計算値の荷重-変位の履歴を図 1.6(a)に示すと、特性式の計算値が実験値の傾向を再現している。

$$\begin{aligned}
 u_d/d < 1 &, F_d = 41.2 \times \exp(-0.043 T) A_S (u_d/d) \\
 1 \leq u_d/d < 10 &, F_d = 41.2 \times \exp(-0.043 T) A_S (u_d/d)^{0.59} \\
 10 \leq u_d/d < 100 &, F_d = 63.7 \times \exp(-0.043 T) A_S (u_d/d)^{0.4}
 \end{aligned}
 \tag{1.2 a,b,c}$$



図 1.5 適用する粘性流体



- ① 同振動数において、振幅が小さいほど履歴の傾きと履歴面積の差が顕著 (a と b)
- ② 同速度でも、履歴の形状が異なる (a と c)
- ③ 同振幅でも、振動数が異なると履歴が細くなる (b と c)
- ④ 同加振条件でも、温度が異なると履歴の形状が異なる (c と d)

図 1.6 粘性流体ダンパーの履歴の特性と既往式の精度(正弦波)

本論文で対象とする以外の粘性ダンパーでも、それを設置した建物の地震の時刻歴応答解析では、ダンパー力の特性式を式(1.2)のように速度の指数乗に比例する非線形粘性要素とする場合がある。この式は簡易に扱えるが、加振条件によってはその式の精度に限界があると最近指摘されている<sup>4)</sup>。減衰を表す記号であるダッシュポットは、解析において粘性要素として、式(1.1a)の傾きの無い楕円の履歴で表される。また、図 1.6(a)のように履歴の傾きが非常に小さい条件で示されることが多いため、粘性ダンパーは傾きの無い楕円履歴を有する特性である印象を受ける。

しかし、図 1.6 や 2~7 章の実験値の傾向が示すように、同じ速度でも振動数と振幅、温度が異なれば履歴の形状が異なり、小振幅、高振動数、低温ほど履歴の傾きが顕著である。実際の粘性ダンパーは、小振幅、高振動数ほど力-変位の履歴が傾きを有する楕円であり、粘弾性体のような特性を有する<sup>8)9)14)</sup>。図 1.6(b)に示すように、本論で用いる粘性ダンパーの実験値と式(1.2)から得られた履歴を比較すると、前段落で示した小振幅、高振動数ほど、履歴の傾きと面積の差が顕著である。したがって、速度依存だけでは、ダンパー特性を十分に精度で再現できない。

### 1.3 粘性流体のせん断変形抵抗力を用いたダンパーの新たな性能の評価

#### 1.3.1 粘性ダンパーの既往の特性モデルの精度に影響する要因

履歴の傾きを評価できれば、粘性ダンパーの特性モデルの精度が向上すると考えられる。その履歴が傾く主な原因として、粘性流体の材料自体の特性が粘弾性的であること、また、ダンパー構成材が変形することが考えられる。なお、本論文で用いる「粘性流体の特性」とは、ダンパー構成材の変形が全く影響されない粘性ダンパーの特性のことである。

粘性流体の特性については、加振条件がせん断歪 100%までと適用範囲が小さいが、過去に研究のコンプレート法で、同類の粘性流体のせん断力の履歴は、加振条件で異なる傾きを有する楕円であることが示されている<sup>14)</sup>。また、2章でも、大きさや傾きが振動数と振幅、温度に依存し、複雑な履歴となることを示している。

部材の変形について検討すると、式(1.1a)の特性である傾きのない履歴であるダッシュポットと直列に弾性要素が接続された Maxwell モデルの履歴は、剛性が低下し弾性要素の変形が大きくなるほど、図 1.7(a)が示す粘弾性のような履歴で表される<sup>4)10)11)</sup>。実際に製作されたダンパーは粘性流体、支持材、装置材などの複数種の構成材から組み立てられており、簡略して図 1.7(b)のように表せる。ダンパーに力が生じると、装置材は図 1.7(b)に示すように不均一に変形する。単純に周辺材の剛性を直列に結合したモデルとは力の伝達が異なるが、装置材の変形が大きくなるほど、粘性ダンパーは粘性流体の特性と差異が大きくなるという傾向は、上述の Maxwell モデルと類似する<sup>7)</sup>(6,7章)。

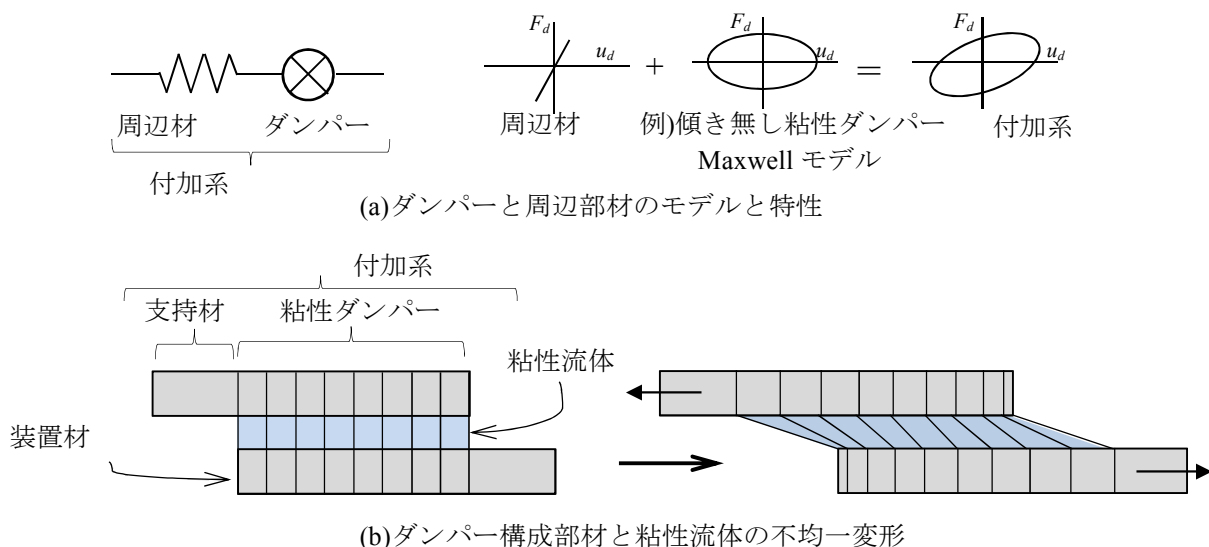


図 1.7 ダンパー構成部材とその変形時の特性

「粘性流体の材料特性のモデル」と、「材料特性とダンパー構成する部材の特性の相互影響を踏まえたモデル」を用いることで、ダンパーとそれに取り付けられた部材の変形を評価でき、図 1.8(a)に示すように取付いたダンパーの特性を図 1.8(b)のように表せられる。

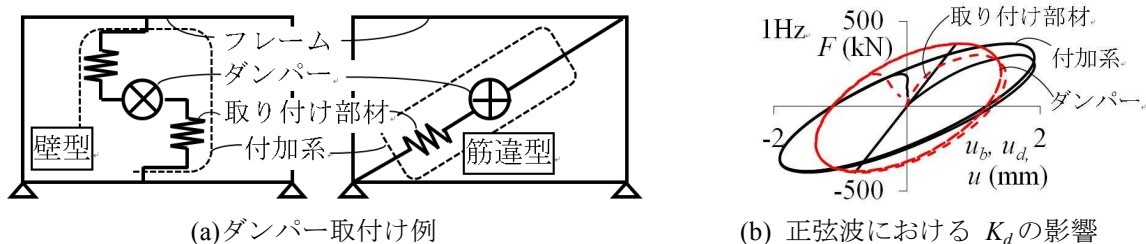


図 1.8 ダンパー取付け例と剛性の影響を加味した履歴

### 1.3.2 公称値を用いた粘性流体の特性の把握と装置材剛性の評価

図 1.4 に示すような構造を有するせん断型粘性ダンパーでは変形が大きくなるほど、粘性流体に引張力が生じてせん断隙間が変化する。そのような真歪に基づいて求める微視的モデルは正確だが、複雑であるため応答解析に適用できない。本論文ではダンパーの巨視的な応力-歪の履歴の再現を目指すため、粘性流体の厚さと面積が一定として求めた公称値を用いる。この定義によって実験値を整理し特性値を求め、それを再現するモデルを検討し、そのモデルから得た計算値と実験値を比較し精度を検証する。各公称値は式(1.3a,b,c)に示す、ダンパー力  $F_d$  を面積  $A_s$  で除したせん断応力  $\tau$  と、ダンパー変形  $u_d$ 、速度をせん断隙間  $d$  で除したせん断歪  $\gamma$ 、せん断歪速度である。なお、既往研究のモデル式(1.2)でも、同様にパラメータを決定している。

$$\tau = \frac{F_d}{A_s}, \quad \gamma = \frac{u_d}{d}, \quad \dot{\gamma} = \frac{1}{d} \frac{du_d}{dt} \quad (1.3a,b,c)$$

また、図 1.7(b) に示した装置材におけるダンパーに対する粘性流体の変位の比を図 1.9 に表す。粘性流体の変形は、装置材の位置によって異なり、その剛性が小さいほどダンパー変位との差異が大きい(7,8 章)。式(1.2)は装置材の剛性が考慮されないため、式のパラメータを決定した試験体の剛性と異なるダンパーの特性を求める場合は、前節で示したように式(1.2)の精度が低下する。スケール効果を生じる原因の一つであり、形状が異なるダンパーの特性を把握するためには、構成する装置材の変形を評価することが重要である。

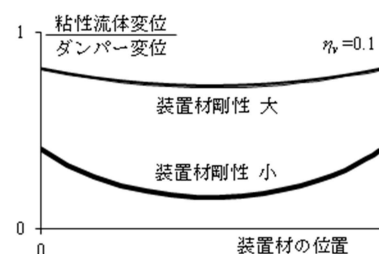


図 1.9 装置材剛性のダンパーと粘性流体の変形の比への影響

実験においてこの変形を正確に計測することは難しい。そこで、粘性流体のせん断力に対し十分に剛である装置材を有する試験体を用いて、装置材の影響がない粘性ダンパーの特性の把握を初めに試みる。装置材のどの位置でもせん断力と歪が公称値と等しくなり、ダンパーの特性を粘性流体の特性として扱うことができる(2 章)。

この粘性流体の特性に、装置材の変形特性を加味することで、粘性ダンパーの特性モデルを得ることができる。粘性流体と装置材に生じる力と変形の関係は、それらの微分方程式を解き、理論的に求める(7,8 章)。以上のように、装置材の変形を評価できれば公称値を用いても、異なる形状のダンパーの特性に対しても適用できる。

### 1.3.3 本論文と他研究のダンパーの特性モデルの関係

粘性ダンパーの特性の再現として、流体解析などで用いる有限要素による解析も考えられる。しかし、本論文では、建物などの時刻歴応答解析の適用できるモデルを対象としているため、工学的に動的特性を計算する必要がある。他研究でも同様の目的で求められた、粘性ダンパー特性モデルと、力-変位履歴が粘性ダンパーと類似する粘弾性ダンパーの特性モデルを表 1.1 に示す。

粘性ダンパーには 1.2 節で示した「せん断抵抗型」と「流動抵抗型」の 2 種あるが、本論で対象とする前者の粘性ダンパーの既往の特性モデルを含め、それらには非線形粘性モデル、または、それに剛性を結合した Maxwell 系モデルが適用されている<sup>4)</sup>。前述したように、非線形粘性モデルは広範囲の加振条件において、精度良く実現象を必ずしも再現できるとは限らない。

Maxwell 系モデルを用いて、笠井研において、流動抵抗型粘性ダンパーの特性の再現が検討されている。これは、ある程度の振動数依存性を評価できるため、本論文でも適用できる可能性がある。ところで、流動抵抗型粘性ダンパーは、設定荷重に対してダンパー形状や装置材の剛性が一定であ

る。しかし、対象とするせん断抵抗型粘性ダンパーの形状は、構造物の設置位置の状態で決定され、常に異なる。そのため、装置材の剛性と粘性材料の特性の関係を把握する必要があり、Maxwell系モデルではその把握が難しい。また、せん断抵抗型粘性ダンパーは、流動型より温度依存性が顕著である。流動抵抗型は温度依存性が小さいため、Maxwell系モデルでは温度依存性の評価はなされていない。なお、既往モデルの式(1.2)に剛性を直列に結合したMaxwell系粘性モデルでも適用できるか7章の付録2で検証した。図1.6(b)に示した高振動数、小振幅における計算値と実験値の差異が若干小さくなったが、画期的な改善ではない。

楕円の傾きが粘性ダンパーより顕著な履歴である粘弾性ダンパーは、温度や振動数依存する履歴の傾き、大きさを示す貯蔵剛性、損失剛性によって特性が表されている。それらは、整数微分の粘性要素と弾性要素の組合せから得られる力学モデルや、笠井らによって研究された分数微分から得られる構成則などから導かれている。前者は力学特性が明確だが、モデル精度を向上させるためにはパラメータ数を多くする必要がある。後者は、その逆の特性を有する。

粘性ダンパーと粘弾性ダンパーの材料は、流体と固体の特性によって非線形範囲ではハードニングの有無などの特性の差異があり、また、過去の研究において粘性ダンパーの動的な特性の再現に適用した例はほぼ無い。しかし、粘性流体の履歴は、線形範囲において粘弾性体と類似するため、本論文では貯蔵剛性と損失剛性を用いてモデルを展開する。

表 1.1 粘性と粘弾性ダンパーの種類に対する本論文と既往研究における特性モデルの関係

ダンパー種類	力の発生機構	モデル	係数, 特性値	備考	
粘性ダンパー	せん断抵抗型 	分数微分を用いた力学モデル (3章)	・貯蔵剛性 $G'$ ・損失剛性 $G''$ ・付加剛性 $K$	笠井研検討モデルを応用	本論文の研究
		瞬間角振動数を用いた簡易モデル (5,7章)		本論文のオリジナルモデル	
	概略図	Maxwell系粘性モデル (7章の付録)	・粘性係数 $C$ ・べき乗数 $a$ ・付加剛性 $K$	本論文で対象とするダンパーの既往モデル	本論文で検証
		非線形粘性モデル [式(1.2)]	・粘性係数 $C$ ・べき乗数 $a$		
流動抵抗型 	概略図	非線形粘性モデル	・粘性係数 $C$ ・べき乗数 $a$	-	既往研究
		Maxwell系粘性モデル	・粘性係数 $C$ ・べき乗数 $a$ ・付加剛性 $K$	笠井研検討モデル	
粘弾性ダンパー	せん断抵抗型	整数微分を用いた力学モデル	・貯蔵剛性 $G'$ ・損失剛性 $G''$ ・付加剛性 $K$	-	笠井研検討モデル
		分数微分を用いた構成則モデル			

笠井らが検討した微分方程式を有する構成則からダンパー力のモデル化の方法は、少ないパラメータで広範囲の条件において温度や振動数依存を特に良好に再現できるため、それを応用したモデルを本論文でも適用できると考えられる。ただし、異なる構造のダンパーにも容易に適用できるダンパーモデルを検討するため、微分方程式から求められる最少の項を粘性要素とみなし、整数微分のように力学モデルを構成し、ダンパーの力を求める方法を適用する(3章)。

上記の方法は、微分方程式を用いた方法モデル化や計算がやや複雑である。そこで、モデル精度がやや低下するが、瞬間の角振動数を用いた、より簡易に計算できる方法も提案する(5章)。本論文では、2種モデルを提案するが、最終的な応答解析では、簡易モデルを用いる。

### 1. 3. 4 特性モデルの適用範囲

#### □粘性ダンパーの特性モデルの適用範囲

本論文では特性モデルを用いた計算値を実験値と比較し精度を検証する。そのため、モデルの精度は、実験によって検証した範囲において適用される。実験の加振条件は下表に示す組合せであり、制振構造物に設置される制振ダンパーの挙動に相当する正弦波と、3,12,24階建て構造物の地震波による応答解析における1階の層間変位の最大変位を正弦波加振と同様の種類で拡張した波を用いた。それらは、建物の階高4mmにおける層間変形角1/100を想定し、加振する最大変位目標を40mmとした。また、試験機の加振能力の影響によって、振動数が高い場合は振幅が小さく、振幅が大きい場合は振動数が低くなる。

2~5章に示す小型試験体では、最大の振動数10Hzにおいて振幅約0.5~2mm、最大の振幅40mmにおいて振動数0.1~0.5Hzの条件の組合せによる正弦波で加振した。せん断隙間 $d=1,2,4$ mmで実施したため、せん断歪に変換すると各 $d$ における最大歪振幅は4000,2000,1000%になる。粘性流体の温度は0~40℃で行った。なお、低温度ほど力が大きくなるため、上記の組合せによっては、加振機の性能によって加振条件できない条件もあるため、最大速度を約13kineとした。また、7章に示す実大試験体では、最大の振動数2.5Hzにおいて振幅約2~5mm、最大の振幅40mmにおいて振動数0.1~0.5Hzの組合せの条件による正弦波で加振した。粘性流体の温度は約10~30℃である。

表 1.2 各試験体における加振条件

試験体	振幅	振動数	温度	せん断隙間
小型試験体 (2~5章)	2~40 mm	0.1~10 Hz	0~40℃	1,2,4 mm
実大試験体 (7章)	0.5~40 mm	0.1~2.5 Hz	約 10~30℃	2 mm

#### □粘性ダンパーの特性モデルが適用できる建物の特性の傾向

9章で行う応答解析では、7種の入力波を用いて、固有周期の長い20階建物(1次周期3.7s)から短い4階建物(1次周期1.4s)を検証した。Art Random以外の入力波における10,20階建物における解析結果では、上記に示した実験で確認した同等の挙動であるが、3階建物では層間変位(ダンパー変位)が50mm以上となる場合があった。その場合は、ダンパーモデルの精度を確認しておらず、その精度が低下する可能性がある。

したがって、本論文で提案するダンパーモデルは、20階建物より高く、固有周期がより長い高層建物(約10階以上の建物)に対して適用可能である。しかし、低層建物(約4階以下の建物)では層間変位が上記の表よりも大きくなりやすく、モデル精度が低下する可能性があるため、ダンパー量を調節するなどの工夫が必要である。

□装置材の変形を評価した粘性系ダンパー複素剛性の近似式の適用範囲

減衰材と装置材の力と変形の関係から導いた微分方程式を解き、粘性系ダンパーの複素剛性を理論的に7,8章で求める。これから得られる精算式は複雑であるため応答解析には適用が困難である。そこでその近似式についても検討するが、条件によっては精算値と異なる場合がある。ただし、数値実験により検討すると、ダンパーの部材に負荷する応力が、実在する材料（鋼材 490 級）の耐力以下である場合は、近似値は精算値と同値であることを示している(8章)。そのため、発生する力に対して耐力を有する粘性ダンパーであるなら、減衰材と装置材の関係を考慮した特性を近似式によって求められる。したがって、最終的に行う応答解析において近似式を用いた粘性ダンパーの特性モデルを用いる。

### 1.3.5 繰り返し加振による特性

冒頭で述べたように、近年の長周期地震動に対するダンパー特性の把握が重要となっている。その挙動を模擬した長時間加振におけるダンパー特性を図 1.10 に示す振動数 0.25Hz, 振幅 ±20mm の加振回数 150 波の正弦波加振実験によって、ダンパー力が時々刻々低下することを確認している<sup>15)</sup>。先の大地震以前においては、このような繰り返し加振における現象をダンパーモデルに考慮することは無い。前述までの特性とは異なるが、既往モデルではその特性を再現できない。

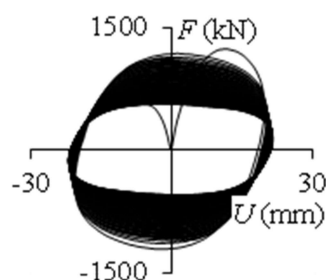


図 1.10 長時間加振の履歴(正弦波)

## 1.4 論文の目的と構成

### 1.4.1 目的

ダンパーの特性をより正確に特性を把握できれば、建物解析の精度が向上してより効果的な制振設計ができ、また構造物の安全性をより確証することで、ダンパーを有する構造物の促進に普及すると考えられる。そこで、本論文では制振建物の時刻歴応答解析で適用できる、図 1.11 に示す筋違型<sup>12)</sup>や壁型<sup>5)</sup>のせん断変形抵抗を用いた任意形状のダンパー力の特性モデルを構築することを目的としている。

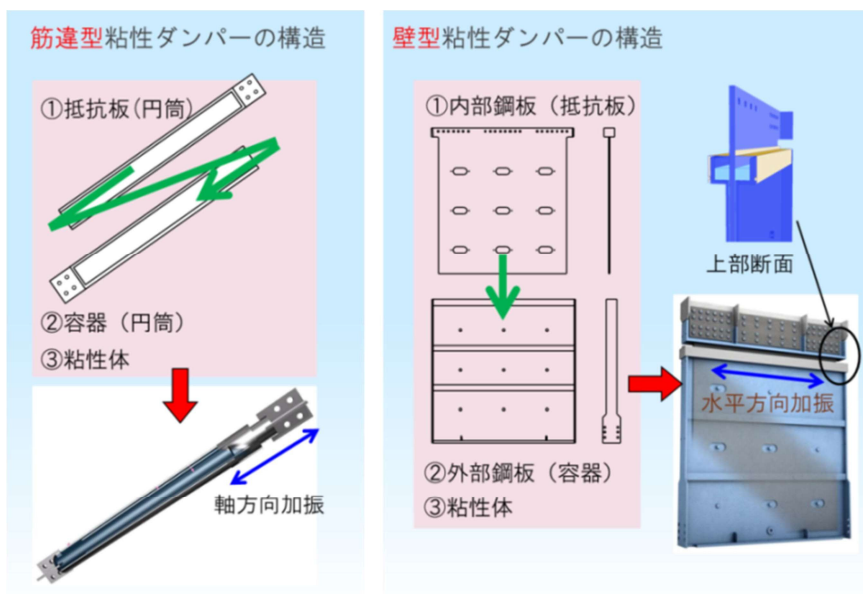


図 1.11 実大のせん断型粘性ダンパーの構造

#### 1. 4. 2 語彙の名称と定義

既に上記で用いたものもあるが、本論文で主に使用する語彙の名称と定義を以下に示す。

##### □粘性流体, 装置材, 支持材

本論文で扱う粘性ダンパーに用いられる材料は、「粘性体」と呼ばれる場合もある。しかし、上記に示したように、本論文では既往の研究と異なり、固体である粘弾性体の定義を用いて、液体である粘性流体の特性をまとめ、さらにモデル化へ展開する。それを強調するため本論文では「粘性体」を「粘性流体」と呼ぶ。前述したように、流動抵抗型もあるが、本論文では粘性流体のせん断変形抵抗力を用いたダンパーを「粘性ダンパー」と呼ぶ。6, 7章では力と変位の履歴特性が楕円である粘性流体や粘弾性体を対象とするため、それらの材料を「減衰材」と呼び、そのダンパーを用いたダンパーを「粘性系ダンパー」と呼ぶ。また、ダンパーに周辺部材である「支持材」が結合されたモデルを「付加系」と呼ぶ

##### □粘性流体の特性

装置材が剛でありその変形が影響しない、粘性流体のせん断変形抵抗力を用いたダンパーの特性を「粘性流体の特性」と呼ぶ。

##### □せん断面積, せん断隙間, せん断応力, せん断歪, 歪速度

せん断抵抗力が発生する面積を「せん断面積」、粘性流体が充填された厚みを「せん断隙間」と呼び、それらは一定として検討する。ダンパー力をせん断面積で除した値を「せん断応力」、ダンパー変位をせん断隙間で除した値を「せん断歪」、その速度を「歪速度」と呼ぶ。

#### 1. 4. 3 構成

粘性ダンパーの構造を簡略に表現すると、粘性材である粘性流体と装置材, 支持材で成り立ち、図 1.12 と表せる。その図に各部材と論文の章における対応を示し、図 1.13 に論文の流れを示す。

2~5章では、粘性流体の材料特性の把握とモデル化を行う。2章では、装置材と支持材などの鋼材変形の影響が極力少ない試験体を用いた加振実験を行い、振動数, 振幅と温度における粘弾性体の特性を求めその傾向を求める。3章では、笠井らによって粘弾性体で精度良く再現することができることが示されている分数微分モデルを用いて、小歪における線形特性のモデル化を行う。4章では、線形と非線形の粘性流体の特性値の関係を用いて、線形モデルから非線形範囲における粘性力を求める。5章では、分数微分を用いず、各時刻における瞬間の角振動数を求めることによって、より精度良い簡易モデルを示す。

6, 7章では、ダンパーを構成する装置材の変形を微分方程式で求め、装置材と粘性材の変形の相互関係からダンパー複素剛性を求める。この時、微分方程式から得られる精算値だけではなく、時刻歴解析で適用可能な近似式を求める。6章では軸方向加振する筋違型ダンパーについて、7章ではせん断方向に加振する壁型ダンパーについて検討する。それらによって、任意形状の部材剛性の影響を材料特性モデルに加味する。

以上の粘性ダンパーの特性モデルは、東北地方太平洋沖地震のような長周期地震動を想定しておらず、また、その挙動に対するダンパーの有効性やダンパー特性式の精度が不明確である。8章では、実大のダンパーを用いたその挙動に相当する繰返し加振実験によって、その特性を把握し、それらを踏まえたダンパー特性モデルを求める。

9章では、以上に示す新しく得られたダンパーのモデル(新式)と、既往研究によって得られた非線形粘性モデル(旧式)を用いた建物の応答挙動の差異を、時刻歴解析によって確認する。また、新式を用いて、取付け剛性の有無や、長周期地震動による荷重低下の影響についても確認する。

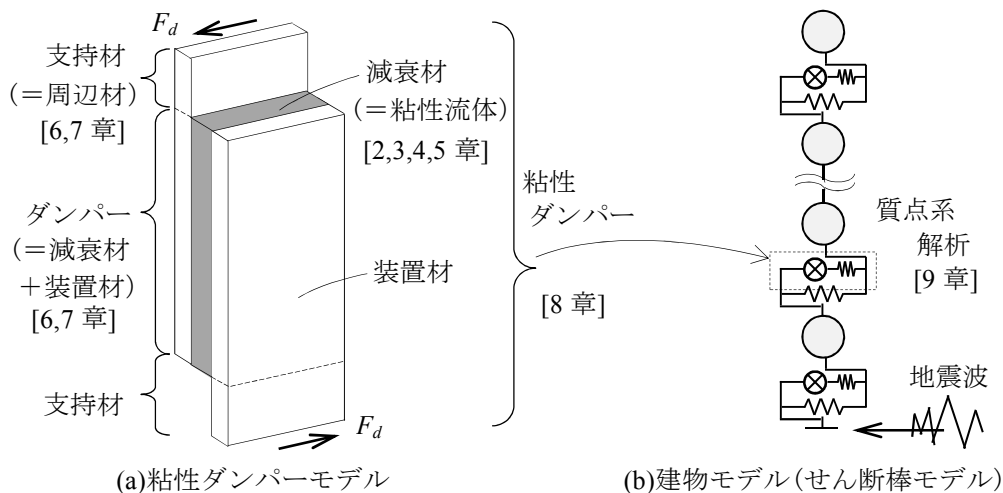


図 1.12 粘性ダンパー構成材の名称とそのモデルと論文章の関係

粘性ダンパーのモデル化

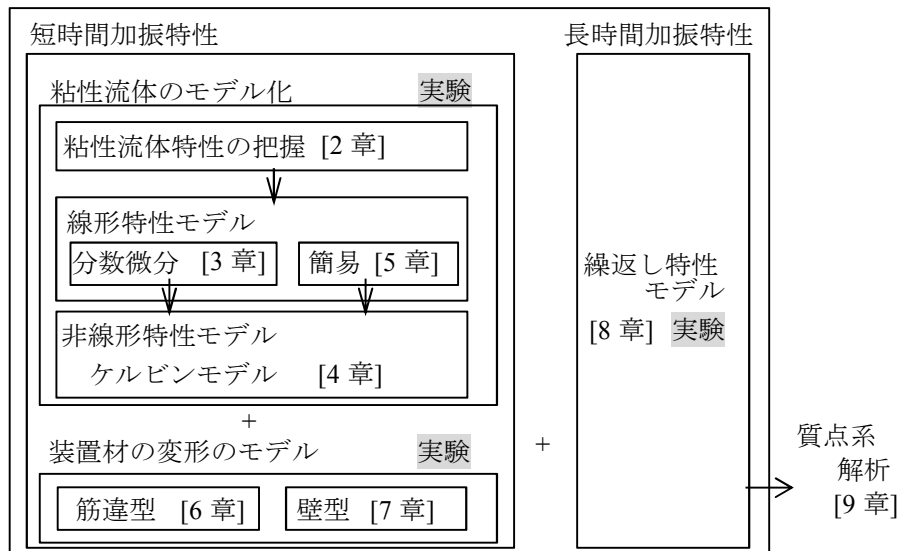


図 1.13 論文の構成

## 1章の参考文献

- 1) 中央防災会議 防災対策推進検討会議 南海トラフ巨大地震対策検討ワーキンググループ:南海トラフ巨大地震対策について(最終報告), ~南海トラフ巨大地震の地震像~(内閣府ホームページ), 2013.5
- 2) 一般社団法人日本免震構造協会 応答制御建築物調査委員会, 社団法人日本建築構造技術者協会: 報告会「東北地方太平洋沖地震に対する応答制御建築物調査」, 制振構造調査部会報告書(CD-ROM), 2012.1
- 3) 小山,鹿嶋:平成 23 年(2011 年)東北地方太平洋沖地震の強震観測速報(第 5 報), 建築研究所
- 4) 社団法人 日本免震構造協会編:パッシブ制振構造 設計・施工マニュアル 第 3 版, 2013.11
- 5) 佐藤新治, 近藤豊史, 池永雅良, 岡部篤, 持丸昌己, 鈴木光雄:実大制震壁の高速特性試験, 日本建築学会大会学術講演梗概集,B-2,pp861-862, 1997.9
- 6) 日本レオロジー学会:講座・レオロジー, 日本レオロジー学会編, 高分子刊行会, 2001.11
- 7) 岡 小天 : レオロジー入門, 工業調査会, 1970.11
- 8) 佐々木和彦,笠井和彦,大木洋司,和氣知貴:粘性流体の実験方法および動的特性の把握,せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その 1,日本建築学会構造系論文集, 670 号, pp2183-2192, 2011.12
- 9) 佐々木和彦,笠井和彦,大木洋司:粘性流体の実験方法および動的特性の把握,せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その 2,日本建築学会構造系論文集, 675 号, pp791-298, 2012.05
- 10) 笠井和彦, 大熊潔:Kelvin 体による線形粘弾性ダンパー簡易モデル化と精度に関する考察, その 1 弾性・弾塑性フレームをもつ一質点制振構造の場合, 日本建築学会構造系論文集, 550 号, pp71-78, 2001.12
- 11) 笠井和彦, 寺本道彦, 大熊潔, 所健:粘弾性体の温度・振動数・振幅依存を考慮した構成則, その 1 線形領域における温度・振動数依存のモデル化, 日本建築学会構造系論文集, 543 号, pp77-86, 2001.5
- 12) 笠井和彦, 所健:粘弾性体の温度・振動数・振幅依存を考慮した構成則,その 2 温度上昇および歪・歪速度がもたらす非線形のモデル化, 日本建築学会構造系論文集, 561 号, pp55-63, 2002.11
- 13) 沖村明彦, 長島和央, 持丸昌己, 鈴木清春:鋼管型粘性せん断ダンパー(CVD):その 1 ダンパー特性, 日本建築学会大会学術講演梗概集(北海道), B-2, pp101-102, 2004.8
- 14)下田郁夫:高粘性ダンパに関する研究(粘弾性モデル化と設計手法の提案), 日本機械学会論文集(C 偏),60 巻,570 号,pp112-117,1994.2
- 15)石橋恵,笠井和彦,佐々木和彦:長周期地震動に対する壁型粘性ダンパーの特性とその簡易評価, 日本建築学会大会学術講演梗概集(北海道), B-2,pp931-932, 2013.8

## 2章 剛な装置材で構成された粘性ダンパーの加振実験による理想的な特性の把握

### 2.1 はじめに

#### 2.1.1 背景

現在、粘性流体ダンパーは建築用などの振動エネルギー吸収装置として広く使用されている。この原理は粘性流体が移動した時に分子間の摩擦力を熱に変換してエネルギーを吸収することであり、変形後の弾性的な反発力が小さいために、歪エネルギーに比べて吸収エネルギーが格段に大きい。また、粘性流体が微妙な動きにも追従できるため、ダンパーの設計によって微小変形や大変形でも良好にエネルギーを吸収できる。特に橋梁や建築や機械装置などの耐震や防振などの減衰装置に使用されている粘性流体<sup>1)</sup>は高粘度で抵抗力が大きく、これを用いたダンパーには様々な形状<sup>2),3)</sup>がある。

それらの荷重-変位の特性モデルを検討する際に、特定のダンパーの実験値を用いると、その値にはダンパーを構成する鋼材の特性が影響しているため、同じ粘性流体を用いても形状が異なるダンパーではそのモデルの適用精度が不明確となる。そこで、汎用性があるモデルを求めるには、ダンパーの鋼材と粘性流体材料の特性をそれぞれ検討する必要がある。そこで、まず粘性流体材料の特性モデルを検討するために、ここではその材料の特性を明確にした。

#### 2.1.2 研究の概念

粘性流体の特性を把握するためには、適正に製作された試験体を様々な条件下で精度良く加振し計測する必要がある。より多くの条件を効率的に実施するため、ここでは小型試験体を用いる。それより、その部材の剛性を加振条件に影響しない程度に大きくでき、粘性流体のみの特性を容易に把握できる。また、試験機には性能制限があるが、試験体の荷重が小さいため広い範囲の条件で容易に加振できる。さらに、粘性流体には温度依存性があり温度制御する実験の設定は煩雑だが、形状が小さいため容易に管理できる。

しかし、一方で小型試験体にはスケール効果がありえ、設定したせん断面に生じる粘性流体のせん断力のみを正確に計測できる状態を理想条件とするなら、小型試験体を用いた実験結果から理想条件下の特性を直接把握することは難しい。そこで、その影響を極力排除する工夫を試験体に施し、それでも排除しきれない場合はその影響が異なる試験体の結果を比較し解析することで、理想条件下の特性を算定する。なお、以降では粘性流体のせん断力を粘性力と表記する。

#### 2.1.3 研究の目的と本章の構成

本研究の最終目的は任意形状の粘性流体ダンパーに対応できる特性モデルを構築することにある。そのために、まず本章ではそれらのダンパー評価の基盤となる理想条件下の粘性流体材料のせん断力の特性を実験と解析で算出する方法を提案し、これを用いて広範囲の振幅と温度と振動数における動的特性を把握する。

本章の構成は、2.2節で既往の粘性力の実験方法や試験体の特徴を述べ、それらが上記で述べた目的を満たすには制御範囲や理想条件下での粘性力特性の検討が不十分であることを説明する。2.3節で加振機と試験体の概略や粘性力の特性値の定義を述べ、理想条件下の特性値を求めるために工夫した試験体を説明する。2.4節で試験体加振の計測精度の適正範囲を述べ、実験結果から理

想条件下の粘性力の特性値を算定する方法を説明する。2.5 節で以上から得られた理想条件下の振幅と温度、振動数に対する粘性流体の動的特性をまとめて説明する。

## 2. 2 既往の粘性力の実験方法

粘性力は様々な振幅と温度、振動数の正弦波加振での特性を把握できれば、ランダム波加振の特性も再現できることを既往研究で確認している<sup>6)~9)</sup>。したがって、正弦波加振の特性を高い精度で計測することが重要となる。この節では、筆者らが過去に行った、より高い精度の計測を目標とした実験の特徴を説明する。また、後の 2.4.5 項で各試験体と本実験で最終的に得られる特性値を比較する。

### 2. 2. 1 コーンプレート装置を用いた実験

図 2.1 に示すように、コーン(円錐)とプレート(円盤)の間に粘性流体を充填し、コーンを中心軸で回転させる方法をコーンプレート法と呼ぶ<sup>1)</sup>。この時、コーン径  $R = 7.9, 25, 50 \text{ mm}$  に対してコーン角  $\alpha = 0.1, 0.1, 0.04 \text{ rad}$  の組合せとした。また、この項の末尾に示す特性から最大せん断歪 100 %、加振装置性能から最大振動数 16 Hz を加振条件とした。ここでは、トルク  $T$  を計測し粘性流体せん断応力  $\tau$  を算定した。この時、中心からの距離  $r$  における振幅  $U_r$  とせん断隙間  $d_r$  が  $r$  に比例する。これから  $U_r$  を  $d_r$  で除したせん断歪  $\gamma$  が回転角  $\theta_c$  と  $\alpha$  を用いて式(2.1a)となり、 $r$  に依存しない。 $\tau$  も  $r$  に依存せずプレート全面で一定値となり、微小面に発生するトルクをプレート全面で積分して算出した  $T$  から  $\tau$  を求めると式(2.1b)となる。

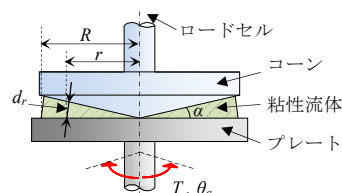


図 2.1 コーンプレート法

$$\gamma = \theta_c / \sin \alpha \quad , \quad \tau = 3T / (2\pi R^3) \quad (2.1a,b)$$

この実験の利点は、せん断面だけに粘性流体が存在し  $d_r$  を精度良く保持できるため、後述する他の実験で用いたガイドや余分な粘性流体が存在せず、摩擦や粘性流体の掻き分けがなく粘性力のみを特性を精度良く計測できる。

ただし、粘性流体が流れないように粘性流体の周辺部に壁を設けると、その壁に対する粘性力とコーンの接触による摩擦が生じるため、粘性流体の形状を表面張力のみで保持している。そのため、 $d_r$  が大きい又は変形が大きい時は適正な形状を維持できず、加振条件が  $\theta_c$  と  $d_r$  に制限される。なお、その形状維持可能な  $\gamma$  を後の 2.4.5 項で示す粘性流体特性が安定する線形範囲の 100 %までとした。

### 2. 2. 2 水平方向桶型装置を用いた実験

図 2.2 に示すように、桶型容器と円盤状の抵抗板の間の一定なせん断隙間に粘性流体を充填し、抵抗板を水平方向に加振する方法を水平方向桶型平板せん断法と呼ぶ<sup>1)</sup>。この時、直径  $\phi 340$  のせん断面のせん断面積  $S = 90,792 \text{ mm}^2$ 、せん断隙間  $d = 5, 10, 15 \text{ mm}$  とした。また、性能目標から最大せん断歪 1,000 %、加振装置性能から最大振動数 3 Hz を加振条件と決定した。ここでは、粘性流体のせん断歪  $\gamma$  とせん断応力  $\tau$  を、変位  $U$ 、粘性力  $F$ 、 $d$  と  $S$  を用いて式(2.2a,b)とした。なお、この時は粘性力と加振力が等しい。

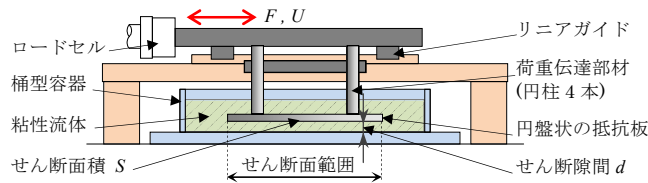


図 2.2 水平方向桶型平板せん断法

$$\gamma = U/d \quad , \quad \tau = F/S \quad (2.2a,b)$$

この実験の利点は、2.2.1 項のコーンプレート法より  $\gamma$  が大きいことである。また、できるだけ正確に粘性力を計測するため、荷重伝達部材を 4 本の直径  $\phi 12$  の円柱で断面積を小さくし、かつ抵抗板形状を円盤として、粘性流体の流動性を上げ粘性流体の掻き分けを低減した。さらに、せん断隙間を保持する可動部材をより円滑に挙動させるためにリニアガイドで固定し摩擦を低減した。

ただし、抵抗板の変位を直接計測できずに粘性流体と接しない部材で変位を計測したため、その部材の変形も計測していた。さらに、荷重伝達部材の断面積を小さくすることによる剛性の低下や、摩擦や掻き分けの影響が不明確であった。

### 2. 2. 3 鉛直方向筒型装置を用いた実験

図 2.3 に示すように、筒型容器と円柱部材の間のせん断隙間に粘性流体を充填し、円柱部材を鉛直方向に加振する方法を鉛直方向円筒型せん断法と呼ぶ<sup>4),5)</sup>。せん断面が円柱部材の直径  $\phi 23$  の外面と筒型容器の直径  $\phi 26$  の内面であるため各径の平均とせん断面高さ 240 mm を用いて  $S$  を求めた。それらより、せん断面積  $S = 18,473 \text{ mm}^2$ 、せん断隙間  $d = 1.5 \text{ mm}$  であった。また、性能目標から最大せん断歪 800 %、加振装置性能から最大振動数 5 Hz を加振条件と決定した。ここでは  $\tau$  と  $\gamma$  を式(2.2a,b)とした。

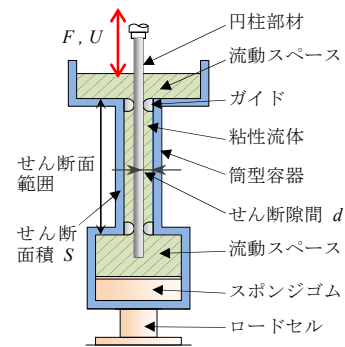


図 2.3 鉛直方向筒型せん断法

この実験の利点は、2.2.2 項のせん断変形加振なら加振力による曲げによって抵抗板のガイドが部材に接触し摩擦が生じるが、軸方向加振であるため曲げが小さく摩擦も小さいことである。さらに曲げが小さいため装置鋼材の変形がより小さい。また、粘性流体の掻き分けを小さくするために、せん断面の上下両端に粘性流体が流動するスペースを設けた。そして、粘性流体の体積変化による内圧を緩和させるために容器底部にスポンジゴムを設置した。これらより摩擦や内圧がある程度緩和され、荷重が大きい条件では比較的良好に特性が計測された。

ただし、下部の流動スペースが閉じられているため、スポンジゴムで内圧緩和してもその影響があった。また、摩擦も完全に除けず、2.2.2 項の装置と同様にその影響が不明確であるため、適正な粘性力特性の把握が困難であった。さらに、 $S$  を筒の内面と円柱の外面の平均としたが、その妥当性も不明であった。

## 2. 3 理想条件下の粘性力の特性値を求める試験体の検討

2.2 節で述べたように、既往の試験体による計測値には摩擦や掻き分け、内圧による影響があり、粘性力のみでの計測は困難であった。さらに、本実験ではせん断隙間  $d = 2\text{mm}$  において目標の最大歪振幅  $\gamma_{max}$  を 2.2.2 項の実験の  $\gamma_{max} = 1,000\%$  よりも大きい  $2,000\%$  としたため、難易度がより高く不明確な力が発生しやすい。それらの力は試験体に固有の値でありスケール効果の原因となりえる。そこで、2.2 節の実験方法を踏まえて本試験体に施した工夫と理想条件下の粘性力を検討する方法を示す。

### 2. 3. 1 加振条件と試験体の諸元, 粘性力の基本特性

加振条件は正弦波において  $d = 2\text{mm}$  では歪振幅  $\gamma_{max} = 10 \sim 2,000\%$ 、粘性流体の温度  $\theta = 0 \sim 40\text{ }^\circ\text{C}$ 、振動数  $f = 0.025 \sim 10\text{ Hz}$  である。 $d = 1, 4\text{ mm}$  では  $\theta = 20\text{ }^\circ\text{C}$  でそれぞれ  $\gamma_{max} = 4,000, 1,000\%$  までとした。なお、目標最大振幅を制振ダンパーの現実的な値から約  $40\text{mm}$  としたため、 $d = 2\text{mm}$  では既往試験条件より大きく  $\gamma_{max} = 2,000\%$  となった。また、 $\theta$  と  $f$  の範囲については、後の 2.5.2 項で説明する温度・振動数等価性をより明確にするため、加振機の性能下で既往実験より少しでも広い条件を試みた。

試験体概略を図 2.4 に、その諸元を以下に示す。特性に影響する装置寸法は 3 種の  $d = 1, 2, 4\text{mm}$  と、平面で明確な値としたせん断面積  $S = 2$  枚(面) $\times 30\text{mm}$ (幅) $\times 160\text{mm}$ (高)  $= 9,600\text{mm}^2$  である。粘性流体は主材が炭化水素化合物で、粘度が  $30\text{ }^\circ\text{C}$  で約  $8,000\text{ Pa}\cdot\text{s}$  である<sup>1)</sup>。また、2.2.2, 2.2.3 項の実験では粘性力  $F$  と加振力が同一だが、本実験では後の 2.3.3 項で説明するように、摩擦力  $F_f$  が影響しない粘性力  $F_c$  を計測し、せん断歪  $\gamma$  とせん断応力  $\tau$  を式(2.3a,b)とした。

$$\gamma = U/d \quad , \quad \tau = F_c/S \quad (2.3a,b)$$

この時、理想条件下で同じ温度  $\theta$  と振動数  $f$  であるなら、変位  $U$  やせん断隙間  $d$  が異なっても  $\gamma$  に対する  $\tau$  は同値であると仮定する。また、図 2.4 の固定抵抗板のせん断面の形状が加振中心に対して対称であるため、粘性力の履歴形状は点対称となる。ここでは、上記の事項が成立しない場合、試験体の構造などが原因で設定した粘性力以外の力が計測値に含まれたと考える。これについては、後の 2.4.4 項で説明する粘性流体の体積変化により生じる反発力  $F_p$ 、2.4.5 項の理想条件下で設定せん断面に負荷する粘性力  $F_0$  と設定外せん断面に負荷する粘性力  $F_e$  を用いて説明する。なお、それらの関係は  $F_c = F_p + F_0 + F_e$  となる。

### 2. 3. 2 試験体の鋼材変形の影響が小さい構造

2.1.1 項で述べたように試験体を構成する鋼材の影響がない状態で、粘性流体の材料特性を把握することが重要である。そこで、その鋼材剛性を大きくし、かつ 2.2.3 項の装置を踏襲して軸方向加振することで鋼材変形をより小さくし、計測値に対する影響を無視した。この時、曲げが負荷する部材は軸方向に対して十分な剛性であるため荷重が部材の軸方向のみに負荷するとして、ヤング係数  $E$ 、断面積  $A$  と長さ  $L$  から求めた各部材の鋼材剛性  $K = EA/L$  を用いて得た装置全体の鋼材剛性が約  $100\text{ kN/mm}$  となる。ここで粘性流体の材料特性を後の 2.5 節の表 2.5 から求めると、理想条件下の粘性力の貯蔵剛性  $G_0'$  の最大値は約  $200\text{ kPa}$  で  $d = 2\text{mm}$  では  $G_0'S/d = 0.96\text{ kN/mm}$  となる。また、 $G_0'$  は履歴形状の傾きを示すが、その傾きが目立たないほど小さい  $G_0'$  は約  $1\text{ kPa}$  以下で  $G_0'S/d = 0.005\text{ kN/mm}$  となる。したがって、本試験体の  $K$  が粘性力の  $G_0'S/d$  より十分に大きいため、計測

値から得られる特性値には鋼材変形の影響がない。

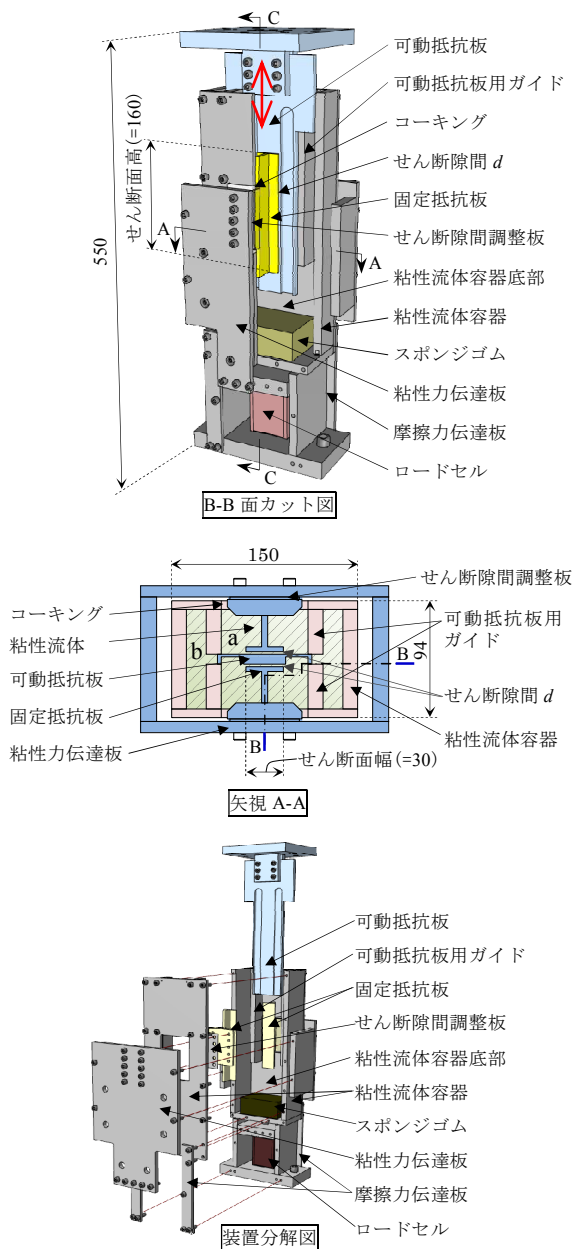


図 2.4 試験体概略

### 2. 3. 3 摩擦力が影響しない粘性力を計測する構造

一定のせん断隙間で抵抗板を可動させるために抵抗板用ガイドを要するが、抵抗板がそのガイドに接するために摩擦が生じる。2.2.2, 2.2.3 項の試験体の微小加振では摩擦の影響が相対的に大きく正確に粘性力を把握できなかった。そこで摩擦が影響しない特性を計測できる試験体を検討した。

加振力  $F = \text{粘性力 } F_c + \text{摩擦力 } F_f$  であるため、 $F_c$  と  $F_f$  がそれぞれ伝達する部材を分離し  $F_c$  を計測する。各力が伝達する部材の断面図と、それらの力が伝達する部材の拡大図を図 2.5 に示す。まず、 $F_f$  が発生する可動抵抗板用ガイドを粘性流体容器に設置し、 $F_c$  が負荷する固定抵抗板をその粘性流体容器に非接触で設置することで、 $F_c$  と  $F_f$  の伝達を分離する。この時、それらの部材の

間に隙間ができるが、粘性流体が漏れないように図 2.4 で示す箇所をコーキングした。コーキング材の剛性は鋼材と比較して非常に小さいため、計測値への影響はない。さらに、 $F_c$  が負荷する固定抵抗板をロードセル上部の板に、 $F_f$  が負荷する粘性流体容器をロードセル下部の板に、各力が伝達するようにそれぞれ連結することで、 $F_f$  に影響されない  $F_c$  を計測できる。

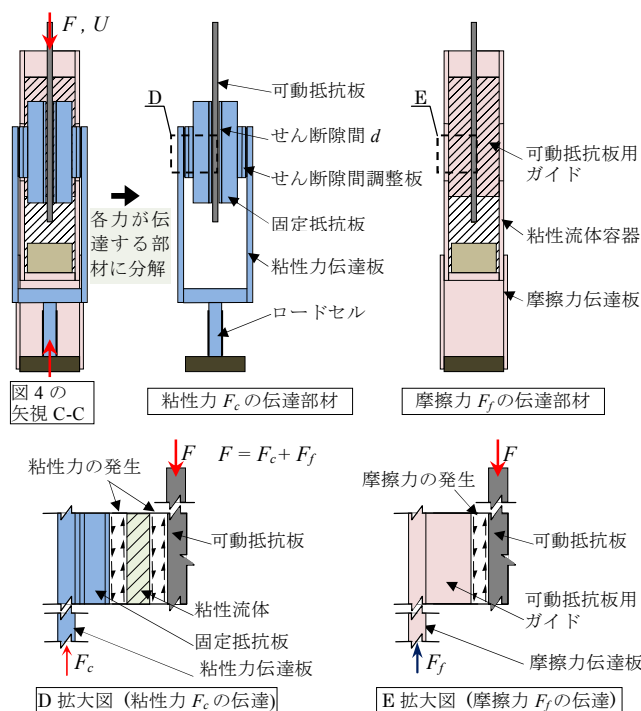


図 2.5 試験体断面と、粘性力  $F_c$  と摩擦力  $F_f$  の流れの概略図

### 2. 3. 4 容器内に生じる内圧を低減する構造とその影響を検討する方法

抵抗板が可動し粘性流体の体積が変化することで、粘性流体容器に内圧が生じ計測値に影響する。そこで、その内圧を緩和するために、2.2.3 項の装置と同様に粘性流体容器の底部にスポンジゴムを設置した。また、各抵抗板の断面積を小さくして粘性流体の容積をより大きくし、かつ図 2.4 の矢視 A-A に示す粘性流体容器の内部を a と b に区切り粘性流体の流れの出入り口を設けて流動性を上げた。さらに、2.3.3 項に説明したように力の伝達を分離する構造であるため、2.2.3 項の装置とは異なり全ての内圧ではなく、固定抵抗板に負荷する内圧のみが計測値に影響する。

ただし、上記の工夫によって内圧を減少させても計測値への影響は皆無ではない。また、図 2.6 で示すように固定抵抗板に負荷する内圧の向きが粘性力とは逆になるため、計測値から直接求めた貯蔵剛性  $G'$  が内圧に影響され負値となる場合がある。そこで、その内圧の影響を検討するため、図 2.7 に示す 2 種の抵抗板を用いて異なる内圧で実験し、後の 2.4.4 項でそれらの特性値を比較する。それらは平型と溝型であり、平板の平型に対して溝型はできるだけ断面を小さくするために溝を掘りかつ先端の幅を平型より細くした。それらの先端断面積を内圧影響面積  $A$  とし、平型では  $A(\text{平}) = 125\text{mm}(\text{幅}) \times 8\text{mm}(\text{厚}) = 1,000\text{mm}^2$ 、溝型では  $A(\text{溝}) = 76\text{mm}(\text{幅}) \times 8\text{mm}(\text{厚}) - 2 \text{個} \times 18\text{mm}(\text{溝幅}) \times 6\text{mm}(\text{溝深}) = 392\text{mm}^2$  である。なお、2.4.4 項で示すように  $A = 0$  なら内圧は生じないが、試験体の製作が不可能であるため  $A$  がより小さい溝型抵抗板を最終的に用いた。

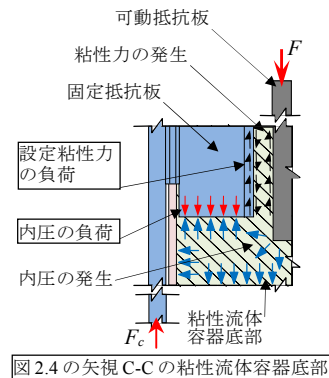


図 2.4 の矢視 C-C の粘性流体容器底部

図 2.6 固定抵抗板に負荷

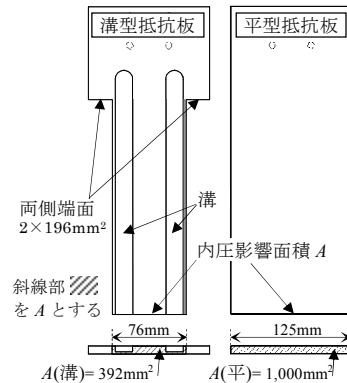


図 2.7 抵抗板の形状

### 2. 3. 5 せん断隙間を可変する構造

2.3.3 項で説明した本試験体の構造が既往試験体と大きく異なるため、摩擦や内圧以外の想定外の力が発生しうる。そこで、せん断隙間  $d$  を可変する構造とし、後の 2.4.5 項でその力の発生の確認と理想条件下の粘性力の特性値を検討する。2.3.3 項で説明したコーキングにより固定抵抗板がせん断面の面外方向に移動できるため、厚みが異なる図 2.4 のせん断隙間調整板を用いて  $d$  を可変した。また、各  $d$  の実寸法は 1.13, 2.08, 4.06 mm であり、せん断歪  $\gamma$  の算定にはこの値を用いるが、各  $d$  の呼び名を 1, 2, 4 mm とした。

## 2. 4 加振の計測精度の検討と理想条件下の粘性力特性値の算定

加振の計測精度や 2.3 節で示した試験体の工夫が有効である範囲を検証し、理想条件下の粘性力特性値の算定を試みる。

### 2. 4. 1 加振機の設置状態

試験体を加振するために、鋼材の板と柱で構成されたフレームに、最大荷重 30 kN, 最大振幅  $\pm 100$  mm の油圧アクチュエータを設置した加振試験機を使用した。アクチュエータ先端と試験機下部の取付け鋼板の間に試験体を配置した。また、木材と発砲スチロール製の保温箱で加振試験機を囲い、冷熱風装置を用いて温度調整を行った。

計測項目は粘性力、試験体変位と粘性流体温度である。粘性力の計測には最大荷重  $\pm 5$  kN ロードセルを使用し、試験体の下部取付け部に設置した。試験体変位には最大変位  $\pm 50$  mm と  $\pm 12.5$  mm の 2 種の変位計を加振条件で使い分けて、試験体の上部と下部間に設置した。粘性流体温度には熱電対を使用し、せん断面のほぼ中央に穴を明けて設置した。また、計測のサンプリングタイムを正弦波の 1 波加振で 200 点計測する値とした。

### 2. 4. 2 粘性力の特性値の定義

粘性力の履歴形状は振幅が小さい又は振動数が大きいほど傾きが大きい楕円である<sup>1)</sup>。また、振幅が大きいほどせん断面と粘性流体の境界面のずれが大きくなるため、履歴形状の線形性が弱まり傾きが小さく楕円が潰れたような、後の 2.4.3 項の図 2.10 右に示す形状となる。今まで研究では、粘性力のモデルが非線形粘性ダッシュポットであり<sup>2)3)</sup>、本項の冒頭で示した履歴の傾きが大きい領域ではその精度があまり良くなかった。そこで、本研究では広い加振条件での特性の再現を目標とし、振幅と振動数に依存する楕円で  $\tau$ - $\gamma$  履歴を検討する。なお、上記のように振幅が大きくなると

正確な楕円とは異なるが、その時の楕円による履歴の再現は図 2.10 右であり、おおむね傾向を把握でき、全ての範囲で楕円として問題はない。また、以下に示す楕円モデルの特性値は後に示す温度・振動数等価性の適応にも影響するが、その精度は 2.5.2 項で検証する。

一般的に楕円は貯蔵剛性  $G'$  と損失剛性  $G''$  で表現でき、図 2.8 のように  $G'$  が最大変位の荷重、 $G''$  が切片荷重から算出できる。本章ではその特性値の算出誤差をより小さくするために、 $G'$  と  $G''$  を式(2.4a,b) から求めた。 $G'$  は最小 2 乗法で求める  $n$  個の  $\gamma$  と  $\tau$  の直線近似式の勾配<sup>6)9)</sup>であり、 $G''$  は 1 波の吸収エネルギーである楕円面積  $\Delta W$  を用いて算出した。それでも、大振幅時の  $G'$  が非常に小さいため計測や評価でバラツキは顕著になるが、その値が小さいため誤差がもたらす最大荷重やエネルギー吸収に対する影響はほぼないと言える。

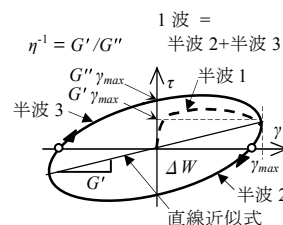


図 2.8 履歴形状と各名称

しかし、上記の影響が小さくても特性値を検証する時に、その誤差が強調される場合がある。そこで、楕円の大きさを表す  $G''$  と、楕円の傾きなどの形状を表す損失係数  $\eta = G''/G'$  の逆数である  $\eta^{-1}$  を用いて履歴の特性を評価する。この  $\eta^{-1}$  も  $G'$  と同様に小さい時には履歴の傾きが小さく、そのバラツキが特性値に与える影響は非常に小さい。ただし、 $G'$  の影響を吟味する必要がある場合は  $G'$  を適宜示す。また、以降では計測値から直接求めた特性値を  $G', G'', \eta^{-1}$ 、後の 2.4.4 項で示す内圧の影響を除いた特性値を  $G'_v, G''_v, \eta_v^{-1}$ 、2.4.5 項で示す理想条件下の特性値を  $G'_0, G''_0, \eta_0^{-1}$  とする。

$$G' = \frac{n \sum \gamma_i \tau_i - \sum \gamma_i \sum \tau_i}{n \sum \gamma_i^2 - (\sum \gamma_i)^2}, \quad G'' = \frac{\Delta W}{\pi \gamma_{\max}^2} = \frac{\sum \{(\gamma_{i+1} - \gamma_i) \tau_i\}}{\pi \gamma_{\max}^2} \quad (2.4a,b)$$

なお、1 波目の特性値を用いて検証するので、以降ではその値のみ示す。この 1 波とは履歴形状において加振して最初に荷重が負値となる第 4 象限から時計回り 1 周とする。また、アクチュエータが伸びる時、変位計が縮む時とロードセルが圧縮される時の計測値をこの楕円における正方向とした。

### 2. 4. 3 試験体加振の計測精度の検討

加振機への入力変位は理想的な正弦波だが、試験体の加振制御能力や計測方法などの影響により、試験体の変位の計測値が理想的であるとは限らない。また、変位だけではなく速度の制御も重要である<sup>10)</sup>。そこで、変位と速度の時刻歴、応力-変位履歴で計測値と理想波を比較して、試験体加振の計測精度を検討する。

粘性流体の温度  $\theta = 20^\circ\text{C}$  で最小のせん断隙間  $d = 1\text{ mm}$  における、振動数  $f = 1\text{ Hz}$ 、振幅  $U_{\max} = 0.1, 0.25, 20\text{ mm}$  の計測値を検討する。図 2.9 に変位とその変位を微分して求めた速度の時刻歴を示す。図 2.9 左の変位時刻歴では各加振条件の計測値と理想波がほぼ一致する。しかし、図 2.9 右の速度時刻歴では  $U_{\max} = 0.1\text{ mm}$  の曲線が滑らかでないため、加振や計測が他よりも不良であると考えられる。また、 $U_{\max} = 0.25\text{ mm}$  では曲線が完全に滑らかでないが、 $U_{\max} = 0.1\text{ mm}$  より傾向を捉えている。 $U_{\max} = 20\text{ mm}$  では計測値がほぼ理想波と合致して加振や計測が良好である。

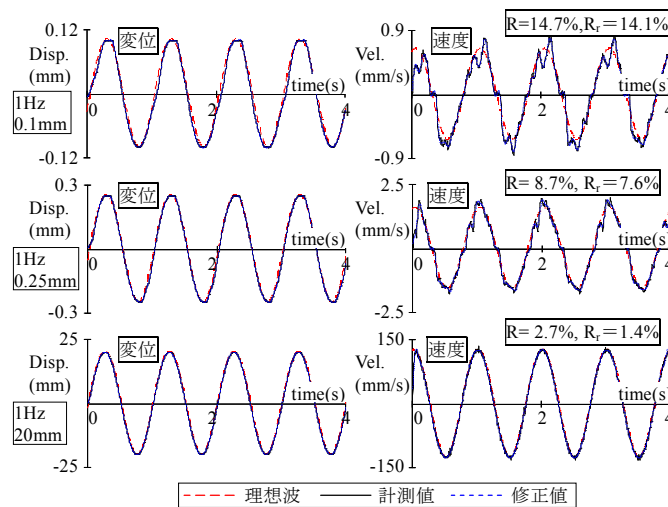


図 2.9 変位と速度の時刻歴の比較による加振の計測精度の検討

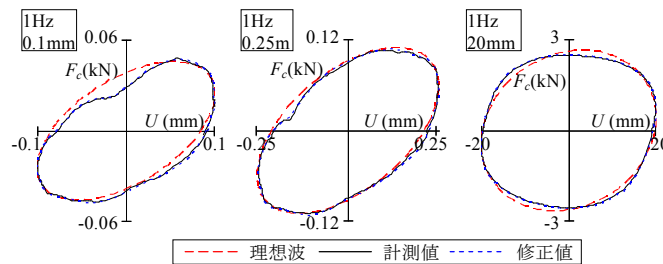


図 2.10 荷重-変位履歴の比較による加振の計測精度の検討

図 2.10 に計測値と式(2.4a,b) を用いて求めた理想波による各条件の履歴を示す。 $U_{max} = 0.1\text{mm}$  では計測値が理想波による楕円と異なるため、加振などが影響したと考えられる。 $U_{max} = 0.25\text{mm}$  で計測値が楕円であり理想波とほぼ一致する。 $U_{max} = 20\text{mm}$  ではそれぞれ形状が異なるが点対称であるため、2.4.2 項で説明した粘性力の特性であり加振や計測の影響ではない。

また、図 2.9 において理想波との差異が変位より大きい速度の計測精度を数値で検証するために、最大値を 1 と基準化し理想波に対する計測値の 2 乗平均平方根誤差  $R = \sqrt{\sum_i (x_i - y_i)^2 / n}$  を求めた。基準化計測速度  $x_i$ 、基準化理想速度  $y_i$ 、1 波分のデータ数  $n$  とし各  $R$  を求めて図 2.9 右に示す。上記の検証から本実験では  $R$  が約 10%以上でその精度が低いと言える。

以上より、小振幅ほど加振の計測精度が不十分であった。したがって、正確な計測値を検討するため、以降では  $U_{max} = 0.1\text{mm}$  である歪振幅  $\gamma_{max} = 10\%$  の計測値を除外し、良好であった  $\gamma_{max} = 25\%$  以上を用いる。なお、 $d = 2,4\text{mm}$  でも同様に 25%以上を有効とした。

また、その精度誤差をより小さくするために、FFT フィルターを用いて各時刻歴や履歴の曲線をより滑らかにした。ここでは計測値の特性が失われないように加振振動数の 10 倍以上の振動成分を除外した。これらを修正値とし図 2.9, 2.10 に示し、その速度の 2 乗平均平方根誤差  $R_r$  を求めて図 2.9 右に示す。各図の曲線において修正値が計測値とほぼ一致するが、 $R_r$  は  $R$  よりも小さく良好であるため、以降では計測値としてこの修正値を用いる。

## 2. 4. 4 試験体の容器内に生じる内圧の検討

2.3.4 項の図 2.7 で示した 2 種の抵抗板を用いた装置の特性値  $G'$  と  $G''$  を比較して、計測値に含まれる内圧の影響を検討する。なお、2.4.3 項で理想的な正弦波で加振したことを確認しており、ここでは加振による特性値への悪影響はない。

計測値には、内圧の発生時に粘性流体の体積変化で生じる反発力  $F_p$  と、その時の粘性流体の流動によるせん断力が影響すると考えられる。ここでは、 $F_p$  は粘性流体の体積変化量すなわち図 2.7 の抵抗板の内圧影響面積  $A$  と変位  $U$  の積に比例し、また粘性流体の流動によるせん断力は計測した粘性力よりも相対的に小さいため無視できると仮定し以下で検討する。 $F_p$  の  $\gamma$  に対する剛性を  $G'$  と同単位である  $k_p$  (kPa) とし、せん断歪  $\gamma$  とせん断面積  $S$  を用いて  $F_p = k_p \gamma S$  となる。ところで、粘性力は  $\gamma$  と  $G'$  の積である弾性成分と、 $\gamma$  と  $90^\circ$  の位相差がある歪速度  $\dot{\gamma}$  と  $G''$  の積に比例する粘性成分で構成される。そのため、 $F_p$  は同位相である  $G'$  のみに影響する。また、粘性流体の流動によるせん断力は非常に小さいため  $G'$ 、 $G''$  に影響しない。したがって、 $A$  が異なると  $G'$  は変化するが、 $G''$  は不変である。

この加振条件は  $d = 2$  mm で温度  $\theta = 0, 20, 40^\circ\text{C}$ 、歪振幅  $\gamma_{max} = 50 \sim 1,000\%$ 、振動数  $f = 0.025 \sim 10\text{Hz}$  である。表 1.1 に  $\gamma_{max} = 50\%$  で温度  $\theta = 0, 40^\circ\text{C}$  の平型と溝型の抵抗板を用いた試験体により得られた貯蔵剛性  $G'$ (平)と  $G'$ (溝)とその比を示す。また、損失剛性  $G''$  についても同様に示す。その比が 1 なら内圧の影響が小さいことを意味する。これより、 $\theta = 40^\circ\text{C}$  の  $f = 0.5\text{Hz}$  以下で  $G'$ (平) /  $G'$ (溝)  $\neq 1$  であり  $F_p$  が  $G'$  に影響していると分る。また、ほぼ全範囲で  $G''$ (平) /  $G''$ (溝)  $\approx 1$  であるため粘性流体の流動によるせん断力の影響はなく、前段落の仮定と一致する。

表 1.1  $\gamma_{max} = 50\%$  の平型と溝型の抵抗板の  $G'$ 、 $G''$  (kPa) とその比

f (Hz)	$G'$						$G''$					
	0°C			40°C			0°C			40°C		
	平	溝	比	平	溝	比	平	溝	比	平	溝	比
0.025	7	8	0.9	-0.2	-0.1	1.9	19	19	1.0	0.2	0.4	0.5
0.05	15	16	0.9	-0.5	-0.3	1.8	29	29	1.0	0.7	0.9	0.7
0.1	26	27	1.0	-0.8	-0.4	2.0	43	42	1.0	2	2	0.9
0.25	50	51	1.0	-0.4	0.2	-1.5	69	68	1.0	5	6	1.0
0.5	76	77	1.0	1	2	0.7	98	96	1.0	10	10	1.0
1	112	113	1.0	5	6	0.9	140	137	1.0	17	17	1.0
2.5	183	186	1.0	15	16	0.9	226	222	1.0	31	30	1.0
5	261	267	1.0	27	28	1.0	331	324	1.0	47	45	1.0
10	370	382	1.0	44	44	1.0	476	471	1.0	68	65	1.1

次に、2 種の抵抗板の  $G'$  を比較して  $k_p$  を推定する。まず、平型と溝型の  $A$  を  $A$ (平) と  $A$ (溝) とすると、その比  $A$ (平) /  $A$ (溝) = 1,000 / 392  $\approx 2.6$  となる。 $A$ (溝) は図 2.7 の両側端面も影響するため、実際には 2.6 より小さい。また、 $\theta = 40^\circ\text{C}$ 、 $f = 0.1\text{Hz}$  以下で  $G'$ (平) /  $G'$ (溝) が一定値の約 2 であることは、粘性力のみ貯蔵剛性が  $k_p$  よりも非常に小さいため、計測で得られた  $G'$  がほぼ  $k_p$  と考えられる。さらに、この時の  $G'$ (平) /  $G'$ (溝) が  $A$ (平) /  $A$ (溝) とほぼ等しいため、その可能性が高い。なお、他の  $\gamma_{max}$  でもほぼ同様な傾向であった。

ここで、各抵抗板の  $G'$  に  $k_p$  を加えると  $F_p$  が影響しないせん断力のみ貯蔵剛性となり、 $G'$ (平) +  $k_p$ (平) =  $G'$ (溝) +  $k_p$ (溝) と表せる。さらに前段落より  $k_p$ (平) /  $k_p$ (溝) = 2 となり、これらを満たす各  $\theta$  における  $\gamma_{max} = 50, 500, 1,000\%$  の等価振動数  $f_{eq}$  に対する  $k_p$ (溝) を求めて図 2.11 に示す。なお、温度依存性を考慮するために  $f$  を後の 2.5.2 項で検討する  $f_{eq}$  に変換した。これより  $f_{eq}$  に対して各  $\theta$  の  $k_p$ (溝) がほぼ連続し、各  $\gamma_{max}$  における  $k_p$ (溝) は同等な傾向であることが分る。さらに、この傾向

を簡易なモデル式で求めると、 $k_p(\text{溝}) = (d/2) \times 1.4 f_{eq}^{0.275}$  となる。この式は  $f_{eq}$  に対して非線形であるが、後の 2.5 節の図 2.20, 2.21 に示す粘性力の特性値も非線形であるため現実的な傾向である。なお、 $k_p(\text{溝})$  の影響を検討するため、参考として後の 2.5.2 項で示す式(7a) の  $\gamma_{max} = 50\%$  の理想条件下の貯蔵剛性  $G_0'$  のモデル式も図 2.11 に示す。 $f_{eq} = 0.25\text{Hz}$  で  $k_p(\text{溝}) / G_0' = 1.0 / 8.6 \approx 0.1$  となり  $k_p(\text{溝})$  の  $G_0'$  に対する影響が非常に小さい。ただし、 $f_{eq}$  が  $0.25\text{Hz}$  より小さいと  $k_p(\text{溝})$  の影響が徐々に大きくなり、2.3.4 項で説明したように約  $0.05\text{Hz}$  以下では  $k_p(\text{溝})$  が  $G_0'$  よりも大きいため  $G'$  が負値で計測されたことが分る。

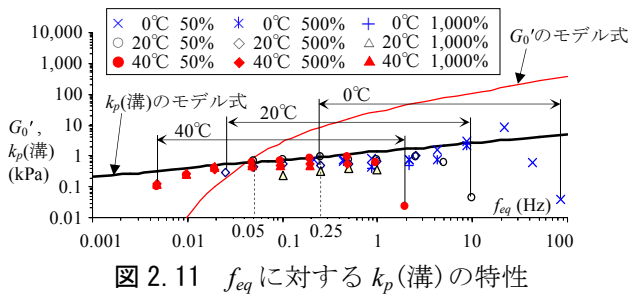


図 2.11  $f_{eq}$  に対する  $k_p(\text{溝})$  の特性

表 2.2  $\gamma_{max} = 50\%$  の平型と溝型の抵抗板の  $G_v'$  (kPa) とその比

f (Hz)	0°C			40°C		
	平	溝	比	平	溝	比
0.025	9	9	1.0	0.4	0.2	2.0
0.05	17	17	1.0	0.26	0.11	2.4
0.1	29	29	1.0	0.13	0.08	1.8
0.25	53	53	1.0	0.9	0.9	1.0
0.5	80	80	1.0	2.9	2.8	1.0
1	117	116	1.0	6.8	6.8	1.0
2.5	189	189	1.0	17	17	1.0
5	269	271	1.0	30	29	1.0
10	380	387	1.0	48	46	1.0

このモデル式を用いて  $\theta = 0, 40^\circ\text{C}$ 、 $\gamma_{max} = 50\%$  における内圧の影響を除いた各抵抗板の貯蔵剛性  $G_v'(\text{平}) = G'(\text{平}) + k_p(\text{平})$ 、 $G_v'(\text{溝}) = G'(\text{溝}) + k_p(\text{溝})$  とその比を表 2.2 に示す。 $\theta = 40^\circ\text{C}$ 、 $f = 0.25\text{Hz}$  以上では比がほぼ 1 となり、表 2.1 と比較して改善された。また、他の  $\gamma_{max}$  でも同様である。ただし、 $f = 0.1\text{Hz}$  以下ではその比は 1 でないが、2.4.2 項で示したように  $G'$  が小さいため、その影響は小さい。

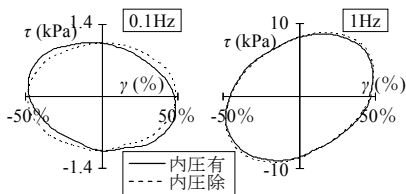


図 2.12 履歴による内圧の影響の確認

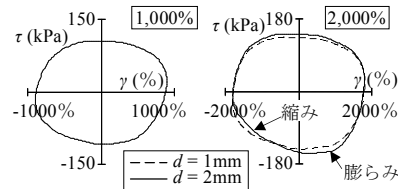


図 2.13 履歴の対称性の確認

ここで、 $k_p(\text{溝})$  が履歴の傾きに与える影響を  $\gamma_{max} = 50\%$ 、 $\theta = 40^\circ\text{C}$  の  $f = 0.1, 1\text{Hz}$  で確認する。上記のモデル式により得られた各  $k_p(\text{溝}) = 0.47, 0.89\text{ kPa}$  を用いて、溝型抵抗板を用いた計測値のせん断応力  $\tau$  に  $k_p(\text{溝}) \gamma$  を加えた履歴を '内圧除'、計測値の履歴を '内圧有' とし図 2.12 に示す。0.1Hz では履歴の傾きが無くなり、1Hz ではほぼ変化せず前述の表 2.1 で説明したように  $F_p$  を無視できる。

また、本項の冒頭で  $F_p$  が  $U$  に比例するとしたが、履歴形状から比例する範囲を確認する。図 2.13 に  $d = 2\text{ mm}$ 、 $\theta = 20^\circ\text{C}$ 、 $f = 0.25\text{ Hz}$  で  $\gamma_{max} = 1,000, 2,000\%$  の溝型抵抗板を用いた履歴を示す。なお、2,000% では  $d = 1\text{ mm}$  も示す。 $d = 2\text{ mm}$ 、 $\gamma_{max} = 1,000\%$ 、 $U_{max} = 20\text{ mm}$  では履歴形状がほぼ点対称であり、 $\gamma_{max} = 2,000\%$ 、 $U_{max} = 40\text{ mm}$  では非対称である。しかし、同じ  $\gamma_{max} = 2,000\%$  の  $d = 1\text{ mm}$  では、 $U_{max} = 20\text{ mm}$  の履歴がほぼ点対称であった。2.3.1 項で説明したように粘性力のみ履歴は点対称であるため、履歴が非対称である原因は、 $U_{max} = 40\text{ mm}$  で  $F_p$  が  $U$  に比例しないためと考えられる。

そこで、本章では  $U_{max} = 40\text{mm}$  の履歴特性を以下とする。この  $G_v'$  は他条件よりも非常に小さいため、後の 2.5.2 項で説明するように履歴の傾きがほぼない値とする。 $G''$  は第 3, 4 象限の縮みと膨らみの分の履歴面積がほぼ同等であるとし、2.4.2 項のエネルギーから算定する定義で適用可能とする。ただし、粘性力モデルを検討する場合は、次項で検討する各  $d$  における特性値の整合性を考慮する。

以上より、内圧の影響を除いた  $G_v'$  を求められたので、以降では溝型抵抗板を用いた試験体の特性値  $G_v'$  と  $G''$  を用いる。また、表 2.2 と図 2.12 の検証から、解析における  $G_v'$  と  $G''$  の適用範囲を  $f = 0.1\text{Hz}$  以上とする。

#### 2. 4. 5 各 $d$ の粘性力特性値の比較による理想条件下の特性値の算定

せん断応力  $\tau$  がせん断歪  $\gamma$  のみに依存する 2.3.1 項で仮定した性質を用いて、せん断隙間  $d = 1, 2, 4\text{mm}$  の各特性値を比較し、計測値における試験体の不備などで発生する力の有無とその影響を確認し、理想条件下の粘性力の特性値を算定する。なお、前項と同様に本項でも 2.4.3 項で理想的な正弦波で加振したことを確認している。

図 2.14 に温度  $\theta = 20^\circ\text{C}$  で 3 種の  $d = 1, 2, 4\text{mm}$  における 3 種の振動数  $f = 0.1, 0.25, 1\text{Hz}$  と 3 種の歪振幅  $\gamma_{max} = 50, 500, 2,000\%$  の組合せ条件で得られた計 23 種の  $\tau$ - $\gamma$  履歴を示す。なお、各  $d$  における計測  $\gamma_{max}$  が目標値に対して約  $\pm 10\%$  以内なので、計測  $\gamma_{max}$  が目標値となるように  $\tau, \gamma$  を比例増減した。図 2.15 左, 右に  $d = 1, 2, 4\text{mm}$  における  $f$  に対する損失剛性  $G''$  と 2.4.4 項で検討した内圧の影響を除いた貯蔵剛性  $G_v'$  から求めた損失係数の逆数  $\eta_v^{-1} = G_v'/G''$  を示す。各特性値の傾向は同様だが、 $G''$  の値は若干異なる。さらに、表 2.3 に  $d = 1\text{mm}$  の  $G'', \eta_v^{-1}$  に対する  $d = 2, 4\text{mm}$  の各特性値の比を示す。 $G''(4\text{mm})/G''(1\text{mm})$  の 1 に対する増加量が、 $G''(2\text{mm})/G''(1\text{mm})$  よりも約 2 倍大きい。これは、 $d = 4\text{mm}$  の変位  $U$  は  $d = 2\text{mm}$  に対して 2 倍であるため、これらの比の差異は  $\gamma$  ではなく、 $U$  に依存する力の影響と考えられる。また、 $\eta_v^{-1}$  の比はほぼ 1 であり、各  $d$  で履歴の形状が等しいことを示す。ただし、 $0.1\text{Hz}$  の比は 1 に近似しないが、 $G_v'$  が小さく  $\eta_v^{-1}$  も小さくなるためであり 2.4.2 項で示したように影響は小さい。

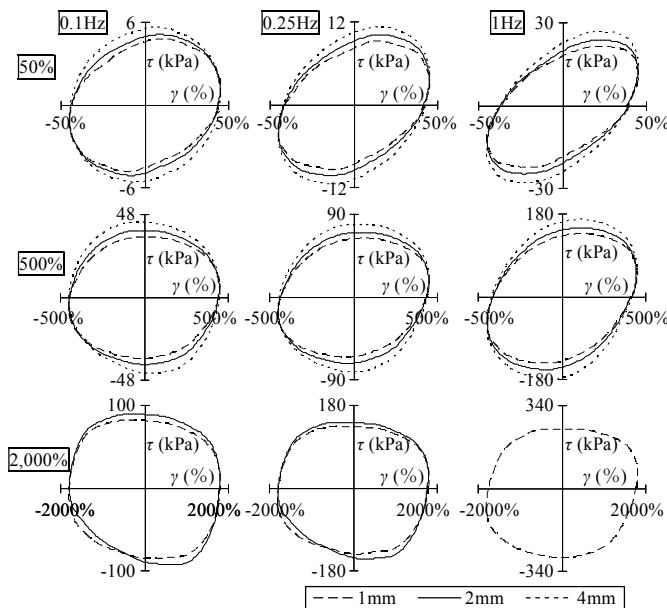


図 2.14 各  $d$  の履歴の比較 ( $20^\circ\text{C}$ )

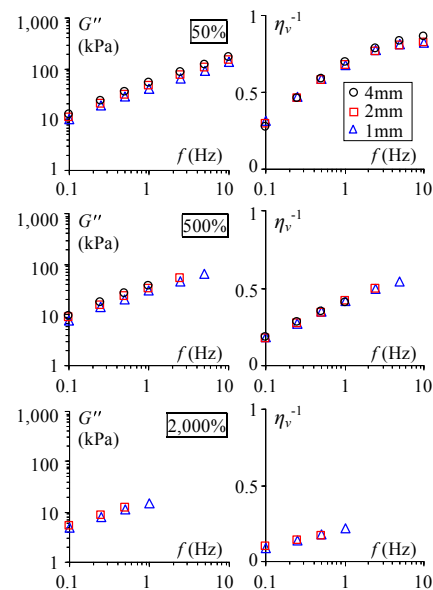


図 2.15 各  $d$  の  $G'', \eta_v^{-1}$  の比較 ( $20^\circ\text{C}$ )

次に、その比が異なる原因を試験体の構造から検証する。2.3.3 項の図 2.5 で示すように、固定抵抗板に負荷する全ての力が  $F_c$  となる。固定抵抗板の断面形状は図 2.16 の H 型であり、その側面の設定外せん断面にも粘性流体が存在し粘性力が生じる。この粘性力は  $d$  に無関係で  $U$  に依存するため、前段落の検討も考慮して表 2.3 の比の差異の原因は設定外せん断面に負荷する粘性力の影響であると考えられる。

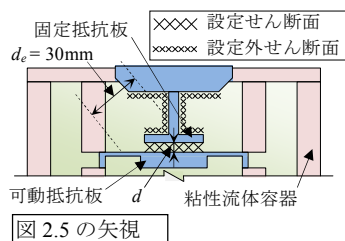


図 2.16 固定抵抗板の設定せん断面と設定外せん断面の位置

表 2.3  $d = 1 \text{ mm}$  の  $G''$ ,  $\eta_v^{-1}$  に対する  $d = 2, 4 \text{ mm}$  の特性値の比

$\gamma_{max}$	$f \text{ Hz}$	$G''(2\text{mm})$	$\eta_v^{-1}(2\text{mm})$	$G''(4\text{mm})$	$\eta_v^{-1}(4\text{mm})$
		$G''(1\text{mm})$	$\eta_v^{-1}(1\text{mm})$	$G''(1\text{mm})$	$\eta_v^{-1}(1\text{mm})$
50%	0.1	1.10	0.93	1.22	0.89
	0.25	1.13	0.96	1.27	0.97
	1	1.11	1.00	1.26	1.03
	2.5	1.13	1.00	1.27	1.02
500%	0.1	1.12	0.94	1.24	0.98
	0.25	1.12	0.98	1.26	1.01
	1	1.11	0.99	1.25	0.99
	2.5	1.12	1.00	-	-
2,000%	0.1	1.06	1.18	-	-
	0.25	1.06	1.00	-	-

そこで、この現象を数式化し、その粘性力の影響を検討する。 $\gamma_{max}$  の  $G_v'$  と  $G''$  の複素剛性を  $G_v^*(\gamma_{max})$  とし、 $\gamma$  と設定せん断面の面積  $S$  に対する 2.4.4 項で検討した内圧の影響を除いた粘性力が  $G_v^*(\gamma_{max}) \gamma S$  となる。この力は理想条件下で設定せん断面に負荷する粘性力  $F_0$  と、設定外せん断面に負荷する粘性力  $F_e$  の和で式(2.5)となる。この時、理想条件下での粘性力の貯蔵剛性  $G_0'$  と損失剛性  $G_0''$  の複素剛性を  $G_0^*$  とし、 $S, d, \gamma = U/d, \gamma_{max}$  を用いて  $F_0 = G_0^*(\gamma_{max}) \gamma S$  となる。また、設定外せん断面の面積  $S_e$ 、せん断隙間  $d_e$ 、せん断歪  $\gamma_e = U/d_e$  と歪振幅  $\gamma_{e,max}$  を用いて  $F_e = G_0^*(\gamma_{e,max}) \gamma_e S_e$  となる。さらに、 $\zeta = (d S_e) / (d_e S)$  を用いて式(2.5)を整理し式(2.6)とした。

$$G_v^*(\gamma_{max}) \gamma S = F_0 + F_e = G_0^*(\gamma_{max}) \gamma S + G_0^*(\gamma_{e,max}) \gamma_e S_e \quad (2.5)$$

$$G_v^*(\gamma_{max}) = G_0^*(\gamma_{max}) + \zeta G_0^*(\gamma_{e,max}) \quad (2.6)$$

設定外せん断面が複雑な構造であるために  $S_e, d_e$  の正確な算出が困難である。そこで、図 2.16 に示す固定抵抗板の設定せん断面に垂直に接合した部材と可動抵抗板の設定せん断面の脇との各中心の距離を仮に  $d_e$  とすると約 30 mm であり、本実験の最大振幅が 40 mm であるため設定外せん断面での最大  $\gamma_{e,max}$  は約 130 % となる。ここで、表 2.4 に 2.4.4 項で求めた  $d = 2 \text{ mm}, \theta = 20^\circ \text{C}$  の内圧の影響を除いた粘性力の特性値  $G'', \eta_v^{-1}$  を示す。これより  $\theta$  と  $f$  が同じなら  $\gamma_{max}$  が約 100% 以下の小歪加振では、粘性力の特性値が線形性を有しほぼ同値である。そのため、設定面以外で発生する粘性力は常に小歪加振とみなせ、この時の  $G_0^*(\gamma_{e,max})$  は振幅にほぼ依存しないと言える。

以上より、各条件で  $G_0^*(\gamma_{e,max}) = G_0^*(100\%)$  として求めた式(2.6)の特性値が、計測値から求めた特性値に近似するようにパラメトリックスタディすると  $\zeta \approx 0.06 d$  となる。これは  $d = 2 \text{ mm}$  で  $G_v^*$  が  $G_0^*$  より  $G_0^*(100\%)$  の約 12% 大きいことを示す。この精度を検討するために、式(2.6) で求めた特性値  $G'', \eta_v^{-1}$  と、計測値から求めた特性値を図 2.17 で比較した。全範囲で直線上にプロットされ各特性値がほぼ同一であるため、式(2.6)と  $\zeta$  が良好である。なお、2,000% では加振条件が少ないためプロット数が少ない。

さらに、ここで得られた理想条件下の損失剛性  $G_0''$ 、損失係数の逆数  $\eta_0^{-1}$  と 2.3 節の過去実験の損失剛性  $G''$ 、損失係数の逆数  $\eta^{-1}$  を、共通の加振条件  $\theta = 20^\circ\text{C}$ 、 $\gamma_{max} = 100\%$  で比較し図 2.18 に示す。 $f = 1\text{Hz}$  で本試験体の  $G_0''$  と  $\eta_0^{-1}$  に対する、摩擦や搔き分けの影響がないコーンプレート装置の  $G''$  と  $\eta^{-1}$  の差との割合は約-15%、-13% であった。これらは加振と計測の差異や誤差などの影響と考えられる。一方、本試験体の値に対する鉛直方向筒型装置の  $G''$  と  $\eta^{-1}$  の差との割合は約+27%、-29% と大きい。これは本試験体とは、加振と計測がほぼ同一であるため、摩擦や搔き分けの影響が大きいと考えられる。したがって、本項の算定で得られる特性値は鉛直方向筒型装置などよりもコーンプレート装置の値に近似し理想的で、かつ加振範囲が広いため、本章で説明した装置の中で最も有効と言える。

ところで、 $\zeta$  が本試験体の固有の値であるため、本試験体とは異なり設定した粘性力以外の力の影響が少ない試験体では  $\zeta \approx 0$  となり、 $G_0'$  と  $G_0''$  のみを用いて粘性力を再現できると考えられる。ただし、それらの  $\zeta$ 、 $G_0'$  と  $G_0''$  のさらなる精度検証には異なる形状の試験体が必要であるため、ここでは実施しない。

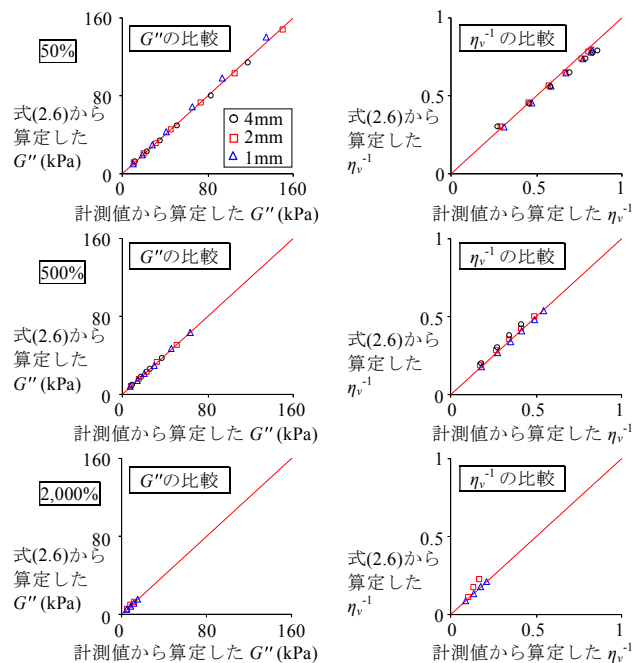


図 2.17 式(2.6)と計測値から算定した各特性値の比較

表 2.4 内圧の影響を除いた  $G''$  (kPa),  $\eta_v^{-1}$  ( $d = 2\text{ mm}$ )

20°C $f$ (Hz)	50%		100%		500%		1,000%		2,000%	
	$G''$	$\eta_v^{-1}$	$G''$	$\eta_v^{-1}$	$G''$	$\eta_v^{-1}$	$G''$	$\eta_v^{-1}$	$G''$	$\eta_v^{-1}$
0.1	11	0.3	11	0.3	9	0.2	7	0.1	5	0.1
0.25	21	0.5	20	0.4	16	0.3	12	0.2	8	0.1
1.0	46	0.7	44	0.6	33	0.4	24	0.3	-	-
2.5	74	0.8	71	0.7	52	0.5	-	-	-	-

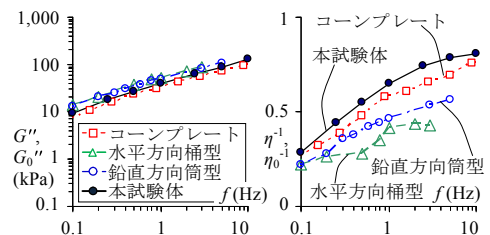


図 2.18 各試験体の特性値の比較

## 2. 5 理想条件下における粘性流体の動的特性の把握

2.4 節で得られた  $d = 2 \text{ mm}$  における理想条件下の振幅と温度, 振動数に対する粘性力の特性値をまとめて、その特徴を検討する。図 2.19 に 5 種の温度  $\theta = 0, 10, 20, 30, 40 \text{ }^\circ\text{C}$ 、4 種の振動数  $f = 0.1, 0.25, 1, 2.5 \text{ Hz}$ 、3 種の歪振幅  $\gamma_{max} = 50, 500, 2,000 \%$  の計 49 種の組合せ条件で計測値から直接得られた  $\tau - \gamma$  履歴を、表 5 に 2.4.5 項により得られた各  $\theta$  の理想条件下の損失剛性  $G_0''$  と損失係数の逆数  $\eta_0^{-1}$  を示す。

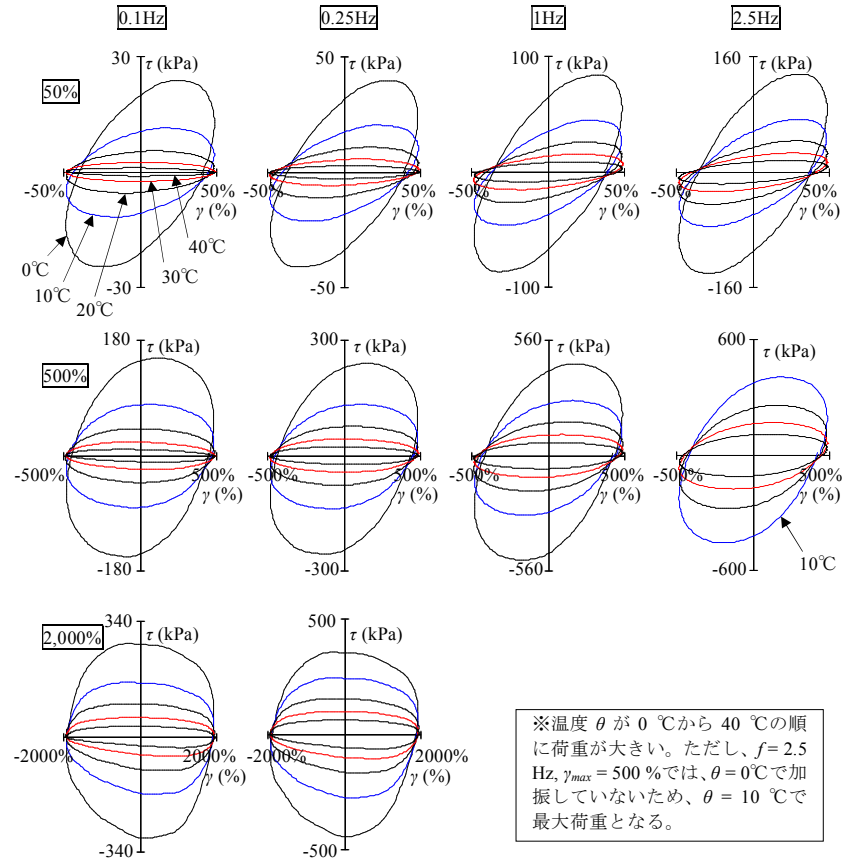


図 2.19 各温度における粘性せん断応力-せん断歪 ( $d = 2 \text{ mm}$ )

### 2. 5. 1 振幅特性

図 2.20, 2.21 左に  $\gamma_{max} = 50, 500, 2,000 \%$  の各  $\theta$  における  $G_0'' - f, \eta_0^{-1} - f$  を示す。これらから歪振幅  $\gamma_{max}$  が大きいほど特性値  $G_0''$  と  $\eta_0^{-1}$  が小さいと分る。それは、 $\gamma_{max}$  が大きいと履歴形状の傾きが小さく、 $\tau$  が大きくても  $\gamma_{max}$  に対する  $\tau$  の増加率が小さいこと示す。また、2.4.5 項でも説明したように、表 5 の小歪振幅 50, 100 % では特性値がほぼ同値で線形性を示すが、 $\gamma_{max}$  が大きくなるとそれぞれ異なり非線形性が顕著になる。 $f$  や  $\theta$  が異なる場合でも、それらの傾向がほぼ同様である。

### 2. 5. 2 温度・振動数等価性

図 2.20, 2.21 左から温度  $\theta$  が高いほど特性値  $G_0''$  と  $\eta_0^{-1}$  が小さいと分る。また、振動数  $f$  の増加に伴い各特性値は増加するが、 $\gamma_{max}$  が大きくなるにつれて増加傾向が緩やかになる。ただし、 $f$  が増加しても  $\eta_0^{-1}$  は 1 以下であり、履歴形状の傾きが一定以上大きくならない。2,000 % では  $\eta_0^{-1}$  が  $f$  の増加に伴い緩やかに減少しほぼ 0 となり、履歴形状の傾きがないことを示す。

表 2.5 各温度の理想条件下の特性値  $G_0''$  (kPa),  $\eta_0^{-1}$  ( $d = 2$  mm)

$\theta$	$\gamma_{\max}$ $f$ (Hz)	50%		100%		500%		1,000%		2,000%	
		$G_0''$	$\eta_0^{-1}$	$G_0''$	$\eta_0^{-1}$	$G_0''$	$\eta_0^{-1}$	$G_0''$	$\eta_0^{-1}$	$G_0''$	$\eta_0^{-1}$
0°C	0.1	38	0.7	37	0.6	26	0.4	18	0.2	10	-0.01
	0.25	60	0.8	59	0.7	41	0.4	27	0.2	13	-0.04
	1.0	122	0.8	118	0.8	74	0.5	-	-	-	-
	2.5	199	0.9	190	0.8	-	-	-	-	-	-
10°C	0.1	20	0.5	19	0.5	14	0.2	10	0.1	6	0.0
	0.25	33	0.6	32	0.6	23	0.3	16	0.2	10	0.0
	1.0	68	0.8	66	0.8	45	0.4	29	0.3	-	-
	2.5	107	0.8	106	0.8	68	0.5	-	-	-	-
20°C	0.1	10	0.3	10	0.3	8	0.2	6	0.1	4	0.0
	0.25	19	0.5	18	0.4	13	0.2	10	0.1	6	0.0
	1.0	41	0.7	39	0.6	28	0.4	20	0.2	-	-
	2.5	66	0.8	63	0.7	44	0.4	-	-	-	-
30°C	0.1	5	0.1	4	0.1	4	0.1	3	0.0	2	0.1
	0.25	10	0.3	10	0.3	8	0.2	6	0.1	4	0.0
	1.0	25	0.5	25	0.5	18	0.3	13	0.2	-	-
	2.5	42	0.7	41	0.6	29	0.4	-	-	-	-
40°C	0.1	2	0.0	2	0.0	2	0.0	2	0.1	1	0.2
	0.25	5	0.2	5	0.1	4	0.1	3	0.0	3	0.1
	1.0	15	0.4	15	0.4	11	0.2	9	0.1	-	-
	2.5	27	0.6	26	0.5	19	0.3	-	-	-	-

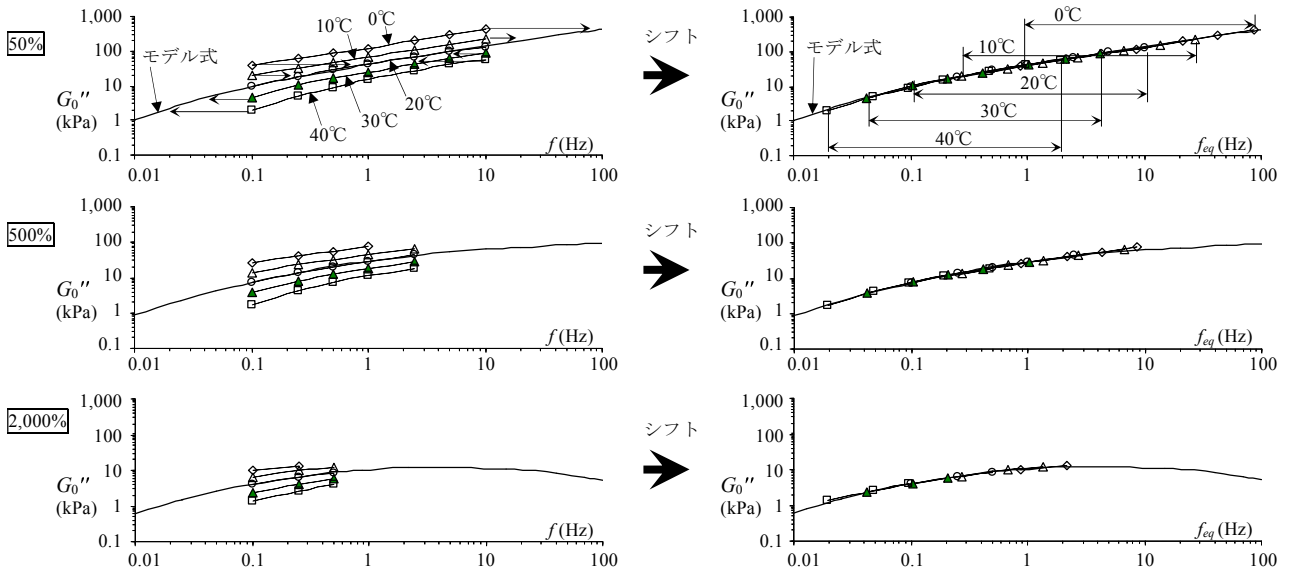


図 2.20 シフトファクターによる振動数変換前後の各温度の損失剛性  $G_0''$  の特性 ( $d = 2$  mm)

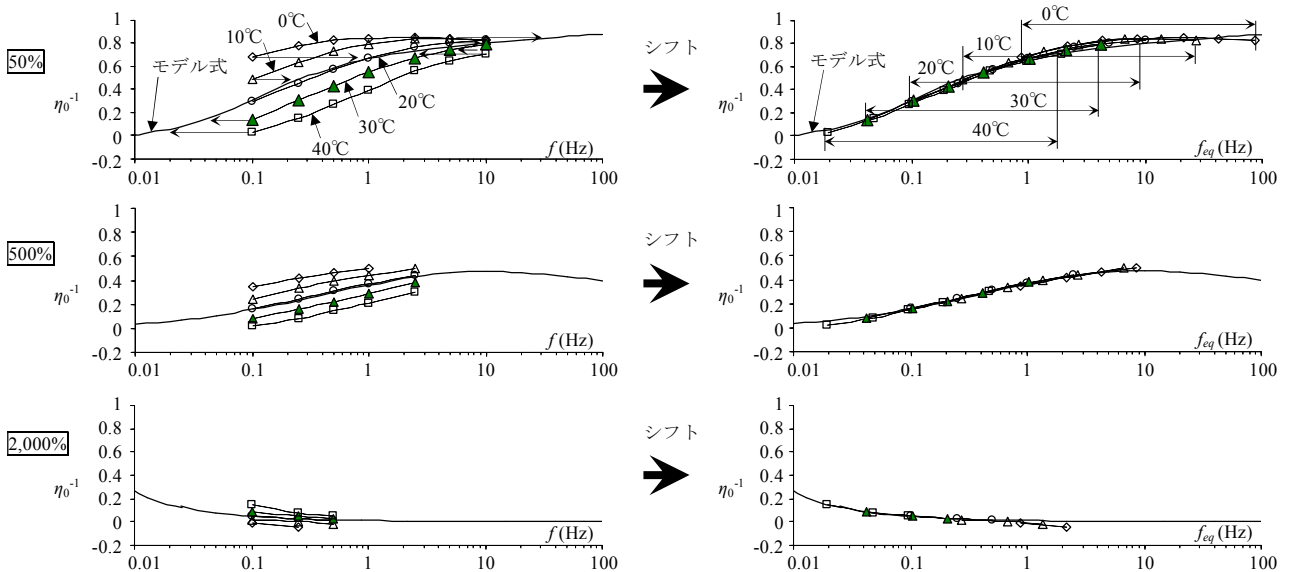


図 2.21 シフトファクターによる振動数変換前後の各温度の損失係数の逆数  $\eta_0^{-1}$  の特性 ( $d = 2$  mm)

さらに、同じ  $\gamma_{max}$  では各  $\theta$  の  $f$  に対する特性値の曲線形状が類似するため、 $\theta$  と  $f$  に対する特性に相関があると推測できる。ところで、粘弾性体の特性は粘性流体と類似しており、また温度・振動数等価性<sup>6)-9)</sup>を用いて  $\theta$  と  $f$  の相関性が既に検討されている。本粘性流体でもこれを適用できれば、基準温度の特性を用いて他  $\theta$  の特性を再現し効率的なモデル化ができる。以下にその可能性を検討する。

温度・振動数等価性とは、各  $\theta$  のシフトファクター  $\lambda$  を  $f$  に乗じた等価振動数  $f_{eq} = \lambda f$  に対する特性値が、基準温度  $\theta_{ref} = 20$  °C の特性値に合致する性質である。その適用性を検討するには、まず  $\theta_{ref}$  の特性値を関数化する必要がある。その方法には、定常波の特性から粘性力の構成などを考慮し得られる時刻歴解析用のモデル<sup>5)</sup>と、定常波の特性値のみを再現するモデルの適用が考えられる。前者は分数微分などから得られ一貫性があるが複雑であるため、ここでは簡易な後者の方法を用いて特性値のモデルを式(2.7a,b)とした。なお、前者の方法については次編で検討する。これから  $\gamma_{max} = 50, 500, 2,000$  %における  $f_{eq}$  に対する  $G_0'$  と  $G_0''$  (kPa) を求めると、各  $\gamma_{max}$  のパラメータが表6となった。なお、 $\eta_0^{-1}$  のモデル式を  $G_0'/G_0''$  として求めた。

$$G_0' = a_1 f_{eq}^{(a_2 + a_3 f_{eq}^{a_4})}, \quad G_0'' = b_1 f_{eq}^{(b_2 + b_3 f_{eq}^{b_4})} \quad (2.7a,b)$$

表 2.6  $G_0', G_0''$  (kPa) のモデル式 (2.7a,b) のパラメータ ( $d = 2$  mm)

	50%	500%	2,000%		50%	500%	2,000%
$a_1$	28	11	0.11	$b_1$	41	29	11
$a_2$	0.54	-0.99	13	$b_2$	0.48	-0.24	14
$a_3$	0.17	1.7	-13	$b_3$	0.10	0.70	-14
$a_4$	-0.41	-0.064	0.0060	$b_4$	-0.26	-0.079	0.006

また、各  $\theta$  の特性値がモデル式(2.7a,b) の特性値に近似するように  $f$  を  $f_{eq}$  に変換し  $\lambda$  を決定した。図 2.20, 2.21 左右にモデル式(2.7a,b)から得た  $G_0''$  と  $\eta_0^{-1}$  の曲線を、図 2.20, 2.21 右に表 2.5 の各  $\gamma_{max}$ ,  $\theta$  における  $G_0''-f_{eq}$ ,  $\eta_0^{-1}-f_{eq}$  を示す。これらからこのモデルと  $\theta_{ref}$  の特性値の対応と、各  $\theta$  の  $\lambda$  と特性値の相関性が良好であり、本粘性流体でも温度・振動数等価性が適用可能であると分かる。各温度における  $\lambda$  は表 7 であり、この傾向を設定温度  $\theta$  と  $\theta_{ref}$  を用いて WLF 式<sup>6)-9)</sup>である式(2.8b) で表すと  $p_1 = 14, p_2 = 150$  となり、 $\lambda$  と  $\theta$  の関係は図 2.22 となった。

$$f_{eq} = \lambda f, \quad \lambda = \exp\left\{-p_1(\theta - \theta_{ref}) / (p_2 + \theta - \theta_{ref})\right\} \quad (2.8a,b)$$

表 2.7 各  $\theta$  の  $\lambda$

$\theta$ (°C)	$\lambda$
0	8.6
10	2.7
20	1.0
30	0.4
40	0.2

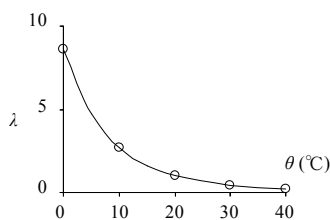


図 2.22  $\theta$  に対する  $\lambda$  の特性

## 2. 6 まとめ

理想条件下での粘性流体材料のせん断変形特性を実験と解析で検討する方法を提案し、その動的特性を検討した。以下に結論を示す。

- 1) 既往の実験方法などを踏まえて製作した小型試験体を用いて、広範囲の条件でより精度良く加振かつ計測した。
- 2) 装置に施した工夫により、計測値には鋼材剛性と摩擦の影響はなかったが、スケール効果による影響があった。その原因は内圧による反発力と設定外せん断面に負荷する粘性力が考えられた。
- 3) 内圧については異なる抵抗板による特性値を、設定外せん断面に負荷する粘性力については異なるせん断隙間による特性値をそれぞれ比較することで、それらの影響や理想条件下の粘性力の特性値を検討できた。
- 4) 粘弾性体で既に検討されている温度・振動数等価性を本粘性流体の理想条件下のせん断力の特性値でも広範囲条件で適用できた。
- 5) 得られた結果を用いて粘性流体材料のせん断力の特性モデルを次編で検討できるが、より精度良く検証するためには別形状の試験体の特性値との整合性を考慮する必要がある。

## 2章の参考文献

- 1) 下田郁夫：高粘性ダンパに関する研究(粘弾性モデル化と設計手法の提案)，日本機械学会論文集 (C 偏),60 巻,570 号,pp112-117,1994.2
- 2) 佐藤新治, 近藤豊史, 池永雅良, 岡部篤, 持丸昌己, 鈴木光雄：実大制震壁の高速特性試験，日本建築学会大会学術講演梗概集(関東), B-2,pp861-862,1997.9
- 3) 沖村明彦, 長島和央, 持丸昌己, 鈴木清春：鋼管型粘性せん断ダンパー(CVD):その 1 ダンパー特性，日本建築学会大会学術講演梗概集(北海道), B-2, pp101-102, 2004.8
- 4) 和氣知貴, 笠井和彦, 大木洋司, 持丸昌己, 沖村明彦, 佐々木和彦：せん断型粘性体ダンパーの振動数・振幅・温度依存性を考慮したモデル化に関する研究 その 1：材料試験，日本建築学会大会学術講演梗概集(北海道), B-2, pp75-76, 2004.8
- 5) 佐々木和彦, 笠井和彦, 大木洋司, 持丸昌己, 沖村明彦, 和氣知貴：せん断型粘性体ダンパーの振動数・振幅・温度依存性を考慮したモデル化に関する研究 その 2：基礎履歴モデルの検討，日本建築学会大会学術講演梗概集(北海道), B-2, pp77-78, 2004.8
- 6) 笠井和彦, 寺本道彦, 大熊潔, 所健：粘弾性体の温度・振動数・振幅依存を考慮した構成則(その 1 線形領域における温度・振動数依存のモデル化)，日本建築学会構造系論文集, 543 号, pp77-86,2001.5
- 7) 笠井和彦, 所健：粘弾性体の温度・振動数・振幅依存を考慮した構成則(その 2 温度上昇および歪・歪速度がもたらす非線形のモデル化)，日本建築学会構造系論文集, 561 号, pp55-63, 2002.11
- 8) 笠井和彦, 大木洋司, 雨宮健吾, 木村勝彦：イソブチレン・スチレン系のブロック共重合体からなる粘弾性材料の構成則 (その 1：小歪領域における温度・振動数依存のモデル化)，日本建築学会構造系論文集, 569 号, pp47-54, 2003.7
- 9) 大木洋司, 笠井和彦, 雨宮健吾, 木村勝彦：イソブチレン・スチレン系のブロック共重合体からなる粘弾性材料の構成則 (その 2：大歪領域における温度・振動数依存のモデル化)，日本建築学会構造系論文集, 617 号, pp77-85,2007.7
- 10) 社団法人 日本免震構造協会編：パッシブ制振構造 設計・施工マニュアル 第 3 版, 2013.11

## 付録 A

本章で用いた主な記号を表 A にまとめて示す。

表 A 記号のまとめ

振動数	$f$		設定	設定外	
等価振動数	$f_{eq}$	荷重負荷する面	せん断面	せん断面積	
粘性流体温度	$\theta$	せん断歪	$\gamma$	$\gamma_e$	
粘性流基準体温度 (= 20°C)	$\theta_{ref}$	せん断歪振幅	$\gamma_{max}$	$\gamma_{e\ max}$	
シフトファクター	$\lambda$	せん断隙間	$d$	$d_e$	
変位	$U$	せん断面積	$S$	$S_e$	
変位振幅	$U_{max}$	$F_e$ の負荷割合	$\zeta = (d S_e) / (d_e S)$		
加振力 (= $F_c + F_f$ )	$F$		計測値 $F_c = F_p + F_0 + F_e$	内圧を除去 $F_0 + F_e$	理想状況下 $F_0$
計測荷重 ( $F_c = F_p + F_0 + F_e$ )	$F_c$	荷重状態			
設定面に負荷する粘性力	$F_0$	複素剛性	-	$G_y^*$	$G_0^*$
設定面外に負荷する粘性力	$F_e$	貯蔵剛性	$G'$	$G_y'$	$G_0'$
摩擦力	$F_f$	損失剛性	$G''$	$G''$	$G_0''$
内圧による反発力	$F_p$	損失係数の逆数	$\eta^{-1}$	$\eta_y^{-1}$	$\eta_0^{-1}$
$F_p$ のバネ係数	$K_p$	せん断応力	$\tau$		
内圧影響面積	$A$				

### 3章 剛な装置材で構成された粘性ダンパーの小歪における線形特性のモデル

#### 3.1 はじめに

##### 3.1.1 背景

粘性流体を有するダンパー「粘性ダンパー」は、減衰力の発生原理により、封入した充填材の流動抵抗力による流動型と粘性流体のせん断力によるせん断型の2種に分けられ、小さな変形でもエネルギーを吸収できる制振装置である。これを設置した建物の地震の時刻歴応答解析では、ダンパー力の式を速度の指数乗に比例する非線形粘性要素としているが<sup>1)3)</sup>、その精度に限界があると最近指摘されている<sup>4)</sup>。この原因の1つとして、ダンパー力は粘性流体の材料と構成する部材剛性の特性に依存するが、各特性の相互の影響を踏まえていないためと考えられる。複雑な挙動を再現するためには、減衰効果の元となる粘性流体の材料の特性モデルをまず検討することが合理的である。

そこで、前章<sup>5)</sup>ではせん断型ダンパーを対象とし、部材剛性の影響を極力排除して粘性流体の材料特性を検討する実験方法を提案し、それを用いて特性を詳細に検討した。その結果、同じ速度でも歪や振動数によってせん断力が異なり、また歪が小さいほど傾きが顕著になる楕円履歴であると分かった。従って、この特性を粘弾性体として扱うことで、精度良い特性モデルが効率的に得られると考えられる。ただし、粘性流体と粘弾性体には流体と固体の差があり、モデル化への適用は不明確である。特性の差の例として、同じせん断型でも歪あたりの力が小さく破断しない粘性流体は、限界歪を粘弾性体より大きくできることなどが挙げられる。これらを踏まえて、粘弾性体の特性モデルを粘性流体へ実用した例はまだない。

##### 3.1.2 目的と構成

本章の目的は、任意形状の粘性流体ダンパーにおけるせん断力の特性モデルを構築するために、粘性流体の材料自体の特性モデルを粘弾性体の理論に基づいて検討することにある。粘弾性体には、曾田ら<sup>6)</sup>によるバネ要素と粘性要素で成る Maxwell モデルや Kelvin モデルを組合せた力学モデルから求める整数微分モデルや、笠井ら<sup>7)11)</sup>による歪や応力の分数次導関数による構成則から求める分数微分モデルがある。ここでは、歪の微分階数を調整でき少ないパラメータ数で速度依存特性に適合しやすい分数微分モデルから得た粘性要素を用いて、整数微分モデルと同様に力学モデルとして検討する。

また、最大歪200%とした前章<sup>5)</sup>の実験において、粘性流体の材料特性は歪が大きいほど複雑だが、小歪100%以下では歪に依存せずほぼ同値で線形性を示し比較的単調であった。ここでは、その小歪を対象とし、上述した方法で粘性流体の材料の特性モデルを検討し、最終的に時刻歴解析でせん断力を求める。

本章の構成は、3.2節で実験装置の概要と実験から得た特性値の線形範囲を確認し、3.3節で実験値に適合する特性モデルを分数次導関数による粘性要素を用いた複数の力学モデルで検討する。3.4節で正弦波における最適な特性モデルの精度を検証し、3.5節でその特性モデルの時刻歴解析による粘性流体のせん断力を検討する。

### 3. 2 実験から得た特性値の検証

#### 3. 2. 1 実験装置の諸元

実験装置<sup>5)</sup>は粘性流体せん断力を発生させる抵抗板が設置された容器に粘性流体を充填し、抵抗板を鉛直方向に加振する構造である。主要寸法はせん断隙間  $d = 2\text{mm}$  とせん断面積  $S = 2$  枚(面) $\times 30\text{mm}$ (幅) $\times 160\text{mm}$ (高) =  $9600\text{mm}^2$  である。粘性流体は主材が炭化水素化合物で、粘度が  $30^\circ\text{C}$  で約  $8000\text{Pa}\cdot\text{s}$  である。

#### 3. 2. 2 楕円履歴の特性値

変位  $u(t)$  とせん断力  $F(t)$ , 前項の  $d, S$  から、粘性流体の歪  $\gamma(t)$  とせん断応力  $\tau(t)$  を式(1a, b)とする。傾きのある楕円履歴を円振動数  $\omega$  と位相差  $\delta$ , 時刻  $t$ , 最大歪  $\gamma_{\max}$ , 最大せん断応力  $\tau_{\max}$  とした  $\gamma(t) = \gamma_{\max}\sin\omega t$  と  $\tau(t) = \tau_{\max}\sin(\omega t + \delta)$  で表す時、 $G'$  と  $G''$  から  $\tau(t)$  が式(2)(3)となる。貯蔵(弾性)剛性  $G'$  と損失(粘性)剛性  $G''$ , 損失係数の逆数  $\eta^{-1} = (\tan\delta)^{-1} = G'/G''$  は楕円履歴の特性値であり、複素剛性  $G^*$  が複素数  $i$  を含んだ  $G^* = G' + iG''$  となる。また、実験値である  $\tau, \gamma$  の計測値からは、 $G'$  を最小2乗法で求める  $\tau, \gamma$  の直線近似式の勾配、 $G''$  を1波の履歴面積を  $\pi\gamma_{\max}^2$  で除して求めた<sup>5)7)9)</sup>。

$$\gamma(t) = u(t)/d, \quad \tau(t) = F(t)/S \quad (3.1a, b)$$

$$\tau(t) = G'\gamma_{\max}\sin(\omega t + \delta) + G''\gamma_{\max}\cos(\omega t + \delta) \quad (3.2)$$

$$= \sqrt{G'^2 + G''^2}\gamma_{\max}\sin(\omega t + \delta) \quad (3.3)$$

#### 3. 2. 3 特性値の線形範囲

せん断隙間  $d = 2\text{mm}$  で歪振幅  $\gamma_{\max} = 25 \sim 2000\%$ 、粘性流体の温度  $\theta = 0 \sim 40^\circ\text{C}$ 、振動数  $f = 0.1 \sim 2.5\text{Hz}$  において、実験値<sup>5)</sup>から得られた損失剛性  $G_i''$  (kPa) と損失係数の逆数  $\eta_i^{-1}$  を表 2.1 に示す。同じ  $\theta$  や  $f$  でも、 $\gamma_{\max}$  によって  $G_i'', \eta_i^{-1}$  は異なるが、 $\gamma_{\max} = 100\%$  以下ではほぼ同値である。 $\gamma_{\max} = 100\%$  の特性値  $G_i'', \eta_i^{-1}$  に対する、 $f = 0.1 \sim 10\text{Hz}$  の各  $\gamma_{\max}$  における特性値の比を図 3.1 で確認する。顕著に 1 以下である  $\gamma_{\max} = 250\%$  以上の特性値の比に対して  $\gamma_{\max} = 25, 50, 100\%$  ではほぼ 1 であり、 $\gamma_{\max} \leq 100\%$  以下では同値とみなせ、履歴が線形特性を有する。これを線形範囲とし、3.4 と 3.5 節では特性値が  $\gamma_{\max}$  に依存しない値として、この範囲の特性モデルを検討する。

表 2.1 実験値から得られた  $G_i''$  (kPa),  $\eta_i^{-1}$

$\theta$	$f$ (Hz)	25%		50%		100%		500%		1000%		2000%	
		$G_i''$	$\eta_i^{-1}$	$G_i''$	$\eta_i^{-1}$	$G_i''$	$\eta_i^{-1}$	$G_i''$	$\eta_i^{-1}$	$G_i''$	$\eta_i^{-1}$	$G_i''$	$\eta_i^{-1}$
0°C	0.1	39	0.7	38	0.7	37	0.6	26	0.4	18	0.2	10	0.0
	0.25	61	0.8	60	0.8	59	0.7	41	0.4	27	0.2	13	0.0
	1	124	0.9	122	0.8	118	0.8	74	0.5	-	-	-	-
	2.5	199	0.9	199	0.9	190	0.8	-	-	-	-	-	-
10°C	0.1	20	0.5	20	0.5	19	0.5	14	0.2	10	0.1	6	0.0
	0.25	34	0.6	33	0.6	32	0.6	23	0.3	16	0.2	10	0.0
	1	70	0.8	68	0.8	66	0.8	45	0.4	29	0.3	-	-
	2.5	111	0.8	107	0.8	106	0.8	68	0.5	-	-	-	-
20°C	0.1	10	0.3	10	0.3	10	0.3	8	0.2	6	0.1	4	0.0
	0.25	19	0.5	19	0.5	18	0.4	13	0.2	10	0.1	6	0.0
	1	42	0.7	41	0.7	39	0.6	28	0.4	20	0.2	-	-
	2.5	67	0.8	66	0.8	63	0.7	44	0.4	-	-	-	-
30°C	0.1	5	0.1	5	0.1	4	0.1	4	0.1	3	0.0	2	0.1
	0.25	11	0.3	10	0.3	10	0.3	8	0.2	6	0.1	4	0.0
	1	26	0.5	25	0.5	25	0.5	18	0.3	13	0.2	-	-
	2.5	44	0.7	42	0.7	41	0.6	29	0.4	-	-	-	-
40°C	0.1	2	0.0	2	0.0	2	0.0	2	0.0	1.5	0.1	1	0.2
	0.25	5	0.1	5	0.2	5	0.1	4	0.1	3	0.0	3	0.1
	1	15	0.4	15	0.4	15	0.4	11	0.2	9	0.1	-	-
	2.5	28	0.6	27	0.6	26	0.5	19	0.3	-	-	-	-

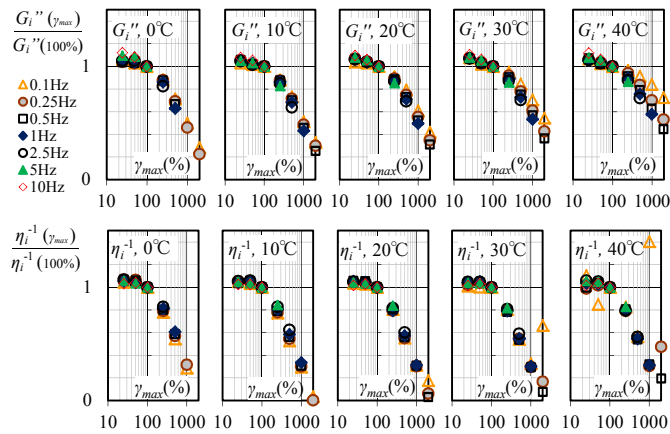


図 3.1  $\gamma_{max} = 100\%$  の特性値に対する各  $\gamma_{max}$  の特性値の比

### 3. 3 分数微分粘性要素を用いた力学モデルの検討

#### 3. 3. 1 バネ要素と粘性要素の力学モデル

バネ要素と粘性要素を組合せた力学モデルから求める整数微分モデル<sup>6)</sup>は、要素数が少ないと特性を把握しやすいが、後の 3.3.5 項で示すように本粘性流体での適用は難しい。また、パラメータ  $a$  と  $b$ ,  $G$ , 分数微分演算子  $D^\alpha$  ( $= \frac{d^\alpha}{dt^\alpha}$ ) から成る式(3.4)の歪  $\gamma$  と応力  $\tau$  の構成則から求める分数微分モデル<sup>7)-10)</sup>は、微分階数を調整できるため少ないパラメータ数でも精度は良いが、特性を式から把握しパラメータ数を効率的に増減することは難しい。そこで、式(3.5)の分数微分モデルから求めた粘性要素を組合せた力学モデルを用いて、実験値に適合しやすい特性モデルを検討する。

$$\tau(t) + aD^\alpha \tau(t) = G[\gamma(t) + b_1 D^{\beta_1} \gamma(t) + b_2 D^{\beta_2} \gamma(t)] \quad (3.4)$$

$$\tau(t) = cD^\alpha \gamma(t) \quad (3.5)$$

式(3.5)は 2 種のパラメータである係数  $c$  と微分階数  $\alpha$  から成る分数次導関数で、次の 3.3.2 項で示すように傾きがある楕円履歴である。最も簡単な分数微分モデルであるため分数微分粘性要素と呼び、記号を図 3.2 の No.1 とする。 $\alpha=1$  では一般的な粘性要素となり整数微分粘性要素と呼ぶ。パラメータ数が 6 以下なら、図 3.2 の No.1~22 と称した力学モデルが考えられる。本節において、各要素番号  $n$  とし、分数微分粘性要素では複素剛性  $k_n^*$ , 貯蔵剛性  $k_n'$ , 損失剛性  $k_n''$ , 係数  $c_n$ , 微分階数  $\alpha_n$ , バネ要素では弾性剛性  $k_n$  とする。

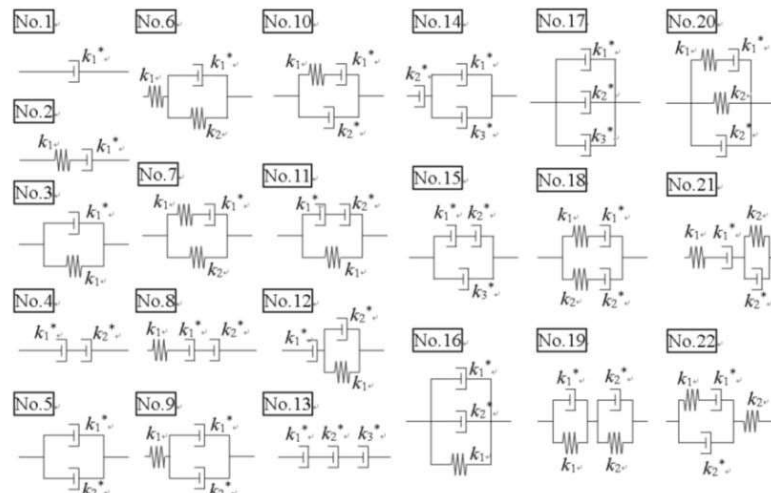


図 3.2 パラメータ数 6 以下の 22 組の力学モデル

次項以降では No.1, 2, 4, 5 を分数微分モデルで、No.2, 18, 19 を整数微分モデルで、基準温度  $\theta_{ref} = 20^\circ\text{C}$  における実験値との適合性を検討する。モデル番号  $m$  とした複素剛性  $G_m^*$  を、力学モデルから式(3.6)または式(3.7)で表せる。式において存在しない剛性を 0 または  $\infty$  として、No.1, 2, 5, 18 は式(3.6)から、No.4, 19 は式(3.7)から特性モデルが得られる。最終的に最適な特性モデルは No.4 となったが、その計算と同定方法、精度の検証については 3.4 節で行う。

$$G_m^* = \frac{k_1 k_1^*}{k_1 + k_1^*} + \frac{k_2 k_2^*}{k_2 + k_2^*}, \quad G_m^* = \frac{(k_1 + k_1^*)(k_2 + k_2^*)}{(k_1 + k_1^*) + (k_2 + k_2^*)} \quad (3.6), (3.7)$$

なお、No.4 が最適であると既知なら、各要素を No.4 に付加した以下の条件の力学モデルが No.4 に近似することを、その構造から次項以降のように同定せず判断できる。要素を並列に付加した 6 種の No.11, 12, 14, 15, 19, 21 はその要素を柔らかく、要素を直列に付加した 3 種の No.8, 13, 21 は要素を硬くする場合である。

### 3. 3. 2 分数微分と整数微分の 1 個の粘性要素の特性モデル

No.1 は 1 個の分数微分粘性要素である。係数  $c_1$  と微分階数  $\alpha_1$  として式(3.5)を用いて、貯蔵剛性  $G_1'$  と損失剛性  $G_1''$  を求めるため、以下の方法で複素剛性  $G_1^* = G_1' + i G_1''$  を導く。円振動数  $\omega$  と位相差  $\delta$ , 時刻  $t$ , 最大歪  $\gamma_{max}$ , 最大せん断応力  $\tau_{max}$  である楕円履歴を  $\gamma(t) = \gamma_{max} e^{i(\omega t - \delta)}$  と  $\tau(t) = \tau_{max} e^{i\omega t}$  で表す時、 $G_1^* = \tau(t) / \gamma(t)$  が式(3.5)から式(3.8)であり、整理し式(3.9)となる。さらに、オイラー等式から導かれる  $i^\alpha = e^{i\alpha\pi/2} = \cos(\alpha\pi/2) + i \sin(\alpha\pi/2)$  を式(3.9)に代入し式(3.10)となる。この式の実数部が  $G_1'$ , 虚数部が  $G_1''$  で式(3.11a, b)となり、損失係数の逆数  $\eta_1^{-1} = G_1' / G_1''$  である。この式のより、 $\alpha_1 > 1$  では  $G_1' < 0$  となり履歴の傾きが負、 $\alpha_1 = 1$  では  $G_1' = 0$  となり傾きがない整数微分粘性要素、 $\alpha_1 = 0$  では  $G_1'' = 0$  となりエネルギー吸収がない弾性剛性である。

$$G_1^* = c_1 D^{\alpha_1} [\gamma_{max} e^{i(\omega t - \delta)}] / \gamma_{max} e^{i(\omega t - \delta)} \quad (3.8)$$

$$= c_1 (i\omega)^{\alpha_1} \quad (3.9)$$

$$= c_1 \omega^{\alpha_1} [\cos(\alpha_1 \pi / 2) + i \sin(\alpha_1 \pi / 2)] \quad (3.10)$$

$$G_1' = c_1 \omega^{\alpha_1} \cos(\alpha_1 \pi / 2), \quad G_1'' = c_1 \omega^{\alpha_1} \sin(\alpha_1 \pi / 2) \quad (3.11a, b)$$

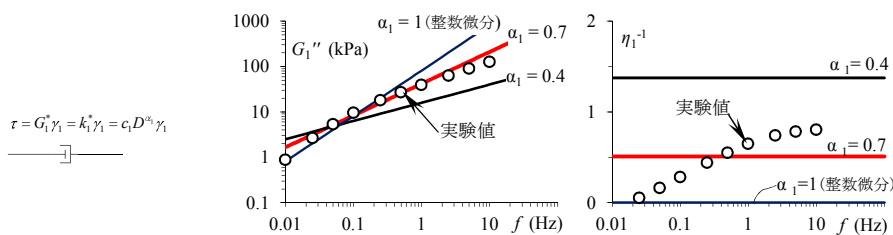


図 3.3 No.1 の微分階数  $\alpha_1$  による特性の差

実験値と式(3.11a, b)を同定して得たパラメータは  $c_1 = 13 \text{ kPa}$ ,  $\alpha_1 = 0.7$  であり、両対数グラフで振動数  $f$  に対する特性値が図 3.3 の直線となる。 $G_1''$  は一定範囲で実験値の傾向を再現しているが、 $\eta_1^{-1}$  は常に一定で  $f$  に依存する実験値と合致しない。さらに、2 種のパラメータのうち  $\alpha_1$  を 0.4 と 1 とした特性値を図 3.3 に示す。 $\alpha_1$  が大きいほど  $G_1''$  は大きく、 $\eta_1^{-1}$  は小さくなる。1 要素では、分数微分モデルと整数微分モデル( $\alpha_1 = 1$ ) には特性の傾向に顕著な差はない。

### 3. 3. 3 バネ要素と分数微分粘性要素の直列の特性モデル

No.2 はバネ要素と分数微分粘性要素の最も簡易な直列の組合せである。 $k_1$  と  $k_1^*$  を用いて式(3.6)から複素剛性  $G_2^*$  が式(3.12)となる。係数  $c_1$  と微分階数  $\alpha_1$  とした 3.3.2 項の式(3.10)を  $k_1^*$  とし、式(3.12)に代入し式(3.13)となる。貯蔵剛性  $G_2'$  と損失剛性  $G_2''$  が式(3.14a, b)で、損失係数の逆数が  $\eta_2^{-1} = G_2' / G_2''$  である。

$$G_2^* = k_1 k_1^* / (k_1 + k_1^*) \quad (3.12)$$

$$= \frac{k_1 \{c_1 \omega^{\alpha_1} [\cos(\alpha_1 \pi / 2) + i \sin(\alpha_1 \pi / 2)]\}}{k_1 + \{c_1 \omega^{\alpha_1} [\cos(\alpha_1 \pi / 2) + i \sin(\alpha_1 \pi / 2)]\}} \quad (3.13)$$

$$G_2' = \frac{c_1 \omega^{\alpha_1} [\cos(\alpha_1 \pi / 2) + c_1 \omega^{\alpha_1} / k_1]}{1 + 2c_1 \omega^{\alpha_1} \cos(\alpha_1 \pi / 2) / k_1 + (c_1 \omega^{\alpha_1} / k_1)^2} \quad (3.14a)$$

$$G_2'' = \frac{c_1 \omega^{\alpha_1} \sin(\alpha_1 \pi / 2)}{1 + 2c_1 \omega^{\alpha_1} \cos(\alpha_1 \pi / 2) / k_1 + (c_1 \omega^{\alpha_1} / k_1)^2} \quad (3.14b)$$

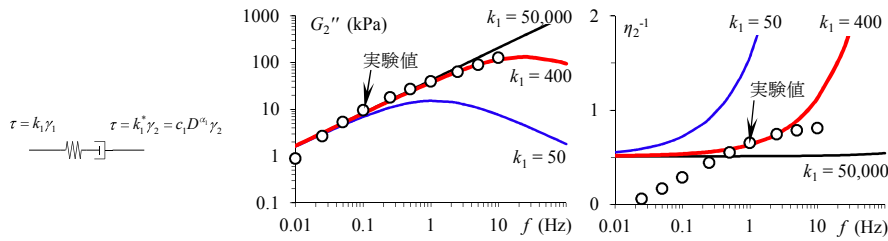


図 3.4 No.2 の線形バネ  $k_1$  による特性の差

実験値と式(3.14a, b)を同定して得たパラメータは  $c_1 = 13\text{kPa}$ ,  $\alpha_1 = 0.7$ ,  $k_1 = 400\text{ kPa}$  で、 $c_1$ ,  $\alpha_1$  が前項の No.1 と同値である。図 3.4 に示す振動数  $f$  に対する特性値が No.1 より実験値に近似するが、 $G_2''$  は低振動数で、 $\eta_2^{-1}$  は高振動数でも合致しない。さらに、 $k_1$  を 5 kPa と 50000 kPa とした特性値を図 3.4 に示す。 $k_1 = \infty$  なら式(3.14a, b)が式(3.11a, b)と等しいことから把握できるが、 $k_1 = 50000\text{ kPa}$  では No.1 とほぼ等しい。また、振動数  $f$  が大きく  $k_1$  が小さいほど、 $G_2''$  は小さく  $\eta_2^{-1}$  は大きくなる。直列に付加したバネが柔らかいほど、エネルギー吸収が低下することを示す。

### 3. 3. 4 分数微分粘性要素の2個の直列の特性モデル

No.4 は2個の分数微分粘性要素の直列の組合せである。 $k_1^*$ ,  $k_2^*$ を用いて式(3.7)から複素剛性  $G_4^*$ が式(3.15)となる。係数  $c_1, c_2$ と微分階数  $\alpha_1, \alpha_2$ とした3.3.2項の式(3.10)を  $k_1^*, k_2^*$ とし、式(3.15)に代入し式(3.16)となる。貯蔵剛性  $G_4'$ と損失剛性  $G_4''$ が式(3.17a, b)であり、損失係数の逆数が  $\eta_4^{-1} = G_4' / G_4''$ である。

$$G_4^* = k_1^* k_2^* / (k_1^* + k_2^*) \quad (3.15)$$

$$= \frac{\{c_1 \omega^{\alpha_1} [\cos(\alpha_1 \pi / 2) + i \sin(\alpha_1 \pi / 2)]\} \{c_2 \omega^{\alpha_2} [\cos(\alpha_2 \pi / 2) + i \sin(\alpha_2 \pi / 2)]\}}{c_1 \omega^{\alpha_1} [\cos(\alpha_1 \pi / 2) + i \sin(\alpha_1 \pi / 2)] + c_2 \omega^{\alpha_2} [\cos(\alpha_2 \pi / 2) + i \sin(\alpha_2 \pi / 2)]} \quad (3.16)$$

$$G_4' = c_1 c_2 A / (A^2 + B^2) \quad , \quad G_4'' = c_1 c_2 B / (A^2 + B^2) \quad (17a, b)$$

$$A = c_1 \omega^{-\alpha_2} \cos(\alpha_2 \pi / 2) + c_2 \omega^{-\alpha_1} \cos(\alpha_1 \pi / 2)$$

$$B = c_1 \omega^{-\alpha_2} \sin(\alpha_2 \pi / 2) + c_2 \omega^{-\alpha_1} \sin(\alpha_1 \pi / 2)$$

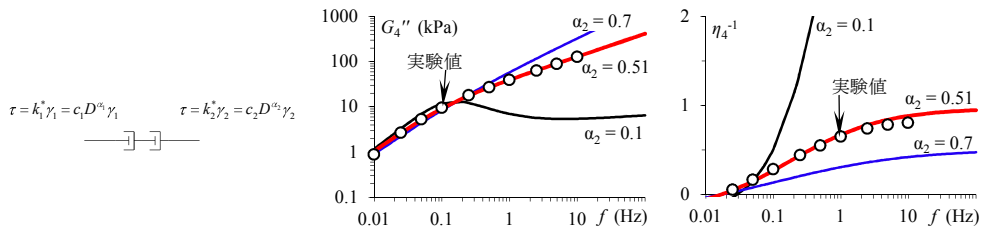


図 3.5 No.4 の微分階数  $\alpha_2$  による特性の差

実験値と式(3.17a, b)を同定して得たパラメータは  $c_1 = 27.8$  kPa,  $c_2 = 21.8$  kPa,  $\alpha_1 = 1.14$ ,  $\alpha_2 = 0.51$  である。振動数  $f$  に対する特性値が図 3.5 であり、実験値と良好に適合した。No.1 の直線と比較して、 $f$  が大きい領域で緩やかに減少し実験値に近似する。さらに、 $\alpha_2$  を 0.1 と 0.7 とした特性値を図 3.5 示す。 $\alpha_2$  が小さく、または高振動数ほど  $G_4''$  は小さく、 $\eta_4^{-1}$  は大きくなる。 $\alpha_2 = 0.1$  は、3.3.3 項で示す No.2 の  $k_1 = 50$  と似た曲線である。 $\alpha_2 \rightleftharpoons 0$  であるため 3.3.1 項で示したように分数微分粘性要素が弾性剛性となり、No.4 が No.2 に近似したことを示す。

### 3. 3. 5 分数微分粘性要素の2個の並列の特性モデル

No.5 は2個の分数微分粘性要素の並列の組合せである。 $k_1^*$ ,  $k_2^*$ を用いて式(3.6)から複素剛性  $G_5^*$ が式(3.18)となる。係数  $c_1, c_2$ と微分階数  $\alpha_1, \alpha_2$ とした3.3.2項の式(3.10)を  $k_1^*, k_2^*$ とし、式(3.18)に代入し式(3.19)となる。貯蔵剛性  $G_5'$ と損失剛性  $G_5''$  が式(3.20a, b)で、損失係数の逆数が  $\eta_5^{-1} = G_5' / G_5''$  である。

$$G_5^* = k_1^* + k_2^* \quad (3.18)$$

$$= c_1 \omega^{\alpha_1} [\cos(\alpha_1 \pi / 2) + i \sin(\alpha_1 \pi / 2)] + c_2 \omega^{\alpha_2} [\cos(\alpha_2 \pi / 2) + i \sin(\alpha_2 \pi / 2)] \quad (3.19)$$

$$G_5' = c_1 \omega^{\alpha_1} \cos(\alpha_1 \pi / 2) + c_2 \omega^{\alpha_2} \cos(\alpha_2 \pi / 2) \quad (3.20a)$$

$$G_5'' = c_1 \omega^{\alpha_1} \sin(\alpha_1 \pi / 2) + c_2 \omega^{\alpha_2} \sin(\alpha_2 \pi / 2) \quad (3.20b)$$

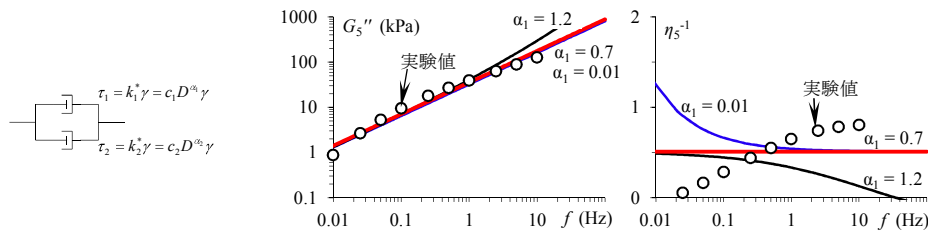


図 3.6 No.5 の微分階数  $\alpha_2$  による特性の差

実験値と式(3.20a, b)を同定して得たパラメータは  $c_1 = 1$  kPa,  $c_2 = 10$  kPa,  $\alpha_1 = 0.7$ ,  $\alpha_2 = 0.7$  である。振動数  $f$  に対する特性値は図 3.6 で、 $\alpha_1$  が  $\alpha_2$  に対して小さいため、1個の分数微分粘性要素の影響はなく、No.1 とほぼ同値となった。さらに、 $\alpha_2$  を 0.01 と 1 とした特性値を図 3.6 に示す。 $\alpha_2$  を変化させても、 $G_5''$  と  $\eta_5^{-1}$  は実験値に合致しない。また、3個の分数微分粘性要素を並列に組合せた No.17 でも同様だった。したがって、さらに並列に付加しても、本粘性流体の特性の傾向を再現できない。

### 3. 3. 6 整数微分モデルによる特性モデル

整数微分モデルによる特性モデルを検討する。振動数に依存する最も簡単な No.2 と、良好な 3.3.4 項の No.4 と同じパラメータ数である 4 要素の No.18, 19 の計 3 種である。No.2, 18 は式(3.6)から、No.19 は式(3.7)から、微分階数を 1 とし式(3.9)から得た  $ic_1\omega$ ,  $ic_2\omega$  を代入すると、力学モデル番号  $m$  とした各複素剛性  ${}_{in}G_m^*$  が式(3.21),(3.22),(3.23)となる。各貯蔵剛性  ${}_{in}G_m'$  と各損失剛性  ${}_{in}G_m''$  が式(3.24a, b),(3.25a, b),(3.26a, b)、各損失係数の逆数が  ${}_{in}\eta_m^{-1} = {}_{in}G_m' / {}_{in}G_m''$  である。

$${}_{in}G_2^* = \frac{k_1(ic_1\omega)}{k_1 + ic_1\omega} \quad (3.21)$$

$${}_{in}G_{18}^* = \frac{k_1(ic_1\omega)}{k_1 + ic_1\omega} + \frac{k_2(ic_2\omega)}{k_2 + ic_2\omega} \quad (3.22)$$

$${}_{in}G_{19}^* = \frac{(k_1 + ic_1\omega)(k_2 + ic_2\omega)}{(k_1 + ic_1\omega) + (k_2 + ic_2\omega)} \quad (3.23)$$

$${}_{in}G_2' = \frac{k_1(c_1\omega)^2}{k_1^2 + (c_1\omega)^2} \quad {}_{in}G_2'' = \frac{k_1^2(c_1\omega)}{k_1^2 + (c_1\omega)^2} \quad (24a, b)$$

$${}_{in}G_{18}' = \frac{k_1(c_1\omega)^2}{k_1^2 + (c_1\omega)^2} + \frac{k_2(c_2\omega)^2}{k_2^2 + (c_2\omega)^2} \quad {}_{in}G_{18}'' = \frac{k_1^2(c_1\omega)}{k_1^2 + (c_1\omega)^2} + \frac{k_2^2(c_2\omega)}{k_2^2 + (c_2\omega)^2} \quad (25a, b)$$

$${}_{in}G_{19}' = \frac{k_1[k_2^2 + (c_2\omega)^2] + k_2[k_1^2 + (c_1\omega)^2]}{(k_1 + k_2)^2 + (c_1\omega + c_2\omega)^2} \quad {}_{in}G_{19}'' = \frac{(c_1\omega)[k_2^2 + (c_2\omega)^2] + (c_2\omega)[k_1^2 + (c_1\omega)^2]}{(k_1 + k_2)^2 + (c_1\omega + c_2\omega)^2} \quad (3.26a, b)$$

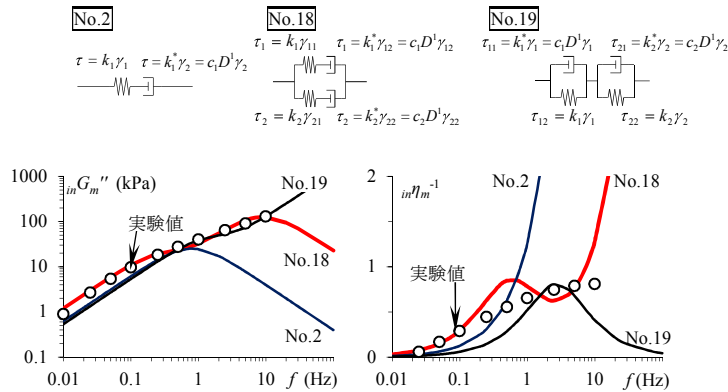


図 3.7 3種の整数微分モデルによる特性の差

振動数  $f$  に対する各特性値を図 3.7 に示す。No.2 の特性値は、同パラメータ数である 1 個の分数微分粘性要素の No.1 と異なり、1 つの極値を持ち、特定の  $f$  を境にして急変する曲線である。No.18, 19 は 1 個以上の極値を持つ曲線であり、No.2 に要素を付加した力学モデルであるため、No.2 の特性が影響したと考えられる。笠井らは整数微分で 3 個の Maxwell モデルを並列に組合せた計 6 要素の特性モデルを用いて粘弾性体に対して検討しており、同様に極値を有する曲線であった<sup>4)7)</sup>。したがって、緩やかに変化する本粘性流体の特性に対して、整数微分モデルではさらに要素数が必要と考えられる。

### 3. 4 特性モデルの理論式の検討と正弦波における精度の検証

様々な振幅や温度、振動数の正弦波で特性を把握できれば、時刻歴解析でランダム波による特性の再現ができる<sup>7)-10)</sup>。前節で最適であった No.4 の特性モデルを用いて時刻歴解析を 3.5 節で試みるが、そのために必要な特性モデルの理論式などを示し、また正弦波におけるその精度を検証する。

#### 3. 4. 1 せん断応力と歪の理論式

2 個の分数微分粘性要素を直列に組合せた力学モデルでは、各要素のせん断応力  $\tau_1, \tau_2$  の吊り合いから全体のせん断応力  $\tau = \tau_1 = \tau_2$  と、各要素の歪  $\gamma_1, \gamma_2$  の適合条件から全体の歪  $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$  が成立つ。これらと 3.3 節の式(3.5)を用いて式(3.27)が導かれ、本構成則は 3.3.4 項の式(3.16)と同じ係数  $c_1, c_2$ 、微分階数  $\alpha_1, \alpha_2$  を用いて式(3.28)となる。

$$D^{\alpha_1 + \alpha_2} \gamma = D^{\alpha_1 + \alpha_2} \gamma_1 + D^{\alpha_1 + \alpha_2} \gamma_2 = D^{\alpha_2} (\tau_1 / c_1) + D^{\alpha_1} (\tau_2 / c_2) \quad (3.27)$$

$$c_1 D^{\alpha_1} \tau + c_2 D^{\alpha_2} \tau = c_1 c_2 D^{\alpha_1 + \alpha_2} \gamma \quad (3.28)$$

### 3. 4. 2 温度・振動数等価則

笠井らが検討した粘弾性体の特性モデル<sup>7)-10)</sup>で用いた温度・振動数等価則が、本粘性流体の特性値でも適用できることを前章<sup>5)</sup>で確認した。その法則は、任意の振動数 $f$ と温度 $\theta$ の時の特性値 $G''$ ,  $\eta^{-1}$ が、WLF式で $p_1 = 14$ ,  $p_2 = 150$ とした式(3.29b)のシフトファクター $\lambda$ を用いた等価振動数 $f_{eq} = \lambda f$ と基準温度 $\theta_{ref} = 20^\circ\text{C}$ の特性値に一致する特性である。また、円振動数 $\omega = 2\pi f$ から得た等価円振動数 $\omega_{eq} = \lambda \omega$ を用いて式(3.30a, b)と表せる。

$$f_{eq} = \lambda f, \quad \lambda = \exp[-p_1(\theta - \theta_{ref}) / (p_2 + \theta - \theta_{ref})] \quad (3.29a, b)$$

$$G''(\omega, \theta) = G''(\omega_{eq}, \theta_{ref}), \quad \eta^{-1}(\omega, \theta) = \eta^{-1}(\omega_{eq}, \theta_{ref}) \quad (3.30a, b)$$

以下に、本特性モデルでも式(3.30a, b)を満たし、温度・振動数等価則が成立することを示す。式(3.28)の係数 $c_1, c_2$ を温度依存で表記するため、 $\theta$ の関数である $\lambda$ を含んだ式(3.31a, b)とする。 $\theta_{ref}$ における係数 $c_{1ref}, c_{2ref}$ と、 $\theta$ に依存せず一定値である微分階数 $\alpha_1, \alpha_2$ は3.3.4項で求めた値である。

$$c_1 = c_{1ref} \lambda^{\alpha_1}, \quad c_2 = c_{2ref} \lambda^{\alpha_2} \quad (3.31a, b)$$

式(3.30a, b)を示すため、式(3.9)(3.15)を用いて複素剛性 $G^*(\omega, \theta) = G^*(\omega_{eq}, \theta_{ref})$ を証明する。任意の $\omega$ と $\theta$ において、2要素のパラメータ $c_1, \alpha_1$ と $c_2, \alpha_2$ として式(3.9)から求めた分数微分粘性要素の複素剛性 $k_1^*, k_2^*$ を、モデルNo.4の複素剛性である式(15)に代入すると式(3.32)となる。

$$G^*(\omega, \theta) = \frac{[c_1(i\omega)^{\alpha_1}][c_2(i\omega)^{\alpha_2}]}{c_1(i\omega)^{\alpha_1} + c_2(i\omega)^{\alpha_2}} \quad (3.32)$$

$\theta_{ref}$ と $\omega_{eq}$ において、 $c_{1ref}, c_{2ref}$ を $c_2, \alpha_2$ として式(3.32)に代入すると式(3.33)となり、式(3.31a, b)であるため式(3.32)と式(3.33)が等しく、式(3.30a, b)が成立する。したがって、式(3.4)を用いた粘弾性体の特性モデルと同様に、本手法の特性モデルでも温度・振動数等価則が適用できる。

$$G^*(\omega_{eq}, \theta_{ref}) = \frac{[c_{1ref}(i\lambda\omega)^{\alpha_1}][c_{2ref}(i\lambda\omega)^{\alpha_2}]}{c_{1ref}(i\lambda\omega)^{\alpha_1} + c_{2ref}(i\lambda\omega)^{\alpha_2}} = \frac{[c_{1ref}\lambda^{\alpha_1}(i\omega)^{\alpha_1}][c_{2ref}\lambda^{\alpha_2}(i\omega)^{\alpha_2}]}{c_{1ref}\lambda^{\alpha_1}(i\omega)^{\alpha_1} + c_{2ref}\lambda^{\alpha_2}(i\omega)^{\alpha_2}} \quad (3.33)$$

### 3. 4. 3 パラメータの同定とその精度

実験値から得られた線形範囲の特性値 $G_i'', \eta_i^{-1}$ は、3.2節の図3.1で示した7種の振動数 $f = 0.1, 0.25, 0.5, 1, 2.5, 5, 10\text{Hz}$ 、3種の歪振幅 $\gamma_{max} = 25, 50, 100\%$ 、5種の温度 $\theta = 0, 10, 20, 30, 40^\circ\text{C}$ で計105個である。各 $\gamma_{max}$ において特性値には差があるが、3.2節で示したように非常に小さいため、パラメータ $c_1, c_2, \alpha_1, \alpha_2$ は $\gamma_{max}$ に依存せず一定とする。また、 $\theta$ を考慮するために等価振動数 $f_{eq}$ を用いる。上記の条件のうち $\gamma_{max} = 100\%$ における総数 $i = 35$ 個で、実験値 $G_i'', \eta_i^{-1}$ に対する3.3.4項で得たNo.4の特性モデル $G'', \eta^{-1}$ の相対誤差の2乗和 $R_{G''}, R_{\eta^{-1}}$ である式(3.34a, b)を最小にするパラメータを求めた。

$$R_{G''}(c_1, c_2, \alpha_1, \alpha_2) = \sum_{i=1}^{35} [G''(c_1, c_2, \alpha_1, \alpha_2) / G_i'' - 1]^2 \quad (3.34a)$$

$$R_{\eta^{-1}}(c_1, c_2, \alpha_1, \alpha_2) = \sum_{i=1}^{35} [\eta^{-1}(c_1, c_2, \alpha_1, \alpha_2) / \eta_i^{-1} - 1]^2 \quad (3.34b)$$

$c_1, c_2, \alpha_1, \alpha_2$ は3.3.4項で示した値であり、各 $\theta$ の $f$ に対する各特性値の実験値に対する計算値の比 $G''/G_i''$ と $\eta^{-1}/\eta_i^{-1}$ を図3.9に、その平均値と標準偏差を表3.2に示す。図3.9では $G''/G_i''$ はほぼ1であり、 $\eta^{-1}/\eta_i^{-1}$ は $f$ が大きいかほど1より大きくなる。表3.2では $G''/G_i''$ の平均値は0.92~1.03で標準偏

差は0.04以下、 $\eta^{-1}/\eta_i^{-1}$ の平均値は0.96~1.09で標準偏差は0.14以下である。40℃の $\eta^{-1}$ の標準偏差が0.14で最大であるのは、表2.1から分かるように $\eta_i^{-1}$ は他より小さいため比が相対的に大きくなったことが原因であり、特性モデルの精度に与える影響は小さい。0℃の $\eta^{-1}/\eta_i^{-1}$ の標準偏差は0.09、平均値は1.09であり精度が低い、それ以外ではほぼ良好である。

各 $\theta$ の特性値を基準温度 $\theta_{ref}=20^\circ\text{C}$ として検討するために、等価振動数 $f_{eq}=\lambda f$ に対する実験値と、特性モデルによる $\theta_{ref}$ の計算値を比較する。図3.8に、 $\gamma_{max}=25, 100\%$ の $f_{eq}$ に対する $\theta=0\sim 40^\circ\text{C}$ の $G_i'', \eta_i^{-1}$ をプロットし、 $\theta_{ref}$ の $G'', \eta^{-1}$ の曲線を示す。前段落と同様に0℃で振動数が高いほど $\eta^{-1}$ の精度が低い、他の範囲では良好である。

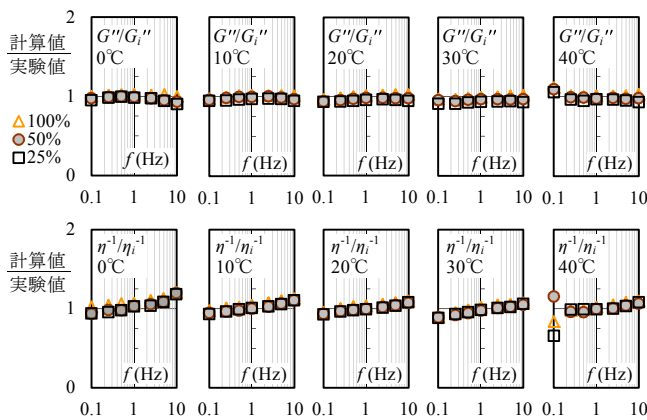


図 3.9 各  $\gamma_{max}, \theta$  の特性値の計算値/実験値

表 3.2 各  $\gamma_{max}, \theta$  の特性値の計算値/実験値の平均値と標準偏差

$\gamma_{max}$	25%		50%		100%		
	計算値 / 実験値	$G''/G_i''$	$\eta^{-1}/\eta_i^{-1}$	$G''/G_i''$	$\eta^{-1}/\eta_i^{-1}$	$G''/G_i''$	$\eta^{-1}/\eta_i^{-1}$
0℃	平均値	0.96	1.02	0.97	1.03	1.01	1.09
	標準偏差	0.03	0.08	0.02	0.09	0.01	0.06
10℃	平均値	0.96	1.01	0.98	1.01	1.00	1.05
	標準偏差	0.01	0.06	0.02	0.06	0.02	0.05
20℃	平均値	0.95	0.99	0.97	1.00	1.00	1.03
	標準偏差	0.01	0.05	0.02	0.05	0.02	0.05
30℃	平均値	0.92	0.97	0.96	0.97	0.99	1.00
	標準偏差	0.01	0.06	0.01	0.06	0.02	0.07
40℃	平均値	0.97	0.96	0.99	1.02	1.03	1.00
	標準偏差	0.04	0.14	0.04	0.07	0.04	0.09

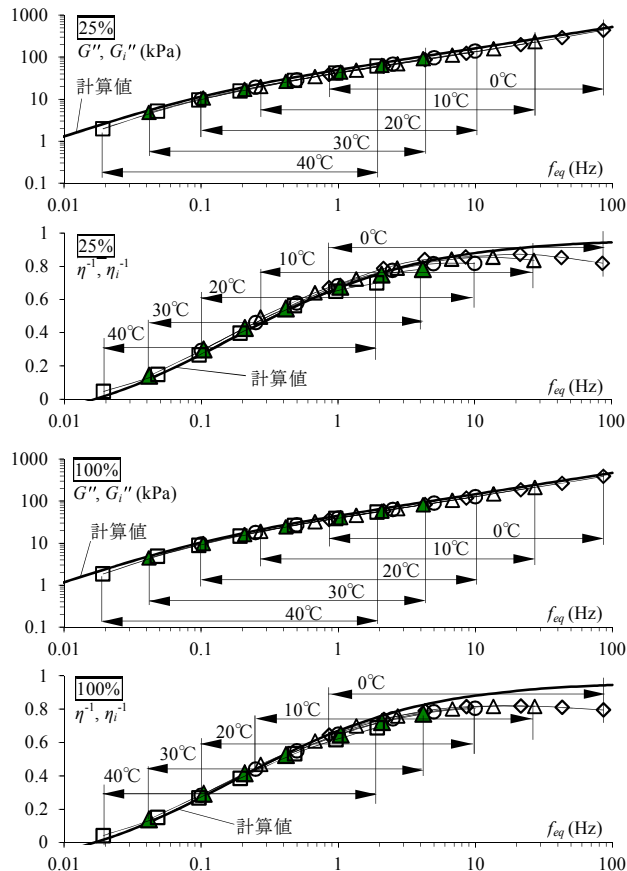


図 3.8  $\gamma_{max}=25, 100\%$ , 各  $\theta$  の  $f_{eq}$  に対する  $G_i'', \eta_i^{-1}$  と  $G'', \eta^{-1}$

### 3. 5 時刻歴解析の検討

#### 3. 5. 1 積分方法

前項で求めた微分階数  $\alpha_1 > 1$  であるため、笠井らの手法<sup>9)10)</sup>と同様に任意微分階数に適用できる Grünwald 積分で最も簡易な G1 アルゴリズムを用いて、式(3.28)に含まれる分数次導関数を計算する。刻み時間  $\Delta t$  (s)とした時刻歴解析で任意の計算ステップ  $n$  における関数  $f^{(n)}$  の  $q$  次の分数微分が式(3.35)、その重み係数  $w^{(j)}$  が式(3.36a,b)と表せる。ステップ  $n$  では 0 から  $n-1$  まで範囲の積分だが、 $n$  が大きくなるほど初期ステップの影響が小さくなる。そこで、演算効率を上げるために、 $D^q f(t)$  に影響する積分区間  $T_w(s)$  を設けて、計算積分数  $N_w = T_w / \Delta t$  を用いて  $n$  が  $N_w$  を超えた時点で  $n-N_w$  から  $n-1$  までの積分とする。なお、付録 A2 から  $T_w$  と  $\Delta t$  を決定した。

$$D^q f(t) = \sum_{j=0}^{n-1} w^{(j)} f^{(n-j)} \quad (3.35)$$

$$w^{(0)} = 1 / \Delta t^q, \quad w^{(j)} = [(j-q-1) / j] w^{(j-1)} \quad (j \geq 1) \quad (3.36a, b)$$

#### 3. 5. 2 せん断応力の計算のアルゴリズム

任意の歪  $\gamma^{(n)}$  における本構成則である式(3.28)のせん断応力  $\tau^{(n)}$  を計算するアルゴリズムを示す。添え字  $n$  は計算ステップ数であり、 $n=0$  では初期条件である。温度  $\theta^{(n)}$  の時、3.4.2 項からシフトファクター  $\lambda^{(n)}$  が式(3.37)、係数  $c_1^{(n)}$ 、 $c_2^{(n)}$  が式(38a, b)である。各パラメータは3.3.4項で求めた  $c_{1ref} = 27.8$  kPa,  $c_{2ref} = 21.8$  kPa,  $\alpha_1 = 1.14$ ,  $\alpha_2 = 0.51$  である。なお、図 3.10 の実験値は各サイクルでせん断応力が低下せず温度変化しないため、 $\theta^{(n)}$  を初期から一定とする。

$$\lambda^{(n)} = \exp [-p_1 (\theta^{(n)} - \theta_{ref}) / (p_2 + \theta^{(n)} - \theta_{ref})] \quad (3.37)$$

$$c_1^{(n)} = c_{1ref} (\lambda^{(n)})^{\alpha_1}, \quad c_2^{(n)} = c_{2ref} (\lambda^{(n)})^{\alpha_2} \quad (3.38a, b)$$

本構成則には 3 つの分数次導関数があり、3.5.1 項からそれぞれ式(3.39a, b, c)となり、式(3.28)に代入し整理すると任意の  $\gamma^{(n)}$  に対する  $\tau^{(n)}$  が式(3.40)となる。

$$D^{\alpha_1} \tau = w_{\alpha_1}^{(0)} \tau^{(n)} + \sum_{j=1}^{n-1} w_{\alpha_1}^{(j)} \tau^{(n-j)}, \quad D^{\alpha_2} \tau = w_{\alpha_2}^{(0)} \tau^{(n)} + \sum_{j=1}^{n-1} w_{\alpha_2}^{(j)} \tau^{(n-j)}, \quad D^{\alpha_1 + \alpha_2} \gamma = \sum_{j=0}^{n-1} w_{\alpha_1 + \alpha_2}^{(j)} \gamma^{(n-j)} \quad (3.39a, b, c)$$

$$w_{\alpha_1}^{(0)} = 1 / \Delta t^{\alpha_1}, \quad w_{\alpha_1}^{(j)} = [(j - \alpha_1 - 1) / j] w_{\alpha_1}^{(j-1)} \quad (j \geq 1)$$

$$w_{\alpha_2}^{(0)} = 1 / \Delta t^{\alpha_2}, \quad w_{\alpha_2}^{(j)} = [(j - \alpha_2 - 1) / j] w_{\alpha_2}^{(j-1)} \quad (j \geq 1)$$

$$w_{\alpha_1 + \alpha_2}^{(0)} = 1 / \Delta t^{\alpha_1 + \alpha_2}, \quad w_{\alpha_1 + \alpha_2}^{(j)} = [(j - \alpha_1 - \alpha_2 - 1) / j] w_{\alpha_1 + \alpha_2}^{(j-1)} \quad (j \geq 1)$$

$$\tau^{(n)} = \frac{c_1^{(n)} c_2^{(n)} \sum_{j=0}^{n-1} w_{\alpha_1 + \alpha_2}^{(j)} \gamma^{(n-j)} - \sum_{j=1}^{n-1} (c_1^{(n)} w_{\alpha_1}^{(j)} + c_2^{(n)} w_{\alpha_2}^{(j)}) \tau^{(n-j)}}{c_1^{(n)} w_{\alpha_1}^{(0)} + c_2^{(n)} w_{\alpha_2}^{(0)}} \quad (3.40)$$

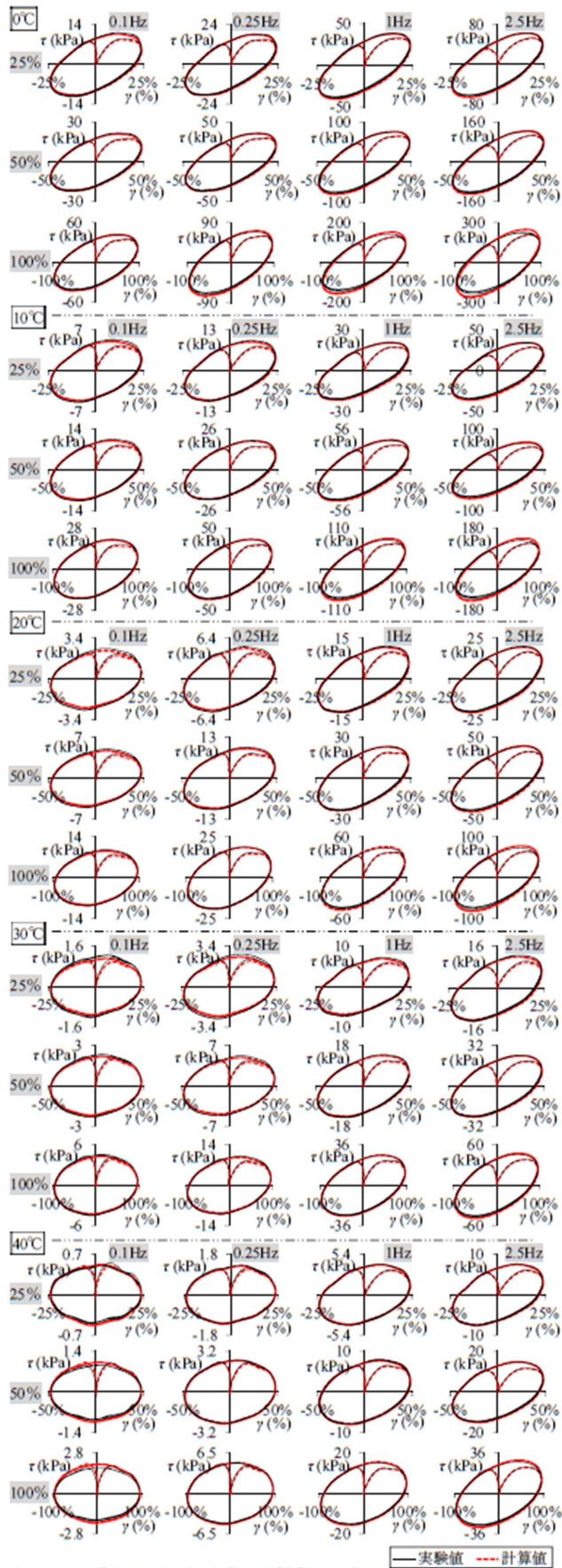


図 3.10 正弦波における実験値と計算値の比較

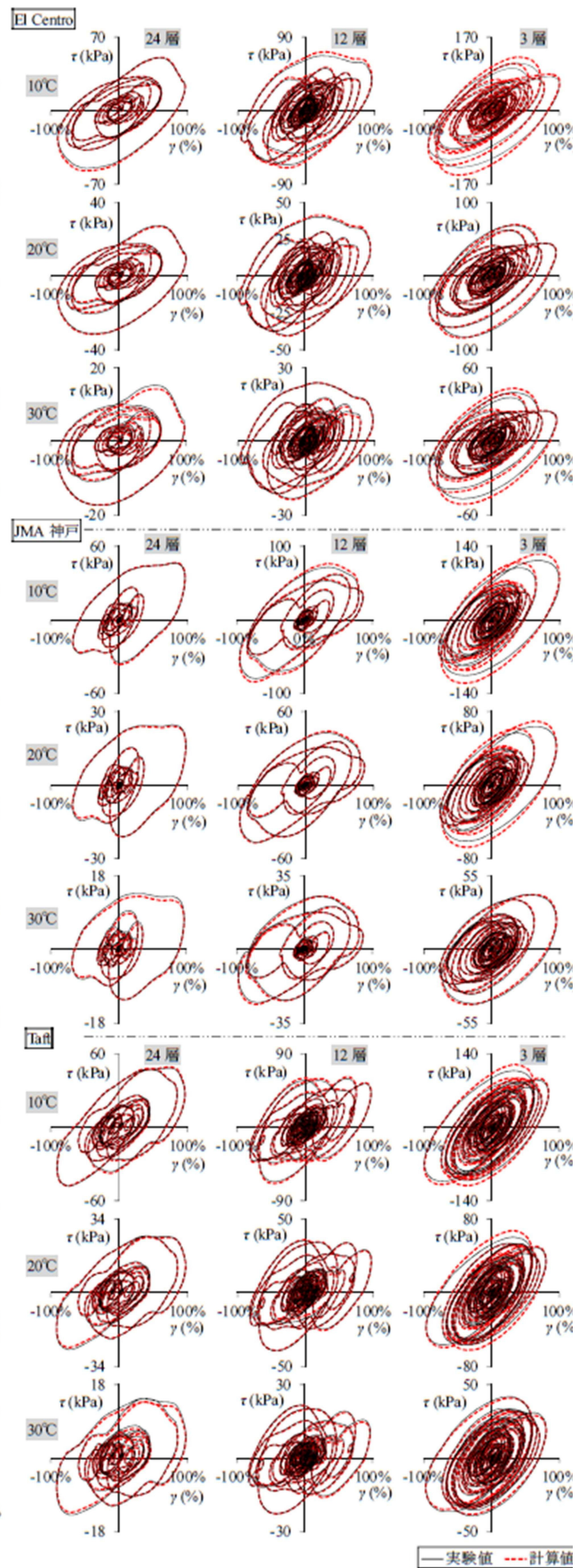


図 3.11 ランダム波の実験値と計算値の比較

### 3. 5. 3 正弦波とランダム波による時刻歴解析

4種の振動数 $f=0.1, 0.25, 1.0, 2.5$ 、3種の歪振幅 $\gamma_{\max}=25, 50, 100\%$ 、5種の正弦温度 $\theta=0, 10, 20, 30, 40^{\circ}\text{C}$ の計60組合せの正弦波において、実験値と式(3.40)に実験の歪を代入して得られた計算値の履歴を図3.10に示し、特性モデルの精度を検証する。前項の特性値の傾向と同様に $\theta=0^{\circ}\text{C}$ の $f=2.5\text{Hz}$ 、 $\theta=40^{\circ}\text{C}$ の $f=0.1\text{Hz}$ 以外の条件ではほぼ良好であり、前項のパラメータを用いた本節の計算法が適応した。

同様にランダム波に対する特性モデルの精度を検証する。ランダム波は、3種の3, 12, 24層の建物において、3種のEl Centro波(NS, 1940年), JMA神戸波(NS, 1995年), Taft波(EW, 1952年)に対する地震応答解析<sup>7)</sup>で得られた1層目の変位応答波を、目標最大歪100%となるように縮小した計9種である。各建物の1次固有振動数が2.86, 0.76, 0.35Hzであり、付録A3で示すように各の建物の歪スペクトルのピークは建物の1次固有振動数に対応する。これらを入力波とし、3種の $\theta=10, 20, 30^{\circ}\text{C}$ における計27組合せの実験値と計算値を図3.11に示す。正弦波と同様に低温や高振動数である低層建物ほど応力と履歴の傾きが大きい。高振動数の3層建物では計算精度がやや低いが、他の条件では良好であり100%以下の小さい歪にも適応した。

### 3. 6 まとめ

傾きのある楕円履歴の特性モデルを検討し、小歪における粘性流体の材料特性への適用を試みた。以下に結論を示す。

- 1) 本粘性流体の特性値は、せん断歪100%以下の小歪ではほぼ同値であり線形特性を有することを確認した。
- 2) 整数微分モデルと同様に、分数微分粘性要素とバネ要素を組合せた力学モデルで、粘弾性体のような楕円履歴を表現できた。
- 3) 本粘性流体の材料は、2個の分数微分粘性要素の直列の組み合わせが最適の特性モデルだった。
- 4) 粘弾性体の特性モデル理論の1つである分数微分粘性要素モデルを用いて、本粘性流体の特性を4個のパラメータで精度良く再現できた。
- 5) 力学モデルから得られたパラメータを用いて、時刻歴解析において粘性流体のせん断力を計算できた。

### 3章の参考文献

- 1) 佐藤新治, 近藤豊史, 池永雅良, 岡部篤, 持丸昌巳, 鈴木光雄: 実大制震壁の高速特性試験, 日本建築学会大会学術講演梗概集(関東), B-2, pp861-862, 1997.9
- 2) 沖村明彦, 長島和央, 持丸昌巳, 鈴木清春: 鋼管型粘性せん断ダンパー(CVD): その1 ダンパー特性, 日本建築学会大会学術講演梗概集(北海道), B-2, pp101-102, 2004.8
- 3) 下田郁夫: 高粘性ダンパーに関する研究(粘弾性モデル化と設計手法の提案), 日本機械学会論文集(C偏), 60巻, 570号, pp112-117, 1994.2
- 4) 社団法人 日本免震構造協会編: パッシブ制振構造 設計・施工マニュアル 第3版, 2013.11
- 5) 佐々木和彦, 笠井和彦, 大木洋司, 和氣知貴: 粘性流体の実験方法および動的特性の把握, せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その1, 日本建築学会構造系論文集, 670号, pp2183-2192, 2011.12
- 6) 曾田五月也, 高橋雄司: ランダム加振による粘弾性ダンパーの振動数依存性の定量化, 日本建築学会構造系論文集, 498号, pp43-49, 1997.8
- 7) 笠井和彦, 寺本道彦, 大熊潔, 所健: 粘弾性体の温度・振動数・振幅依存を考慮した構成則, その1 線形領域における温度・振動数依存のモデル化, 日本建築学会構造系論文集, 543号, pp77-86, 2001.5

- 8) 笠井和彦, 所健: 粘弾性体の温度・振動数・振幅依存を考慮した構成則, その 2 温度上昇および歪・歪速度がもたらす非線形のモデル化, 日本建築学会構造系論文集, 561 号, pp55-63, 2002.11
- 9) 笠井和彦, 大木洋司, 雨宮健吾, 木村勝彦: イソブチレン・スチレン系のブロック共重合体からなる粘弾性材料の構成則, その 1: 小歪領域における温度・振動数依存のモデル化, 日本建築学会構造系論文集, 569 号, pp47-54, 2003.7
- 10) 大木洋司, 笠井和彦, 雨宮健吾, 木村勝彦: イソブチレン・スチレン系のブロック共重合体からなる粘弾性材料の構成則, その 2: 大歪領域における温度・振動数依存のモデル化, 日本建築学会構造系論文集, 617 号, pp77-85, 2007.7

#### 付録 A1 力学モデルにおける特性値の簡易な検証方法

3.3 節では各力学モデルにおいて特性値  $G'$ ,  $G''$  の式を記して同定する方法を示したが、パラメータが多いほど  $G'$ ,  $G''$  の式がより複雑となる。そこで、 $G'$ ,  $G''$  の式を式(3.14a,b)のように具体的には示せないが、表計算ソフト Microsoft Excel で  $G'$ ,  $G''$  の値を簡易に検証する方法を示す。式(3.6)(3.7)のような複素剛性の式を、式(3.9)から各要素の複素剛性  $k^* = c(i\omega)^{\alpha}$  とした Excel のセルから虚数を四則演算する関数を用いて組み立てる。その複素剛性のセルから実部と虚部を求める関数を用いて  $G'$ ,  $G''$  が求められる。さらに、実験値とそれらの計算値を同定する際に、文献 9 と同様に Excel のソルバーという機能で最小二乗法を実施すれば、より簡便に検証できる。

#### 付録 A2 解析時間刻み $\Delta t$ と積分区間 $T_w$ が積分精度に与える影響

文献 9 で笠井らは G1 アルゴリズムを用いて積分区間短縮法を適用するために、解析時間刻み  $\Delta t$  と積分区間  $T_w$  が積分精度に与える影響を検討した。3.5 節の式(3.40)で G1 アルゴリズムを用いるため、同様に検討する。

3.5 節のせん断歪  $\gamma_{max} = 100\%$ , 温度  $\theta = 20^\circ\text{C}$ , 振動数  $f = 1\text{Hz}$  の正弦波で、周期  $T$  と解析時間刻み  $\Delta t$  で 1 波あたりデータ数  $T/\Delta t = 20, 50, 100, 200, 400$  とした 5 種の入力歪に対して、計算ステップ  $n$  における積分数を 4 種の積分区間  $T_w = Full, 2T, 0.9T, 0.5T$  として荷重  $\tau$  を求めた。図 A1 左に  $T_w = 0.9T$  とした各  $T/\Delta t$  による履歴を示す。 $T/\Delta t = 50$  以上では  $\tau$  がほぼ等しいが、 $T/\Delta t = 20$  では  $\tau$  がやや低下する。また、図 A1 右に  $T/\Delta t = 100$  とした各  $T_w$  による履歴を示す。 $T_w$  が大きいほど、 $T_w = Full$  として求めた  $\tau$  に近似し、 $T_w = 0.9T$  ではほぼ同値となる。したがって、厳密な解が  $N_c \geq 50, T_w \geq 0.9T$  で得られた。

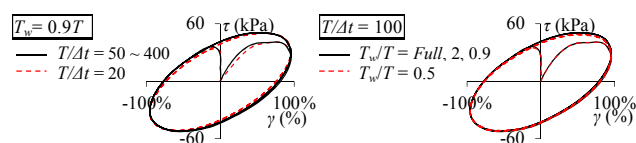


図 A1 正弦波における構成則の積分精度の検証

3.5 節の Taft 波による 12, 24 層の応答波で検討する。1 波あたり時間を建物の 1 次の固有周期  $T$  とし、 $T/\Delta t = 33, 66, 262, 522$  とした 4 種の入力歪に対して、計算ステップ  $n$  における積分数を 4 種の  $T_w = Full, 0.9T, 0.5T, 0.25T$  として  $\tau$  を求めた。図 A2 の左側に  $T_w = 0.9T$  とした各  $T/\Delta t$  による履歴を、右側に  $T/\Delta t = 66$  とした各  $T_w$  による履歴を示す。正弦波ほぼ同様に  $T/\Delta t = 66, T_w = 0.5T$  で良好な結果であった。本論でも文献 9 とほぼ同様であるため、多質点応答解析では 3 次周期まで考慮し、 $T/\Delta t \geq 100, T_w = 1.5T$  を目安にした設定が適当である。

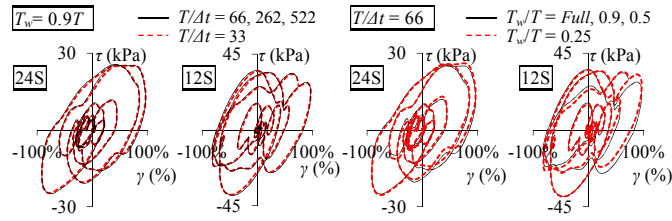


図 A2 ランダム波における構成則の積分精度の検証

### 付録 A3 ランダム入力波の特性

3.5 節で用いた 3 種の地震波による 3 種の建物の応答波である計 9 種の入力波の歪時刻歴と歪スペクトルを図 A3 に示す。

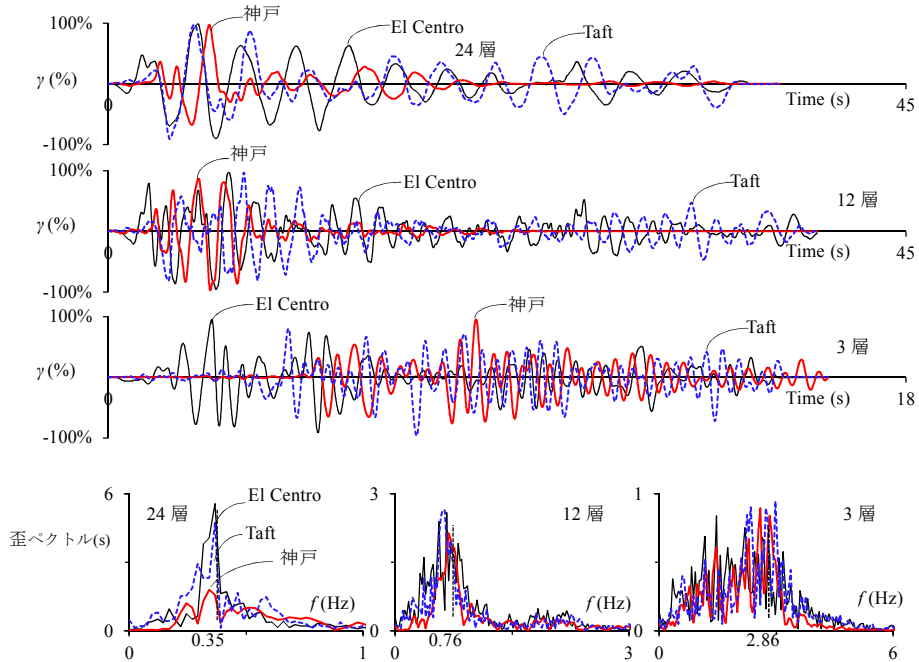


図 A3 ランダム入力波の歪時刻歴と歪スペクトル

付録 A4 鋼材剛性を付加した粘性流体の特性モデル

柱と梁で構成されたフレームのダンパーの取付け方法として図 A4 などがあり、ダンパーがフレームに付加する特性を求めめるためには取り付け部材の変形を考慮した付加系を検討する必要がある<sup>4)</sup>。笠井らは粘弾性の特性式に、取り付け部材の剛性をダンパーの特性式に組み込んだ<sup>7)</sup>。同様に 3.4 節と 3.5 節の特性モデルに接合部の剛性  $K_b$  を付加した式を求める。

付加系の力学モデルは図 3.2 の No.8 であり、せん断隙間  $d$  とせん断面積  $S$  から得た  $k = K_b (d / S)$  とモデル No.4 の複素剛性  $G^*$  を用いて、ダンパーの特性モデルの複素剛性  $G_d^*$  が式(A1)となる。モデル No.4 の貯蔵剛性  $G'$  と損失剛性  $G''$  を用いて貯蔵剛性  $G_d'$ 、損失剛性  $G_d''$  は式(A2a, b)である。

$$G_d^* = k G^* / (k + G^*) \tag{A1}$$

$$G_d' = k(G'^2 + G''^2 + kG') / [(G' + k)^2 + G''^2] \quad , \quad G_d'' = k^2 G'' / [(G' + k)^2 + G''^2] \tag{A2a, b}$$

式(1a,b)と式(3.28)から、付加系における荷重  $F$  とダンパー変位  $u_d$  の構成則が式(A3)となる。接合部の変位  $u_b = F / K_b$  と付加系の変位  $u$  から得られる  $u_d = u - F / K_b$  を式(A3)に代入すると  $F$  と  $u$  の構成則が式(A4)で、ステップ  $n$  の荷重  $F^{(n)}$  が式(A5)となる。パラメータ  $c_1, \alpha_1, c_2, \alpha_2$  は 3.4.1 項の式(3.28)と同一であり、 $K_b = \infty$  ならそれぞれ式(3.28)と式(3.40)に帰着する。

$$c_1 D^{\alpha_1} F + c_2 D^{\alpha_2} F = c_1 c_2 \frac{S}{d} D^{\alpha_1 + \alpha_2} u_d \tag{A3}$$

$$c_1 D^{\alpha_1} F + c_2 D^{\alpha_2} F + c_1 c_2 \frac{S}{d K_b} D^{\alpha_1 + \alpha_2} F = c_1 c_2 \frac{S}{d} D^{\alpha_1 + \alpha_2} u \tag{A4}$$

$$F^{(n)} = \frac{\sum_{j=0}^{n-1} c_1 c_2 w_{\alpha_1 + \alpha_2}^{(j)} \frac{S}{d} u^{(n-j)} - \sum_{j=1}^{n-1} [c_1 w_{\alpha_1}^{(j)} + c_2 w_{\alpha_2}^{(j)} + c_1 c_2 w_{\alpha_1 + \alpha_2}^{(j)} S / (d K_b)] F^{(n-j)}}{c_1 \omega_{\alpha_1}^{(0)} + c_2 \omega_{\alpha_2}^{(0)} + c_1 c_2 w_{\alpha_1 + \alpha_2}^{(0)} S / (d K_b)} \tag{A5}$$

例として、 $d = 2\text{mm}$ ,  $S = 10\text{m}^2$ ,  $k = 100\text{kPa}$  のダンパー特性で、 $\theta = 20^\circ\text{C}$ ,  $f = 1\text{Hz}$ ,  $\gamma_{\max} \cong 100\%$  である  $u = \pm 2\text{mm}$  の正弦波の履歴を図 A5 に示す。付加系の変位に対してダンパーの変位は 74%程度となった。

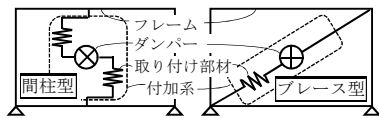


図 A4 ダンパー取付け例

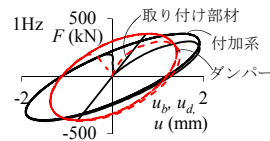


図 A5 正弦波における  $K_d$  の影響

## 4章 剛な装置材で構成された粘性ダンパーの大歪における非線形特性のモデル

### 4.1 はじめに

#### 4.1.1 背景

ダンパーを設置した建物において、速度依存型ダンパー<sup>1)</sup>は変位依存型ダンパーと比べて、小～大地震の振動に対して減衰効果を発揮し、特に加速度応答制御に優位であるという従来から指摘されている利点が、東日本大震災の建物応答記録で確認された<sup>2)</sup>。速度依存型ダンパーである文献3の粘性ダンパーは、前章<sup>4),5)</sup>や本章で対象とする粘性流体(本粘性流体)を適用しており、速度の指数乗に比例する非線形粘性式で特性が表現されている。筆者らは前章<sup>4)</sup>で本粘性流体を詳細に検討し、それが粘性応力に弾性応力が付加した粘弾性挙動であり、また振動数と振幅に依存するために、上記の速度依存を考慮するだけでは精度が必ずしも十分でないことを示した。

前章<sup>5)</sup>では、小歪において振幅に依存しない粘性流体の線形特性を粘弾性として扱い、振動数に依存する特性モデルを検討した。なお、以下の他の研究者らによって、近似モデルや厳密モデルで粘弾性特性が提案されている。最も単純な近似モデルは、弾性応力と粘性応力の並列の組合せである Kelvin 体であり、笠井らは共振時の振動数を用いて、種々の特性である粘弾性ダンパーを設置したフレームの応答値を比較し、各モデルの精度を検証した<sup>6)</sup>。また、黄らは各計算ステップで瞬間的な振動数を求めその依存性の再現を Kelvin 体で試みたが<sup>7)</sup>、必ずしも適正値が得られる方法ではなかった。厳密モデルには、笠井らの振動数を求めずその影響を反映できる分数次導関数を用いた方法がある<sup>8)</sup>。前章<sup>4),5)</sup>や本章では広い範囲の加振条件で良好な特性の再現を目標としているため、分数次導関数を同様に用いて粘性流体の材料の小歪の特性を文献5で検討した。

大歪の加振では、本粘性流体の特性は振幅にも影響され非線形となるため<sup>4)</sup>、振動数と振幅に依存するモデルが必要となる。粘弾性体における非線形特性のモデルには、分数次導関数から成る構成則のパラメータを振幅依存させる方法がある<sup>9)</sup>。ただし、そのモデルで対象とした最大歪は300%だが、本章では2000%であり変化が大きく、モデルの計算で問題が生じやすい。上記と同様な方法で筆者らが検討した本粘性流体の特性モデル<sup>10)</sup>は、計算前に最大振幅が未知であるランダム波に適用できていない。

#### 4.1.2 目的と構成

本章の目的は、任意形状の粘性流体ダンパーのせん断力の特性モデルを構築するために、地震などによる制振構造物のダンパー挙動を対象とした加振条件で、部材剛性の影響がない粘性流体の材料自体の振幅、振動数依存する特性モデルを検討することにある。その方法は、前章<sup>5)</sup>で得た特性モデルから求めた振動数に依存する線形せん断力を、歪振幅に依存する線形特性と非線形特性の関係をj用いて、大歪における非線形特性のせん断力に変換するものである。

本章の構成は以下である。4.2節で定常波における粘性せん断力の線形特性を示す。4.3節で定常波と非定常波における粘性せん断力の非線形特性を示す。4.4節で非定常波において等価な線形の貯蔵剛性の計算方法を示す。4.5節で時刻歴解析において種々の歪を入力値とした粘性せん断力の計算結果を示す。

なお、真歪に基づく微視的モデルは煩雑になるため、前章<sup>4),5)</sup>や本章ではダンパーの巨視的な応力-歪の履歴の再現を目指し、単に粘性流体の境界面の相対変位を粘性流体の厚さで除した値である公称歪を用いた。また、粘性流体自体の特性を求めることは一般的に難しく、前章ではそれを極力正確に求める試験体を提案した<sup>4)</sup>。しかし、それでもそれらの計測荷重には、設定せん断面に生じる粘性力以外に、その約1~2割の大きさで他の面に生じた排除しきれない粘性力(文献4の図16)が含まれていた。そこで、その粘性力の寄与分を差し引き、設定せん断面に生じる粘性流体の線形と非線形範囲の履歴特性を把握し整理した<sup>4)</sup>。本章では、それら各条件の履歴を再現する粘性流体自体の特性モデルを検討した。

## 4. 2 定常波における粘性せん断力の線形特性

### 4. 2. 1 粘性せん断力の線形理論

円振動数  $\omega$  と時刻  $t$ , 歪振幅  $\gamma_{max}$  で表した歪  $\gamma(t) = \gamma_{max} \sin \omega t$  において、前章<sup>5)</sup>で検討した線形特性の粘性せん断力  $\tau_L(t)$  の履歴は、図 1.1 の粘弾性で傾く楕円である。位相差  $\delta$  と最大粘性せん断力  $\tau_{max}$  を用いて、 $\tau_L(t)$  は  $\gamma(t)$  と歪速度  $\dot{\gamma}(t)$  に比例する 2 種の単項式の和であり、式(1.1)と表せる。

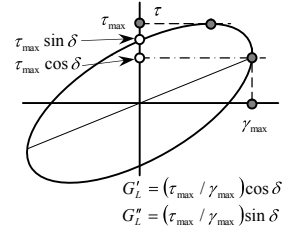


図 1.1  $\tau$ - $\gamma$  履歴の定義

$$\begin{aligned} \tau_L(t) &= \tau_{max} \sin(\omega t + \delta) = \tau_{max} \cos \delta \sin \omega t + \tau_{max} \sin \delta \cos \omega t \\ &= \left( \frac{\tau_{max}}{\gamma_{max}} \cos \delta \right) \gamma(t) + \left[ \left( \frac{\tau_{max}}{\gamma_{max}} \sin \delta \right) / \omega \right] \dot{\gamma}(t) \end{aligned} \quad (1.1)$$

線形特性の楕円は任意  $\gamma_{max}$  に対して、 $\omega$  が一定なら貯蔵剛性  $G'_L$ , 損失剛性  $G''_L$  がそれぞれ一定である。 $\tau_{max}/\gamma_{max}$  と  $\delta$  から成り立ち、 $\omega$  に対して変化するため、 $G'_L(\omega)$  と  $G''_L(\omega)$  と表記する。さらに、 $\tau_L(t)$  が弾性応力  $\tau_{Le}(t)$  と粘性応力  $\tau_{Lv}(t)$  の和として、式(1.1)を式(1.2)と表せる。

$$\begin{aligned} \tau_L(t) &= \tau_{Le}(t) + \tau_{Lv}(t) \\ \tau_{Le}(t) &= G'_L(\omega) \gamma(t), \quad \tau_{Lv}(t) = [G''_L(\omega) / \omega] \dot{\gamma}(t) \end{aligned} \quad (1.2)$$

本材料は小振幅や高振動数ほど弾性応力が相対的に大きく、付録 1 が示すように速度だけでは履歴形状を正確に表現できない<sup>4)</sup>。そこで前章<sup>5)</sup>では、係数  $c_1, c_2$  と微分階数  $\alpha_1, \alpha_2$  とした分数次導関数から成る式(1.3)によって、線形の粘性せん断力  $\tau_L$  を求めた。

$$c_1 D^{\alpha_1} \tau_L + c_2 D^{\alpha_2} \tau_L = c_1 c_2 D^{\alpha_1 + \alpha_2} \gamma \quad (1.3)$$

理論式から得る正弦波(理論正弦波)における  $G'_L, G''_L$  は式(3)から式(1.4a, b)となり、式(1.3)と共に材料固有の式である。なお、理論正弦波を目標とした実験の加振波を正弦波と以降では称す。

$$G'_L = c_1 c_2 A / (A^2 + B^2), \quad G''_L = c_1 c_2 B / (A^2 + B^2) \quad (1.4a, b)$$

$$A = c_1 \omega^{-\alpha_2} \cos(\alpha_2 \pi / 2) + c_2 \omega^{-\alpha_1} \cos(\alpha_1 \pi / 2), \quad B = c_1 \omega^{-\alpha_2} \sin(\alpha_2 \pi / 2) + c_2 \omega^{-\alpha_1} \sin(\alpha_1 \pi / 2)$$

### 4. 2. 2 線形の貯蔵剛性の計算

前項の式(4.2)の粘性せん断力  $\tau_L(t)$  から線形の弾性応力  $\tau_{Le}(t)$  と粘性応力  $\tau_{Lv}(t)$  を求めるためには、線形の貯蔵剛性  $G'_L$  が必要である。理論正弦波における  $G'_L$  の式を以下の式で容易に求められる。まず、式(4.2)を時刻  $t$  で微分し式(4.5)となる。

$$\dot{\tau}_L(t) = G'_L \dot{\gamma}(t) + [G''_L / \omega] \ddot{\gamma}(t) \quad (4.5)$$

さらに、式(4.2)と式(4.5)から  $\omega$  と  $G''_L$  を消去し、式(4.6)が得られる。

$$G'_L = [\dot{\tau}_L(t) \dot{\gamma}(t) - \tau_L(t) \ddot{\gamma}(t)] / [\dot{\gamma}(t)^2 - \gamma(t) \ddot{\gamma}(t)] \quad (4.6)$$

$\omega$  が未知でも  $\omega$  に依存する  $G'_L$  を、 $\tau_L(t)$  や  $\gamma(t)$  などから計算できる。したがって、ここでは( $\omega$ )を付けずに  $G'_L$  と表記した。なお、 $\dot{\tau}_L(t)$ ,  $\dot{\gamma}(t)$ ,  $\ddot{\gamma}(t)$  は各記号の時間微分を示し、 $\tau_L(t)$ ,  $\gamma(t)$  の差分である。

#### 4. 3 定常波と非定常波における粘性せん断力の非線形特性

##### 4. 3. 1 粘性せん断力の非線形理論

前章<sup>4)</sup>の検証によって本材料の特性は非線形である範囲でもほぼ楕円とみなせるため、4.2.1 項の式(4.2)と同様に、非線形範囲を含む任意  $\gamma$  の粘性せん断力  $\tau(t)$  を式(4.7)と表せる。それは、円振動数  $\omega$  と振幅  $\gamma_{max}$  に依存する非線形の貯蔵剛性  $G'(\omega, \gamma_{max})$  と損失剛性  $G''(\omega, \gamma_{max})$  から成立つ弾性応力  $\tau_e(t)$  と粘性応力  $\tau_v(t)$  の和である。

$$\tau(t) = \tau_e(t) + \tau_v(t) \quad (4.7)$$

$$\tau_e(t) = G'(\omega, \gamma_{max}) \gamma(t), \quad \tau_v(t) = [G''(\omega, \gamma_{max}) / \omega] \dot{\gamma}(t)$$

また、特性値の比  $b_e(\gamma_{max}) = G'(\omega, \gamma_{max}) / G'_L(\omega)$ ,  $b_v(\gamma_{max}) = G''(\omega, \gamma_{max}) / G''_L(\omega)$  と、式(4.2)の線形の弾性応力  $\tau_{Le}(t)$ , 粘性応力  $\tau_{Lv}(t)$  を用いて、式(4.7)が式(4.8)となる。

$$\tau(t) = b_e(\gamma_{max}) \tau_{Le}(t) + b_v(\gamma_{max}) \tau_{Lv}(t) \quad (4.8)$$

次項の図 4.3 が示すように特性値の比は主に  $\gamma_{max}$  に影響されるため、ここでは( $\gamma_{max}$ )を付けて表記した。また、線形範囲で  $b_e(\gamma_{max}), b_v(\gamma_{max})$  を 1 とすることで、式(4.8)が式(4.2)に帰着する。

式(4.2)と式(4.8)は笠井らの簡易モデル<sup>6)</sup>で用いた Kelvin 体であり、ランダム波でも適用が可能である。なお、文献 6 のモデルでは主成分の  $\omega$  のみを用いたため、応答解析においてその精度は厳密には正確ではない。なぜなら、ランダム波では正弦波と異なり、各計算ステップの前後の値の影響で  $\omega$  が時々変化するためである。 $\gamma_{max}$  も同様であり、 $\tau(t)$  の非線形特性の完全な再現はさらに難しいが、本章では  $\omega$  と  $\gamma_{max}$  を考慮し、より等価な特性の再現を試みる。本節で  $\gamma_{max}$  などの影響を反映した  $b_e(\gamma_{max}), b_v(\gamma_{max})$  について、次節で  $\omega$  の影響を反映した  $\tau_{Le}(t), \tau_{Lv}(t)$  の計算を検討する。なお、 $\omega$  以外の要素  $\gamma$  などから計算するため、次項以降では( $\omega$ )を付けずに  $G'_L$  と表記する。

##### 4. 3. 2 定常波での非線形粘性せん断力の計算に用いる特性値の比

非線形特性を示す歪振幅  $\gamma_{max} = 500\%$ , 振動数  $f = 0.25\text{Hz}$  の正弦波加振における、式(4.3)の線形の粘性せん断力  $\tau_L$  と実験値<sup>4)</sup>の粘性せん断力  $\tau$  の履歴が図 4.2 であり、 $\tau_L$  の履歴の力と傾きが  $\tau$  より大きい。

4.2.1 項の式(4.4a, b) から求める線形の特性値  $G'_L, G''_L$  に対する、 $\gamma_{max} = 2000\%$  までの各実験値から得る  $G', G''$  の比を温度ごとに図 4.3 に示す。 $G', G''$  は円振動数  $\omega$  と歪振幅  $\gamma_{max}$  に依存するが<sup>4)</sup>、特性値の比は  $\gamma_{max}$  の影響が顕著であり、 $\gamma_{max}$  が大きいほど小さくなる。それらが前項の式(4.8)に含まれる  $b_e(\gamma_{max}), b_v(\gamma_{max})$  であり、時刻歴解析の  $\tau(t)$  の計算でそれらを適用するには近似式が必要である。それらは式(4.9), (4.10)であり温度には影響せず、 $\gamma_{max}$  の増加に伴い最大値 1 から低下する図 4.3 の曲線である。

また、 $G' / G'_L$  は実験値に近似するが、 $G'' / G''_L$  は特性に  $\omega$  の影響もあり再現度が低い。それらの精度については、次項で検証する。なお、後の 4.5 節の時刻歴解析で各比を 2 種の近似式の小さい値とするため、精度が低い式(4.10)は大きい特性値の比に合致するように決定した。

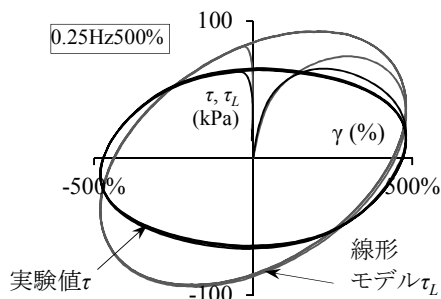


図 4.2 線形モデルと実験値

$$G' / G'_L = (0.05 \gamma_{max}^{1.5} + 1)^{-2} \quad (4.9)$$

$$G'' / G''_L = (0.1 \gamma_{max}^3 + 1)^{-0.1} \quad (4.10)$$

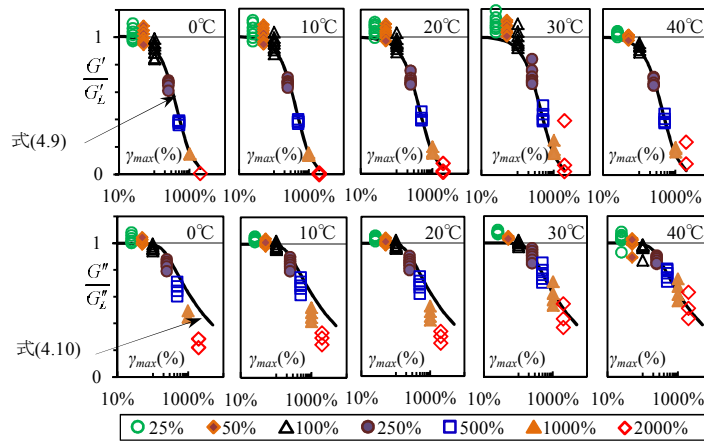


図 4.3 各温度における各  $\gamma_{max}$  に対する特性値の比

#### 4. 3. 3 非定常波での非線形粘性せん断力の計算に用いる特性値の比

正弦波と異なり円振動数  $\omega$  と歪振幅  $\gamma_{max}$  の影響が常に変化するランダム波では、その変化に極力対応するため、前項の式(4.9), (4.10)に加えて、その式で用いた  $\gamma_{max}$  と特性が異なる変数から特性値の比を求める必要がある。その変数は、安定に計算できる線形の粘性せん断力  $\tau_L$  に  $\gamma_{max}$  の指数乗を乗じて得た、吸収エネルギーに関連する本段落の下に示す要素  $X_1, X_2$  である。なお、温度 20°C, 振動数 0.25Hz の  $G''_{L,ref} = 18\text{kPa}$  で除し無次元化した。それらと、前項と同様に求めた特性値の比  $b_e(\gamma_{max}, \tau_L)$ ,  $b_v(\gamma_{max}, \tau_L)$  の近似式が式(4.11), (4.12)であり、その曲線と実験値の傾向が図 4.4 である。 $\tau_L$  が含まれることで  $\omega$  の影響が加味され、 $G''/G_L$  の近似式である式(4.12)は式(4.10)より良好となった。なお、ここでは  $\tau_L$  を  $\gamma = 0$  の  $\tau_{L0} = G''_L \gamma_{max}$  として検証した。

$$X_1 = [\tau_L / G''_{L,ref}] (\gamma_{max})^4, \quad X_2 = [\tau_L / G''_{L,ref}] (\gamma_{max})^2$$

$$G'/G_L = (0.02 X_1^{0.3} + 1)^{-4} \quad (4.11)$$

$$G''/G_L = (0.036 X_2^{0.45} + 1)^{-1} \quad (4.12)$$

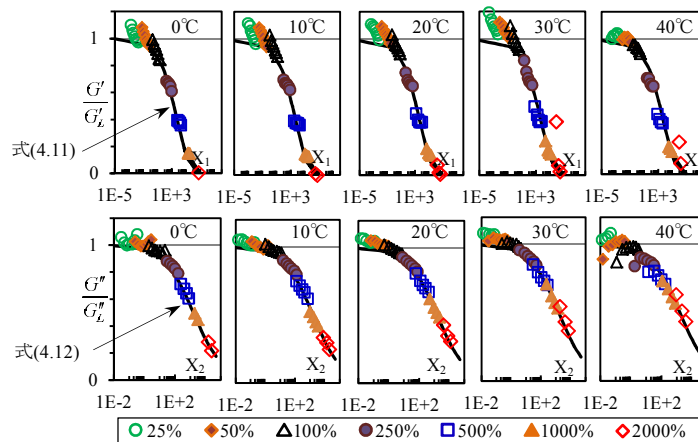


図 4.4 各温度における要素  $X_1, X_2$  に対する特性値の比

実験値<sup>4)</sup>から得る値に対する近似式(4.9)~(4.12)の値の比の平均値と標準偏差を温度ごとに表 4.1 に示す。式(4.9)は 40°C で精度が低い、高温ほど  $G'$  が小さいためであり、特性への影響が小さい。式(4.10)の平均値や標準偏差は大きく精度が低い、4.5 節では式(4.12)を用いて  $G''/G'_L$  を決定するため影響は小さい。ただし、式(4.11), (4.12)は、低温ほど精度が低く最終的に求める  $\tau$  の計算に影響する場合がある。なお、2000%では特性値の比のばらつきが大きい、 $G' \approx 0$  であり特性への影響が小さいため、ここでは除外した<sup>4)</sup>。

表 4.1 各温度の実験値に対する近似式の比の平均値と標準偏差

温度 (°C)		0	10	20	30	40	
近似的 実験値	式(9)	平均値	1.06	1.03	0.98	0.93	0.85
		標準偏差	0.07	0.07	0.07	0.11	0.28
	式(10)	平均値	1.21	1.19	1.10	1.03	1.02
		標準偏差	0.32	0.26	0.16	0.10	0.08
	式(11)	平均値	0.86	0.88	0.95	1.01	0.96
		標準偏差	0.12	0.14	0.11	0.09	0.29
	式(12)	平均値	0.95	0.97	0.97	0.97	1.02
		標準偏差	0.02	0.03	0.02	0.03	0.06

#### 4. 4 非定常波における等価な線形の貯蔵剛性の計算方法

##### 4. 4. 1 等価な線形の貯蔵剛性を必要とする理由

大歪で適用する 4.3.1 項の式(4.8)の非線形の粘性せん断力  $\tau$  は、線形特性の弾性応力  $\tau_{Le}(t)$  と粘性応力  $\tau_{Lv}(t)$  から成り立つ。それらの応力を求めるためには、線形の貯蔵剛性  $G'_L$  がまず必要となる。ただし、実験値を入力値として 4.2.2 項の式(4.6)から求めた  $G'_L$  は、正弦波であっても一定値ではなく、付録 2 の図 A3 のようにばらつく。主要因は、式(4.6)の分母と分子の各入力値の積の差が相対的に変動しやすいためである。そのため、ランダム波ではその影響がさらに大きくなる。本節では、非定常の入力値に対して極力安定して計算できる等価な  $G'_L$  の計算方法を検討する。

##### 4. 4. 2 非定常波における線形の貯蔵剛性の計算ばらつきの原因

4.5 節で用いる El Centro 波に対する 12 層建物の地震応答解析で得た 1 層目の変位応答波の最大歪を 1000%に拡幅したランダム波による実験値の歪  $\gamma$  を入力値とし、4.2.2 項の式(4.6)で求めた線形の貯蔵剛性  $G'_L$  の一部分が図 4.5(a)であり、ばらつきの変動が付録 2 の正弦波で示した  $G'_L$  より大きい。歪加速度  $\ddot{\gamma} - \gamma$  の図 4.5(b)から、それは  $\gamma \ddot{\gamma} > 0$  で生じると分かる。また、線形の粘性せん断力  $\tau_L - \gamma$  の履歴が図 4.5(c)では、 $\gamma > 0$  において  $\tau_L$  の極値が 3 個以上存在する場合である。

理論正弦波では  $\gamma = -\omega^2 \ddot{\gamma}$  から  $\gamma \ddot{\gamma} \leq 0$  で、式(4.6)の分母  $\dot{\gamma}^2 - \gamma \ddot{\gamma} = (\omega \gamma_{max})^2 > 0$  となり常に正值である。一方、ランダム波では  $\dot{\gamma}^2$  と  $\gamma \ddot{\gamma}$  によって分母が変動するため、分母が正值になるとは限らず、ばらつきが大きくなる。

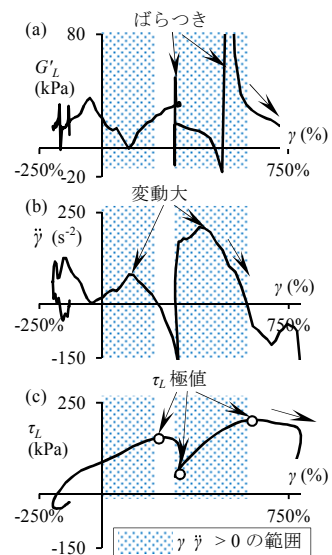


図 4.5 ランダム波における  $\gamma$  に対する  $G'_L$ ,  $\dot{\gamma}$ ,  $\tau_L$

#### 4. 4. 3 理論正弦波における等価な線形の貯蔵剛性の検討

理論正弦波で4.2.2項の式(4.6)の分母が正值であることに着目し、非定常波でも同様な設定を施し、前項の線形の貯蔵剛性  $G'_L$  のばらつきが低減する方法を検討する。その設定で  $G'_L$  が本来の値と異なるが、より近似する等価な  $G'_L$  の計算を試みる。初めに理論正弦波で一定値に近似する  $G'_L$  を求め、後に非定常波で適応可能か検証する。

式(4.6)の分母において、最大歪加速度  $\ddot{\gamma}_{max}$  を用いて  $\ddot{\gamma} = -\text{sign}(\gamma) \ddot{\gamma}_{max}$  に置き換えると、分母  $= \dot{\gamma}^2 + \gamma \ddot{\gamma}_{max} > 0$  となる。ここで、 $\text{sign}(\gamma)$  は  $\gamma$  の符号を示す。その分母を式(4.6)に代入した疑似貯蔵剛性  $\overline{G}'_L$  が式(4.13)である。

$$\overline{G}'_L = [\dot{\gamma}(t)\dot{\tau}_L(t) - \tau_L(t)\ddot{\gamma}(t)] / [\dot{\gamma}^2(t) + |\gamma(t)\ddot{\gamma}_{max}|] \quad (4.13)$$

ここで、式(4.6)に対する式(4.13)の比が、理論正弦波では  $\gamma_{max}$  に依存しない式(4.14)と表せる。

$$\overline{G}'_L / G'_L = (\cos^2 \omega t + |\sin \omega t|)^{-1} \quad (4.14)$$

振動数  $f = 0.25\text{Hz}$  の理論正弦波における式(4.14)から得た  $\overline{G}'_L / G'_L$  が  $\gamma$  に対して図4.6であり、 $\gamma = 0, \pm\gamma_{max}$  で  $G'_{LM} / G'_L = 1$ ,  $\gamma = \pm 0.5\gamma_{max}$  で最小値  $\overline{G}'_L / G'_L \doteq 0.8$ 、下に凸な曲線となる。また、式(4.13)の  $G'_L$  の別の安定計算として考えられる、 $\ddot{\gamma}_{max}$  を2倍に変更した  $\overline{G}'_L(a)$  と、すべて  $\ddot{\gamma} = -\text{sign}(\gamma) \ddot{\gamma}_{max}$  とした  $\overline{G}'_L(b)$  の、 $G'_L$  に対する比を同様に図4.6に示すと、式(4.14)による値が一定値に最も近似する。

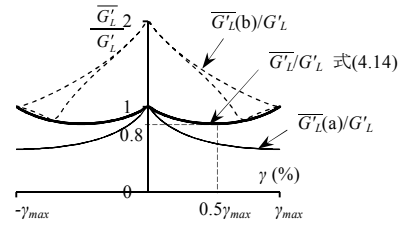


図4.6 理論正弦波での  $\overline{G}'_L / G'_L$

$\overline{G}'_L$  を一定値  $G'_L$  にさらに近似させるために、その平均値  $\overline{G}'_{Lav}$  を適用する。周期  $T(\text{s})$  の  $\overline{G}'_{Lav}$  は、 $\gamma$  に対する  $\overline{G}'_L$  の積分を  $\gamma$  で除した式(4.15)となる。図4.6が縦軸対称であるため、積分範囲  $t = 0 \sim T/4$  とした。

$$\overline{G}'_{Lav} = \int_0^{T/4} \overline{G}'_L d\gamma / \int_0^{T/4} d\gamma \quad (4.15)$$

$d\gamma = \gamma_{max} \omega \cos \omega t dt$  と式(4.13)の  $\overline{G}'_L$  を式(4.15)に代入し、積分して整理すると式(4.16)となり、 $\omega$  と  $\gamma_{max}$  に依存しない等価な  $G'_L$  が得られる。

$$\begin{aligned} \overline{G}'_{Lav} &= G'_L \{ \log[(\sqrt{5}+1)/(\sqrt{5}-1)]^2 \} / \sqrt{5} \doteq G'_L / 1.16 \\ G'_L &= 1.16 \overline{G}'_{Lav} \end{aligned} \quad (4.16)$$

さらに、付録2の歪加速度  $\ddot{\gamma}$  と同様に、式(4.16)における  $\overline{G}'_{Lav}$  を式(4.15)の代わりに、式(4.17)の指数平均値とする。

$$\overline{G}'_{Lav} = a \overline{G}'_L^{(n)} + (1-a) \overline{G}'_{Lav}^{(n-1)} \quad (4.17)$$

添え字  $n$  は計算ステップ数、 $a$  は平均係数である。式(4.17)から得た  $\overline{G}'_{Lav} / G'_L$  の変動が式(4.14)の  $\overline{G}'_L / G'_L$  の変動より小さく、かつ4.5節の結果や付録4を検証し  $a = 0.1$  とした。その結果、図4.6と同じ条件において、式(4.17)から得た  $\overline{G}'_{Lav} / G'_L$  が  $\gamma$  に対して図4.7となる。その最小値  $\doteq 0.84$  であり、図4.6の  $\overline{G}'_L / G'_L$  の最小値  $\doteq 0.8$  より平均値  $\doteq 0.9$  に近似し変動が小さい。なお、 $G'_L$  の変化は付録2に示す  $\ddot{\gamma}$  より小さいため、 $G'_L$  で用いる  $a$  が  $\ddot{\gamma}$  の  $a$  より小さくても特性への影響は小さい。

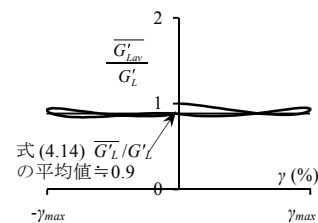


図4.7 理論正弦波での  $\overline{G}'_{Lav} / G'_L$

#### 4. 4. 4 定常波と非定常波の実験値での等価な線形の貯蔵剛性の計算

前項で求めた等価な線形の貯蔵剛性  $G'_L$  が、正弦波とランダム波による実験値で適用可能か検討する。付録2の図A3と図4.5の加振条件である正弦波とランダム波で、4.2.1項の式(4.3)から求めた線形の粘性せん断力  $\tau_L$  と、式(4.13),(4.16),(4.17)で得た等価な  $G'_L$  から求めた弾性応力  $\tau_{Le}$  を図4.8に示す。式(4.17)の平均によって付録2の図A3のようなばらつきはない。また、前章の  $G'_L$  の定義<sup>4)</sup>から各半サイクルの  $\gamma = \pm\gamma_{max}$  の時に  $\tau_L = \tau_{Le}$  を目標とすると、傾向をとらえている。また、 $\tau_L, \tau_{Le}$  の各1次近似式の傾きは、正弦波では約7.6, 7.1 kPaで  $\tau_L$  の傾きに対する  $\tau_{Le}$  の傾きの誤差は約7%、ランダム波では約20, 17 kPaで誤差は約15%である。ランダム波の誤差が大きい主な原因は、式(4.13)の分子に含まれる歪加速度  $\ddot{y}$  が急変する場合に、等価な  $G'_L$  を安定し計算できないためである。その影響を含んだ、最終的に求める粘性せん断力  $\tau$  の計算精度を後の4.5節に示す。なお、 $\gamma$  の符号が変わらない範囲を同じ半サイクルとし、付録5の方法で求めた各半サイクルの  $\ddot{y}_{max}$  を式(4.13)で用いた。

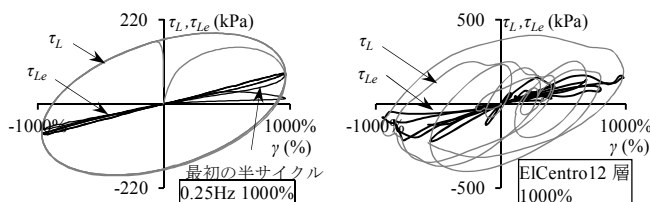


図 4.8 実験値による正弦波とランダム波の  $\tau_{Le} = G'_L \gamma$  の精度

式(4.16)から求める等価な  $G'_L$  の精度を確認するために、線形特性である  $\gamma = 100\%$  正弦波加振の各振動数、温度の実験値を用いて、 $\tau_L$  と式(4.16)の  $G'_L$  から求めた  $\tau_{Le}$  の1サイクル分の履歴で検証する。それらから得た1次近似式の傾きを図4.9に、 $\tau_L$  の傾きに対する  $\tau_{Le}$  の傾きの比の平均値と標準偏差を表4.2に温度ごとに示す。式(4.16)の  $G'_L$  は時刻歴解析で安定計算を目標としたため、 $\tau_L$  の傾きと完全に一致しないが、図4.9では直線上にプロットされ良好な対応を示す。表4.2では、40°Cの標準偏差が大きいのが、前章<sup>4)</sup>で示したように値が小さいため影響も小さい。したがって、本項に示す等価な貯蔵剛性は、計算のばらつきが小さく特性の傾向を再現できるため、以降では  $G'_L$  として適用する。なお、図4.8の正弦波で示すように最初の半サイクルは傾向が異なるため、その直後の1サイクル分の履歴を対象とした1次近似式の傾きを用いた。

表 4.2  $\tau_L$  の傾きに対する  $\tau_{Le}$  の傾きの比の平均値と標準偏差

温度 (°C)		0	10	20	30	40
$\frac{\tau_{Le} \text{の傾き(等価 } G'_L)}{\tau_L \text{の傾き}}$	平均値	0.95	0.92	0.86	0.90	1.08
	標準偏差	0.04	0.03	0.06	0.03	0.33

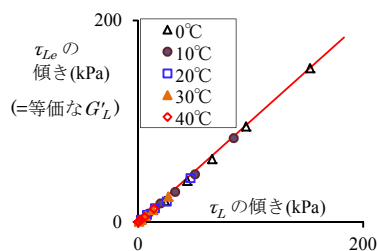


図 4.9 等価な  $G'_L$  の精度

#### 4. 5 時刻歴解析における種々の歪に対する粘性せん断力の計算

##### 4. 5. 1 任意歪に対する粘性せん断力の計算アルゴリズム

初めに、前章<sup>5)</sup>の方法で4.2節の式(4.3)の分数微分構成則から導く式(4.18)を用いて、歪 $\gamma^{(n)}$ に対する線形特性の粘性せん断力 $\tau_L^{(n)}$ を求める。係数 $c_1^{(n)}, c_2^{(n)}$ が式(4.19a, b)で、各パラメータが $c_{1ref}=30\text{kPa}$ ,  $c_{2ref}=21\text{kPa}$ ,  $\alpha_1=1.153$ ,  $\alpha_2=0.52$ である。添え字 $(n)$ は計算ステップ数を示す。

$$\tau_L^{(n)} = \frac{c_1 c_2 \sum_{j=0}^{n-1} w_{\alpha_1+\alpha_2}^{(j)} \gamma^{(n-j)} - \sum_{j=1}^{n-1} (c_1 w_{\alpha_1}^{(j)} + c_2 w_{\alpha_2}^{(j)}) \tau^{(n-j)}}{c_1 w_{\alpha_1}^{(0)} + c_2 w_{\alpha_2}^{(0)}} \quad (4.18)$$

$$c_1 = c_{1ref} \lambda^{\alpha_1}, \quad c_2 = c_{2ref} \lambda^{\alpha_2} \quad (4.19a, b)$$

$$w_{\alpha_1}^{(0)} = 1 / \Delta t^{\alpha_1}, \quad w_{\alpha_1}^{(j)} = [(j - \alpha_1 - 1) / j] w_{\alpha_1}^{(j-1)} \quad (j \geq 1)$$

$$w_{\alpha_2}^{(0)} = 1 / \Delta t^{\alpha_2}, \quad w_{\alpha_2}^{(j)} = [(j - \alpha_2 - 1) / j] w_{\alpha_2}^{(j-1)} \quad (j \geq 1)$$

$$w_{\alpha_1+\alpha_2}^{(0)} = 1 / \Delta t^{\alpha_1+\alpha_2}, \quad w_{\alpha_1+\alpha_2}^{(j)} = [(j - \alpha_1 - \alpha_2 - 1) / j] w_{\alpha_1+\alpha_2}^{(j-1)} \quad (j \geq 1)$$

温度依存を示す温度 $\theta^{(n)}$ のシフトファクター $\lambda^{(n)}$ はWilliams-Landel-Ferry式である式(4.20)で表せる<sup>4)</sup>。ただし、次項に示すランダム波の履歴では温度による荷重変化が小さいため、初期温度 $\theta^{(0)}$ が変化せず $\lambda$ を一定とする。

$$\lambda = \exp [-14 (\theta^{(0)} - \theta_{ref}) / (150 + \theta^{(0)} - \theta_{ref})] \quad (4.20)$$

式(4.21)に示す疑似貯蔵剛性 $\overline{G_L^{(n)}}$ の4.4.3項の式(4.17)から得た指数平均値 $\overline{G_{Lav}^{(n)}}$ を用いて、 $\tau_L^{(n)}$ の貯蔵剛性 $G_L'^{(n)}$ が式(4.22)となる。

$$\overline{G_L^{(n)}} = (\dot{\gamma}^{(n)} \dot{\tau}_L^{(n)} - \tau_L^{(n)} \ddot{\gamma}^{(n)}) / (\dot{\gamma}^{(n)2} + |\gamma^{(n)} \ddot{\gamma}_{max}^{(n)}|) \quad (4.21)$$

$$G_L'^{(n)} = 1.16 \overline{G_{Lav}^{(n)}} \quad (4.22)$$

なお、 $\dot{\gamma}_{max}^{(m)}$ は付録5の方法で $m$ 回目に得られる各半サイクルでの最大歪加速度である。この $G_L'^{(n)}$ を用いて、線形特性の弾性応力 $\tau_{Le}^{(n)}$ と粘性応力 $\tau_{Lv}^{(n)}$ が式(4.23a,b)となる。

$$\tau_{Le}^{(n)} = G_L'^{(n)} \gamma^{(n)}, \quad \tau_{Lv}^{(n)} = \tau_L^{(n)} - \tau_{Le}^{(n)}, \quad (4.23a,b)$$

最終的に求める、任意 $\gamma$ に対する粘性せん断力 $\tau^{(n)}$ は式(4.24)であり、 $\tau_{Le}^{(n)}$ と $\tau_{Lv}^{(n)}$ に補正係数 $b_e^{(n)}$ ,  $b_v^{(n)}$ を乗した項の和となる。

$$\tau^{(n)} = b_e^{(n)} \tau_{Le}^{(n)} + b_v^{(n)} \tau_{Lv}^{(n)} \quad (4.24)$$

$b_e^{(n)}$ は特性値比 $G' / G_L'$ であり基本的に式(4.25a)とする。これは4.3節の式(4.9), (4.11)を示す $\beta_{e1}^{(n)}$ ,  $\beta_{e2}^{(n)}$ と $b_e^{(n-1)}$ の最小値であり、時刻経過によって減少するが増加しない。そこで、 $b_e^{(n)} > b_e^{(n-1)}$ を要する条件に対応するため、式(4.25b)を設ける。また、 $b_e^{(n)}$ に関わらず $\tau_{Le}$ を連続した値とするため、各半サイクルの $\tau_{Le} = 0$ で $b_e^{(n)}$ を更新する。ここで、 $\dot{\gamma}_{max}^{(m)}$ は付録6の方法で求めた $m$ 回目に得られる各半サイクルでの最大歪である。なお、 $G''_{L,ref}=18\text{kPa}$ , 記号 $\min(A, B)=A$ は $A < B$ を表す。

$$b_e^{(n)} = \min(\beta_{e1}^{(n)}, \beta_{e2}^{(n)}, b_e^{(n-1)}) [\tau_{Le} \neq 0] \quad , \quad b_e^{(n)} = \min(\beta_{e1}^{(n)}, \beta_{e2}^{(n)}) [\tau_{Le} = 0] \quad (4.25a,b)$$

$$\beta_{e1}^{(n)} = [0.05(\gamma_{\max}^{(m)})^{1.5} + 1]^{-2}$$

$$\beta_{e2}^{(n)} = [0.02(X_1^{(n)})^{0.3} + 1]^{-4} \quad , \quad X_1^{(n)} = [\tau_L^{(n)} / G_{L,ref}'' ] (\gamma_{\max}^{(m)})^4$$

同様に、 $b_v^{(n)}$  は  $G''/G_L''$  であり式(4.26a, b)とする。これは 4.3 節の式(14.0), (4.12)を示す  $\beta_{v1}^{(n)}$ ,  $\beta_{v2}^{(n)}$  と  $b_v^{(n-1)}$  の最小値である。なお、ここでは精度が良い  $\beta_{v1}^{(n)}$  のみを用いて、 $\tau_{Lv} = 0$  で  $b_v^{(n)}$  を更新する。

$$b_v^{(n)} = \min(\beta_{v1}^{(n)}, \beta_{v2}^{(n)}, b_v^{(n-1)}) [\tau_{Lv} \neq 0] \quad , \quad b_v^{(n)} = \beta_{v1}^{(n)} [\tau_{Lv} = 0] \quad (4.26a,b)$$

$$\beta_{v1}^{(n)} = [0.1(\gamma_{\max}^{(m)})^3 + 1]^{-0.1}$$

$$\beta_{v2}^{(n)} = [0.036(X_2^{(n)})^{0.45} + 1]^{-1} \quad , \quad X_2^{(n)} = [\tau_L^{(n)} / G_{L,ref}'' ] (\gamma_{\max}^{(m)})^2$$

#### 4. 5. 2 種々の歪による粘性せん断力の計算結果

正弦波とランダム波の加振における実験値に対して、特性モデルの計算精度を検証した。加振条件は以下である。正弦波では、4種の振動数  $f = 0.1, 0.25, 1.0, 2.5$ 、5種の歪振幅  $\gamma_{\max} = 100, 250, 500, 1000, 2000\%$ 、5種の温度  $\theta = 0, 10, 20, 30, 40^\circ\text{C}$  の計 101 組合せ。ランダム波では、前章<sup>5)</sup>と同様に 3種の 3, 12, 24 層建物において、3種の El Centro 波, JMA 神戸波, Taft 波に対する地震応答解析で得られた 1 層目の変位応答波の最大歪が上記の正弦波の各  $\gamma_{\max}$  と同値となるように増減した入力波、3種の  $\theta = 10, 20, 30^\circ\text{C}$  の計 108 組合せである。なお、各建物の 1 次固有振動数は約 2.86, 0.76, 0.35Hz である。

貯蔵剛性  $G'$  に相当する 1 次近似式の傾き、損失剛性  $G''$  と歪振幅  $\gamma_{\max}$  の積に相当する切片応力  $G'' \gamma_{\max}$  の絶対値の合計である総切片応力、履歴面積である累積エネルギーについて、各温度での平均値と標準偏差を表 4.3 に示す。1 次近似式の傾きでは正弦波の平均値が小さいが、後の図 4.11 の履歴が示すように貯蔵剛性が小さいため特性への影響は小さい。総切片応力では正弦波 30, 40°C での標準偏差が大きく、高温で低振動数ほど精度が低いという前章のモデルの特徴<sup>5)</sup>が影響した。また、その平均値が 1 より大きい理由は、履歴が示すように実験値の荷重は加振ごとに低下するが、計算ではそれを考慮していないためである。累積エネルギーは良好だが、各サイクルのエネルギー増減の和であるため、計算値/実験値=1 が必ずしも適正ではない。なお、4.3.3 項の表 1 と同理由で、正弦波の 2000% の 1 次近似式の傾きを除外した。

上記の表 4.3 の条件うち、正弦波と El Centro 波での  $\theta = 10, 20, 30^\circ\text{C}$  における、実験値と計算値の 3 種の値を図 4.10 に示す。この図の意味は 4.4.4 項の図 4.9 と同じである。1 次近似式の傾きは良好であるため、表 4.3 で精度が低い原因は図 4.10 では目立たない小さい値にある。総切片応力は、表 4.3 と同様の原因で、値が大きいほど計算値が実験値より大きくなる。累積エネルギーでは、総切片応力と同様の原因で、値が大きいほど精度が低い。

5 種の  $\gamma_{\max} = 100, 250, 500, 1000, 2000\%$ 、3 種の  $\theta = 10, 20, 30^\circ\text{C}$  において、正弦波では 4 種の  $f = 0.25, 0.5, 1.0, 2.5$  での計 30 組合せ、ランダム波では 3 種の入力波で 3 種の 3, 12, 24 層建物での計 72 組合せの履歴を図 4.11, 4.12, 4.13 に示す。前章<sup>5)</sup>ほどではないが、線形範囲を含めた全範囲で計算値が実験値の傾向をとらえている。ただし、正弦波よりランダム波の方が、かつ振幅が大きい条件の方が精度は低く、本特性モデルが全条件で必ずしも最適ではない。正弦波では 4.3 節で検討した近似式が対応しない場合に、またランダム波ではそれに加えて急変する歪加速度によって 4.4 節で示した  $G_L'$  のばらつきが大きい場合に、計算精度が低下する。これらの改善には、各パラメータの調整やより安定する  $G_L'$  の計算が必要である。また、それらは計測精度にも影響されるが、検証については別途行う。

表 4.3 各入力波による 1 次近似式の傾きと総切片応力, 累積エネルギーの計算値/実験値の平均値と標準偏差

		入力波	ランダム波														
			正弦波					El Centro			JMA 神戸			Taft			
			温度 (°C)	0	10	20	30	40	10	20	30	10	20	30	10	20	30
計算値 実験値	1次近似式の傾き ≡ $G'$	平均値	0.93	0.92	0.95	0.95	0.93	1.06	1.02	0.95	1.00	1.00	0.98	1.04	1.01	0.97	
	標準偏差	0.12	0.13	0.11	0.09	0.24	0.14	0.09	0.08	0.06	0.07	0.10	0.11	0.08	0.07		
	総切片応力 ≡ $\sum  G''  \gamma_{max}$	平均値	1.05	1.04	1.05	0.96	1.00	1.04	1.01	1.01	1.02	0.99	0.96	1.05	1.02	0.99	
	標準偏差	0.13	0.07	0.11	0.22	0.23	0.07	0.06	0.05	0.06	0.04	0.03	0.09	0.08	0.05		
計算値 実験値	累積エネルギー = 履歴面積	平均値	1.01	1.03	0.92	0.98	1.00	1.03	1.01	1.01	1.02	1.00	0.97	1.03	1.01	0.99	
	標準偏差	0.07	0.06	0.29	0.05	0.05	0.06	0.05	0.05	0.05	0.03	0.03	0.07	0.05	0.04		

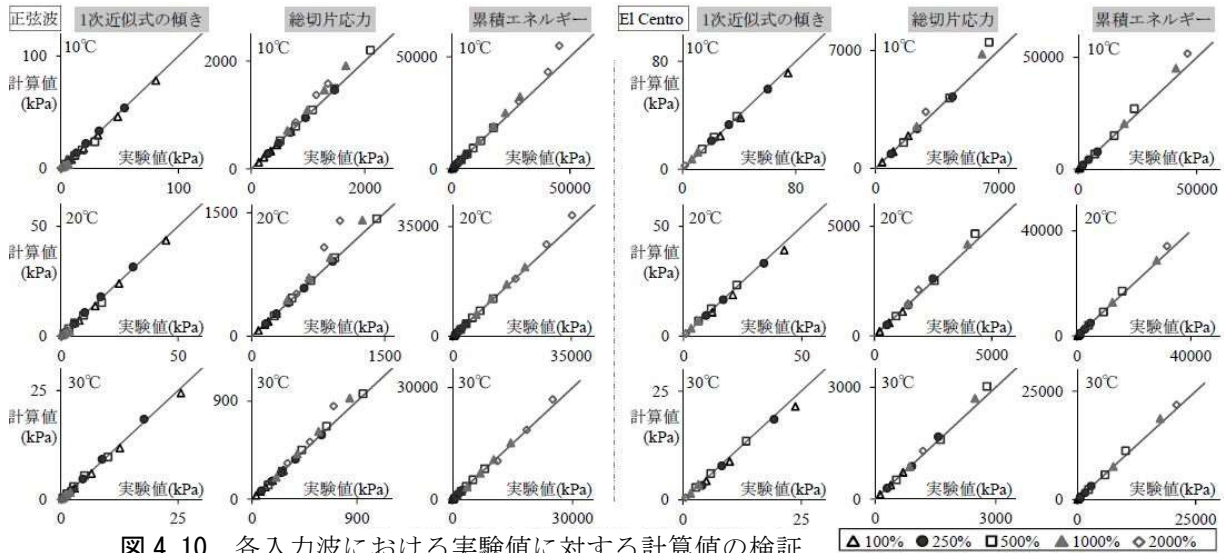


図 4.10 各入力波における実験値に対する計算値の検証

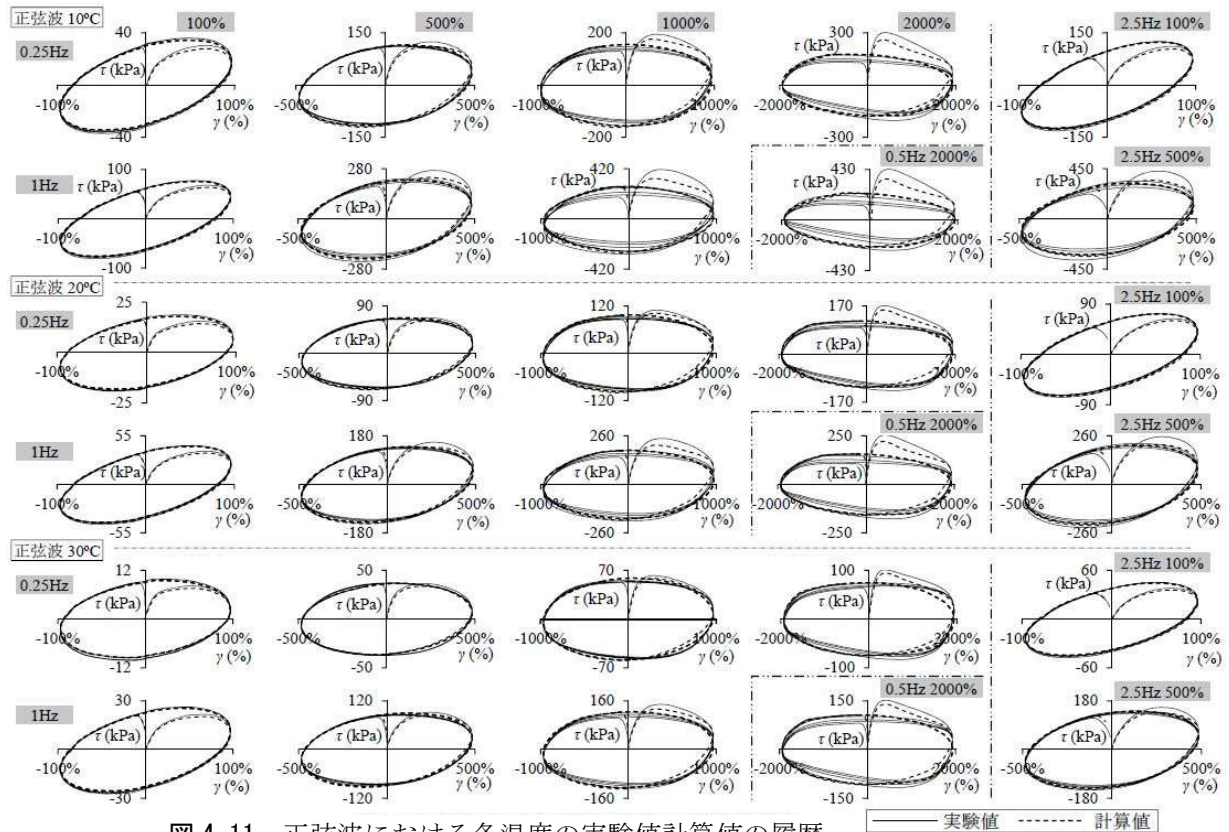


図 4.11 正弦波における各温度の実験値計算値の履歴

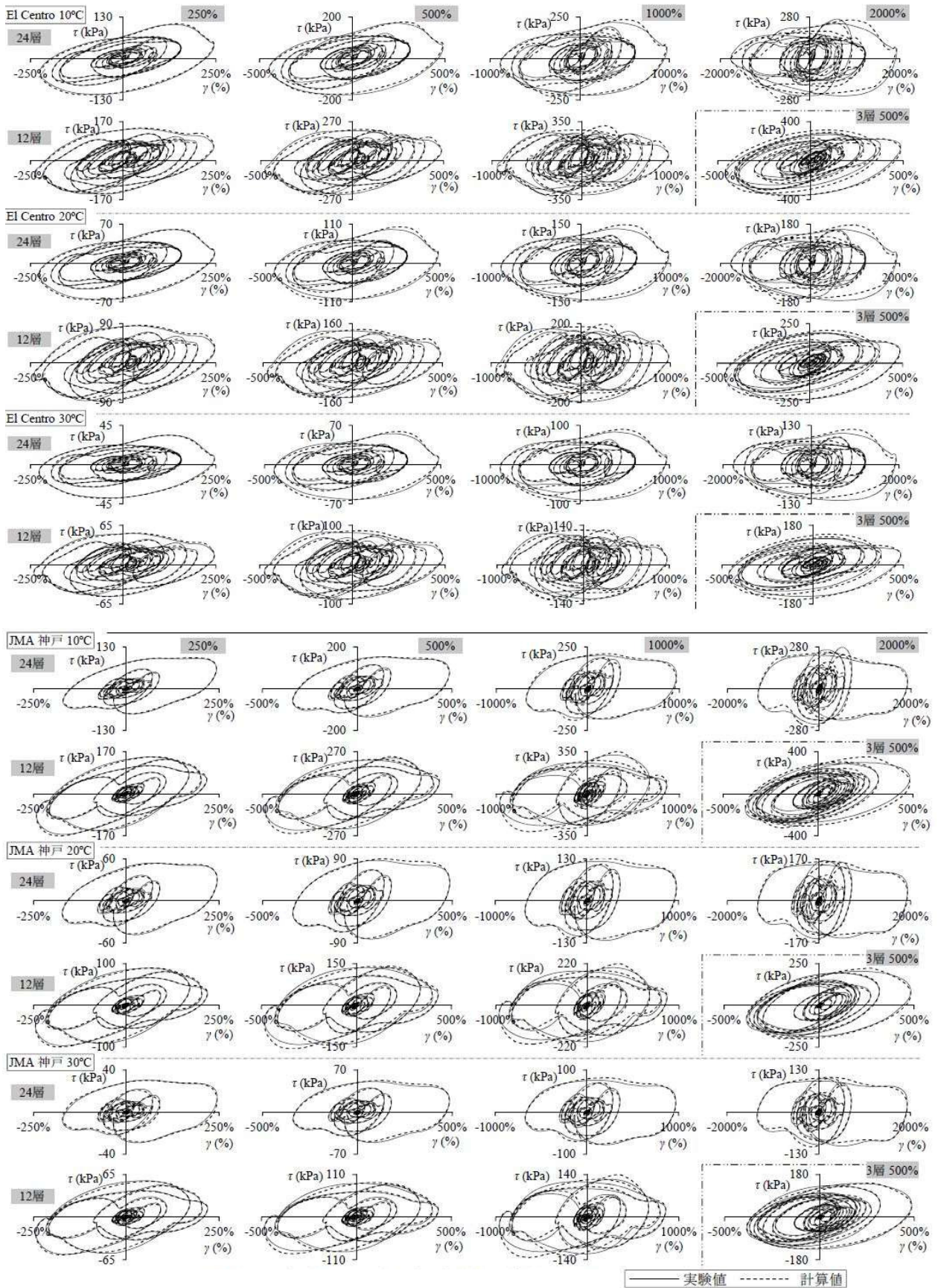


図 4.12 ランダム波における各温度の実験値計算値の履歴 1

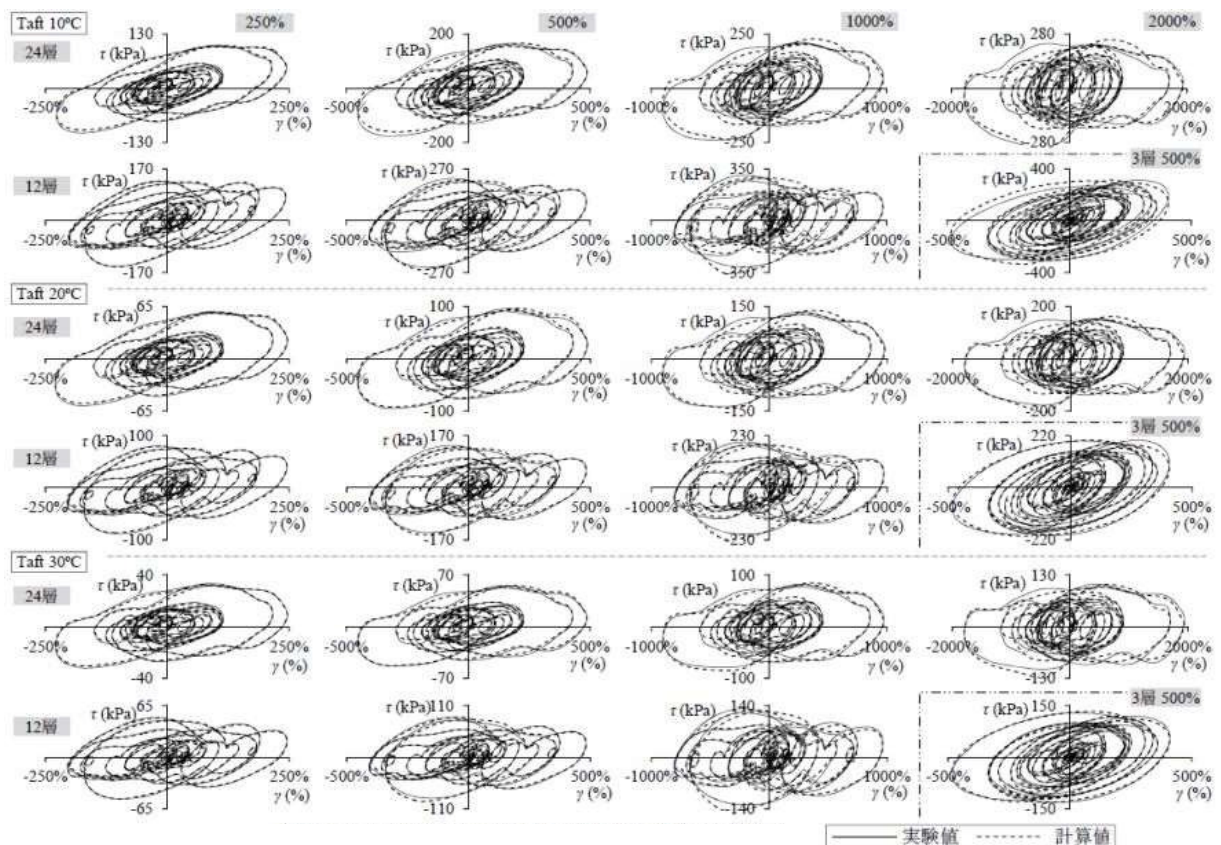


図 4.13 ランダム波における各温度の実験値計算値の履歴 2

#### 4.6 まとめ

地震動における制振用ダンパーの加振条件で、粘性流体の材料の大歪の非線形せん断力の再現を巨視的に試みた。以下に結論を示す。

- 1) 前章の方法で求めた線形せん断力から貯蔵剛性を計算し、線形せん断力の弾性応力と粘性応力を求めた。
- 2) 実験から得た特性値を用いて、歪や線形の粘性せん断力と線形特性に対する非線形特性の比の関係を把握した。
- 3) 線形特性と非線形特性の比の関係をj用いて線形せん断力を非線形特性へ補正する方法を示し、種々の入力波で時刻歴解析した。
- 4) 本章で検討した広い範囲の加振条件の実験値に対して、粘性流体せん断力の履歴特性に重要な、最大変位時の荷重や切片荷重，エネルギー吸収の計算値が 0.92~1.06 倍であった。
- 5) 計算精度をさらに上げるためには、各パラメータや貯蔵剛性の計算の調整や、加振回数などに伴う荷重低下の考慮が必要である。

なお、付録 1 の図 A1 が示すように従来の非線形粘性特性式は粘性流体の特性をおおよそ表現でき簡易に扱え、しばしば利用される。しかし、弾性力を考慮していないため、高振動数や小歪では再現性が低い。広い範囲の条件で特性を連続的に再現するには、粘弾性として扱うことが合理的であり、それが可能であることを示した。

また、本章の粘性流体モデルを、ここで検討した最大歪振幅 2000% まで粘性流体ダンパーに拡張できると思われる。そのためには、そのダンパーに粘性流体が等厚に充填され、掻き分けや内圧の影響がなく<sup>4)</sup>、またその力学モデルにその構成部材の変形を加味する必要がある(7章)。

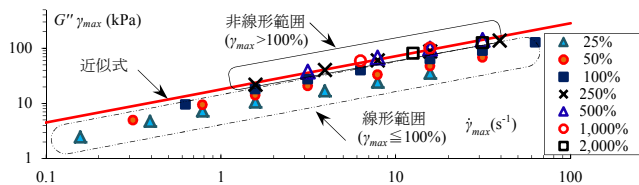
#### 4章の参考文献

- 1) 社団法人 日本免震構造協会編:パッシブ制振構造 設計・施工マニュアル 第3版, 2013.11
- 2) 一般社団法人日本免震構造協会 応答制御建築物調査委員会, 社団法人日本建築構造技術者協会: 報告会「東北地方太平洋沖地震に対する応答制御建築物調査」, 制振構造調査部会報告書 (CD-ROM), 2012.1
- 3) 佐藤新治, 近藤豊史, 池永雅良, 岡部篤, 持丸昌己, 鈴木光雄:実大制震壁の高速特性試験, 日本建築学会大会学術講演梗概集,B-2,pp861-862, 1997.9
- 4) 佐々木和彦,笠井和彦,大木洋司,和氣知貴:粘性流体の実験方法および動的特性の把握,せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その1,日本建築学会構造系論文集, 670号, pp2183-2192, 2011.12
- 5) 佐々木和彦,笠井和彦,大木洋司:粘性流体の実験方法および動的特性の把握,せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その2,日本建築学会構造系論文集, 675号, pp791-298, 2012.05
- 6) 笠井和彦, 大熊潔:Kelvin 体による線形粘弾性ダンパー簡易モデル化と精度に関する考察, その1 弾性・弾塑性フレームをもつ一質点制振構造の場合, 日本建築学会構造系論文集, 550号, pp71-78, 2001.12
- 7) 黄一華, 加藤敬史, 和田章, 岩田衛, 竹内徹, 大熊潔:振動数と温度に依存する粘弾性ダンパーの動的力学モデル, 日本建築学会構造系論文集, 516, pp91-98, 1999.2
- 8) 笠井和彦, 寺本道彦, 大熊潔, 所健:粘弾性体の温度・振動数・振幅依存を考慮した構成則, その1 線形領域における温度・振動数依存のモデル化, 日本建築学会構造系論文集, 543号, pp77-86, 2001.5
- 9) 笠井和彦, 所健:粘弾性体の温度・振動数・振幅依存を考慮した構成則,その2 温度上昇および歪・歪速度がもたらす非線形のモデル化, 日本建築学会構造系論文集, 561号, pp55-63, 2002.11
- 10) 佐々木和彦, 笠井和彦, 大木洋司, 持丸昌己, 沖村明彦, 和氣知貴:せん断型粘性体ダンパーの振動数・振幅・温度依存性を考慮したモデル化に関する研究 その2:基礎履歴モデルの検討, 日本建築学会大会学術講演梗概集, B-2, pp77-78, 2004.8

付録1 実験の諸元と加振条件, 非線形粘性特性の傾向

本章で参照した文献4の実験装置は、粘性せん断力を発生させる抵抗板が設置された容器の中に粘性流体を充填し、抵抗板を鉛直方向に加振する構造である。主要寸法はせん断隙間  $d = 2\text{mm}$  とせん断面積  $S = 9600\text{mm}^2$  である。また、制振構造物の地震に対するダンパー挙動を確認するため、最大変位  $40\text{mm}$  とし歪振幅  $\gamma_{max} = 25 \sim 2000\%$ 、温度  $\theta = 0 \sim 40^\circ\text{C}$ 、振動数  $f = 0.1 \sim 2.5\text{Hz}$  の組合せによる正弦波とその条件に相当するランダム波で加振した。

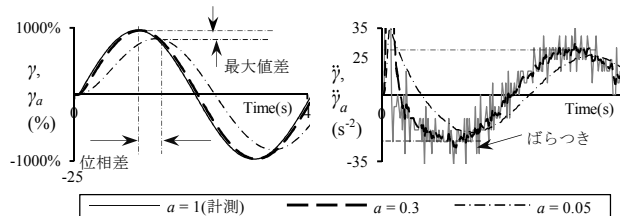
正弦波で  $20^\circ\text{C}$  の各加振条件における最大歪速度  $\dot{\gamma}_{max} (\text{s}^{-1})$  に対する切片の粘性せん断力  $G'' \gamma_{max}$  (kPa) の対数グラフが図A1である。非線形範囲である歪振幅  $\gamma_{max} > 100\%$  の値は、近似式  $G'' \gamma_{max} = 18(\dot{\gamma}_{max})^{0.6}$  上にプロットされる。上記のように、1以下の係数で指数乗した歪速度に比例する非線形粘性特性式は、粘性流体ダンパーの特性式として用いられている<sup>1),3)</sup>。しかし、小振幅や高振動数ほど弾性応力の影響が相対的に大きく、速度依存だけでは特性を正確に表現できない。そこで、前章<sup>5)</sup>では図A1に示す近似式上にプロットしない  $\gamma_{max} \leq 100\%$  の特性が線形であると確認し、4.2節の分数次導関数から成る式(4.3)によって粘性せん断力を求めた。



図A1 最大歪速度に対する切片粘性せん断力

付録2 実験値を入力値とした線形の貯蔵剛性の計算の影響と対策

実験値による正弦波の歪  $\gamma$  の差分から求めた  $\dot{\gamma}$  と  $\gamma$  の時刻歴を図A2に示す。 $\gamma$  が滑らかな曲線でも、 $\dot{\gamma}$  はノイズが付加されたような形状となる。 $\gamma$  が小さい場合や微分回数が多いほど顕著で、特に  $\dot{\gamma}$  がばらつく。これを線形の貯蔵剛性  $G'_L$  である 4.2.2 項の式(4.6)に代入するとばらつきが増大する。



図A2 歪と歪加速度の指数平均値の時刻歴 0.25Hz1000%

ばらつく  $\dot{\gamma}$  を滑らかにするために、FFTによるフィルター処理も考えられるが、簡易に扱うため  $\gamma$  を平均する。ここでは、古い値を完全に切捨てず、新しい値を重視する指数平均を適用する。 $n$  計算ステップ目の平均歪  $\gamma_a^{(n)}$  は、データ重みである平均係数  $a$  と計測歪  $\gamma^{(n)}$  を用いて式(A1)となる。

$$\gamma_a^{(n)} = a \gamma^{(n)} + (1-a) \gamma_a^{(n-1)} \tag{A1}$$

振動数  $0.25\text{Hz}$ 、歪振幅  $1000\%$  の正弦波加振の  $\gamma$  で  $a = 1, 0.3, 0.05$  とした平均歪  $\gamma_a$  から求めた平均歪加速度  $\dot{\gamma}_a$  を図A2に示す。 $a$  が小さいほど曲線が滑らかだが、最大値が低下し、かつ位相差が大きくなる。最大歪加速度が理論値  $\gamma_{max} \omega^2 = 25\text{s}^{-2}$  に対して  $\gamma_a$  との差異が  $20\%$  以下を目安とし、かつ位相差の影響がないことを 4.5 節の結果や付録3で確認し  $a = 0.3$  とする。なお、ばらつきが計測条件などで異なるため、各条件での  $a$  の設定が最善だが、全条件で同値とした。

また、本章の  $G'_L$  の計算では  $\dot{y}$ ,  $\ddot{y}$  など各入力値を  $\gamma_a$  の差分とし、 $\gamma_a$  を  $\gamma$  と表記する。 $\ddot{y}$ ,  $\dot{t}_L$  も同様とする。図 A2 の条件で  $a=1, 0.3$  とした式(B1)の平均値を用いて求め、 $\gamma$  に対する 3.2.2 項の式(4.6)の  $G'_L$  を図 A3 に示す。計測値である  $a=1$  に対して  $a=0.3$  の値はばらつきが減少し、実験<sup>4)</sup>から得る定義値 8 kPa に近似した。

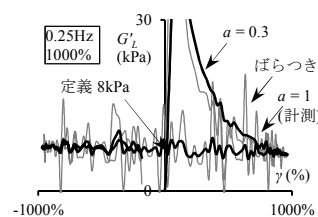


図 A3 入力値を指数平均した  $G'_L$

### 付録 3 歪と歪加速度の指数平均の検証

計算の重みである平均係数  $a$  と振動数  $f$ , 1 波分のデータ数  $T/\Delta t$  が、付録 2 で示した  $\gamma$  の平均値に与える影響を検証する。なお、周期  $T$ , 解析時間刻み  $\Delta t$  である。歪振幅  $\gamma_{max} = 1000\%$ ,  $f = 0.25, 1\text{Hz}$  の 2 種の正弦加振の実験値を用いて、 $T/\Delta t = 40, 50, 100, 200$  の 4 種に対して、 $a = 0.05, 0.1, 0.3, 1$  の 4 種とした式(A1)から得た平均歪  $\gamma_a$  を求めた。各条件における、 $a=1$  である計測値  $\gamma$  に対する各  $a$  により得た  $\gamma_a$  の最大値の比と、 $T$  に対する計測値との位相差の比を表 A1 に示す。式(A1) から分かるように、 $f$  による違いはないが、 $T/\Delta t$  又は  $a$  が小さくなると、最大値が小さく、位相差は大きくなる。

付録 2 の図 A2 では  $T/\Delta t = 200, a = 0.3$  で、最大値や位相差の比が 1.0, 0.01 となり、この位相差が  $2\pi \times 0.01 \approx 0.06\text{rad}$  である。4.2 節の式(4.1)から  $\delta = \tan^{-1}(G''/G')$  であり、加振条件  $20^\circ\text{C}$ ,  $0.25\text{Hz}$ ,  $100\%$  の  $G''/G' = 2.5^4$  において  $\delta \approx 1.2\text{rad}$  となる。 $\delta$  に対する平均化による位相差の比は約 5% で、 $\gamma$  の特性に与える影響はほぼない。前章<sup>5)</sup>の分数次導関数の積分計算では  $T/\Delta t = 100$  以上を妥当としており、この条件による  $a = 0.3$  の各比が 0.98, 0.02 で、上記の  $\delta$  に対する位相差の比は約 10% で影響は小さい。ただし、図 A2 に示すばらつきは計測方法などに依存し、 $a$  だけでは決定しないため、計測値ごとにその検証が必要である。

表 A1 歪  $\gamma$  の平均化における  $T/\Delta t$  と  $a, f$  の関係

平均係数 $a$		計測値( $a=1$ )とその指数平均値の最大値の比			$T$ に対する、計測値( $a=1$ )との位相差の比			
		0.3	0.1	0.05	0.3	0.1	0.05	
0.25Hz	$T/\Delta t$	200	1.00	0.96	0.86	0.01	0.04	0.08
		100	0.98	0.87	0.67	0.02	0.07	0.12
		50	0.94	0.68	0.44	0.04	0.10	0.16
		40	0.92	0.60	0.37	0.05	0.13	0.18
1Hz	$T/\Delta t$	200	1.00	0.96	0.86	0.01	0.04	0.08
		100	0.99	0.87	0.67	0.02	0.07	0.12
		50	0.95	0.68	0.44	0.04	0.12	0.16
		40	0.92	0.60	0.37	0.05	0.13	0.18

付録4 線形の貯蔵剛性の指数平均の検証

4.4 節の図 4.8 の正弦波とランダム波の加振条件において、線形の粘性せん断力  $\tau_L$  の 1 次近似式の傾きに対する、式(4.17)の平均係数  $a = 1 \sim 0.01$  の 5 種で求めた  $G'_L$  から成る弾性応力  $\tau_{Le}$  の傾きの比を表 A2 に示す。なお、ランダム波では  $T = 1$  次固有周期(s)とした。また、図 A4 に  $\tau_L$  と  $a = 0.01$  とした  $\tau_{Le} = G'_L \gamma$  の履歴を示す。表 A2 と図 A4 が示すように、正弦波では  $a = 1 \sim 0.05$  での比はほぼ同値だが、 $a = 0.01$  では最初の半サイクルの影響が大きく計算精度が低い。ランダム波では、対象データが多いため  $a$  が小さいほど  $\tau_L$  と  $\tau_{Le}$  の傾きは近似し計算が安定するが、細かく変化する特性への対応が難しい。

表 A2  $G'_L$  の平均化における  $a$  の影響

平均係数 $a$	$\tau_L$ に対する $\tau_{Le}$ の 1 近似式の傾きの比					備考	
	1	0.5	0.1	0.05	0.01	$T/\Delta t$	対象データ
正弦波	0.99	0.99	1.01	0.98	0.69	200	最初半波以降の 1 波分
ランダム波	0.78	0.78	0.84	0.92	1.01	130	全波

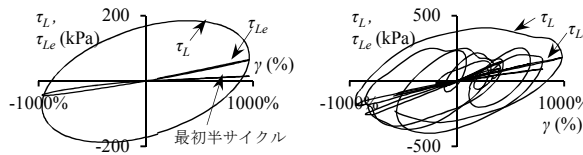


図 A4  $a = 0.01$  とした正弦波とランダム波における  $\tau_{Le} = G'_L \gamma$  の精度

付録5 最大加速度の設定

4.4 節の式(4.13)で用いる  $m$  回目に得られる最大歪加速度  $\ddot{\gamma}_{max}^{(m)}$  は、 $n$  計算ステップ目の歪加速度の絶対値が  $|\ddot{\gamma}^{(n)}| > \ddot{\gamma}_{max}^{(m)}$  の時の  $|\ddot{\gamma}^{(n)}|$  とする。ただし、各半サイクルで  $\ddot{\gamma}_{max}^{(m)}$  を設定するために、 $\gamma^{(n)} = 0$  の時に  $\ddot{\gamma}_{max}^{(m)} = \ddot{\gamma}_{max}^{(0)}$  とし更新する。 $\ddot{\gamma}_{max}^{(0)}$  は、振動数  $f = 0.1\text{Hz}$ 、最大歪  $\gamma_{max} = 100\%$  の正弦波加振の最大歪加速度  $0.4\text{s}^{-2}$  とし、これを初期値とする。なお、 $\gamma^{(n)} = 0$  において  $\ddot{\gamma}_{max}^{(m)}$  が急に変化しても、 $\ddot{\gamma}_{max}$  と  $\gamma$  を乗じた項を有する式(4.13)ではその影響が小さい。また、式(4.17)によって平均化するため更に影響が小さい。なお、 $\ddot{\gamma}$  は付録2の図 A2 に示すようにばらつきが大きく極値の判定が困難であるため、付録6の最大歪の設定とは異なり、極点で最大値を更新しない。

付録6 最大歪の設定

4.3 節の式(4.9)~(4.12)で用いる  $m$  回目に得られる最大歪  $\gamma_{max}^{(m)}$  は、 $n$  計算ステップ目の歪の絶対値が  $|\gamma^{(n)}| > \gamma_{max}^{(m)}$  の時の  $|\gamma^{(n)}|$  とする。また、各半サイクルで  $\gamma_{max}^{(m)}$  を設定するために、歪速度  $\dot{\gamma}^{(n)} \doteq 0$  の時に  $\gamma_{max} = |\gamma^{(n)}|$  とし更新する。ただし、 $\dot{\gamma}^{(n)} = 0$  で  $\gamma_{max}^{(m)} < \gamma_{max}^{(m-1)}$  の時は式(4.9), (4.11)が不連続となり、それに 4.3 節の式(4.8)の弾性応力  $\tau_{Le}$  を乗じる値はその影響を受ける。そこで最大歪を図 A5 のように設定し、 $\tau_{Le} = 0$  ( $\gamma = 0$ ) となるまでは  $\gamma_{max}^{(m-1)}$  とし、それ以降では直前の  $\dot{\gamma}^{(n)} = 0$  で得た  $\gamma_{max}^{(m)}$  とする。

なお、 $\dot{\gamma}^{(n)} = 0$  において式(4.8)の粘性応力  $\tau_{Lv} \doteq 0$  であり、それに式(4.10), (4.12)の値を乗じても影響がないため、これらの式では常に  $\dot{\gamma}^{(n)} = 0$  で更新する。

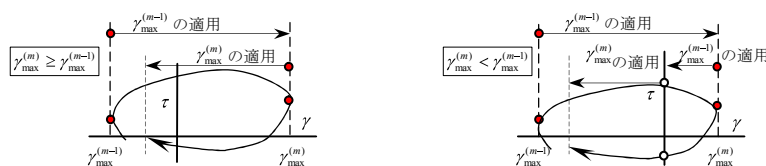


図 A5 式(4.9), (4.11)における最大歪の適用範囲の設定

## 5章 剛な装置材で構成された粘性ダンパーの簡易モデル

### 5.1 はじめに

前章までに示したように<sup>1)3)</sup>、本論文で扱う粘性流体を用いたせん断型のダンパーは振動数依存性があり、3章では小振幅である線形範囲で、その評価を分数微分で評価し、時刻歴解析が可能である粘性せん断力の特性モデルを構築した。そのモデルは精度良く線形範囲の粘性力を再現できたが、その分数微分のモデル式は複素数を用いなければモデルの最適化が困難であり、また分数微分を解くための積分法は繰り返し計算であるため計算に時間を要する。ここでは、分数微分ほどではないがより精度良く、より簡易なモデル化の方法を検討する。

過去の他研究において<sup>4)</sup>、各計算時刻における振動数を用いて、粘弾性ダンパーの振動数依存特性を簡便に計算した方法があった。しかし、瞬間の振動数の計算は、過去の変位や速度に関する値の和を用いて求めため、各時刻における影響が反映されず、変化の大きい入力値に対して対応できない。したがって、条件によって精度が異なり、実用性が低い方法であった。過去の変位や速度に関する値の和を用いた理由として、その振動数の計算値にはノイズが有する値となるためと考えられる。ここでは、それを極力回避した方法によって瞬間角振動数 $\omega_t$ の計算を試みに、振動数と粘性流体特の関係から、粘性流体のせん断力を正弦波やランダム波で求める。

### 5.2 粘性せん断力の線形特性の簡易式

#### 5.2.1 瞬間角振動数の理論式

最大変位 $u_{max}$ と角振動数 $\omega$ を有する理論正弦波の時刻 $t$ における理論式(5.1a)の変位 $u$ と速度 $\dot{u}$ 、加速度 $\ddot{u}$ から、その $\omega$ を求める方法を検討する。振動数の計算は、以下に示す2通り考えられる。

$$u = u_{max} \sin \omega t, \quad \dot{u} = u_{max} \omega \cos \omega t, \quad \ddot{u} = -u_{max} \omega^2 \sin \omega t \quad (5.1a,b,c)$$

1つ目の計算は、変位 $u$ と速度 $\dot{u}$ から求める方法で、式(5.2a, b)が得られる。

$$(\omega u)^2 + \dot{u}^2 - (\omega u_{max})^2 = 0, \quad \omega = \dot{u} / \sqrt{(u_{max}^2 - u^2)} \quad (5.2a, b)$$

2つ目は速度 $\dot{u}$ と加速度 $\ddot{u}$ からであり、式(5.3a, b)が得られる。

$$(\omega \dot{u})^2 + \ddot{u}^2 - (\omega^2 u_{max})^2 = 0, \quad \omega = \frac{\sqrt{\dot{u}^2 + \sqrt{\dot{u}^4 + 4(u_{max} \ddot{u})^2}}}{\sqrt{2} u_{max}} \quad (5.3a, b)$$

正弦波の理論値を用いると、式(5.2b)、式(5.3b)を用いて正確に $\omega$ を計算できる。ただし、最終的に必要なのは、正弦波における一定値ではなく、ランダム波における各時刻の瞬間の角振動数である。その計算には、各計算ステップ前後などの相対的な関係が重要となる。したがって、図5.1に示すような、絶対的な値である変位が含まれる式(5.2b)よりも、変位の差分から求めるため相対的な変位に相当する速度と加速度から得られる式(5.3b)が、ランダム波でも角振動数に影響する値が得られる可能性が高い。また、式(5.2b)のように0割することはない。したがって、粘性流体の振動数依存には式(5.3b)を用いる。なお、このように計算した角振動数を瞬間角振動数 $\omega_t$ と呼ぶ。

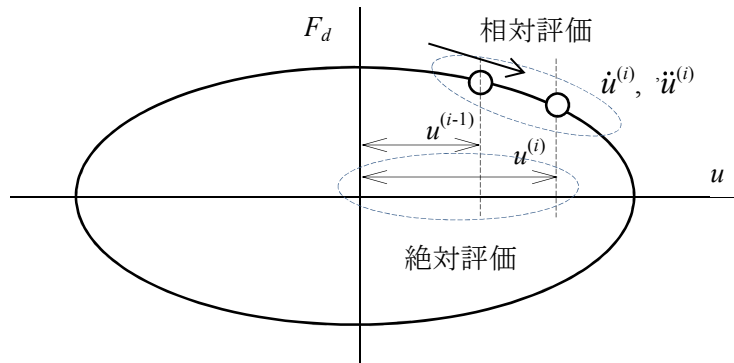


図 5.1 瞬間角振動数の計算方法による絶対変位と相対変位

また、式(5.3b)の  $\omega$  に含まれる  $u_{max}$  は、式(5.2a)から求めた式(5.4)とする。なぜなら、当然だが  $\omega$  と同じ式を用いることができず、また、式(5.2b)とは異なり、 $u_{max}$  は変位の原点に対して常に相対的な値であり、0 割する事が無いためである。ただし、時刻歴解析では前の計算ステップの式(5.3b)の  $\omega$  を用いて  $u_{max}$  を計算する。

$$u_{max} = \sqrt{(\omega u)^2 + \dot{u}^2} / \omega \quad (5.4)$$

### 5. 2. 2 瞬間角振動数の簡易計算

本論文における粘性流体の特性モデルは、ランダム波における力の再現をすることを目的としており、前節で求めた瞬間角振動数  $\omega_t$  の式(5.3b)が、理論正弦波以外の変位  $u$  に対してその適用が不明確である。また、以下に示すように実験の正弦波でさえも、精度良く計算することは難しい。まず、その時に粘性流体の特性モデルに適用可能な値となるような検討を行った。

図 5.2 に、歪振幅  $\gamma_{max} = 1$ 、振動数  $f = 0.25\text{Hz}$  の計測値である歪  $\gamma =$  変位/せん断隙間から求めた、歪と歪加速度を示す。4 章で示すように、変位から求める速度、加速度は差分するほどノイズが大きくなる。それらを用いて得る最大歪  $\gamma_{max}$ 、最大変位の式(5.4)や  $\omega_t$  の式(5.3b)の計算値を図 5.3 に示すと同様にノイズが生じ、粘性特性式へは適用できない。

そこで、ノイズを極力小さくするために、4 章で用いた式(5.5a)に示す指数平均変位  $u_{av}$  の適用を試みる。なお、最終的に求める特性値のモデルが力-変位の履歴において実験値と一致する値として、1 波 200 データ数における  $u$  に対して平均係数  $a_v = 0.1$  とした。ただし、1 波データ数が多くなるほど  $a_v$  を小さくする必要があるため、振動数  $f$  とサンプリングタイム  $dt$  を用いて、 $a_v$  を式(5.5b)とする。また、時刻歴解析におけるランダム波の  $u$  に対しては、 $f$  の近似値として卓越周期や建物の 1 次固有振動数を用いる。

$$u_{av}^{(i)} = a_v u^{(i)} + (1 - a_v) u_{av}^{(i-1)} \quad , \quad a_v = 0.1 \cdot 200 f \cdot dt = 20 f \cdot dt \quad (5.5a,b)$$

図 5.2 に示す平均前の値  $u$  と  $u_{av}$  を時刻歴が示すように、指数平均係数  $a_v$  が小さい、つまり平均化するほど、曲線が滑らかになる。一方で、最大値がより小さく、遅れがより大きくなり、場合によっては元の特性と異なる。しかし、符号が入れ替わる変位や加速度と比較し、時間に対する  $\omega_t$  の変化は、正弦波では変化が無く、ランダム波でも小さい。したがって、ノイズを小さくするために平滑化しても、 $\omega_t$  への影響は小さい。もちろん、 $a_v$  が極端に小さく、最大変位が極端に小さくなる条件では式(5.3b)は適用できない。

平滑化した歪から求めた図 5.3 に示す  $\omega_i$  は、初期の加速度で対応できないためその精度が低い、それ以降は理想的な値  $\gamma_{\max} = 1, \omega = 2\pi f = 1.57$  とほぼ合致する。

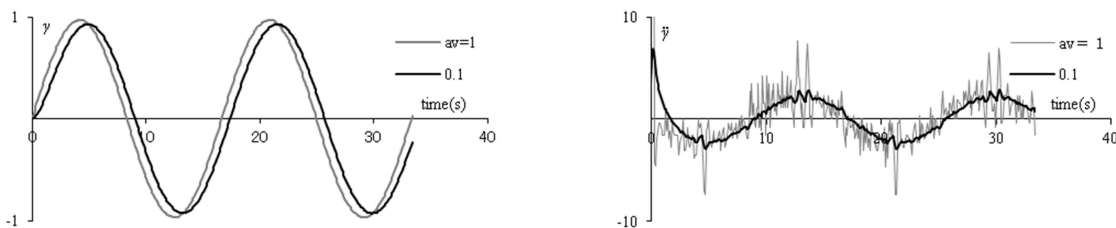


図 5.2 変位と加速度の時刻歴における平均化の影響

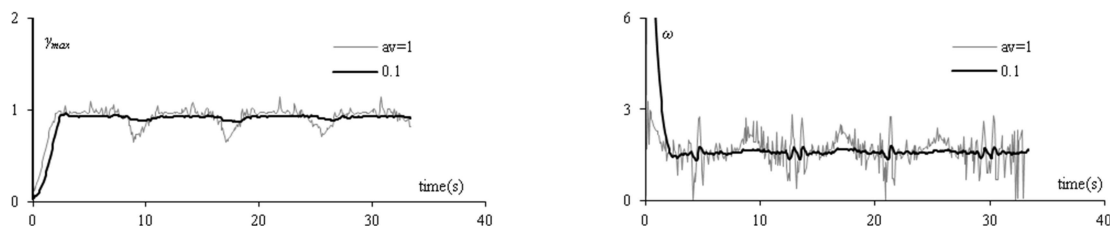


図 5.3 振幅と  $\omega$  の時刻歴における平均化の影響

### 5.3 瞬間角振動数を用いた粘性材料の特性の簡易計算

#### 5.3.1 粘性せん断力の線形特性値の簡易近似式

3章の分数微分を用いた線形の粘性力モデルに相当する特性モデルを、前章で求めた瞬間角振動数  $\omega_i$  を用いて求める。そのために、2章で示した振動数に対する貯蔵剛性と損失剛性の簡易式を用いる。時刻歴解析において、それらに  $\omega_i$  を代入すれば、線形の特性値である貯蔵剛性  $G'_L$ 、損失剛性  $G''_L$  が求められる。

ここでは、その特性値をより精度良く求めるために、線形範囲の歪 100%における2章で示した特性値<sup>1)</sup>の簡易式のパラメータを設定する。2章で求めた実験値に対して適合するパラメータを求めた。その値を用いた線形の貯蔵剛性  $G'_L$ (kPa)、損失剛性  $G''_L$ (kPa)の簡易式が式(5.6a, b)となる。なお、 $\eta^{-1} = G'_L / G''_L$  である。なお、時刻歴解析では、シフトファクター  $\lambda$  と  $\omega_i$  を用いて等価振動数  $f_{eq}$  が式(5.7)と表せる。

$$G'_L = 26 f_{eq}^{(0.43+0.3 f_{eq}^{-0.27})}, \quad G''_L = 40 f_{eq}^{(0.46+0.08 f_{eq}^{-0.33})} \quad (5.6a, b)$$

$$f_{eq} = \lambda \omega_i / (2\pi) \quad (5.7)$$

ここで、 $f_{eq}$  に対する簡易式(5.6a, b)の  $G'_L, G''_L$  を、2章の実験値と3章の分数微分による特性式による特性値を図 5.4 で比較すると、簡易式(5.6a, b)の方が分数微分から求めた特性値より振動数に対して自由度が大きい、高振動領域において実験値と特に一致する。

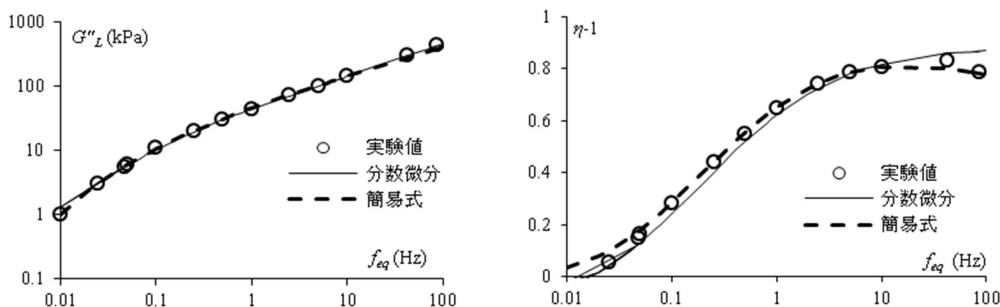


図 5.4  $f_{eq}$  に対する各特性値と簡易式の精度

### 5. 3. 2 粘性せん断力の計算

4章で説明したように、線形と非線形の粘性せん断力  $\tau_L$ ,  $\tau$  は式(5.8a,b)で表わせる<sup>3)4)</sup>。したがって、ここではその詳細の計算方法は省略する。非線形の特性  $\tau$  については、 $b_e, b_v = 1$  の時に線形の特性になる。前節で求めた簡易式(5.6a, b)の  $G'_L$ ,  $G''_L$  を式(5.8a,b)に代入すれば、 $\tau_L$ ,  $\tau$  が容易に求められる。

$$\tau_L = G'_L \gamma + \frac{G''_L}{\omega} \dot{\gamma}, \quad \tau = G' \gamma + \frac{G''}{\omega} \dot{\gamma} = b_e G'_L \gamma + b_v \frac{G''_L}{\omega} \dot{\gamma} \quad (5.8a, b)$$

前章では、分数微分による特性モデルから得た線形の粘性力を弾性力と粘性力に分解して、式(5.8a,b)の形状とした。これが原因で、条件によっては、計算精度が低い場合があった。この方法では、同様な計算エラーが生じにくい。なお、計算アルゴリズムは、 $G'_L$ ,  $G''_L$  が求められれば4章と同様であるが、次章の方法とまとめて後の9章に示す。

### 5. 4 時刻歴解析における計算値と実験値

前章と同じ加振条件と特性値に、正弦波とランダム波における時刻歴解析の計算精度を検証する。表 5.1, 図 5.5~5.8 は前章と同様の加振条件における値とその検証した図, 履歴である。線形範囲(100%)では初期の半波1では計算値が実験値より大きくなり、分数微分を用いたモデルの精度の方がやや良好であるが、それ以外の部分においてはどの範囲においても、計算値が概ね実験値と一致し、分数微分と比較しても極端に精度が低下することはない。

表 5.1 各入力波による 1 次近似式の傾きと総切片応力、累積エネルギーの計算値/実験値の平均値と標準

計算値 実験値	1次近似式の傾き ≒ $G'$ 総切片応力 ≒ $\sum(G''\gamma_{max})$ 累積エネルギー = 履歴面積	入力波 温度 (°C)	正弦波					ランダム波								
								El Centro			JMA 神戸			Taft		
			0	10	20	30	40	10	20	30	10	20	30	10	20	30
平均値		1.02	1.05	0.94	1.01	1.02	1.07	1.06	1.06	1.05	1.05	1.02	1.07	1.06	1.04	
標準偏差		0.09	0.07	0.30	0.05	0.07	0.07	0.06	0.06	0.05	0.04	0.04	0.07	0.04	0.05	
平均値		0.87	0.88	0.94	1.00	1.21	0.96	0.99	1.00	0.94	0.98	1.02	0.96	0.99	1.03	
標準偏差		0.14	0.18	0.15	0.12	0.39	0.10	0.13	0.12	0.09	0.08	0.06	0.09	0.09	0.09	
平均値		1.01	1.04	1.00	0.94	0.96	1.06	1.03	1.04	1.02	1.03	0.98	1.03	1.02	1.00	
標準偏差		0.10	0.09	0.06	0.21	0.22	0.08	0.06	0.06	0.06	0.05	0.04	0.08	0.07	0.06	

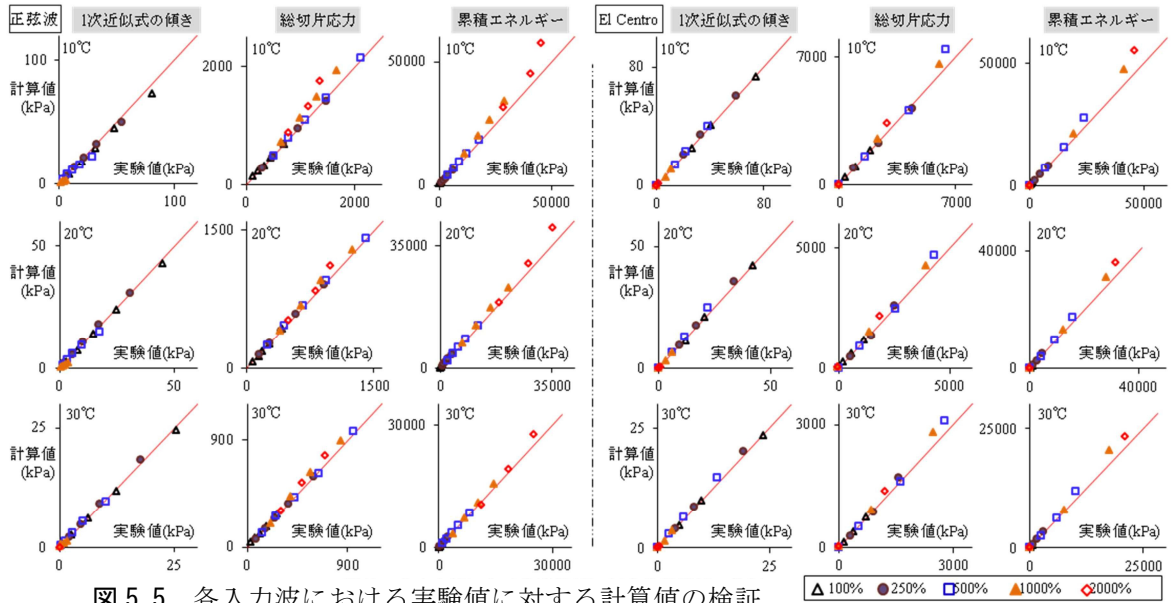


図 5.5 各入力波における実験値に対する計算値の検証

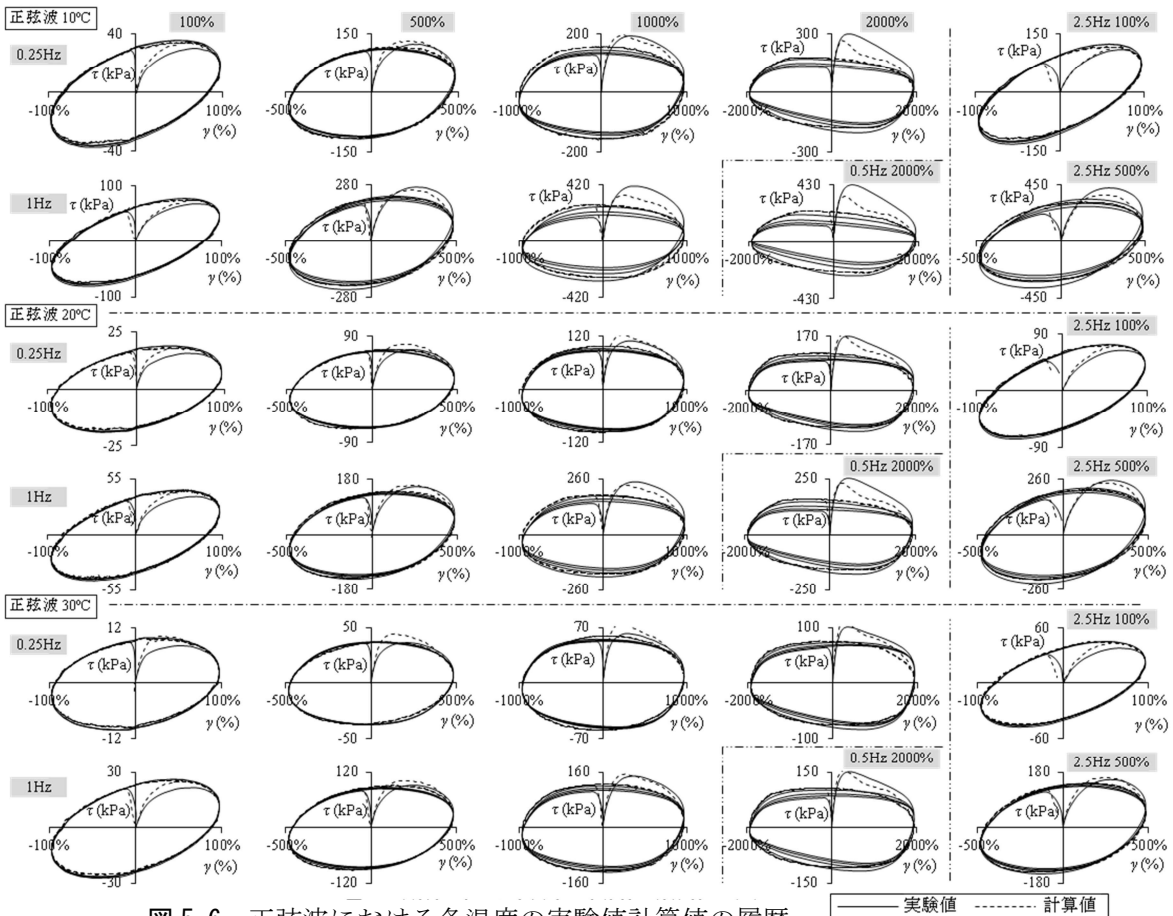


図 5.6 正弦波における各温度の実験値計算値の履歴

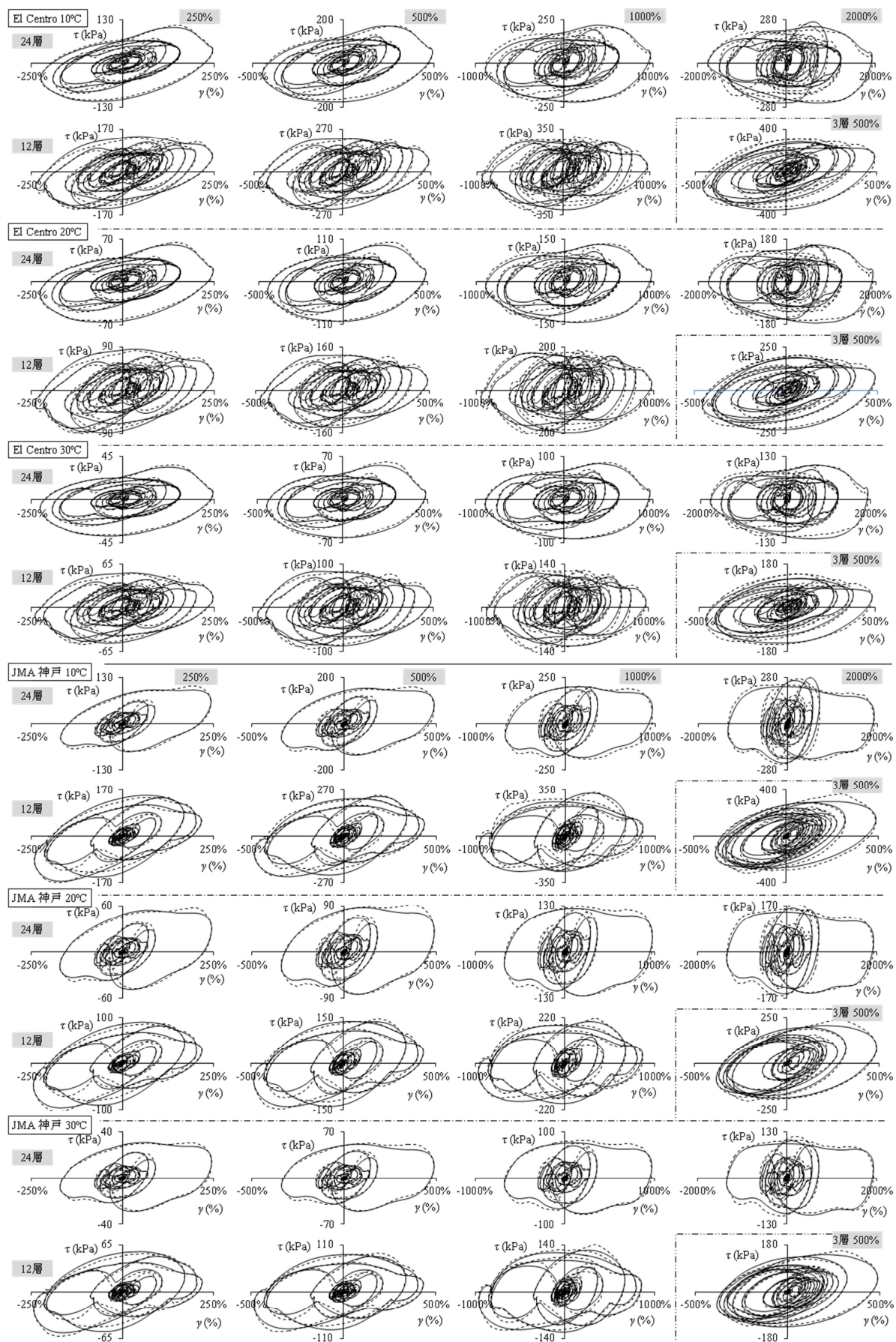


図 5.7 ランダム波における各温度の実験値計算値の履歴 1

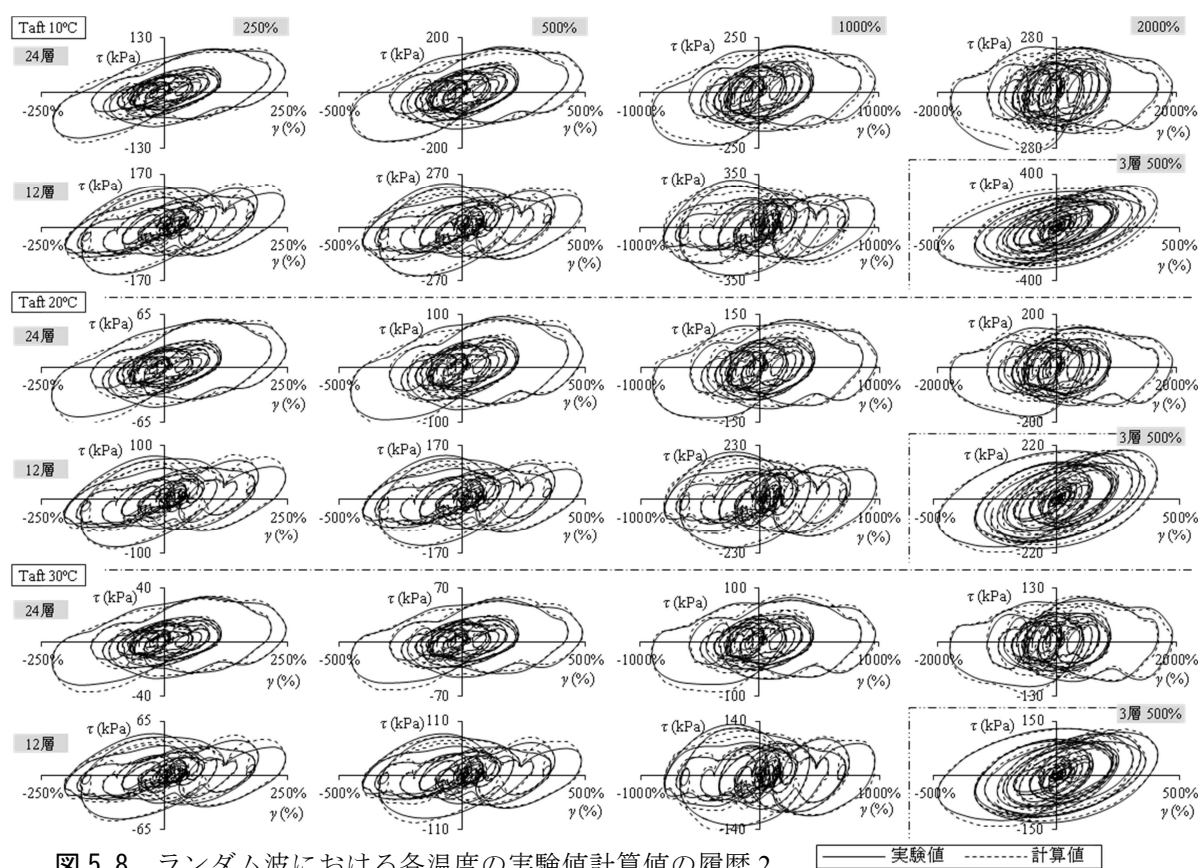


図 5.8 ランダム波における各温度の実験値計算値の履歴 2

— 実験値    - - - - 計算値

## 5.5 まとめ

瞬間角振動数を用いた簡易モデルは、精度を極端に低下させることなく、前章で用いた正弦波とランダム波の実験値を再現できた。また、簡易な Kelvin モデルであるため、分数微分の積分によって求めた方法より計算速度が速く、次章に示す剛性を直列に付加できる Maxwell モデルへ容易に展開できる。なお、粘性流体を用いたダンパーの特性について示したが、振動数依存性を有する全く別の材料であっても、この計算法を適用できる可能性があるが、ここでは検討しない。

## 5章の参考文献

- 1) 佐々木和彦, 笠井和彦, 大木洋司, 和氣知貴: 粘性流体の実験方法および動的特性の把握, せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その 1, 日本建築学会構造系論文集, 670 号, pp2183-2192, 2011.12
- 2) 佐々木和彦, 笠井和彦, 大木洋司: 粘性流体の実験方法および動的特性の把握, せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その 2, 日本建築学会構造系論文集, 675 号, pp791-298, 2012.05
- 3) 佐々木和彦, 笠井和彦: 粘性流体の大歪を巨視的に考慮した簡易非線形モデル, せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その 3, 日本建築学会構造系論文集, 685 号, pp607-615, 2013.03
- 4) 黄一華, 加藤敬史, 和田章, 岩田衛, 竹内徹, 大熊潔: 振動数と温度に依存する粘弾性ダンパーの動的力学モデル, 日本建築学会構造系論文集, 516, pp91-98, 1999.2
- 5) 社団法人 日本免震構造協会編: パッシブ制振構造 設計・施工マニュアル 第3版, 2013.11

## 6章 筋違型の粘性系ダンパーにおける減衰材と装置材、支持材の動的特性モデル

### 6.1 はじめに

#### 6.1.1 背景

粘性流体または粘弾性体など（以後、「減衰材」）を用いる粘性系ダンパーは、微小振幅から大振幅まで、運動エネルギーの吸収・消散を行うことができる制振部材であり<sup>1)~3)</sup>、これを構造物に適確に設置すれば、交通振動から大地震振動などの広範囲の揺れを軽減できると考えられる。

また、その効率を高めるため、構造物の揺れを減衰材に伝達する各部材は、それ自体の変形で揺れを吸収しないようにして、減衰材の変形ひいてはエネルギー吸収量を極力大きく確保しなければならない。ここに、図 6.1 の筋違型ダンパーの場合、ブレースや接合部（以後、「支持材」）の変形を抑える設計が必要となり、そのため筆者らは、ダンパーと支持材の変形分担や、それらの直列結合体全体としての制振効率を定式化してきた<sup>4),5)</sup>。

ところで支持材と対照的に、図 6.1 の減衰材に隣接してせん断力を伝達する部材（以後、「装置材」）は、通常は剛と仮定され、よって減衰材の動的特性のみでダンパーの動的特性を評価することが多い。しかし、図 6.1 のように支持材よりも装置材と減衰材が長い設計は少なくなく、美観や経済性から小さなダンパー断面で大きなせん断断面を確保する場合、さらに装置材の座屈を拘束して高い応力まで許容する場合など、装置材の軸方向変形が支持材のそれを上回ることもあるため、装置材の影響も加味する必要がある。

これも含め一般に、ダンパーのコスト削減のため装置材の縮小と軽減化は当然考慮され、そのときに装置材変形のダンパー制振性能への影響を、既知である支持材変形の影響と同様に、明らかにする必要がある。図 6.1 に示すせん断面に分布するせん断応力により、装置材の軸力が長さ方向で変化するため、装置材の変形やその影響は、支持材に比べ複雑である。

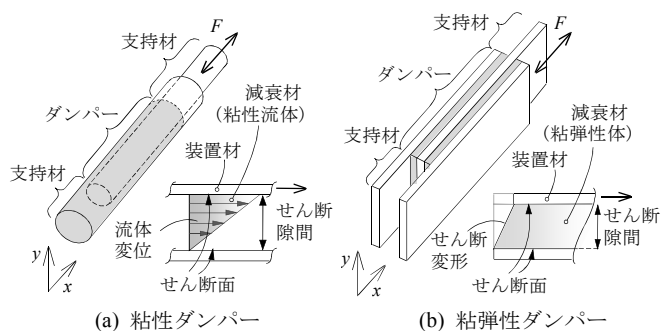


図 6.1 支持材およびダンパーを構成する減衰材と装置材

### 6. 1. 2 目的と構成

本章の目的は、粘弾性体や粘性流体からなる減衰材にじかに力を伝達する装置材の変形に基づく筋違型ダンパー動的特性の理論と簡易な評価式を提示し、それらにより減衰材の歪・応力やダンパー動的特性の傾向を明らかにすることである。

過去に筆者らは、粘弾性体からなる筋違型ダンパーに装置材の変形が影響した場合の動的特性の定式化、縮小モデル実験や数値解析を行った<sup>6)~9)</sup>。本論では、損失係数が高い粘性流体も含め、厳密な定式化、合理的な近似法の提案、各材の相互干渉の影響の検討、より大型の試験体を用いた検証などを行う。

なお、粘性流体にもせん断抵抗力があるため、固体である粘弾性体と同様な方法で特性が表されることを文献3,4で示した。また、本論で考慮する粘弾性体と粘性流体は、正弦波加振のもとで応力-歪曲線が楕円となる特性をもち、両材料を減衰材と総称して(6.1.1項)同等に扱っていく。装置材の座屈や降伏は起こらないとする。

6.2節では、筋違型ダンパーの装置材と減衰材の動的特性をそれぞれ実数と複素数で表し、応力条件および軸変形やせん断変形を定義する。6.3節では、それらに基づく微分方程式と解を求め、装置材と減衰材の変形や力、ダンパー全体としての貯蔵・損失剛性の評価・理論式を提示する。6.4節では、理論式により装置材各部の歪や変位の特徴、装置材と減衰材の特性とダンパー貯蔵・損失剛性の関係を示す。6.5節では、理論式の近似による簡易式を求め、それにより評価が著しく簡便になることを示すとともに、より複雑な問題の解も提示する。6.6節では、理論式・簡易式が示すダンパーの動的特性を数値実験や動的載荷実験で確認する。また、減衰材の時刻歴解析モデルが与えられれば、装置材を含むダンパーの解析モデルが簡易に作成できることも示し、その精度を正弦波やランダム波の動的載荷実験により検証する。

## 6. 2 減衰材・装置材の変形と内力

### 6. 2. 1 ダンパーの応答と構成材

図 6.1 で示したように、減衰材と装置材は軸方向に同じ長さの領域で定義され、それらを総称してダンパーと考える。6.6.1項までは支持材を除いた議論を行う。

これ以後、ダンパーを図 6.2 の減衰材と装置材 1, 2 で表す。装置材 1 の右端で調和変形  $u_d^*(t)$  が入力され、ダンパー力  $F_d^*(t)$  が生じた場合の変形状態が図 6.2 に示されている。以後、断りの無い限り「\*」は複素数を表すことで、以下に述べるように全ての調和応答を入力  $u_d^*(t)$  に同位相の成分、90°位相ずれた成分の和として整理する。

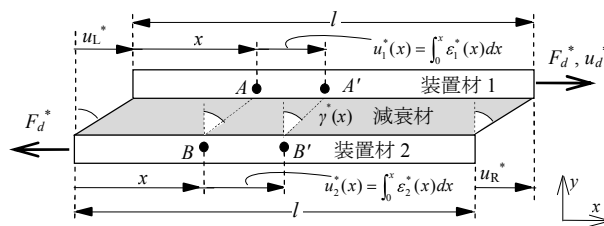


図 6.2 減衰材および装置材の変形と内力

ダンパーの複素剛性  $K_d^*$  は、6.2.2 項以降の定式化により、減衰材と装置材の特性で表され、それを用いると、

$$F_d^*(t) = K_d^* u_d^*(t), \quad K_d^* = K_d' + i K_d'' \quad (6.1a,b)$$

ここに、 $K_d'$  と  $K_d''$  は、それぞれダンパーの貯蔵剛性と損失剛性である。式(6.1a)に円振動数  $\omega$  (rad/s) の調和入力  $u_d^*(t) = u_{d,max} e^{i\omega t}$  を代入して以下のようにダンパー力を 2 個の成分で表すことができる。

$$\begin{aligned}
F_d^*(t) &= K_d' u_{d,\max} e^{i\omega t} + K_d'' u_{d,\max} e^{i(\omega t + \pi/2)} \\
&= K_d' u_d^*(t) + K_d'' u_d^*(t + \frac{\pi}{2\omega})
\end{aligned} \tag{6.2}$$

このように、複素数の  $K_d^*$  を  $u_d^*(t)$  にかけることで、ダンパー力  $F_d^*(t)$  のうち、入力  $u_d^*(t)$  に同位相の成分、 $90^\circ$  位相ずれした成分を同時に表す。また、両成分の時間差は  $\pi/(2\omega)$  秒である。これと対応して通常の実数表現を用いると、 $u_d(t) = u_{d,\max} \sin \omega t$  の入力の場合、

$$F_d(t) = K_d' u_{d,\max} \sin \omega t + K_d'' u_{d,\max} \cos \omega t \tag{6.3}$$

となる。荷重変形関係を得るため、 $\sin^2 \omega t + \cos^2 \omega t = 1$  の関係を用いて式(6.3)の時刻  $t$  を消去すると、

$$F_d(t) = K_d' u_d(t) \pm K_d'' \sqrt{(u_{d,\max})^2 - (u_d(t))^2} \tag{6.64}$$

となり、これは図 6.3 の楕円履歴の式である。なお、以後は時刻  $(t)$  の表記は省き、複素数表示のダンパー力  $F_d^*$  とダンパー変形  $u_d^*$  を用いて調和応答を表す。また、複素数を用いた式展開や演算は、例えば文献 10 のように実数の式の場合と同様である。複素数の計算は表計算ソフト Excel で行った。

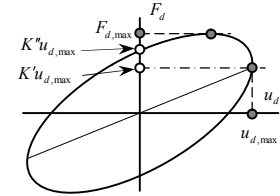


図 6.3 粘弾性特性を有するダンパーの履歴

### 6. 2. 2 装置材が変形しない場合

減衰材の理想状態は、図 6.2 の装置材が剛なときで、せん断応力  $\tau^*(x)$  とせん断歪  $\gamma^*(x)$  が  $x$  によらず一様な場合である。つまり、

$$\tau^* = G^* \gamma^*, \quad \gamma^* = u_d^* / d \tag{6.5a,b}$$

と表される。ここに、 $G^*$ ,  $A_s$ ,  $d$  = 減衰材の複素せん断剛性、せん断面積、厚さもしくはせん断間である。 $\tau^*$  と  $\gamma^*$  が一様であるため、次式が成立する。

$$F_d^* = A_s \tau^* = A_s G^* \gamma^* = A_s G^* (u_d^* / d) = K_v^* u_d^* \tag{6.6}$$

ここに、 $K_v^*$  = 減衰材全体の複素せん断剛性である。また、減衰材材料の貯蔵せん断剛性  $G'$  と損失せん断剛性  $G''$  により  $G^* = G' + i G''$  と表されるため、

$$K_v^* = K_v' + i K_v'' = \frac{G' A_s}{d}, \quad K_v' = \frac{G' A_s}{d}, \quad K_v'' = \frac{G'' A_s}{d} \tag{6.7a-c}$$

さらに、式(6.6)の左辺・右辺および式(6.1a)から明らかなように、

$$K_d^* = K_v^* \tag{6.8}$$

つまり、装置材が剛な場合は、減衰材の特性そのものが、ダンパーの特性となる。

### 6. 2. 3 装置材が変形する場合

各構成材の曲げ変形の拘束を仮定する。装置材が軸方向に変形するとき、ダンパー左端と右端で装置材 1 の 2 に対する相対変位をそれぞれ  $u_L^*$ ,  $u_R^*$  とする。また、 $u_L^*$  は絶対変位でもある (図 6.2)。さらに、 $x=0\sim l$  の位置に生じる装置材 1, 2 の軸変形  $u_1^*(x)$ ,  $u_2^*(x)$ , 軸歪  $\varepsilon_1^*(x)$ ,  $\varepsilon_2^*(x)$  とし、減衰材のせん断歪  $\gamma^*(x)$  と応力  $\tau^*(x)$  も位置  $x$  により変わるため、以下の関係式を考慮する。

$$\tau^*(x) = G^* \gamma^*(x) \quad , \quad \gamma^*(x) = \frac{u_L^* + u_1^*(x) - u_2^*(x)}{d} \quad (6.9a,b)$$

なお、減衰材の軸方向力は、上記せん断力に比べ僅かなため歪・応力は省略する。式(6.9)は式(6.5)と対比して、せん断応力・歪が一樣でないため式(6.8)は成立せず、 $K_d^* \neq K_v^*$  となる。一般に装置材端部に近いほどせん断応力・歪が大きくなり、この原因である装置材の変形を加味する新たな  $K_d^*$  の評価法が必要である。

## 6. 3 装置材の変形を考慮したダンパー特性の厳密解

### 6. 3. 1 ダンパー内部の応力と歪

装置材 1, 2 の位置  $x$  に生じる軸力  $F_1^*(x)$ ,  $F_2^*(x)$  は、図 6.2 から、長さ方向に 0 から  $F_d^*$  まで変化することが予想できる。また、図 6.4 から、これらの和は常にダンパー力  $F_d^*$  と等しく、 $w$  を減衰材の幅として、それぞれ  $w \tau^*(x) dx$  を  $[0, x]$  で積分して得られる。ここに、

$$F_1^*(x) + F_2^*(x) = F_d^* \\ F_1^*(x) = w \int_0^x \tau^*(x) dx \quad , \quad F_2^*(x) = -w \int_0^x \tau^*(x) dx + F_d^* \quad (6.10a-c)$$

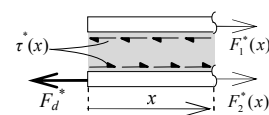


図 6.4 各部材の力の流れ

また、 $F_1^*(x)$ ,  $F_2^*(x)$  を装置材 1, 2 の軸剛性  $K_1$ ,  $K_2$  と歪  $\varepsilon_1^*(x)$ ,  $\varepsilon_2^*(x)$  で表す。

$$F_1^*(x) = K_1 l \varepsilon_1^*(x) \quad , \quad F_2^*(x) = K_2 l \varepsilon_2^*(x) \\ K_1 = A_1 E_1 / l \quad , \quad K_2 = A_2 E_2 / l \quad (6.11a-d)$$

式(6.10a)に式(6.11a,b)を代入し整理すると、

$$\varepsilon_2^*(x) = \frac{F_d^*}{l K_2} - \frac{K_1}{K_2} \varepsilon_1^*(x) \quad (6.12)$$

装置材 1, 2 の位置  $x$  における変形量  $u_1^*(x)$ ,  $u_2^*(x)$  は、

$$u_1^*(x) = \int_0^x \varepsilon_1^*(x) dx \quad , \quad u_2^*(x) = \int_0^x \varepsilon_2^*(x) dx \quad (6.13a,b)$$

式(6.9b)でせん断歪  $\gamma^*(x)$  を表し、それに式(6.13),(6.6)を用いて、次式のようにせん断応力  $\tau^*(x)$  が表される。

$$\tau^*(x) = \frac{K_v^*}{A_s} \left[ u_L^* + \int_0^x \varepsilon_1^*(x) dx - \int_0^x \varepsilon_2^*(x) dx \right] \quad (6.14)$$

### 6. 3. 2 微分方程式による解

装置材と減衰材が結合したダンパーの装置材が剛でない場合に関し、釣り合い、適合、および構成則を示した。これらに基づき、まず装置材の軸方向歪の微分方程式を解く。式(6.11a), (6.10b)より、

$$\frac{dF_1^*(x)}{dx} = K_1 l \frac{d\varepsilon_1^*(x)}{dx}, \quad \frac{dF_1^*(x)}{dx} = w \tau^*(x) \quad (15a, b)$$

式(6.15a,b)の関係と式(6.14)から式(6.16a)を求め、それを  $x$  で微分して式(6.16b)を得る。なお、 $A_s = wl$  である。

$$K_1 l \frac{d\varepsilon_1^*(x)}{dx} = w \frac{K_v^*}{A_s} \left[ u_L^* + \int_0^x \varepsilon_1^*(x) dx - \int_0^x \varepsilon_2^*(x) dx \right] \quad (6.16a)$$

$$K_1 l^2 \frac{d^2 \varepsilon_1^*(x)}{dx^2} = K_v^* [\varepsilon_1^*(x) - \varepsilon_2^*(x)] \quad (6.16b)$$

式(6.16b)の  $\varepsilon_2^*(x)$  に式(12)を代入して、 $\varepsilon_1^*(x)$  の 2 階微分方程式を得る。

$$\frac{d^2 \varepsilon_1^*(x)}{dx^2} - \frac{(K_1 + K_2) K_v^*}{l^2 K_1 K_2} \varepsilon_1^*(x) + \frac{K_v^*}{l^3 K_1 K_2} F_d^* = 0 \quad (6.17)$$

式(6.7)と付録 1 より、式(6.17)の一般解を以下のように求めた。

$$\varepsilon_1^*(x) = \frac{F_d^*}{l(K_1 + K_2)} \left( C_1 e^{\frac{\alpha^*}{l} x} + C_2 e^{-\frac{\alpha^*}{l} x} + 1 \right)$$

$$, \quad \alpha^* = \sqrt{\frac{|K_v^*|}{K_s}} \left( \cos \frac{\delta_v}{2} + i \sin \frac{\delta_v}{2} \right), \quad K_s = \frac{K_1 K_2}{K_1 + K_2} \quad (6.18a-c)$$

ここに、 $K_s =$  装置材 1, 2 を直列につないだ場合の剛性 (以下、直列剛性)、 $\delta_v =$  減衰材の変形と力の位相角であり、また、損失剛性と貯蔵剛性の比である。つまり、

$$\delta_v = \tan^{-1} \frac{K_v''}{K_v'}, \quad \eta_v = \tan \delta_v = \frac{K_v''}{K_v'} \quad (6.19a,b)$$

式(6.19b)の  $\eta_v$  は減衰材の損失係数の定義であり、また、式(6.7b,c)より、減衰材材料の損失係数  $\eta = G''/G'$  と等しい。

図 6.2 のモデルの境界条件  $\varepsilon_1^*(0) = 0$ ,  $\varepsilon_1^*(l) = F_d^*/(K_1 l)$  を用い、 $C_1, C_2$  が次式のように求められる。

$$C_1 = \frac{K_1 e^{-\alpha} + K_2}{K_1 (e^{\alpha} - e^{-\alpha})}, \quad C_2 = -\frac{K_1 e^{\alpha} + K_2}{K_1 (e^{\alpha} - e^{-\alpha})} \quad (6.20a,b)$$

### 6. 3. 3 ダンパー各構成部材の変形

装置材の歪 $\varepsilon_1^*(x)$ ,  $\varepsilon_2^*(x)$ をそれぞれ式(6.18a), (6.16b)から求めた後、変形 $u_1^*(x)$ ,  $u_2^*(x)$  が次式で表される。

$$u_1^*(x) = \int_0^x \varepsilon_1^*(x) dx = \frac{F_d^*}{K_1 + K_2} \left[ \frac{1}{\alpha^*} \left( C_1 e^{\frac{\alpha^*}{l}x} - C_2 e^{-\frac{\alpha^*}{l}x} - C_1 + C_2 \right) + \frac{x}{l} \right]$$

$$u_2^*(x) = \int_0^x \varepsilon_2^*(x) dx = \frac{F_d^*}{K_1 + K_2} \left[ -\frac{K_1}{\alpha^* K_2} \left( C_1 e^{\frac{\alpha^*}{l}x} - C_2 e^{-\frac{\alpha^*}{l}x} - C_1 + C_2 \right) + \frac{x}{l} \right] \quad (6.21a,b)$$

以上より、装置材 1, 2 それぞれの左端からの相対変位 $u_1^*(x)$ ,  $u_2^*(x)$ が求まり、それら左端の相対変位 $u_L^*$  を以下のように求める。式(6.16b)、および式(6.18a)の微分に $x=0$  とすると、それぞれ

$$K_1 l^2 \frac{d\varepsilon_1^*(0)}{dx} = K_v^* u_L^* \quad , \quad \frac{d\varepsilon_1^*(0)}{dx} = \frac{\alpha^* F_d^* (C_1 - C_2)}{l^2 (K_1 + K_2)} \quad (6.22a,b)$$

式(6.22)から $u_L^*$  が求められる。

$$u_L^* = \frac{\alpha^* K_1 F_d^* (C_1 - C_2)}{(K_1 + K_2) K_v^*} \quad (6.23)$$

### 6. 3. 4 ダンパーの複素・貯蔵・損失剛性

図 6.2 に示すダンパー変形 $u_d^*$  は、式(6.23)と式(6.21a)の和より

$$u_d^* = u_L^* + u_1^*(l) = \frac{F_d^*}{K_1 + K_2} \left[ \frac{K_1 (C_1 - C_2)}{\alpha^* K_2} + \frac{C_1 e^{\alpha^*} - C_2 e^{-\alpha^*}}{\alpha^*} + 1 \right] \quad (6.24)$$

式(6.24)よりダンパー複素剛性 $K_d^* = F_d^*/u_d^*$  が得られ、式(6.20)の $C_1$ ,  $C_2$  を代入すると、 $K_d^*$  が次式で表される。

$$K_d^* = \frac{\alpha^* K_2 (K_1 + K_2)}{K_1 (C_1 - C_2) + K_2 (C_1 e^{\alpha^*} - C_2 e^{-\alpha^*} + \alpha^*)} = \frac{\alpha^* K_2 K_1 (K_1 + K_2) (e^{\alpha^*} - e^{-\alpha^*})}{(K_1^2 + K_2^2) (e^{\alpha^*} + e^{-\alpha^*}) + 4K_1 K_2 + \alpha^* K_2 K_1 (e^{\alpha^*} - e^{-\alpha^*})} \quad (6.25)$$

また、その実部、虚部がそれぞれダンパーの貯蔵剛性 $K_d'$  とと損剛性 $K_d''$  である(式 1(b))。

## 6. 4 装置材の変形とダンパー特性の傾向

前節で求めた精算式に基づき、装置材1の右端(図6.2)に調和変形 $u_d^*(t)$ が入力された場合の装置材内の歪と変形、端部の相対変位、装置材剛性のダンパー特性への影響を述べる。また、これらは、次節で提示する近似式の基盤となる。

細い楕円から太い楕円までの5種の履歴を示す減衰材の損失係数 $\eta_v = K''_v / K'_v = 0.1, 0.5, 1, 2, 10$ を用いる。図6.5に装置材が剛のときのダンパーの履歴曲線を示す。ダンパー荷重 $F_d$ と変形 $u_d$ の各最大値、 $F_{d,max} = K^*_v u_{d,max}$ と $u_{d,max}$ (式(1), (3))で基準化している。典型的に $\eta_v = 0.5, 1$ は粘弾性体、 $\eta_v \geq 2$ は粘性流体の特性となる<sup>1)~3)</sup>。

### 6. 4. 1 装置材の歪と変形

装置材1, 2(図6.2)の軸剛性 $K_1, K_2$ , それらの直列剛性 $K_s$ (式(6.18c)), 減衰材の複素剛性絶対値 $|K^*_v|$ の影響を、 $(K_s / |K^*_v|, K_1 / K_2) = (1, 1), (1, 0.1), (0.1, 1)$ の3つの場合について検討する。これらは、 $K_s$ が $|K^*_v|$ の1倍、0.1倍、 $K_1$ が $K_2$ の1倍、0.1倍のときの組合せである。

それぞれの場合の装置材の歪と変形を図6.6~図6.8に示す。上段では、装置材1, 2の $\bar{x} = x/l$ における歪 $\varepsilon_1^*(\bar{x})$ ,  $\varepsilon_2^*(\bar{x})$ の実部と虚部を、それぞれの端部での最大値 $\text{Re}[e_1^*(1)]$ ,  $\text{Re}[e_2^*(0)]$ で基準化しており、式(6.18), (6.12)から求めた。下段には、 $u_1^*(\bar{x})/u_d^*$ ,  $u_2^*(\bar{x})/u_d^*$ それぞれの実部と虚部、つまり $u_d^*$ が最大値 $u_{d0}$ の時、0の時の基準値を示しており、式(6.20), (6.21)から求めた。また、基準値の最大絶対値は実部と虚部の2乗和平方根となる。以上は式(6.21)などから $\bar{x}, K_1 / K_2, K_s / |K^*_v|$ で決まり、時刻に依存しないことに注意されたい。図中のシンボルは6.5節の近似式(6.26), (6.27)による(後述)。

$K_s / |K^*_v| = 1, K_1 / K_2 = 1$ (図6.6)の場合、基準化歪の実部の分布はほぼ三角形で $\eta_v$ の影響は殆ど無く、虚部の分布は上下に凸で、絶対値は $\eta_v$ が大きいほど増すが小さい。装置1と2の変形基準値の実部は下に、虚部は上に凸となる曲線である。 $K_1 / K_2 = 1$ のため、歪と変形の実部と虚部の最大絶対値は各装置材で等しい。各装置材で $\eta_v = 0.1, 10$ それぞれにおいて、最大変形の和は端部で最大となり、ダンパー変形 $u_d^*$ の0.37, 0.18倍と大きく、その分だけ減衰材の変形が減るため、装置材の剛性設定に注意が必要である。

$K_s / |K^*_v| = 1, K_1 / K_2 = 0.1$ (図6.7)の場合、装置材1の軸剛性が小さいため、歪と変形が装置材2より大きい。ただし、基準化歪の実部の分布は上記の $K_1 / K_2 = 1$ の場合(図6.6)と同じくほぼ三角形で $\eta_v$ の影響は殆ど無い。また、装置材1, 2の変形和が上記の場合とほぼ等しくなっている。これは、直列剛性 $K_s$ が等しいためであり、精算解による証明は困難であるが、6.5節の近似解により説明する。

$K_s / |K^*_v| = 0.1, K_1 / K_2 = 1$ (図6.8)の場合、 $K_s / |K^*_v| = 1$ (図6.6)と比べ基準化歪の実部は三角形から少しずれ、また、 $\eta_v$ の影響は殆ど無いが、一方で虚部は $K_s / |K^*_v|$ の違いに反比例して約10倍大きく、 $\eta_v$ の影響が強い。装置材1, 2の変形和の実部基準値は、 $K_s / |K^*_v|$ が0.1と低いため上記2つの場合の3倍以上であり、0から1.2とかなり大きな値まで材長方向に変化している。

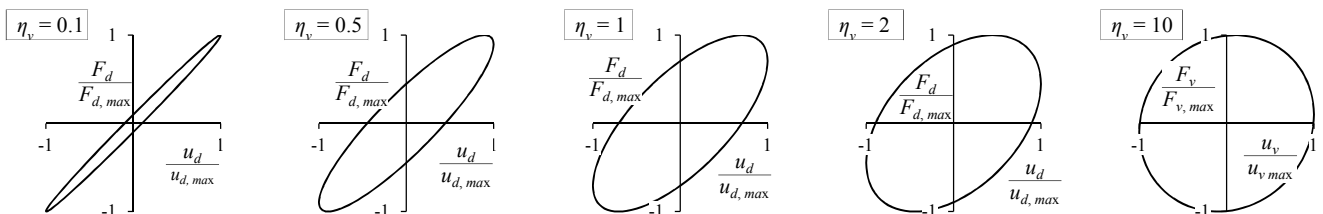
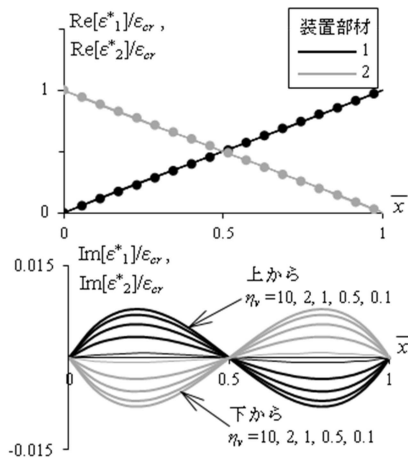
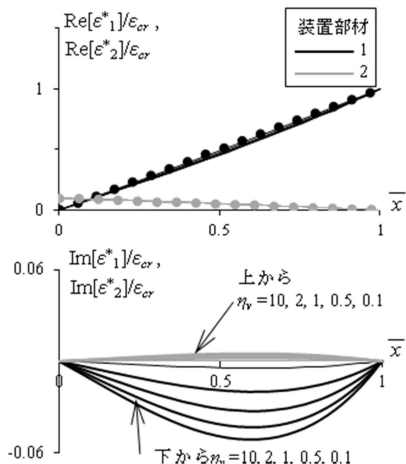


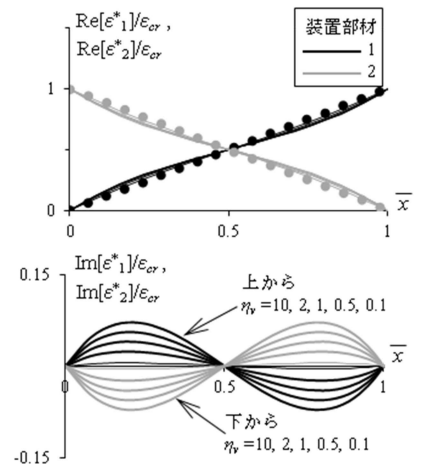
図 6.5 減衰材の5種の損失係数 $\eta_v (= K''_v / K'_v)$ に対応する履歴形状(装置材の剛性が無限大の時)



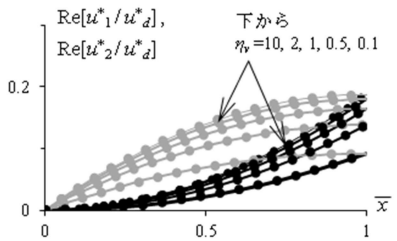
(a) 歪 $e_1^*(\bar{x})$ ,  $e_2^*(\bar{x})$  の分布



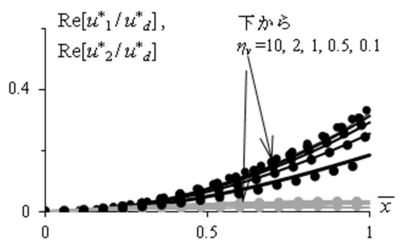
(a) 歪 $e_1^*(\bar{x})$ ,  $e_2^*(\bar{x})$  の分布



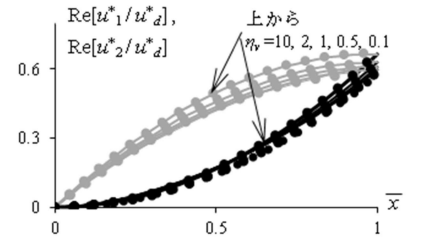
(a) 歪 $e_1^*(\bar{x})$ ,  $e_2^*(\bar{x})$  の分布



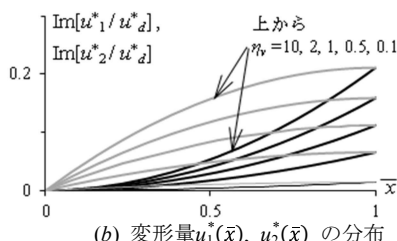
(b) 変形量 $u_1^*(\bar{x})$ ,  $u_2^*(\bar{x})$  の分布



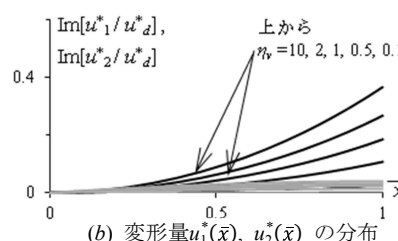
(b) 変形量 $u_1^*(\bar{x})$ ,  $u_2^*(\bar{x})$  の分布



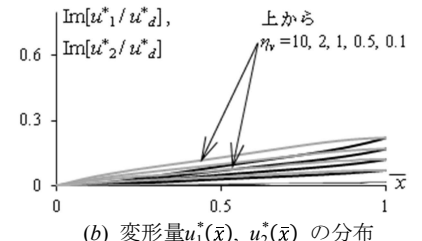
(b) 変形量 $u_1^*(\bar{x})$ ,  $u_2^*(\bar{x})$  の分布



(c) 変形量 $u_v^*(\bar{x})$  の分布



(c) 変形量 $u_v^*(\bar{x})$  の分布



(c) 変形量 $u_v^*(\bar{x})$  の分布

図 6.6  $K_s/|K_v^*|=1, K_1/K_2=1$ : 歪と変形の軸方向分布(丸シンボルは簡易式(6.26), (6.27)の解)

図 6.7  $K_s/|K_v^*|=1, K_1/K_2=0.1$ : 歪と変形の軸方向分布(丸シンボルは簡易式(6.26), (6.27)の解)

図 6.8  $K_s/|K_v^*|=0.1, K_1/K_2=1$ : 歪と変形の軸方向分布(丸シンボルは簡易式(6.26), (6.27)の解)

### 6. 4. 2 便宜的計測によるダンパー変形と特性の評価誤差

ダンパー変形 $u_d^*$ は、図 6.2 のダンパー左端と右端との相対変位であり、長いダンパーほど測り難くなる。そこで便宜的に、例えば左端の $u_L^*$ や右端の $u_R^*$ のように、装置材 1, 2 の共通断面位置での相対変位を計測し、それを $u_d^*$ と見なす場合が見受けられる。しかし、 $u$  装置材が変形する場合、前項のように計測値は明らかに $u_d^*$ と異なり、誤差が生じる。

そこで $|u_L^*|/|u_d^*|$ と $|u_R^*|/|u_d^*|$ を $K_1/K_2=1, 0.1$ の2つの場合について図 6.9 左段、右段に示す。 $|K_v^*|$ に対し $K_s$ を広範囲に考え、 $K_s/|K_v^*|=0.01\sim 100$ とした。6.4.1 項と同様、 $\eta_v=0.1\sim 10$ である。図 6.9 より、 $K_s/|K_v^*|$ が約 10 を下回ると、 $|u_L^*|/|u_d^*|, |u_R^*|/|u_d^*|$ が小さくなり、 $K_1/K_2=0.1$ の $|u_L^*|/|u_d^*|$ は著しく低下する。つまり、 $u_L^*$ や $u_R^*$ は $u_d^*$ より小さくなり、例えばダンパーの貯蔵剛性の過大評価になり得ると言える。

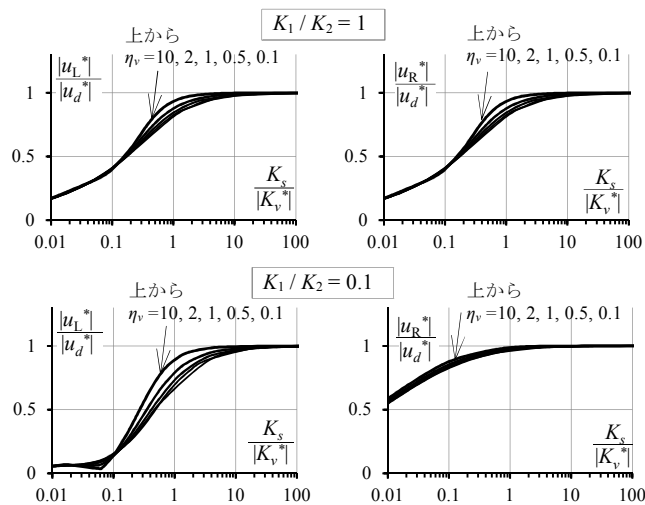


図 6.9 左、右端で計測した相対変位 $u_L^*, u_R^*$ とダンパー変形 $u_d^*$ の比較

また、図 6.9 において $K_1/K_2=1$ のとき、各装置材の変形が左右対称に分布するため (図 6.6)、 $|u_L^*|/|u_d^*|=|u_R^*|/|u_d^*|$ である。しかし $K_1/K_2=0.1$ では $|u_2(l)|$ より $|u_1(l)|$ が大きく、 $K_s/|K_v^*|$ が小さいほど $|u_L^*|$ と $|u_R^*|$ が著しく異なるが、一見同値のように思われ易いため、注意が必要である。

なお、ダンパー力 $F_d^*$ と $u_L^*$ から見かけのダンパー複素剛性 $K_L^*$ を求めた場合、 $F_d^*(t)=K_d^*u_d^*(t)=K_L^*u_L^*(t)$ と図 6.9 の計算を用いて、実際のダンパー複素剛性 $K_d^*=K_L^*(\text{Re}[u_L^*/u_d^*]+i \text{Im}[u_L^*/u_d^*])$ を求めることができる。この変換則は、前述のように $u_d^*(t)$ の計測が困難な場合に有用である。

### 6. 4. 3 ダンパー特性と装置材直列剛性

6.1.1 項で述べたように、ダンパーの効率向上のため装置材の変形の抑制が重要であるが、装置材剛性を必要以上に大きくする設計は経済的ではない。ダンパー複素剛性 $K_d^*$ の精算式(6.25)を用い、ダンパーの効率と装置材剛性の関連を示す。

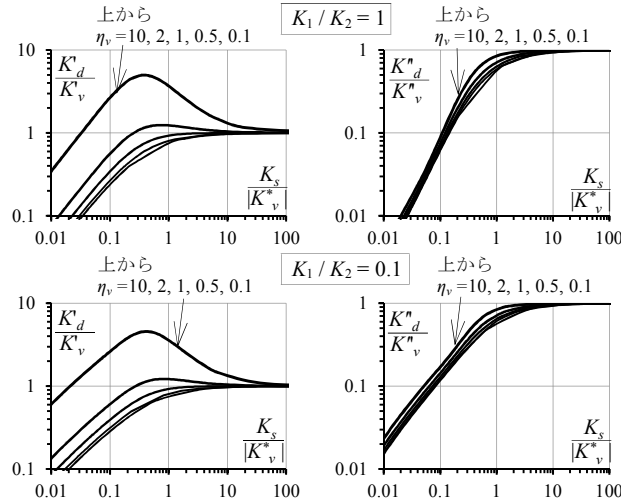


図 6.10 様々な  $K_s/|K_v^*|$  に対する  $K'_d/K'_v$  と  $K''_d/K''_v$  の変化

前項と同様の  $\eta_v, K_s/|K_v^*|, K_1/K_2$  において、ダンパーと減衰材の貯蔵剛性の比  $K'_d/K'_v$  と損失剛性の比  $K''_d/K''_v$  を図 6.10 に示す。これらの比は、減衰材の特性が再現される程度を示す。一般に、 $K_s/|K_v^*|$  が小さいほど  $K'_d/K'_v$  と  $K''_d/K''_v$  も低下する。 $K_1/K_2=1$  と  $0.1$  に対して、各  $\eta_v$  の  $K'_d/K'_v$  と  $K''_d/K''_v$  の傾向はほぼ同様であり、 $K_1, K_2$  による差異は小さい。 $K_s$  と  $K'_v, K''_v$  を設定すれば、図から  $K'_d$  と  $K''_d$  が得られ、式(4)より正弦载荷時のダンパー力  $F_d$  も求まる。よって、ダンパーの設計目標となる  $K'_d$  と  $K''_d$  を得るため必要な  $K_s$  も効率的に設定できる。

ただし、精算式(25)は煩雑であるため、例えば図 6.10 でプロットした  $\eta_v = 2, 10$  の  $K'_d/|K_v^*|$  の曲線が  $K_s/|K_v^*| < 1$  で極大値を有することなど、様々な傾向の数値表現や説明が難しいことが問題であり、よって精度の良い簡易式を次節で提案する。

## 6. 5 歪場の近似による簡易式の提案

### 6. 5. 1 ダンパー特性の簡易式とその精度

ダンパー複素剛性 $K_d^*$ の精算式(6.25)の近似を提案する。これにより、ダンパーの特性評価と時刻歴解析が簡易になる (6.6.2 項)。

図 6.6~図 6.8 の歪 $\varepsilon_1^*(x), \varepsilon_2^*(x)$ の実部が虚部より大きく、 $x$  に対しほぼ三角形分布であるため、式(6.11a,b)を参照し、各境界条件で装置材 1, 2 の軸力が、ダンパー力 $F_d^*$  または  $0$  となる直線とした。よって歪の近似値 $\varepsilon_{1,app}^*(x), \varepsilon_{2,app}^*(x)$  は次式で表される。

$$\varepsilon_{1,app}^*(x) = \frac{F_d^*}{l^2 K_1} x, \quad \varepsilon_{2,app}^*(x) = \frac{F_d^*}{l^2 K_2} (-x + l) \quad (6.26a,b)$$

式(6.13a,b)に上式を代入し、変形の近似値 $u_{1,app}^*(x), u_{2,app}^*(x)$  を得る。

$$u_{1,app}^*(x) = \frac{F_d^*}{2l^2 K_1} x^2, \quad u_{2,app}^*(x) = \frac{F_d^*}{2l^2 K_2} (-x^2 + 2lx) \quad (6.27a,b)$$

式(6.26), (6.27)の解を図 6.6 の歪と変位の実部に丸シンボルで示しており、厳密解とよく一致している。なお、 $u_1^*(x)$ ,  $u_2^*(x)$  の精算式(21)には、 $K_1$  と  $K_2$  の両方が含まれるが、近似式(6.27)では  $u_{1,app}^*(x)$  は  $K_1$  のみ、 $u_{2,app}^*(x)$  は  $K_2$  のみで表され、それぞれの装置材の軸変形が、その装置材のみの軸剛性に支配されると単純化している。

ダンパー荷重  $F_d^*$  は式(10a)で  $x=l$  として表され、それに減衰材の複素剛性  $K_v^*$  を含む式(6.14)を代入して次式を得る。

$$F_d^* = F_1^*(l) = \frac{K_v^*}{l} \int_0^l [u_{L,app}^* + u_{1,app}^*(x) - u_{2,app}^*(x)] dx \quad (6.28)$$

また、これに式(6.27a,b)を代入し、装置材 1 の左端の近似の変形量  $u_{L,app}^*$  が得られる。

$$u_{L,app}^* = F_d^* \left( \frac{1}{K_v^*} - \frac{1}{6K_1} + \frac{1}{3K_2} \right) = F_d^* \left( \frac{1}{K_v^*} + \frac{1}{3N_L K_s} \right), \quad N_L = \frac{2(K_1/K_2 + 1)}{2(K_1/K_2) - 1} \quad (6.29a, b)$$

ダンパー変位  $u_d^*$  の近似値  $u_{d,app}^*$  は、式(6.24)と同様に

$$u_{d,app}^* = u_{L,app}^* + u_{1,app}^*(l) = F_d^* \left( \frac{1}{K_v^*} + \frac{1}{3K_s} \right) \quad (6.30)$$

と表される。これより  $K_{d,app}^*$  の逆数を表すと

$$\frac{1}{K_{d,app}^*} = \frac{u_{d,app}^*}{F_d^*} = \frac{1}{K_v^*} + \frac{1}{3K_s} \quad (6.31)$$

となり、図 6.1 の減衰材およびそれと連続的に接続された装置材を、減衰材自身の複素剛性  $K_v^*$  と装置材自身の剛性の 3 倍の値  $3K_s$  からなる単純な直列体として近似できた。

ここで  $K_d^*$  の精算式(6.25)を、近似式(6.31)と同様に  $1/K_v^*$  と他の項の和と考える。つまり、

$$\frac{1}{K_d^*} = \frac{1}{K_v^*} + \frac{1}{f_1^*(K_v^*, K_1, K_2)} \quad (6.32)$$

として、様々な  $K_v^*$  における精算値  $K_d^*$  を式(6.25)から数値的に評価し、それらの値と式(6.32)により  $f_1^*(K_v^*, K_1, K_2)$  の値を求め、また、近似式(6.31)における  $3K_s$  の値と比べる。前節までと同様、 $\eta_v = 0.1 \sim 10$ 、 $K_s/|K_v^*| = 0.01 \sim 100$ 、 $K_1/K_2 = 1, 0.1$  において、 $3K_s$  に対する  $f_1^*(K_v^*, K_1, K_2)$  の実部  $\text{Re}[f_1^*]$ 、虚部  $\text{Im}[f_1^*]$  の比を求めて図 6.11 に示す。

$K_1/K_2 = 1$  の場合、 $\text{Re}[f_1^*]/(3K_s)$  が殆どの  $K_s/|K_v^*|$  値に対しほぼ 1 で、 $\text{Im}[f_1^*]/(3K_s)$  が殆どゼロであり、このことは  $f_1^*$  を実数値  $3K$  で近似することの妥当性を示している。 $K_1/K_2 = 0.1$  の場合、曲線の変化については近似の誤差が大きくなるが、それでも 概ね  $K_s/|K_v^*| < 1$  のときである(図 6.11 下段)。例として、6.6.2 項に示す試験体では、外側、内側のパイプの断面積から、 $K_1/K_2 = 1.26$ 、温度  $15^\circ\text{C}$  と振動数  $10\text{Hz}$  で  $\eta_v \doteq 1$ 、 $K_s/|K_v^*| \doteq 2$  であり、装置材の相対的な剛性が低めであるが、明らかに図 6.11 から、近似式の適用範囲にある。

以上から、通常の  $K_1/K_2$  値、 $K_s/|K_v^*|$  値の場合、近似値  $K_{d,app}^*$  は精算値  $K_d^*$  とほぼ同等であると言え、したがって、図 6.1 のダンパーを図 6.12 の簡易な力学モデルで表わすことができ、また、これを活用して 6.5.2 項以降の展開も可能になった。

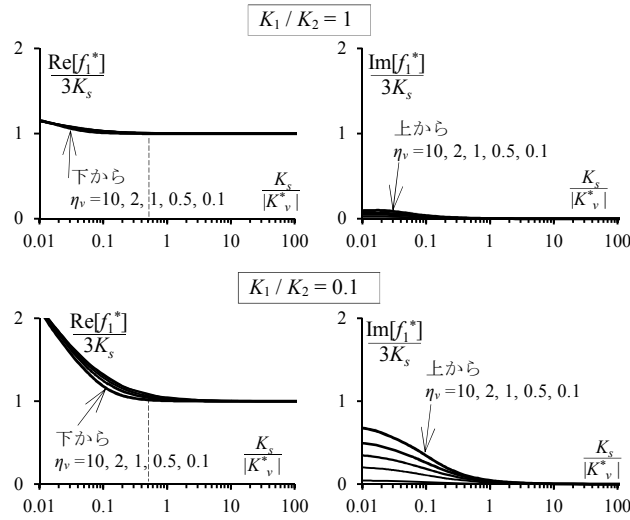


図 6.11 精算値  $K_d^*$  と近似値  $K_{d,app}$  を構成する  $f_1^*$  と  $3K_s$  の比較

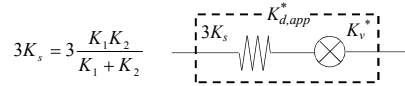


図 6.12 ダンパーの簡易力学モデル

### 6. 5. 2 ダンパーの左端と右端の変位量の簡易計算

6.4.2 項で検討したダンパーの左端と右端の変位量  $u_L^*$ ,  $u_R^*$  の近似値  $u_{L,app}^*$ ,  $u_{R,app}^*$  を述べる。まず、 $u_{L,app}^*$  は、式(6.29)で表され、式(7)と  $|K_v^*| = K_v''(1+\eta_v^2)^{0.5} = (K_v''/\eta_v)(1+\eta_v^2)^{0.5}$  から、次式が成立する。

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\left[\frac{u_{L,app}^*}{F_d^*}\right] &= \frac{K_v'}{|K_v^*|^2} + \frac{1}{3N_L K_s} = \frac{1}{|K_v^*|} \left( \frac{1}{(1+\eta_v^2)^{0.5}} + \frac{1}{3N_L X} \right) \\ \operatorname{Im}\left[\frac{u_{L,app}^*}{F_d^*}\right] &= -\frac{K_v''}{|K_v^*|^2} = -\frac{\eta_v}{|K_v^*|(1+\eta_v^2)^{0.5}} \end{aligned} \quad (6.33a,b)$$

左端の相対変位量とダンパー入力変位それぞれの最大絶対値の比  $|u_{L,app}^*|/|u_{d,app}^*|$  が 6.4.2 項の精算解と対比して陽に表される。すなわち、式(6.33)をもとに  $|u_{L,app}^*|$  が実部と虚部の二乗和平方根から得られ、また、 $|u_{d,app}^*|$  も  $N_L = 1$  として (式(6.29), (6.30)参照) 同様に得られ、比が次式で表される。

$$\frac{|u_{L,app}^*|}{|u_{d,app}^*|} = \frac{1}{N_L} \sqrt{\frac{9N_L^2 X^2 + 6N_L(1+\eta_v^2)^{0.5} X + 1}{9X^2 + 6(1+\eta_v^2)^{0.5} X + 1}} \quad (6.34)$$

以上の定式化を、右端における  $u_{R,app}^*$  に関して、式(6.29), (6.33), (6.34)と同様にして行うことができる。まず、式(6.29)の代わりに、 $u_{R,app}^* = u_{1,app}^*(x) - u_{2,app}^*(x) + u_{L,app}^*$  (図 6.2)と 6.5.1 項の定式化に基づき、

$$u_{R,app}^* = F_d^* \left( \frac{1}{K_v^*} + \frac{1}{3K_1} - \frac{1}{6K_2} \right) = F_d^* \left( \frac{1}{K_v^*} + \frac{1}{3N_R K_s} \right), \quad N_R = \frac{2(K_1/K_2 + 1)}{-(K_1/K_2) + 2} \quad (6.35a,b)$$

となり、この後は式(6.33), (6.34)の  $N_L$  を  $N_R$  に書き換えるのみであるため、説明を省く。

また、以上の結果を図 6.13 に示す。 $K_1/K_2=1$  では精算値 (図 6.9) とほぼ等しいが、 $K_1/K_2=0.1$  では  $X=K_s/|K_v^*|<1$  において差異が顕著となった。これまで述べたように、 $K_s/|K_v^*|>1$  を適用範囲と考えれば、精度上問題ないと思われる。

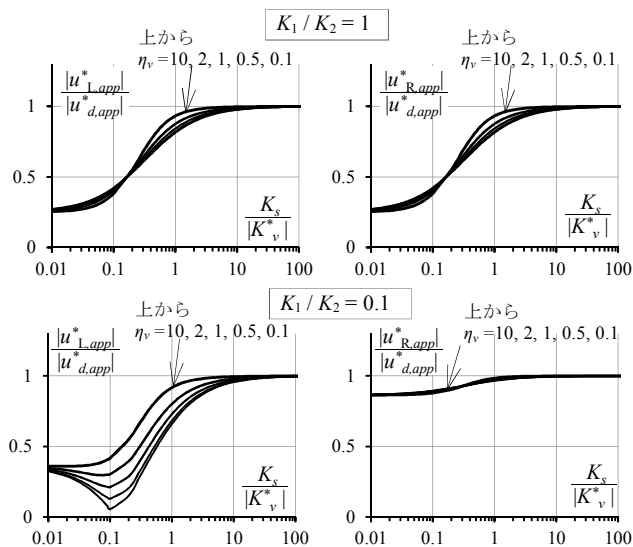


図 6.13 簡易式から得た  $u_{L,app}^*$ ,  $u_{R,app}^*$  と  $u_{d,app}^*$  の比較

### 6. 5. 3 ダンパー特性と装置材直列剛性の簡易な関係式

6.4.3 項の図 6.10 に示した減衰材とダンパー特性の関連を、6.5.1 項の簡易式により再表示してみる。まず、ダンパーの複素剛性の近似値  $K_{d,app}^*$  は、図 6.12 のモデルで表され、その貯蔵・損失剛性  $K'_{d,app}$ ,  $K''_{d,app}$  が、減衰材の貯蔵・損失剛性  $K'_v$ ,  $K''_v$  と装置材の直列剛性  $K_s$  により式(6.36a,b)で表される<sup>4),5)</sup>。

$$K'_{d,app} = \frac{3K_s(K_v'^2 + 3K_sK_v' + K_v''^2)}{(K_v' + 3K_s)^2 + K_v''^2}, \quad K''_{d,app} = \frac{(3K_s)^2 K_v''}{(K_v' + 3K_s)^2 + K_v''^2} \quad (6.36a,b)$$

これらをそれぞれ  $K'_v$ ,  $K''_v$  で基準化し、6.4.3 項で求めた基準値 (図 6.9) と比べる。つまり、

$$\frac{K'_{d,app}}{K'_v} = \frac{9X^2 + 3(1 + \eta_v^2)^{0.5} X}{9X^2 + 6(1 + \eta_v^2)^{-0.5} X + 1}, \quad \frac{K''_{d,app}}{K''_v} = \frac{9X^2}{9X^2 + 6(1 + \eta_v^2)^{-0.5} X + 1} \quad (6.37a,b)$$

ここに、 $X=K_s/|K_v^*|$ ,  $\eta_v=$  減衰材の損失係数である。

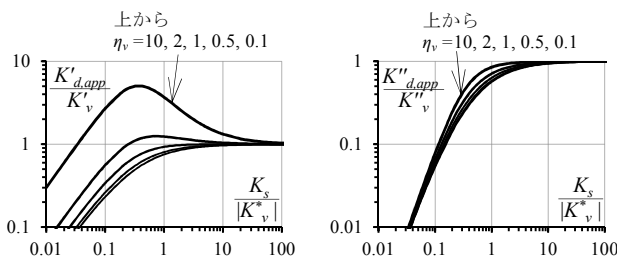


図 6.14  $K_s/|K_v^*|$  に対する様々な  $K'_{d,app}/K'_v$ ,  $K''_{d,app}/K''_v$  の変化

6.4.3 項の図 6.10 上段の精算解と同様の条件で図 6.14 に近似解を示す。近似解は、 $\eta_v = 2, 10$  で  $K'_{d,app}/|K_v^*|$  が極値をもつことも精度良く再現した。なお式(6.37)は、 $K_1/K_2$  に依存しない点が精算解と異なるが、精算解の図 6.10 下段が示すように、 $X=K_s/|K_v^*|$  が 1 以上であれば、 $K_1/K_2$  への依存性が殆

ど現れなく、6.5.1 項で示した簡易力学モデル (図 6.12)によりダンパーの特性値が精確に評価できると言える。

また、精算解に基づく曲線の傾向を、この簡易力学モデルにより容易に解釈できることも示しておく。近似式(6.37a)の  $X$  に関する微分値をゼロとする  $X = (1 + \eta_v^2)^{0.5} / \{3(\eta_v - 1)\}$  において、 $\eta_v > 1$  であれば、 $K'_{d,app} / K'_v$  が極値をとり、その値も近似式から高精度で評価できる。

以上から、装置材と減衰材が材長方向に連続的に接続されたダンパー (図 6.1) において、装置材の長さ方向変形を加味したダンパー特性値を以下にまとめる。式(6.2), (6.37)から、

$$K'_{d,app} = \frac{9X^2 + 3(1 + \eta_v^2)^{0.5}X}{9X^2 + 6(1 + \eta_v^2)^{-0.5}X + 1} \cdot \frac{G'A_s}{d}, \quad K''_{d,app} = \frac{9X^2}{9X^2 + 6(1 + \eta_v^2)^{-0.5}X + 1} \cdot \frac{G''A_s}{d}$$

$$\eta_{d,app} = \frac{3\eta_v \cdot X}{3X + (1 + \eta_v^2)^{0.5}} \quad (6.38a-c)$$

となる。式(6.38a,b)は、式(6.37a,b)をせん断面積  $A_s$  とせん断厚さ又は隙間  $d$ 、材料のせん断貯蔵・損失剛性  $G'$ ,  $G''$  により書き換えただけであり、その数値は手計算か図 6.14 から得られる。式(6.38c)は、材料の損失係数  $\eta_v = G'' / G'$  (6.3.2 項)に対するダンパーの損失係数  $\eta_{d,app}$  を表す。これは、ダンパーのいわゆる等価減衰定数の 2 倍にあたる。

図 6.15 は、 $\eta_v = 0.1 \sim 10$  における  $\eta_{d,app}$  の  $X$  への依存性を示す。 $K'_{d,app}$ ,  $K''_{d,app}$  に比べ  $X (= K_s / |K_v^*|)$  の影響は強く、例えば  $\eta_v = 10$  の粘性流体では、 $X = 1$  から 10 までで  $\eta_{d,app}$  は 2.5 から 0.7 まで変化し、高減衰とは言え、 $X = 40$  までは材料の減衰性能が完全には発揮されてはいない。一方、粘性の少ない  $\eta_v = 1$  の粘弾性体では、 $X = 1$  から 10 までで  $\eta_{d,app}$  は 0.7 からほぼ 1 まで増加する。以上の如く高減衰の減衰材を用いた場合ほど装置材剛性のダンパー減衰効率への影響が大きく、これを簡易な近似式(6.38)や図 6.14, 6.15 で簡便に評価できる。

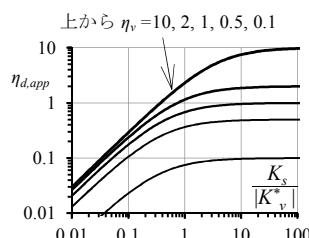


図 6.15  $K_s / |K_v^*|$  に対する  $\eta_{d,app}$

## 6. 6 理論式の検証

装置材の影響が無視できないダンパーの変形や動的特性に関する精算式と近似式それぞれを 6.3 節、6.5 節で提示した。それらの検証を、6.6.1 項ではダンパーの数値実験、6.6.2 項でダンパーに支持材が接続された試験体の加振実験により行う。6.6.3 項では、近似式により作成した簡易なバネと減衰材数値モデル<sup>3)</sup>の直列結合体により試験体のランダムな時刻歴挙動を再現し、その精度も検証する。

### 6. 6. 1 数値実験による検証

次項で述べる試験体のダンパー部分に対し図 6.16 の解析モデルを作成し、右端に変位  $u_d(t)$  を入力して力  $F_d(t)$  を算定し、その履歴曲線や相当の動的特性を、理論式 (精算式と近似式) の検証に用いる。

装置材の剛性  $K_1, K_2 = 18.6, 14.8$  kN/mm, それらの直列剛性  $K_s = 8.24$  kN/mm である。温度 20°C とし、振動数 0.25, 2.5, 10 Hz それぞれでの減衰材の貯蔵剛性  $K'_v = 0.39, 2.33, 5.07$  kN/mm, 損失剛性  $K''_v = 0.89, 3.14, 6.30$  kN/mm である。解析モデルは各装置材を 20 分割したため、図 6.16 の各バネ要

素は、装置材 1 で  $20K_1$ 、装置材 2 で  $20K_2$  の軸剛性をもつ。また減衰材は、入力円振動数  $\omega$  (rad/s) ごとに損失剛性  $K''_v$  を粘性係数  $C_v (=K''_v/\omega)$  に変換し、これと貯蔵剛性  $K'_v$  より、それぞれ  $21K'_v$  と  $21C_v$  をもつ Kelvin 体 21 個で表した。

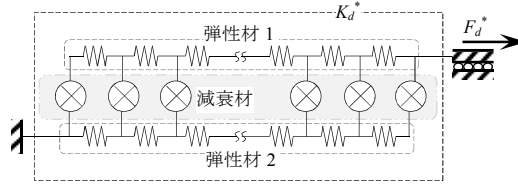


図 6.16 装置部材の軸方向特性を再現した数値実験モデル

上記 3 種振動数と振幅 3mm (歪振幅 100%) の正弦変位  $u_d(t)$  における  $F_d(t) - u_d(t)$  関係を解析ソフト MIDAS<sup>11)</sup> により求めた。各サイクルの荷重ステップ数を 1,000 とした。図 6.17 に数値実験から得た  $F_d - u_d$  曲線を実線で示す。また、曲線から最小 2 乗法で求めた  $F_d$  と  $u_d$  の直線近似式の勾配<sup>1),4),5)</sup>として貯蔵剛性  $K'_d$ 、1 サイクルの履歴面積を  $\pi u_{d,max}^2$  で除して求めた損失剛性  $K''_d$  を表 6.1 に実験値として示す。式(6.1b)、(6.25)から求めた精算値  $K'_d, K''_d$  と、式(6.38)から求めた近似値  $K'_{d,app}, K''_{d,app}$  もそれぞれ表 6.1 に示す。精算値と近似値がほぼ一致しており、また、実験値ともよく整合している。

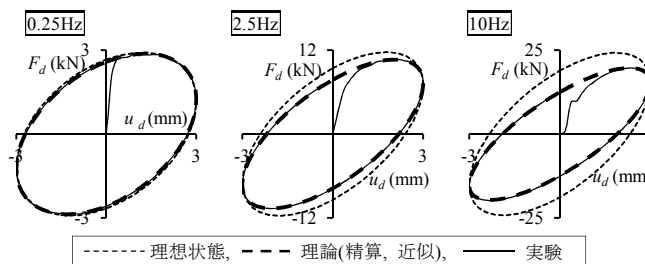


図 6.17 理論(精算, 近似)と実験, 理想状態による履歴の比較

表 6.1 理論(精算, 近似)と実験の貯蔵剛性, 損失剛性(kN/mm)の比較

	0.25Hz			2.5Hz			10Hz		
	精算	近似	実験	精算	近似	実験	精算	近似	実験
貯蔵剛性	0.42	0.42	0.42	2.43	2.43	2.43	5.08	5.09	5.10
損失剛性	0.86	0.86	0.86	2.59	2.59	2.60	4.17	4.16	4.20

精算値と近似値は、それぞれ式(6.4)に代入して  $F_d - u_d$  曲線を描くとほぼ一致したので、簡便な後者を用いた曲線を図 6.17 に示すが、実験から得た曲線とよく整合していることも分かる。さらに、装置材が変形しない、理想状態(式(6.8))の履歴も同様に図 6.17 に示す。上述のように  $K'_v$  と  $K''_v$  が大きくなる高振動では  $K_s/|K_v^*|$  が小さく、図 6.14 と整合して、 $F_d - u_d$  曲線の誤差が大きくなる。

### 6. 6. 2 加振実験による検証結果

前項で解析したダンパーを実際に加振し、その結果をここで用いる。両端に述までのモデルとは異なり、図 6.1 に示した装置材に支持材があるため、その影響を加味する。図 6.18 のように試験体は、外径 50 mm の管に 40mm の管を挿入し、それらの間に文献 2, 3 で検証した粘性流体を充填したものである。これら外管、内管の厚さは共通に 2 mm であるため、せん断隙間は 3 mm となる。また、試験体は鉛直に設置され、外径 50 mm の管が下側になる。

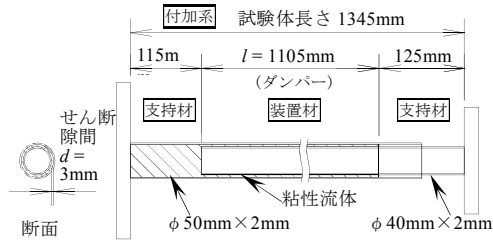


図 6.18 粘性流体を用いた試験体

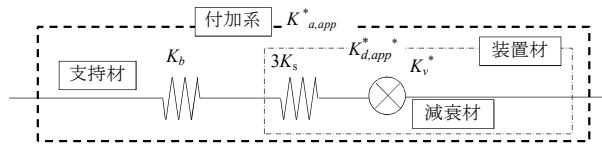


図 6.19 支持材と装置材の剛性を直列に結合した付加系モデル

装置材は管の径に比べ非常に長く、ヤング係数の小さいアルミからなるため、装置材変形が比較的大きい。装置材、および粘性流体からなる減衰材の長さ  $l = 1,105\text{mm}$ 、上下の支持材 1, 2 で内管、外管の順に長さ 125, 115mm, 支持材剛性 131, 179 kN/mm であり、それをまとめた直列剛性  $K_b = 75.5\text{kN/mm}$  である。他の諸元については 6.6.1 項で述べたが、特に減衰材の  $K'_v, K''_v$  については、外管内表面と内管外表面の円周の平均と減衰材長さ  $l$  の積を粘性流体のせん断面積  $A_s = 149,273\text{mm}^2$  としたことを述べておく。

実験ではダンパーではなく試験体両端の距離の変化を計測しており (図 6.18)、これを付加系変形  $u_a$  とする。また、付加系の力  $F_a$  は  $F_d$  に等しい。付加系は、軸剛性  $K_b$  をもつ支持材とダンパーの直列結合体であり、その貯蔵・損失剛性  $K'_a, K''_a$  は、文献 4 より、

$$K'_a = \frac{K_b(K'_d{}^2 + K_b K'_d + K_d''^2)}{(K'_d + K_b)^2 + K_d''^2}, \quad K''_a = \frac{K_b^2 K_d''}{(K'_d + K_b)^2 + K_d''^2} \quad (6.39a,b)$$

ここに、 $K'_d, K''_d =$  ダンパー貯蔵・損失剛性である。精算値  $K'_a, K''_a$  は、式(6.1b), (6.25)から求めた精算値  $K'_d, K''_d$  を式(6.39)に用いて求め、近似値  $K'_{a,app}, K''_{a,app}$  は、図 6.19 に示すように、式(6.38)から求めた近似値  $K'_{d,app}, K''_{d,app}$  を式(6.39)に用いれば得られる。

振動数 0.25, 2.5, 10 Hz、振幅 1.5, 3 mm、温度 15, 28°C の 12 組合せの加振実験から、6 組合せの  $F_a - u_a$  曲線を図 6.20 に実線で示す。さらに、上記の精算値  $K'_a, K''_a$  と近似値  $K'_{a,app}, K''_{a,app}$  がほぼ等しかったため、後者を理論値として式(6.4)に代入することで  $F_a - u_a$  曲線を求め図 6.20 に示すが、実験値とよく整合している。装置材が変形しない、理想状態 (式(6.8)) の履歴も式(6.39)から求め、同様に図 6.20 に示す。6.6.1 項に加え、 $K'_v$  と  $K''_v$  が大きくなる低温・高振動で  $K_s/|K''_v|$  が小さく、 $F_a - u_a$  曲線の誤差が増えることが分かる。

また、実験から得た  $F_a - u_a$  曲線を用い、前項と同様に最小 2 乗法で求めた貯蔵・損失剛性  $K'_a, K''_a$  を、実験値として四角シンボルで、図 6.21 に加振振動数に対しプロットした。前述の理論値、および装置材の変形しない理想状態での値もそれぞれ図 6.21 に示す。温度 15, 28°C において理論値が実験値にほぼ一致し、一方、理想状態では、特に損失係数  $\eta_a = K''_d/K'_a$  の値が高振動数・低温で大きく、著しく異なり、以上はダンパーの損失係数  $\eta_d$  と同様の傾向である。

なお、28°C の低振動数で  $\eta_a$  の理論値の精度が低い、文献 2 で説明したように、せん断隙間を保つためガイドに生じる摩擦力が、粘性力が小さい本条件において相対的に大きくなったためである。

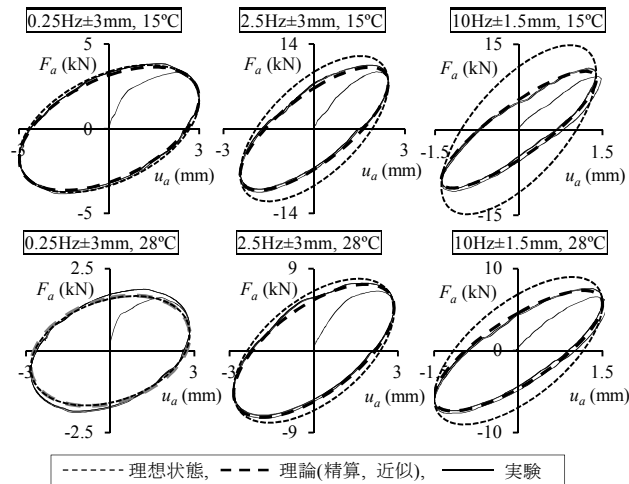


図 6.20 粘性流体試験体の正弦波における実験と理論による履歴

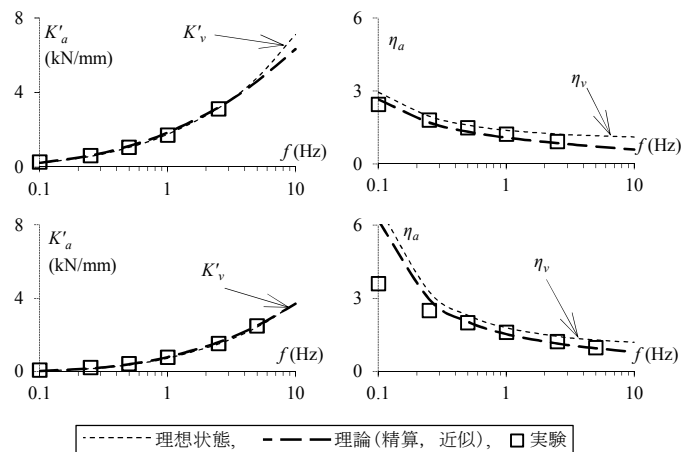


図 6.21 付加系としたダンパーの実験と理論の各  $f$  の  $K'_a, \eta_a$  の比較

### 6.6.3 時刻歴解析モデルと精度検証

長さ方向に連続して接続された装置材と減衰材を、図 6.19 のごとく、直列接続された要素に変換した簡易モデル化は、ランダム波を入力とした時刻歴解析にも有用である。つまり材料構成則を直接減衰材のモデルに用い、装置材の 3 倍の剛性  $3K_s$  をもつバネと剛性  $K_b$  をもつ支持材をまとめた剛性  $3K_s K_b / (3K_s + K_b)$  をもつバネを、それに直列結合すればよい。ここでは、文献 3 で提案・検証した任意の温度・振動数で高精度な分数微分構成則により減衰材をモデル化した。

この検証のため、6.6.2 項で述べた試験体のランダム加振実験を行った。El Centro 波を入力として応答解析した 3, 12, 24 階建物それぞれの 1 階層間変位の時刻歴データを、最大で 3mm となるよう基準化し、試験体の入力  $u_a(t)$  に用いた。各建物の 1 次固有振動数は 2.86, 0.76, 0.35Hz であり、これらが入力の主振動数成分である<sup>1)</sup>。実験時の粘性流体温度は 27°C であった。

図 6.22 から、明らかに解析が実験とほぼ一致し、このように装置材の変形が無視できない場合の時刻歴解析にとって、非常に有用なダンパーや付加系のモデル化手法を提示できたと考える。

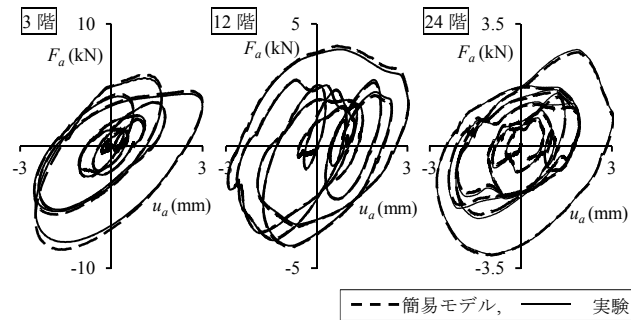


図 6.22 粘性流体試験体のランダム波の実験値と簡易モデル計算値

## 6.7 まとめ

筋違型の粘性系ダンパーの軸方向特性において、ダンパーを構成する減衰材と装置材の変形の相互干渉が、ダンパーの動的特性へ与える影響を検討した。以下に結論を示す。

- 1) 装置材と減衰材の動的特性をそれぞれ実数と複素数で表し、それらの関係に基づいた微分方程式を用いて、装置材に生じる歪や変形量を理論的に求めて、さらにダンパー変位とダンパー力からダンパーの複素剛性の精算式を求めた。
- 2) 理論的に得た歪や変形量の特徴を示し、それらとダンパーの複素剛性の簡易な近似式を求め、その精度が良好であることを示した。
- 3) ダンパーの複素剛性の簡易式は、装置材の直列剛性の3倍と減衰材の複素剛性の直列剛性として表せることを示した。
- 4) 簡易式を用いて、装置材や減衰材がダンパーの貯蔵・損失剛性へ与える影響を示した。
- 5) 支持材を含み、かつ変形が顕著である装置材と粘性流体で構成されるダンパーの加振実験を行い、線形特性における正弦波の荷重-変位履歴において、理論値が実験値と一致することを示した。
- 6) 簡易な力学モデルを用いた時刻歴解析において、粘性流体の線形特性範囲における粘性ダンパーのランダム波の理論値が実験値と一致することを示した。

なお、次報では壁型ダンパーのせん断特性に対する装置材の変形の影響を検討する予定である。

## 6章の参考文献

- 1) 笠井和彦, 寺本道彦, 大熊潔, 所健: 粘弾性体の温度・振動数・振幅依存性を考慮した構成則, その1 線形領域における温度・振動数依存のモデル化, 日本建築学会構造系論文集, 543号, pp77-86, 2001.5
- 2) 佐々木和彦, 笠井和彦, 大木洋司, 和氣知貴: 粘性流体の実験方法および動的特性の把握, せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その1, 日本建築学会構造系論文集, 670号, pp2183-2192, 2011.12
- 3) 佐々木和彦, 笠井和彦, 大木洋司: 粘性流体の実験方法および動的特性の把握, せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その2, 日本建築学会構造系論文集, 675号, pp791-298, 2012.05
- 4) 笠井和彦, 大熊潔: 振動数に依存する制振構造の等価周期・等価減数の評価法とその精度, 弾性架構と粘弾性ダンパーやオイルダンパーをもつ一質点構造における全体減衰系への置換法, 日本建築学会構造系論文集, 580号, pp51-59, 2004.6
- 5) 社団法人 日本免震構造協会編: パッシブ制振構造 設計・施工マニュアル 第3版, 2013.11
- 6) 伊藤 秀樹, 笠井和彦, 寺本道彦: 粘弾性体の材料特性に基づく粘弾性ダンパーの性能予測, 学術講演梗概集.B-2, pp997-998, 2000.9
- 7) 伊藤 秀樹, 笠井和彦: 粘弾性体の材料特性に基づく粘弾性ダンパーの性能予測: その2. 微分方程式を用いた解法、及び実験的検証, 学術講演梗概集.B-2, pp391-392, 2001.9

- 8) 遠藤文明,後閑章吉,橋本康則,笠井和彦,佐野剛志,貞末和史:粘弾性体と摩擦ダンパー(ブレーキダンパー)の直列接合からなる制振装置 : その 1.制振装置,学術講演梗概集.B-2,pp963-964, 2005.9
- 9) 笠井和彦,後閑章吉,櫻井馨,遠藤文明,石川理都子:その 3.剛性および損失係数の評価,粘弾性体と摩擦ダンパー(ブレーキダンパー)の直列接合からなる制振装置,学術講演梗概集.B-2,pp967-968,2005.9
- 10) David I. G. Jones:Handbook of Viscoelastic Vibration Damping, Wiley, 2001.07
- 11) MIDAS GENeral structure design system, 構造計画研究所, 2013

### 付録 1 微分方程式の計算

式(6.17)は 2 階の線形非同次微分方程式であり、その一般解  $y$  は同次方程式の一般解  $y_h$  と特殊解  $y_p$  の和である。以下に  $y$  の解法を示す。

まず、式(6.17)の同次方程式である式(1A)の一般解  $y_h$  を求める。 $\alpha^*$  は部材剛性  $K_1, K_2$  と減衰材の複素剛性  $K_v^*$  を用いて式(2A)とする。

$$\ddot{y}_h - (\alpha^*/l)^2 y_h = 0 \quad (1A)$$

$$y_h = \varepsilon_1^*(x), \alpha^{*2} = \frac{K_1 + K_2}{K_1 K_2} K_v^* \quad (2A)$$

式(1A)から  $y_h$  は指数関数  $y_h = C_a e^{\lambda x}$  と表せるため  $\lambda = \pm \alpha^* l$  となり、一般解が式(3A)となる。

$$y_h = C_{a1} e^{\frac{\alpha^*}{l} x} + C_{a2} e^{-\frac{\alpha^*}{l} x} \quad (3A)$$

また、 $(\cos\delta + i\sin\delta)^{1/2} = \cos\delta/2 + i\sin\delta/2$  を用いて  $K_v^* = |K_v^*|(\cos\delta + i\sin\delta)$  とし、式(2A)の  $\alpha^*$  を式(4A)とした。 $\alpha^*$  と  $\lambda$  が正と負値であり  $\alpha^* > 0$  のみを用いても  $y_h$  は同値となるため、以降では  $\alpha^* > 0$  とする。また、 $\delta = \arctan\eta_v$  である。

$$\alpha^* = \pm \sqrt{\frac{K_1 + K_2}{K_1 K_2} |K_v^*|} \left( \cos \frac{\delta}{2} + i \sin \frac{\delta}{2} \right) \quad (4A)$$

次に、式(6.17)の  $\varepsilon_1^*(x)$  を特殊解  $y_p$  とした式(5A)から  $y_p$  を求める。

$$\ddot{y}_p - \frac{(K_1 + K_2)K_v^*}{l^2 K_1 K_2} y_p + \frac{K_v^*}{l^3 K_1 K_2} F_d^* = 0 \quad (5A)$$

式(5A)において前述の同次方程式以外の項である  $K_v^* F_d^* / (l^3 K_1 K_2)$  が  $x$  に対して定数であるため、特殊解を同様に定数とし  $y_p = P$  とする。また、 $\ddot{y}_p = 0$  であり、それらを式(4A)に代入すると下式(6A)となる。

$$y_p = P = \frac{F_d^*}{l(K_1 + K_2)} \quad (6A)$$

よって、式(6.17)の一般解は式(7A)となる。

$$y = y_h + y_p = C_{a1} e^{\frac{\alpha^*}{l} x} + C_{a2} e^{-\frac{\alpha^*}{l} x} + \frac{F_d^*}{l(K_1 + K_2)} \quad (7A)$$

## 7章 壁型の粘性系ダンパーにおける減衰材と装置材、支持材の動的特性モデル

### 7.1 はじめに

#### 7.1.1 背景

構造物の動的解析に使用する様々なダンパー特性モデルについて、笠井らはダンパー周辺の取付け部材「支持材」の変形がダンパー特性へ及ぼす影響を、支持材の剛性をダンパー特性に直列接続したモデル「付加系」で検討しており、ダンパーが吸収するエネルギーと支持材の剛性の関係を示した<sup>1)</sup>。それらダンパーのうち、粘性流体または粘弾性体である粘性系の材料「減衰材」を有するダンパー「粘性系ダンパー」は、小から大地震時振動などの広範囲の揺れを吸収する制振部材である<sup>1)~7)</sup>。前章では、図7.1の減衰材を一様に挟むように設置したダンパー内の構成材「装置材」の変形の影響を検討した<sup>6)</sup>。そして、その軸方向に力が伝達する筋違型ダンパーを対象とし、減衰材と装置材の変形の特性の精算式と簡易式を求め、簡易式でダンパー力を精度良く時刻歴解析できることを示した。

筋違型以外のダンパー取付け方法の1つとして、構造物の上下梁間にダンパーを壁状に設置する壁・パネル型がある<sup>1)~3)</sup>。建物の質点系などの応答解析における地震力の低減に有効となるのは、筋違型ではダンパー軸方向を水平方向に分配した力だが、壁型では水平方向のダンパー力が主である。また、ダンパーを設置する柱梁構面において、対角線状空間を使用する筋違型に比べ、一部分の梁間を使用する壁型では扉などの開口部を設置できるという意匠的な利点がある。一方、ダンパー内に生じる力は、筋違型では主に軸力であるが、壁型ではせん断力と曲げによる抗折力であるため、筋違型と比較し壁型は装置材の変形からの影響が大きく、また、それが伝達されるダンパー内の部材変形の計算がより複雑である。

壁型ダンパーと類似した曲げ力学モデルとして、地中に埋められた杭や地表面に設置された構造物の曲げを求める、弾性床上の梁理論がある<sup>8)</sup>。これは、2種の部材の間に弾性要素を有するモデルであり、古くから用いられており、弾性要素の代わりに粘弾性要素を有するモデルも検討されている<sup>9)</sup>。しかし、それらは2体のうちの1部材は完全な剛であり、ダンパー構造とは必ずしも一致しない。また、前章<sup>6)</sup>のように動的解析の使用を目的としていない。

#### 7.1.2 目的と構成

柱梁の構面に対して水平方向に力が作用する壁・パネル型の粘性系ダンパーについて、その装置材のせん断力や曲げによる変形がダンパー特性に及ぼす影響を、前章<sup>6)</sup>と同様な以下の構成と手法で検討し、動的解析で適用できる特性モデルを構築することが本章の目的である。7.2節では、装置材と減衰材の動的特性を実数と複素数で表し、応力条件および軸変形やせん断変形を定義する。7.3節では、それらに基づく微分方程式と解を求め、装置材の曲げと減衰材による変形や力、ダンパー全体としての貯蔵・損失剛性の精算式を提示する。7.4節では、その精算式から得る各装置材の変形、モーメントやたわみ角やダンパー貯蔵・損失剛性の特徴を示す。7.5節では、精算式の近似による簡易式を求め、精算式と比較し精度を検証する。7.6節で曲げとせん断による変形を考慮したダンパーや付加系の各特性式をまとめ、7.7節で正弦波の精算値と近似値の精度を数値実験で確認する。

粘弾性体と粘性流体は、正弦波加振において応力-歪が楕円履歴曲線を示す。したがって、著者らが文献<sup>4),5)</sup>で示したように粘性流体は固体である粘弾性体と同様な方法で特性を定式化できるため、それらの材料を総称して「減衰材」と表記し、同等に扱う。

## 7. 2 せん断と曲げによる部材変形を考慮した粘性ダンパー複素剛性

### 7. 2. 1 ダンパーの構成材

ダンパーと支持材からなる付加系<sup>1)</sup>の例を図7.1に示す。ダンパーは、鋼材などで作製された装置材2体の間に減衰材1体が接着もしくは充填されている。上下の支持材は各上下端部の取付け部である。図7.1(a)のダンパーの断面  $x-x$  に示す2体の装置材1, 2の  $u$  方向相対変形により、減衰材にせん断変形して力が生じる。7.5節までは支持部材を除いたダンパーのみの特性を検討し、ダンパーを装置材1, 2と減衰材で表す。なお、断面  $x-x$  において、せん断力に比べて非常に小さいため  $u$  方向の減衰材の引張, 圧縮力を省略する。また、各構成材は拘束されるため面外の曲げや座屈によって変形せず、減衰材の厚みは常に一定とする。

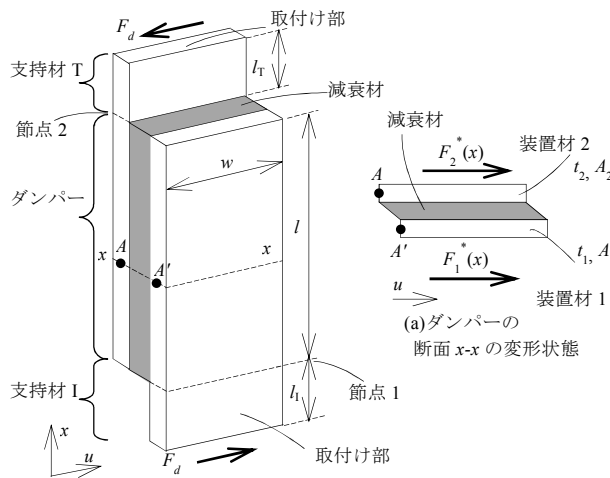


図 7.1 支持材およびダンパーを構成する減衰材と装置材

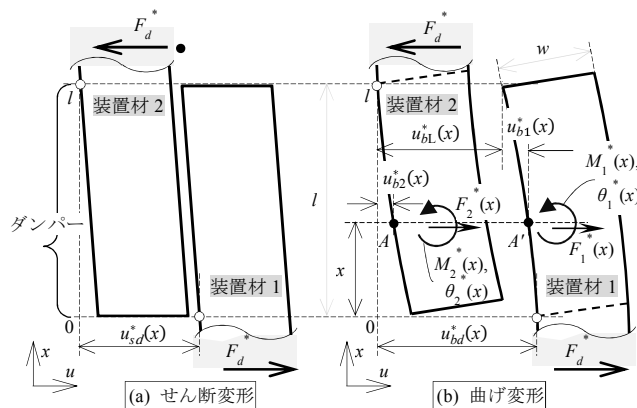


図 7.2 ダンパーにおけるせん断と曲げの変形状態

装置材1の下端にダンパー変形として調和変形  $u_d^*$  が与えられダンパー力  $F_d^*$  が生じると、装置材にせん断と曲げによって変形が同時に生じる。その時に図7.1(a)の断面  $x-x$  の各部材に生じるせん断力  $F_1^*(x)$ ,  $F_2^*(x)$  は、各変形に対して同値である。そこで、それらの変形をより簡単で明確に検討するため、図7.2に示すダンパー内変形におけるせん断変形  $u_{sd}^*$  と曲げ変形  $u_{bd}^*$  に対する  $F_d^*$  の関係を検討し、各複素剛性を求める。7.3~7.5節ではダンパー内の曲げ変形について、7.6, 7.7節ではダンパー内のせん断変形や、支持材の曲げとせん断変形について検討する。

装置材1, 2の幅  $w$ , 各厚み  $t_1, t_2$  であり、それぞれ下, 上端が支持材I, Tに接続し、その下端を図中の上方向とする座標軸  $x$  において原点0, 上端をダンパー長さである  $l$  とする。また、「\*」の付く記号は、入力変形に対して同位相の値,  $90^\circ$  位相がずれた値を実部, 虚部で表した複素数である。

## 7. 2. 2 装置材が剛と変形する場合の減衰材の変形と内力

図 7.1 における減衰材の理想状態は、装置材が剛であり、せん断応力  $\tau^*(x)$  とせん断歪  $\gamma^*(x)$  が  $x$  によらず一様とする。このとき、ダンパー変形  $u_d^*$  が与えられた時のせん断応力  $\tau^*$  と歪  $\gamma^*$  は、

$$\tau^* = G^* \gamma^*, \quad \gamma^* = u_d^* / d \quad (7.1a, b)$$

と表される。ここに、 $G^*$ ,  $A_s$ ,  $d$  は減衰材のせん断複素剛性率、せん断面積、厚さもしくはせん断隙間である。 $\tau^*$  が一様であるためダンパー力  $F_d^* = A_s \tau^*$  となり、また、粘性系材料の貯蔵剛性率  $G'$  と損失剛性率  $G''$  により  $G^* = G' + i G''$  と表される。

$$F_d^* = K_v^* u_d^*, \quad K_v^* = K_v' + i K_v'' = \frac{G^* A_s}{d} = \frac{G' A_s}{d} + i \frac{G'' A_s}{d} \quad (7.2a, b)$$

この時、 $K_v^*$  = 減衰材の複素剛性であり、また、理想状態のダンパー複素剛性でもある。なお、式(7.1a)のように  $G^*$  を入力歪に乗じて、歪と同位相の弾性応力と  $90^\circ$  位相ずれした粘性応力の両者を表すことができる。また、式(2a)における変形と力の関係も同様である。したがって、 $u_d = u_{d, \max} \sin \omega t$  を入力した場合は、式(7.3)であり、

$$F_d = K_d' u_{d, \max} \sin \omega t + K_d'' u_{d, \max} \cos \omega t \quad (7.3)$$

楕円履歴が図 7.3 と表せる。以後、このように応答量を複素数で表すが、例えば文献 10 のように、式展開や演算は実数の式の場合と同様である。上記の理想状態と対比して、図 7.1 の断面  $x-x$  で減衰材が  $u$  方向に  $u^*(x)$  変形する場合、減衰材のせん断応力とせん断歪  $\gamma^*(x)$  は式(7.4a, b)であり、位置  $x$  の関数と表される。

$$\tau^*(x) = G^* \gamma^*(x), \quad \gamma^*(x) = u^*(x) / d \quad (7.4a, b)$$

また、式(7.2a)に代わり、 $F_d^*$  はダンパー複素剛性  $K_d^*$  を用いて、(7.5a, b)と示される。理想状態と異なり、装置材の変形の影響が含まれるため、 $K_d^*$  と  $G^*$  の関係を式(7.2b)の様に簡単に表せない。

$$F_d^* = K_d^* u_d^*, \quad K_d^* = K_d' + i K_d'' \quad (\neq K_v^*) \quad (7.5a, b)$$

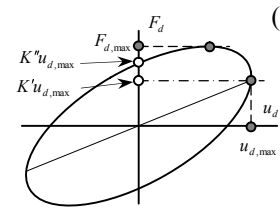


図 7.3 粘弾性特性を有するダンパー履歴

## 7. 3. 装置材の曲げ変形を考慮したダンパー特性の厳密解

### 7. 3. 1 ダンパー内部の曲げ変形とせん断力、曲げモーメント

図 7.2(b)のダンパーにおいて、ダンパー力  $F_d$  が与えられ曲げ変形  $u_{bd}^*$  が生じた状態における、装置材 1, 2 に生じるせん断力と変形、たわみ角、モーメントを以下に示す。なお、力や変形は図中の右向きを、モーメントは図 7.1(a)の装置材断面の左側で  $x$  方向へ引張が生じる時を、たわみ角は時計回りを、正方向とする。

各装置材 1, 2 の位置  $x$  における、たわみ角  $\theta_1^*(x)$ ,  $\theta_2^*(x)$  と変形  $u_{b1}^*(x)$ ,  $u_{b2}^*(x)$  の関係が式(7.6a, b)で表せる。

$$\theta_1^*(x) = \frac{du_{b1}^*(x)}{dx}, \quad \theta_2^*(x) = \frac{du_{b2}^*(x)}{dx} \quad (7.6a, b)$$

各モーメント  $M_1^*(x)$ ,  $M_2^*(x)$  と  $\theta_1^*(x)$ ,  $\theta_2^*(x)$ ,  $u_{b1}^*(x)$ ,  $u_{b2}^*(x)$  の関係が式(7.7a, b)で表せる。なお、各部材の板厚  $t_1$ ,  $t_2$  と有効幅  $w$  から断面 2 次モーメントは  $I_1 = t_1 w^3 / 12$ ,  $I_2 = t_2 w^3 / 12$  である。

$$M_1^*(x) = EI_1 \frac{d\theta_1^*(x)}{dx} = EI_1 \frac{d^2 u_{b1}^*(x)}{dx^2}, M_2^*(x) = EI_2 \frac{d\theta_2^*(x)}{dx} = EI_2 \frac{d^2 u_{b2}^*(x)}{dx^2} \quad (7.7a,b)$$

以上より、各せん断力  $F_1^*(x), F_2^*(x)$  と  $M_1^*(x), M_2^*(x), u_{b1}^*(x), u_{b2}^*(x)$  の関係が式(7.8a,b)で表せる。

$$F_1^*(x) = \frac{dM_1^*(x)}{dx} = EI_1 \frac{d^3 u_{b1}^*(x)}{dx^3}, F_2^*(x) = \frac{dM_2^*(x)}{dx} = EI_2 \frac{d^3 u_{b2}^*(x)}{dx^3} \quad (7.8a,b)$$

### 7. 3. 2 各装置材間のせん断力とモーメント,変形の関係

図 7.2(b)の各せん断力  $F_1^*(x), F_2^*(x)$  は、断面  $x-x$  のせん断力  $w \tau^*(x) dx$  をそれぞれ  $[x, l], [0, x]$  で積分した式(7.9a,b)と表せ、 $F_1^*(x)$  と  $F_2^*(x)$  の関係式(7.10)が導ける。

$$F_1^*(x) = w \int_x^l \tau^*(x) dx = -w \int_0^x \tau^*(x) dx + F_d, F_2^*(x) = w \int_0^x \tau^*(x) dx \quad (7.9a,b)$$

$$F_1^*(x) + F_2^*(x) = F_d \quad (7.10)$$

各モーメント  $M_1^*(x), M_2^*(x)$  は、式(7.9a,b)と同範囲における  $F_1^*(x), F_2^*(x)$  の積分であり式(7.11a,b)と表せる。なお、7.3.1 項で定義したせん断力とモーメントの向きに従い、式(7.11a)に負の符号を付けた。また、未定の  $M_1^*(0)$  を用いて  $M_1^*(x)$  と  $M_2^*(x)$  の関係が式(7.12)と導ける。

$$M_1^*(x) = -\int_x^l F_1^*(x) dx = M_1^*(0) + \int_0^x F_1^*(x) dx, M_2^*(x) = \int_0^x F_2^*(x) dx = x F_d - \int_0^x F_1^*(x) dx \quad (7.11a,b)$$

$$M_1^*(x) + M_2^*(x) = x F_d + M_1^*(0) \quad (7.12)$$

式(7.12)に式(7.7a,b)を代入し、各変形  $u_{b1}^*(x), u_{b2}^*(x)$  の関係式(7.13)が導ける。

$$EI_1 \frac{d^2 u_{b1}^*(x)}{dx^2} + EI_2 \frac{d^2 u_{b2}^*(x)}{dx^2} = F_d x + M_1^*(0) \quad (7.13)$$

### 7. 3. 3 装置材 1, 2 に生じる曲げ変形の微分方程式による解

図 7.1(a)の断面  $x-x$  において、せん断応力  $\tau^*(x)$  は減衰材の複素剛性率  $G_v^*$  と  $\gamma^*(x)$  の積であり、減衰材のせん断変形 =  $u_{bL}^* + u_{b1}^*(x) - u_{b2}^*(x)$  を用いて、式(7.14)と表せる。ここで、図 7.2(b)の各装置材の曲げ変形  $u_{b1}^*(x), u_{b2}^*(x)$  とダンパー上端の変形  $u_{bL}^*(x)$  であり、減衰材の複素剛性  $K_v^*$  とせん断面積  $A_s = wl$ 、せん断隙間  $d$  から得た  $G_v^* / d = K_v^* / (wl)$  を代入した。

$$\tau^*(x) = G_v^* \gamma^*(x) = \frac{K_v^*}{wl} [u_{bL}^* + u_{b1}^*(x) - u_{b2}^*(x)] \quad (7.14)$$

式(7.8a),(7.9a)を  $x$  で微分し共通項を消去し、式(7.15)が得られる。

$$\frac{dF_1^*(x)}{dx} = EI_1 \frac{d^4 u_{b1}^*(x)}{dx^4} = -w \tau^*(x) \quad (7.15)$$

式(7.15)に式(7.14)を代入し、装置材 1 の断面 2 次モーメント  $I_1$ 、長さ  $l$ 、ヤング係数  $E$  を用いて式(7.16)と表せる。

$$\frac{d^4 u_{b1}^*(x)}{dx^4} = -\frac{K_v^*}{lEI_1} [u_{bL} + u_{b1}^*(x) - u_{b2}^*(x)] \quad (7.16)$$

式(7.16)を  $x$  の 2 階微分して  $u_{bL}^*$  を消去し、装置材 1, 2 の曲げ変形  $u_{b1}^*(x)$ ,  $u_{b2}^*(x)$  を含んだ微分方程式 (7.17) が得られる。

$$\frac{d^6 u_{b1}^*(x)}{dx^6} = -\frac{K_v^*}{lEI_1} \left\{ \frac{d^2 u_{b1}^*(x)}{dx^2} - \frac{d^2 u_{b2}^*(x)}{dx^2} \right\} \quad (7.17)$$

式(7.13)を式(7.17)に代入すると、 $u_{b1}^*(x)$  の微分方程式(7.18)が得られる。

$$\frac{d^6 u_{b1}^*(x)}{dx^6} + \frac{K_v^*(I_1 + I_2)}{lEI_1 I_2} \frac{d^2 u_{b1}^*(x)}{dx^2} - \frac{K_v^*}{lE^2 I_1 I_2} [F_d x + M_1^*(0)] = 0 \quad (7.18)$$

境界条件  $u_{b1}^*(l) = 0$  で、付録 1 の方法を用いて、式(7.18)の一般解である  $u_{b1}^*(x)$  が式(7.19)と表せる。これには、減衰材の損失剛性  $K_v'$  と貯蔵剛性  $K_v''$  で表される変形と力の位相角  $\delta = \tan^{-1}(K_v''/K_v')$  と定数  $C_1 \sim C_4$ 、式(7.20a,b)の  $\lambda_1, \lambda_2$ 、境界の値  $\theta_1^*(0), F_d, M_1^*(0)$  を用いた。

$$\begin{aligned} u_{b1}^*(x) = & C_1 [e^{\lambda_1 x} - e^{\lambda_1 l} - \lambda_1 (x-l)] + C_2 [e^{-\lambda_1 x} - e^{-\lambda_1 l} + \lambda_1 (x-l)] + C_3 [e^{\lambda_2 x} - e^{\lambda_2 l} - \lambda_2 (x-l)] \\ & + C_4 [e^{-\lambda_2 x} - e^{-\lambda_2 l} + \lambda_2 (x-l)] + \frac{F_d (x^3 - l^3)}{6E(I_1 + I_2)} + \frac{M_1^*(0)(x^2 - l^2)}{2E(I_1 + I_2)} + \theta_1^*(0)(x-l) \end{aligned} \quad (7.19)$$

$$\begin{aligned} \lambda_1 = & \sqrt[4]{\frac{K_v^*(I_1 + I_2)}{EI_1 I_2}} \left[ \left( \cos \frac{\delta}{4} + \sin \frac{\delta}{4} \right) + \left( \sin \frac{\delta}{4} - \cos \frac{\delta}{4} \right) i \right], \\ \lambda_2 = & \sqrt[4]{\frac{K_v^*(I_1 + I_2)}{EI_1 I_2}} \left[ \left( -\sin \frac{\delta}{4} + \cos \frac{\delta}{4} \right) + \left( \sin \frac{\delta}{4} + \cos \frac{\delta}{4} \right) i \right] \end{aligned} \quad (7.20a,b)$$

また、上記の  $u_{b1}^*(x)$  を式(7.13)に代入すると、境界条件  $u_{b2}^*(l) = 0$  において上記の式(7.19)の定数と境界の値  $\theta_2^*(l)$  を用いて、 $u_{b2}^*(x)$  が式(7.21)と表せる。

$$\begin{aligned} u_{b2}^*(x) = & -\frac{I_1}{I_2} \left\{ C_1 [(e^{\lambda_1 x} - e^{\lambda_1 l}) - \lambda_1 e^{\lambda_1 l} (x-l)] + C_2 [(e^{-\lambda_1 x} - e^{-\lambda_1 l}) + \lambda_1 e^{-\lambda_1 l} (x-l)] + \right. \\ & \left. C_3 [(e^{\lambda_2 x} - e^{\lambda_2 l}) - \lambda_2 e^{\lambda_2 l} (x-l)] + C_4 [(e^{-\lambda_2 x} - e^{-\lambda_2 l}) + \lambda_2 e^{-\lambda_2 l} (x-l)] \right\} \\ & + \frac{F_d}{6E(I_1 + I_2)} (x-l)^2 (x+2l) + \frac{M_1^*(0)}{2E(I_1 + I_2)} (x-l)^2 + \theta_2^*(l)(x-l) \end{aligned} \quad (7.21)$$

### 7. 3. 4 力と曲げモーメント、係数 $C_1 \sim C_4$ の計算

式(7.8a)と式(7.7a)に式(7.19)の曲げ変形  $u_{b1}^*(x)$  を代入すると、力  $F_1^*(x)$  が式(7.22)、モーメント  $M_1^*(x)$  が式(7.23)と表せる。

$$F_1^*(x) = EI_1 \left( C_1 \lambda_1^3 e^{\lambda_1 x} - \lambda_1^3 C_2 e^{-\lambda_1 x} + C_3 \lambda_2^3 e^{\lambda_2 x} - \lambda_2^3 C_4 e^{-\lambda_2 x} \right) + \frac{I_1 F_d}{(I_1 + I_2)} \quad (7.22)$$

$$M_1^*(x) = EI_1 \left( C_1 \lambda_1^2 e^{\lambda_1 x} + \lambda_1^2 C_2 e^{-\lambda_1 x} + C_3 \lambda_2^2 e^{\lambda_2 x} + \lambda_2^2 C_4 e^{-\lambda_2 x} \right) + \frac{I_1 F_d}{(I_1 + I_2)} x + \frac{I_1 M_1^*(0)}{(I_1 + I_2)} \quad (7.23)$$

境界条件 $F_1^*(l)=0$ ,  $F_1^*(0)=F_2^*(l)=F_d$ ,  $M_1^*(l)=0$ , 式(7.12)より得る $M_2^*(l)=lF_d+M_1^*(0)$ を用いて、上式の係数 $C_1\sim C_4$ が式(7.24a~d)と表せる。なお、式(7.25a~i)は式(7.20a,b)の $\lambda_1, \lambda_2$ と装置材1, 2の断面2次元メント $I_1, I_2$ で表せる係数 $A_1\sim B_5$ である。

$$\begin{aligned}
 C_1 &= \frac{1}{\lambda_1^2 EI_1 (I_1 + I_2) \det A} \left\{ \begin{aligned} &[A_3 B_4 - A_4 B_3 - (A_3 + A_4) \lambda_2 I_1 l] F_d \\ &-(A_3 B_4 + A_4 B_3) \lambda_2 M_1^*(0) \end{aligned} \right\} \\
 C_2 &= \frac{1}{\lambda_1^2 EI_1 (I_1 + I_2) \det A} \left\{ \begin{aligned} &[A_1 B_4 - A_2 B_3 - (A_1 + A_2) \lambda_2 I_1 l] F_d \\ &-(A_1 B_4 + A_2 B_3) \lambda_2 M_1^*(0) \end{aligned} \right\} \\
 C_3 &= \frac{1}{\lambda_2^2 EI_1 (I_1 + I_2) \det A} \left\{ \begin{aligned} &[A_2 B_2 + A_4 B_1 - (A_2 - A_4) \lambda_1 I_1 l] F_d \\ &-(A_2 B_2 - A_4 B_1) \lambda_1 M_1^*(0) \end{aligned} \right\} \\
 C_4 &= \frac{1}{\lambda_2^2 EI_1 (I_1 + I_2) \det A} \left\{ \begin{aligned} &[-A_1 B_2 - A_3 B_1 + (A_1 - A_3) \lambda_1 I_1 l] F_d \\ &+(A_1 B_2 - A_3 B_1) \lambda_1 M_1^*(0) \end{aligned} \right\}
 \end{aligned} \tag{7.24a,b,c,d}$$

$$\begin{aligned}
 A_1 &= (\lambda_1 + \lambda_2)(e^{\lambda_1 l} - e^{\lambda_2 l}), \quad A_2 = (\lambda_1 - \lambda_2)(e^{\lambda_1 l} - e^{-\lambda_2 l}), \\
 A_3 &= (\lambda_1 - \lambda_2)(e^{-\lambda_1 l} - e^{\lambda_2 l}), \quad A_4 = (\lambda_1 + \lambda_2)(e^{-\lambda_1 l} - e^{-\lambda_2 l}), \\
 B_1 &= e^{\lambda_1 l} I_2 + I_1, \quad B_2 = e^{-\lambda_1 l} I_2 + I_1, \quad B_3 = e^{\lambda_2 l} I_2 + I_1, \quad B_4 = e^{-\lambda_2 l} I_2 + I_1, \\
 \det A &= -A_2 A_3 + A_1 A_4
 \end{aligned} \tag{7.25a,b,c,d,e,f,g,h,i}$$

以下に、式(7.24)に含まれる未定の $M_1^*(0)$ と $F_d$ の関係を求める。 $x=0, l$ における式(7.16)のそれぞれの値の差が式(7.26)と表せる。

$$\frac{d^4 u_{b1}^*(0)}{dx^4} - \frac{d^4 u_{b1}^*(l)}{dx^4} = -\frac{K_v^*}{lEI_1} [u_{b1}^*(0) - u_{b2}^*(0)] \tag{7.26}$$

上式に式(7.19),(7.21)の $u_{b1}^*(x)$ ,  $u_{b2}^*(x)$ を、さらに式(7.20a,b)の $\lambda_1, \lambda_2$ と式(44a,b,c,d)の $C_1\sim C_4$ を代入し整理すると、 $M_1^*(0)$ と $F_d$ の関係が式(7.27)と表せる。

$$\begin{aligned}
 &\left[ \begin{aligned} &(A_3 B_4 + A_4 B_3) \lambda_2^2 (I_2 + I_1 e^{\lambda_1 l}) - (A_1 B_4 + A_2 B_3) \lambda_2^2 (I_2 + I_1 e^{-\lambda_1 l}) \\ &+(A_2 B_2 - A_4 B_1) \lambda_1^2 (I_2 + I_1 e^{\lambda_2 l}) + (A_1 B_2 - A_3 B_1) \lambda_1^2 (I_2 + I_1 e^{-\lambda_2 l}) \\ &+ \lambda_1 \lambda_2 I_1 I_2 l \det A \end{aligned} \right] M_1^*(0) \\
 &= \left[ \begin{aligned} &\lambda_2 [A_3 B_4 - A_4 B_3 - (A_3 + A_4) \lambda_2 I_1 l] (I_2 + I_1 e^{\lambda_1 l}) \\ &+ \lambda_2 [-A_1 B_4 + A_2 B_3 + (A_1 + A_2) \lambda_2 I_1 l] (I_2 + I_1 e^{-\lambda_1 l}) \\ &+ \lambda_1 [A_2 B_2 + A_4 B_1 - (A_2 - A_4) \lambda_1 I_1 l] (I_2 + I_1 e^{\lambda_2 l}) \\ &+ \lambda_1 [A_1 B_2 + A_3 B_1 - (A_1 - A_3) \lambda_1 I_1 l] (I_2 + I_1 e^{-\lambda_2 l}) \\ &- 0.5 \lambda_1 \lambda_2 I_1 I_2 l^2 \det A \end{aligned} \right] F_d - [\theta_1^*(0) - \theta_2^*(l)] E \lambda_1 \lambda_2 I_1 I_2 (I_1 + I_2) \det A
 \end{aligned} \tag{7.27}$$

### 7. 3. 5 装置材の曲げ変形を考慮したダンパー複素剛性

式(10b)に式(15)を代入し  $x=l$  において整理すると、ダンパー力  $F_d$  が式(7.28)と表せる。

$$F_d = F_2^*(l) = \frac{K_v^*}{l} \int_0^l [u_{bL}^* + u_{b1}^*(x) - u_{b2}^*(x)] dx \quad (7.28)$$

部材部材 1, 2 の曲げ変形  $u_1^*(x)$ ,  $u_2^*(x)$  の式(7.19), (7.21)を代入し整理すると、減衰材の複素剛性  $K_v^*$  や装置材の断面 2 次モーメント  $I_1, I_2$  を用いて、ダンパー上部変形  $u_{bL}^*$  が式 (7.29)と表せる。

$$\begin{aligned} u_{bL}^* = & \frac{F_d}{K_v^*} + \frac{l^2 M_1^*(0)}{2E(I_1 + I_2)} + \frac{l^3 F_d}{4E(I_1 + I_2)} + [\theta_1^*(0) - \theta_2^*(l)] \frac{l}{2} \\ & - C_1 \left[ \left(1 + \frac{I_1}{I_2}\right) \frac{-1 + e^{\lambda_1 l} - e^{\lambda_1 l} \lambda_1 l}{\lambda_1 l} + \left(1 + \frac{I_1}{I_2} e^{\lambda_1 l}\right) \frac{\lambda_1 l}{2} \right] - C_2 \left[ \left(1 + \frac{I_1}{I_2}\right) \frac{1 - e^{-\lambda_1 l} - e^{-\lambda_1 l} \lambda_1 l}{\lambda_1 l} - \left(1 + \frac{I_1}{I_2} e^{-\lambda_1 l}\right) \frac{\lambda_1 l}{2} \right] \\ & - C_3 \left[ \left(1 + \frac{I_1}{I_2}\right) \frac{-1 + e^{\lambda_2 l} - e^{\lambda_2 l} \lambda_2 l}{\lambda_2 l} + \left(1 + \frac{I_1}{I_2} e^{\lambda_2 l}\right) \frac{\lambda_2 l}{2} \right] - C_4 \left[ \left(1 + \frac{I_1}{I_2}\right) \frac{1 - e^{-\lambda_2 l} - e^{-\lambda_2 l} \lambda_2 l}{\lambda_2 l} - \left(1 + \frac{I_1}{I_2} e^{-\lambda_2 l}\right) \frac{\lambda_2 l}{2} \right] \end{aligned} \quad (7.29)$$

また、装置材 1 の  $x=0$  の  $u_{b1}^*(0)$  は式(7.19)から、式(7.30)と表せる。

$$\begin{aligned} u_{b1}^*(0) = & C_1 (1 - e^{\lambda_1 l} + \lambda_1 l) + C_2 (1 - e^{-\lambda_1 l} - \lambda_1 l) + C_3 (1 - e^{\lambda_2 l} + \lambda_2 l) \\ & + C_4 (1 - e^{-\lambda_2 l} - \lambda_2 l) - \frac{F_d}{E(I_1 + I_2)} \frac{l^3}{6} - \frac{M_1^*(0)}{E(I_1 + I_2)} \frac{l^2}{2} - \theta_1^*(0)l \end{aligned} \quad (7.30)$$

図 7.2(b)のダンパー曲げ変形  $u_{bd}^*$  は上記変形の和で式(7.31a)となり、 $F_d^*$  は曲げの複素剛性剛性  $K_{bd}^*$  と  $u_{bd}^*$  の積であり式(7.31b)と表せる。

$$u_{bd}^* = u_{bL}^* + u_{b1}^*(0) \quad , \quad F_d^* = K_{bd}^* u_{bd}^* \quad (7.31a,b)$$

以上から、式(7.24a~d)の  $C_1 \sim C_4$  を用いて、 $K_{bd}^*$  の逆数として式(7.32)が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{K_{bd}^*} = \frac{u_{bd}^*}{F_d^*} = & \frac{1}{K_v^*} + \frac{l^3}{12E(I_1 + I_2)} - \frac{\theta_1^*(0) + \theta_2^*(l)}{2F_d^*} l \\ & - \frac{C_1}{F_d^*} \left[ \left(1 + \frac{I_1}{I_2}\right) \frac{-1 + e^{\lambda_1 l} - e^{\lambda_1 l} \lambda_1 l}{\lambda_1 l} + \left(1 + \frac{I_1}{I_2} e^{\lambda_1 l}\right) \frac{\lambda_1 l}{2} - 1 + e^{\lambda_1 l} - \lambda_1 l \right] \\ & - \frac{C_2}{F_d^*} \left[ \left(1 + \frac{I_1}{I_2}\right) \frac{1 - e^{-\lambda_1 l} - e^{-\lambda_1 l} \lambda_1 l}{\lambda_1 l} - \left(1 + \frac{I_1}{I_2} e^{-\lambda_1 l}\right) \frac{\lambda_1 l}{2} - 1 + e^{-\lambda_1 l} + \lambda_1 l \right] \\ & - \frac{C_3}{F_d^*} \left[ \left(1 + \frac{I_1}{I_2}\right) \frac{-1 + e^{\lambda_2 l} - e^{\lambda_2 l} \lambda_2 l}{\lambda_2 l} + \left(1 + \frac{I_1}{I_2} e^{\lambda_2 l}\right) \frac{\lambda_2 l}{2} - 1 + e^{\lambda_2 l} - \lambda_2 l \right] \\ & - \frac{C_4}{F_d^*} \left[ \left(1 + \frac{I_1}{I_2}\right) \frac{1 - e^{-\lambda_2 l} - e^{-\lambda_2 l} \lambda_2 l}{\lambda_2 l} - \left(1 + \frac{I_1}{I_2} e^{-\lambda_2 l}\right) \frac{\lambda_2 l}{2} - 1 + e^{-\lambda_2 l} + \lambda_2 l \right] \end{aligned} \quad (7.32)$$

## 7. 4 装置材の曲げ剛性およびダンパー特性の傾向

### 7. 4. 1 装置材に生じる力とモーメント, たわみ角, 変形の特徴

図 7.2 の装置材 1, 2 の応答値である力とモーメント, たわみ角, 変形に対する、装置材 1, 2 の曲げ剛性  $K_{b1}, K_{b2}$  を直列につないだ状態の剛性 (以下、直列曲げ剛性)  $K_{bs} = K_{b1}K_{b2} / (K_{b1}+K_{b2})$  と減衰材の複素剛性絶対値  $|K_v^*|$  の影響を、 $(K_{bs}/|K_v^*|, K_{b1}/K_{b2}) = (1, 1), (1, 0.1), (0.1, 1)$  の 3 種の組合せで検討する。なお、 $K_{b1}, K_{b2}$  は式(7.33a,b)であり、ヤング係数  $E$  と各断面形状  $I_1, I_2$  と部材長さ  $l$  を用いて、各装置材を片持ち梁として求めた。

$$K_{b1} = (3EI_1)/l^3, \quad K_{b2} = (3EI_2)/l^3 \quad (7.33a,b)$$

$K_{b1}/K_{b2} = 1$  では装置材 1, 2 の材料と断面積, 長さが等しく、 $K_{b1}/K_{b2} = 0.1$  では極端に装置材の特性が異なる。なお、基本的なモデルを検証するため、装置材 1, 2 の境界のたわみ角  $\theta_1^*(0), \theta_2^*(l) = 0$  とする。

図 7.4 に示す、正弦波加振において 5 種の細～太い楕円履歴である減衰材の損失係数  $\eta_v = K_v''/K_v'$   $= 0.1, 0.5, 1, 2, 10$  の各応答値を求める。図の縦軸と横軸は、力  $F_v$  と変形  $u_v$  の各最大値  $F_{v,max}$  と  $u_{v,max}$  に対する基準値である。粘弾性体では  $\eta_v$  が小さく、粘性流体では  $\eta_v$  がより大きくなる傾向がある<sup>4)</sup> ~7)。

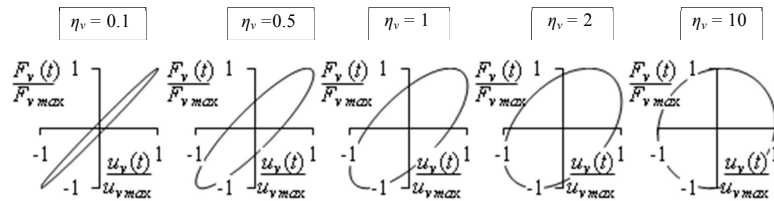


図 7.4 減衰材の 5 種の損失係数  $\eta_v (= K_v''/K_v')$  に対応する履歴形状

7.2.2 項で示したように、入力変形に対して、各応答値  $X^*(t)$  の実部  $\text{Re}[X^*(t)]$  は同位相, 虚部  $\text{Im}[X^*(t)]$  はその  $90^\circ$  位相となる。また、その絶対値  $|X^*(t)| = \sqrt{\text{Re}[X^*(t)]^2 + \text{Im}[X^*(t)]^2}$ , 最大値を  $\max|X^*(t)|$  とする。なお、装置材 1, 2 の力とモーメント, たわみ角, 変形の最大絶対値の和をそれぞれ、 $F_{ABS} = \max|F_1^*| + \max|F_2^*|$  と  $M_{ABS} = \max|M_1^*| + \max|M_2^*|$ ,  $\theta_{ABS} = \max|\theta_1^*| + \max|\theta_2^*|$ ,  $u_{ABS} = \max|u_{b1}^*| + \max|u_{b2}^*|$  とする。

装置材 1, 2 の位置  $\bar{x} = x/l$  における 4 種の応答値について、実部と虚部をそれらの最大絶対値の和で除した値を、 $K_{bs}/|K_v^*|, K_{b1}/K_{b2}$  の 3 種の組合せで、 $\bar{x}$  に対してそれぞれ図 7.5~7.7 に示す。各応答値は、式(7.8a,b)の力  $F_1^*(\bar{x}), F_2^*(\bar{x})$  と式(7.7a,b)のモーメント  $M_1^*(\bar{x}), M_2^*(\bar{x})$ 、式(7.6a,b)のたわみ角  $\theta_1^*(\bar{x}), \theta_2^*(\bar{x})$ 、式(7.19), (7.21)の変形である。ここでは、力とモーメント, たわみ角は式(7.19), (7.21)の変形を微分し各式へ代入して求めた。なお、表計算ソフト Excel で複素数を計算した。

図 7.7 に示す  $K_{bs}/|K_v^*| = 1, K_{b1}/K_{b2} = 1$  の各応答値は、装置材 1, 2 の最大値が等しく、変形以外の応答値は  $\bar{x} = 0.5$  に対して対称な曲線である。実部の値は  $\eta_v$  の差異による影響はなく、曲線が一致する。虚部の値の絶対値は、 $\eta_v$  が大きくなるほど小さくなる。また、虚部の値で 0 となるのは 3 箇所の  $\bar{x} = 0, 0.5, 1$  の力は、 $\eta_v$  に関わらず入力変形に対して常に同位相である。なお、図中の式(7.34)~(7.37)については次節で説明する。

$K_{b1}/K_{b2}$  の差異の検証として図 7.5, 7.7 を比較する。力とモーメントの実部の値はほぼ同様であるが、他の応答値では装置材 1, 2 で差異が生じる。特に、ダンパー複素剛性に影響する変形については、それらの差が顕著である。次に、 $K_{bs}/|K_v^*|$  の差異の検証として図 7.5, 7.7 を比較する。実部は、各応答値の曲線が一致する。虚部については、図 7.7 の  $K_{bs}/|K_v^*| = 0.1$  に対して、図 7.5 の  $K_{bs}/|K_v^*| = 1$  の曲線の各値は 0.1 倍であり、 $K_{bs}/|K_v^*|$  に反比例する。

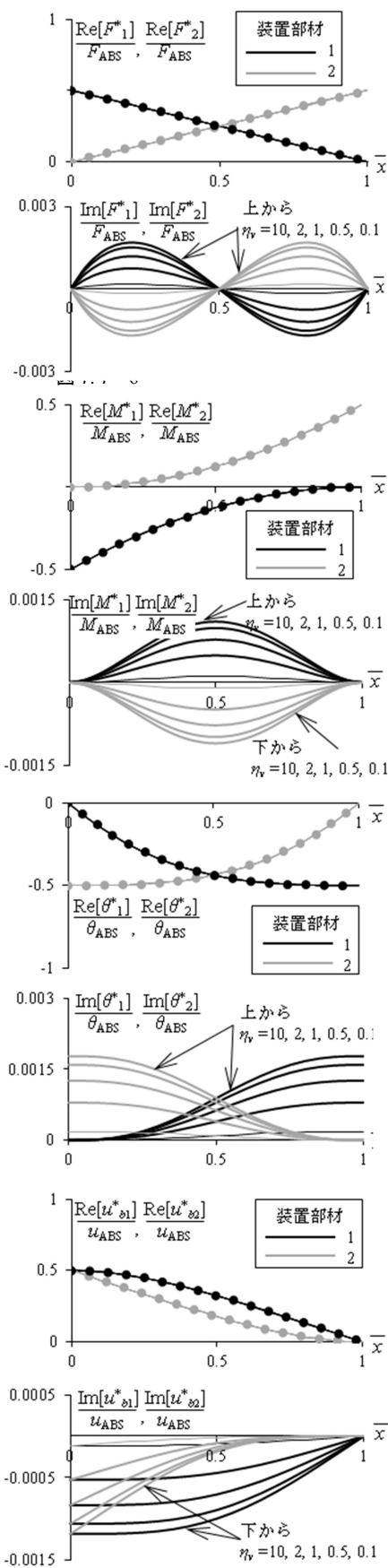


図 7.5  $K_{bs}/|K_v^*|=1, K_1/K_2=1$ :各応答値の部材縦方向分布(丸シンボルは簡易式(7.34)~(7.37))

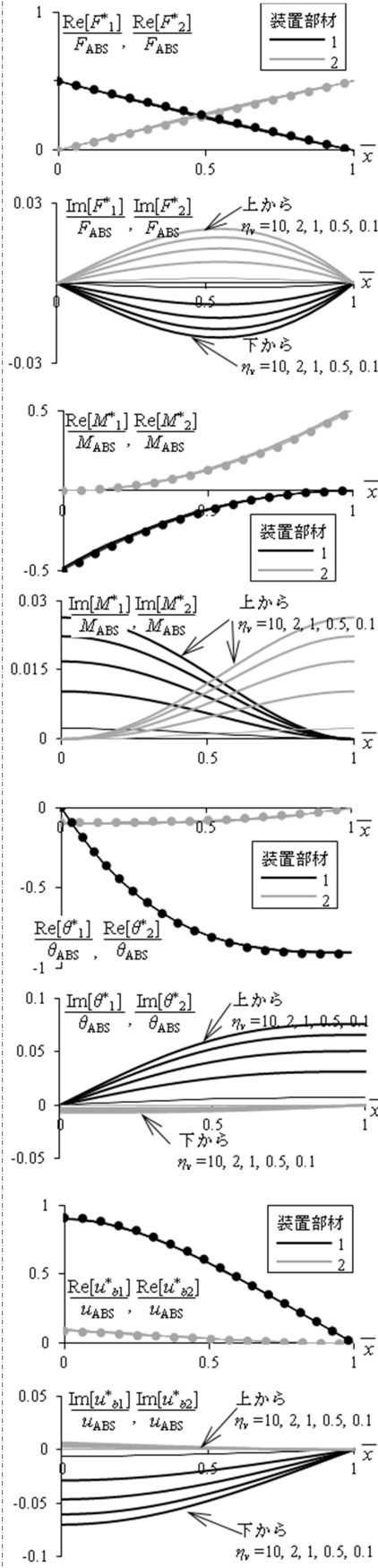


図 7.6  $K_{bs}/|K_v^*|=1, K_1/K_2=0.1$ :各応答値の部材縦方向分布(丸シンボルは簡易式(7.34)~(7.37))

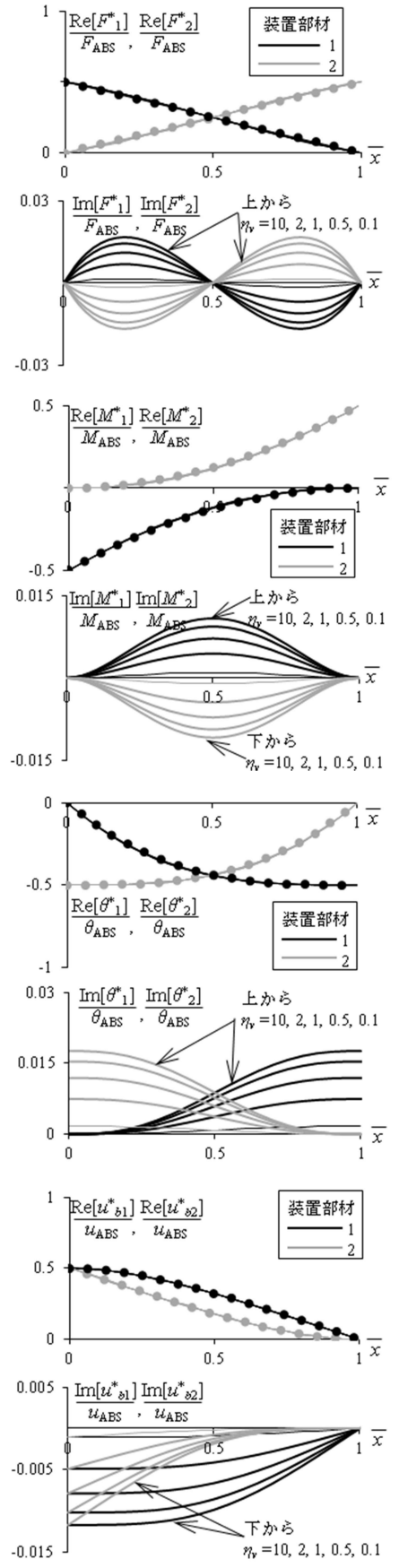


図 7.7  $K_{bs}/|K_v^*|=0.1, K_1/K_2=1$ :各応答値の部材縦方向分布(丸シンボルは簡易式(7.34)~(7.37))

前頁で示した  $K_{bs}/|K_v^*|$ ,  $K_{b1}/K_{b2}$  の3種の組合せにおいて、 $\bar{x}$  に対する  $u_{b1}^*/u_d^*$ ,  $u_{b2}^*/u_d^*$  の実部と虚部の値を示す。装置材の変形が小さくても、 $K_{bs}/|K_v^*|=1, K_1/K_2=1$  であるときの、ダンパー変形の約0.16倍であり、 $K_{bs}/|K_v^*|=0.1, K_1/K_2=1$  では約0.84であるため、装置材の変形が大きい条件の検討であり、後に示す近似式の精度が落ちる領域での検討であることを示している。

また、同条件における減衰材の変形  $u_v^*$  に対するダンパー変位の比である  $u_v^*/u_d^*$  の虚部と実部の計算値と近似値を示す。この時、各  $\eta_v$  の  $\bar{x}=0$  において、 $u_{b2}^*/u_d^* + u_v^*/u_d^* = 1$  となる。 $K_{bs}/|K_v^*|=1, K_1/K_2=1$  以外は約2割の差異が生じ完全な再現は難しいが、傾向はとらえている。また、装置材の変形が等しければ、減衰材は中央で変形が大きくなる。 $K_{bs}/|K_v^*|=0.1$  では  $K_{bs}/|K_v^*|=1$  と比較し、 $u_v^*/u_d^*$  が約半分であり、ダンパー効率が低下する条件であることが分かる。

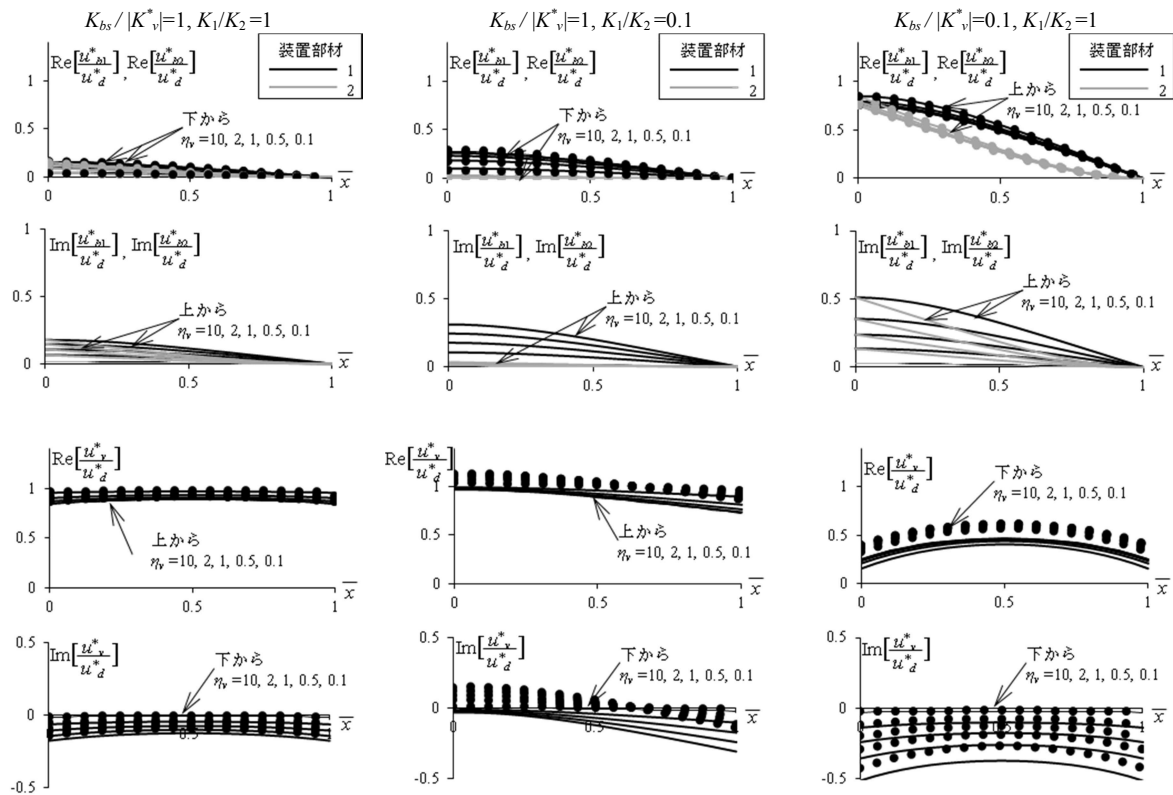


図 7.8 様々な  $\eta_v$  における  $\bar{x}$  に対する  $u_{b1}^*/u_d^*$ ,  $u_{b2}^*/u_d^*$ ,  $u_v^*/u_d^*$  の実部と虚部

### 7. 4. 2 ダンパー特性と装置材直列曲げ剛性

ダンパーの目標性能  $K'_{bd}$  と  $K''_{bd}$  を得るために必要な装置材の直列剛性  $K_{bs}$  を把握するため、ダンパーと減衰材の各貯蔵剛性の比  $K'_{bd}/K'_v$  と損失剛性の比  $K''_{bd}/K''_v$  を求め、その傾向を図 7.8 に示す。各曲線の傾向は、基本的に  $K_{bs}/|K^*_v|$  が小さいほど  $K'_{bd}/K'_v$  と  $K''_{bd}/K''_v$  も低下する。 $K_{b1}/K_{b2} = 1$  と 0.1 に対して、 $K_{bs}/|K^*_v| > 0.1$  では、各  $\eta_v$  の  $K'_{bd}/K'_v$  と  $K''_{bd}/K''_v$  の傾向はほぼ同様であり、 $K_{b1}, K_{b2}$  による差異は小さい。 $K_{bs}$  と  $K'_v, K''_v$  を設定し、図の傾向から求めた  $K'_{bd}$  と  $K''_{bd}$  を式(7.3)に代入すれば、正弦载荷時のダンパー力  $F_d$  が求められる。ただし、精算式は煩雑であり、詳細な計算は困難であるため、精度が良い簡易式を次節で提案する。

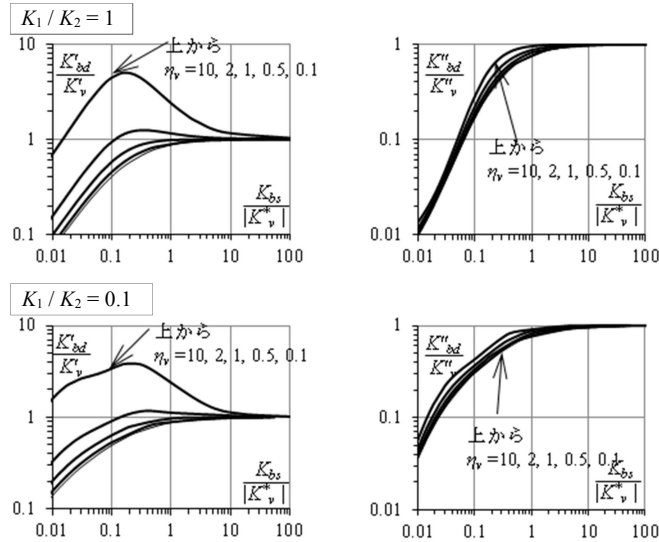


図 7.9 様々な  $K_{bs}/|K^*_v|$  に対する  $K'_{bd}/K'_v$  と  $K''_{bd}/K''_v$  の変化

## 7. 5 力の近似式によるダンパー特性値の簡易式の提案

### 7. 5. 1 ダンパー特性の簡易式とその精度

図 7.5 に示した各条件の力や変形の実部の最大値は、虚部の値に対して約 250 倍であり影響が大きい。そこで、実部のみを考慮した力や変形の特徴から、ダンパー複素剛性 $K_{bd}^*$ の精算式(7.32)の近似式を導く。これによって、本章と同様に、ダンパーの特性を簡易に評価でき、また時刻歴解析へ適用が可能となる<sup>1)</sup>。

図 7.5～7 の装置材 1, 2 のせん断力 $F_1^*(x)$ ,  $F_2^*(x)$  が  $x$  に対しほぼ三角形分布であるため、各境界条件 $F_1^*(x)$ ,  $F_2^*(x)$  が、ダンパー力である $F_d^*$  または 0 である直線とし、せん断力の近似値 $F_{1,app}^*(x)$ ,  $F_{2,app}^*(x)$  が式(7.34a,b)で表される。

$$F_{1,app}^*(x) = \frac{F_d^*}{l}(-x+l), \quad F_{2,app}^*(x) = \frac{F_d^*}{l}x \quad (7.34a, b)$$

式(7.11a,b)に上式を代入し、各モーメントの近似値 $M_{1,app}^*(x)$ ,  $M_{2,app}^*(x)$  の式(7.35a,b)を得る。

$$M_{1,app}^*(x) = \int_l^x F_{1,app}^*(x)dx = \frac{F_d^*}{2l}(-x^2 + 2lx - l^2), \quad M_{2,app}^*(x) = \int_0^x F_{2,app}^*(x)dx = \frac{F_d^*}{2l}x^2 \quad (7.35a, b)$$

式(7.7a,b)の関係から上記の $M_{1,app}^*(x)$ ,  $M_{2,app}^*(x)$  を積分し、各たわみ角の近似値 $\theta_{1,app}^*(x)$ ,  $\theta_{2,app}^*(x)$  の式(7.36a,b)を得る。

$$\begin{aligned} \theta_{1,app}^*(x) &= \int_0^x \frac{M_{1,app}^*(x)}{EI_1} dx + \theta_1^*(0) = \frac{F_d^*}{2EI_1 l} \left( -\frac{x^3}{3} + lx^2 - l^2 x \right) + \theta_1^*(0) \\ \theta_{2,app}^*(x) &= \int_0^x \frac{M_{2,app}^*(x)}{EI_2} dx + \theta_2^*(l) = \frac{F_d^*}{2EI_2 l} \left( \frac{x^3}{3} - \frac{l^3}{3} \right) + \theta_2^*(l) \end{aligned} \quad (7.36a, b)$$

式(7.6a,b)の関係から上記の $\theta_{1,app}^*(x)$ ,  $\theta_{2,app}^*(x)$  を積分し、曲げ変形の近似値 $u_{b1,app}^*(x)$ ,  $u_{b2,app}^*(x)$  の式(7.37a,b)を得る。

$$\begin{aligned} u_{b1,app}^*(x) &= \int_l^x \theta_{1,app}^*(x) dx = \frac{F_d^*}{2EI_1 l} \left( -\frac{x^4}{12} + \frac{lx^3}{3} - \frac{l^2 x^2}{2} + \frac{l^4}{4} \right) + \theta_1^*(0)(x-l) \\ u_{b2,app}^*(x) &= \int_l^x \theta_{2,app}^*(x) dx = \frac{F_d^*}{2EI_2 l} \left( \frac{x^4}{12} - \frac{l^3 x}{3} + \frac{l^4}{4} \right) + \theta_2^*(l)(x-l) \end{aligned} \quad (7.37a, b)$$

式(7.34)～(7.37)を図 7.5～7.7 の力、モーメント、たわみ角、変形の実部に丸シンボルで示しており、厳密解と一致する。なお、 $u_{b1}^*(x)$ ,  $u_{b2}^*(x)$  の精算式(7.19), (7.21)には、 $I_1$  と  $I_2$  の両方が含まれるが、近似式(7.37a,b)の $u_{b1,app}^*(x)$ は  $I_1$ 、 $u_{b2,app}^*(x)$ は  $I_2$  のみで表される。この式の精度が良好であれば、各装置材の曲げ変形は、その部材自体の形状から得る特性  $I_1$  や  $I_2$  が支配的であることを意味する。精算式を実部と虚部に展開し式(7.37a,b)に近似できれば、それを証明できるが困難であるため、以下のように検証した。

曲げ変形の近似式(7.37a,b)を用いて、ダンパーの曲げ複素剛性の式(7.32)の精算値  $K_{bd}^*$  の近似値  $K_{bd,app}^*$  を求める。ダンパー力 $F_d^*$  の式(7.28)において、変形の精算値 $u_{b1}^*(x)$ ,  $u_{b2}^*(x)$ の代わりに近似値 $u_{b1,app}^*(x)$ ,  $u_{b2,app}^*(x)$ を代入して、減衰材の複素剛性 $K_v^*$  を含む次式を得る。

$$F_d^* = F_1^*(l) = \frac{K_v^*}{l} \int_0^l [u_{b1,app}^*(x) + u_{b1,app}^*(x) - u_{b2,app}^*(x)] dx \quad (7.38)$$

また、これに式(7.37a,b)を代入し、厳密解の式(7.29)に相当する装置材 1 の上端の近似の変形  $u_{bL,app}^*$  が得られる。

$$u_{bL,app}^* = \frac{F_d^*}{K_v^*} + \frac{3F_d^*}{20N_{bL}K_{bs}} + \frac{\theta_1^*(0) - \theta_2^*(l)}{2} l, \quad N_{bL} = \frac{2(K_{b1}/K_{b2} + 1)}{2K_{b1}/K_{b2} - 3} \quad (7.39a, b)$$

ダンパー曲げ変形  $u_{bd}^*$  の近似値  $u_{bd,app}^*$  は、式(7.31a)と同様に

$$u_{bd,app}^* = u_{L,app}^* + u_{1,app}^*(0) \quad (7.40)$$

と表される。これを整理し、 $K_{bd,app}^*$  の逆数を表すと式(7.41)となり、 $K_{bd,app}^*$  が  $K_v^*$  と  $(20/3)K_{b1}$ ,  $(20/3)K_{b2}$  の直列曲げ剛性  $(20/3)K_{bs}^*$  の関係が各逆数の和と表せる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{K_{bd,app}^*} &= \frac{u_{bd,app}^*}{F_d^*} = \frac{1}{K_v^*} + \frac{3}{20} \left( \frac{l^3}{3E_1I_1} + \frac{l^3}{3E_2I_2} \right) - \frac{\theta_1^*(0) + \theta_2^*(l)}{2F_d^*} l \\ &= \frac{1}{K_v^*} + \frac{3}{20K_{bs}} - \frac{\theta_1^*(0) + \theta_2^*(l)}{2F_d^*} l \end{aligned} \quad (7.41)$$

ここで、 $K_{bd}^*$  の精算式(7.32)を、近似式(7.41)と同様の形に書き換えると、式(7.42)と表せる。

$$\frac{1}{K_{bd}^*} = \frac{1}{K_v^*} + \frac{1}{f_1^*(K_v^*, I_1, I_2)} - \frac{\theta_1^*(0) + \theta_2^*(l)}{2F_d^*} l \quad (7.42)$$

関数  $f_1^*(K_v^*, I_1, I_2)$  と、式(7.41)の  $(20/3)K_{bs}$  の差異を以下に検討する。前節までと同様、 $\eta_v = 0.1 \sim 10$ 、 $K_{bs}/|K_v^*| = 0.01 \sim 100$ 、 $K_{b1}/K_{b2} = 1, 0.1$  において、 $(20/3)K_{bs}$  に対する  $f_1^*(K_v^*, I_1, I_2)$  の実部  $\text{Re}[f_1^*]$ 、虚部  $\text{Im}[f_1^*]$  の比を求めて図 7.10 に示す。 $K_{b1}/K_{b2} = 0.1$  の曲線の変化が  $K_{b1}/K_{b2} = 1$  より大きい。また、 $K_{b1}/K_{b2} = 0.1$  で  $\text{Re}[f_1^*]/(20/3)K_{bs} > 1$  となるのは  $K_{bs}/|K_v^*| < 1$  のときであり、 $\text{Im}[f_1^*]/(20/3)K_{bs} > 0$  となるのは  $K_{bs}/|K_v^*| < 2$  のときである。 $K_{b1}/K_{b2} = 0.1$  かつ  $K_{bs}/|K_v^*| < 1$  において  $K_{bd,app}^*$  の使用には注意が必要であるが、それ以外では  $\eta_v$  による差異はなく、 $\text{Re}[f_1^*]/(20/3)K_{bs}$ 、 $\text{Im}[f_1^*]/(20/3)K_{bs}$  を一定値とみなせる。したがって、式(7.41)の近似値  $K_{bd,app}^*$  は精算値  $K_{bd}^*$  とほぼ同等であり、図 7.2 のダンパーの複素剛性を  $K_v^*$  と  $(20/3)K_{bs}^*$  の直列剛性で表わせる。

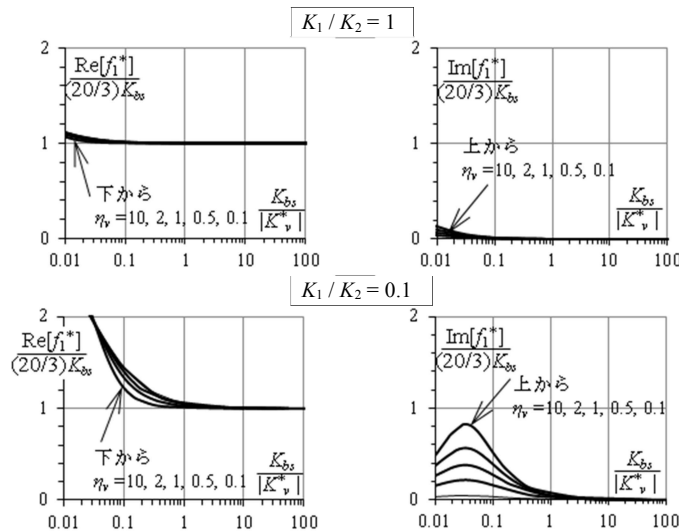


図 7.10 精算値  $K_{bd}^*$  と近似値  $K_{bd,app}^*$  を構成する  $f_1^*$  と  $(20/3)K_{bs}$  の比較

## 7. 5. 2 ダンパー特性と装置材直列剛性に関する簡易な関係式

減衰材とダンパー特性の関連を、7.5.1 項の簡易式から求める。ダンパーの複素剛性の近似値  $K_{bd,app}^*$  は、その貯蔵剛性  $K'_{bd,app}$  と損失剛性  $K''_{bd,app}$  は、減衰材の貯蔵剛性  $K'_v$ 、損失剛性  $K''_v$  と装置材の直列剛性  $K_{bs}$  を用いて式(7.43a,b)を表せる。

$$K'_{bd,app} = \frac{20K_{ss}(3K_v'^2 + 20K_{ss}K_v' + 3K_v''^2)}{(3K_v' + 20K_{ss})^2 + 9K_v''^2}, \quad K''_{bd,app} = \frac{(20K_{ss})^2 K_v''}{(3K_v' + 20K_{ss})^2 + 9K_v''^2} \quad (7.43a, b)$$

式(7.43a,b)と  $K'_v, K''_v$  の比  $K'_{bd,app}/K'_v, K''_{bd,app}/K''_v$  が、減衰材の損失係数  $\eta_v$  と  $X = K_{bs}/|K_v^*|$  を用いて式(7.44a,b)となり、その傾向が図 7.11 と表せる。

$$\frac{K'_{bd,app}}{K'_v} = \frac{400X^2 + 60(1 + \eta_v^2)^{0.5} X}{400X^2 + 120(1 + \eta_v^2)^{-0.5} X + 9}, \quad \frac{K''_{bd,app}}{K''_v} = \frac{400X^2}{400X^2 + 120(1 + \eta_v^2)^{-0.5} X + 9} \quad (7.44a, b)$$

精算値と異なり  $K_{b1}, K_{b2}$  の違いを表現できないが、図 7.11 に示す  $K'_{bd,app}/K'_v, K''_{bd,app}/K''_v$  は、7.3.5 項の精算式(7.32)から得た図 7.8 と、特に  $K_{bs}/|K_v^*| = 1$  では、同傾向である。なお、 $K'_{bd,app}/K'_v$  の曲線の特性検証は、前章と同様であるため本章では省略する。

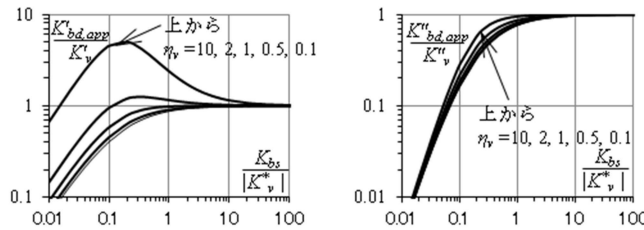


図 7.11  $K_{bs}/|K_v^*|$  に対する様々な  $K'_{bd,app}/K'_v, K''_{bd,app}/K''_v$  の変化

## 7. 6 支持材付きダンパーである付加系の曲げとせん断力の特性式

### 7. 6. 1 部材の曲げ変形を考慮した付加系の複素剛性

図 7.1 に示す付加系の支持材の曲げ変形特性を、ダンパー端部を固定端、ダンパーと支持材 I, T の節点 1, 2 を自由端とした片持ち梁として検討する。各節点におけるダンパー力  $F_d$  とモーメント  $M_1, M_2$  によって生じる  $\theta_1, \theta_2$  が式(7.45a,b)と表せる。なお、支持材 I, T の長さ  $l_1, l_T$ 、断面 2 次モーメント  $I_1, I_T$  であり、式(7.32)、(7.41)で用いたダンパー境界のわみ角との関係は、 $\theta_1 = -\theta_1^*(0), \theta_2 = -\theta_2^*(l)$  である。

$$\theta_1 = \frac{F_d l_1^2}{2EI_1} + \frac{M_1 l_1}{EI_1}, \quad \theta_2 = \frac{F_d l_T^2}{2EI_T} + \frac{M_2 l_T}{EI_T} \quad (7.45a, b)$$

同様に  $F_d$  と  $M_1, M_2$  を用いて、各節点から固定端までの変形  $u_{b1}, u_{bT}$  が式(7.46a,b)と表せる。

$$u_{b1} = \frac{F_d l_1^3}{3EI_1} + \frac{M_2 l_1^2}{2EI_1}, \quad u_{bT} = \frac{F_d l_T^3}{3EI_T} + \frac{M_2 l_T^2}{2EI_T} \quad (7.46a, b)$$

付加系の曲げの変形  $u_{ba}^*$  で  $F_d$  を除いた値が、付加系の曲げの複素剛性  $K_{ba}^*$  であり、その逆数はダンパーの複素剛性  $K_{bd}^*$  と  $u_{b1}, u_{bT}$  を用いて式(7.47)と表せる。

$$\frac{1}{K_{ba}^*} = \frac{u_{ba}^*}{F_d} = \frac{1}{K_{bd}^*} + \frac{u_{bl}}{F_d} + \frac{u_{bT}}{F_d} \quad (7.47)$$

7.4節の精算式(7.12), (7.23)から得る  $M_1, M_2$  に上記  $\theta_1, \theta_2$  を、さらに精算式 (7.32)の  $K_{bd}^*$  をいると、式(7.47)の  $K_{ba}^*$  は精算値となる。また、7.5節の近似式(7.35a,b)から得る  $M_1, M_2$  や式(7.41)の  $K_{bd,app}^*$  を用いると、式(7.47)の  $K_{ba}^*$  は近似値となる。その値を  $K_{ba,app}^*$  とし、その逆数が減衰材の複素剛性  $K_v^*$  や直列曲げ剛性  $K_{bs}$  などを用いて式(7.48)と表せる。

$$\frac{1}{K_{ba,app}^*} = \frac{1}{K_{bd,app}^*} + \frac{u_{bl}}{F_d^*} + \frac{u_{bT}}{F_d^*} = \frac{1}{K_v^*} + \frac{3}{20K_{bs}} + \frac{l l_1(l_1+l)}{4EI_1} + \frac{l l_T(l_T+l)}{4EI_T} + \frac{l_1^2(4l_1+3l)}{12EI_1} + \frac{l_T^2(4l_T+3l)}{12EI_T} \quad (7.48)$$

## 7. 6. 2 部材のせん断変形を考慮した付加系の複素剛性

部材に生じる歪に比例してダンパー力  $F_d^*$  が生じるため、図 7.2 (a)に示した  $F_d^*$  とせん断変形  $u_{sd}^*$  の関係は、前章<sup>6)</sup>で検討した筋違型ダンパーにおける  $F_d^*$  と軸変形と同等である。つまり、ダンパーのせん断変形の複素剛性  $K_{sd}^*$  は、ヤング係数をせん断剛性率に代えて、軸方向変形のダンパーの複素剛性<sup>6)</sup>の式から求められる。

装置材 1, 2 のせん断剛性  $K_{s1}, K_{s2}$  は、装置材 1, 2 の板厚  $t_1, t_2$  と幅  $w$  の積である断面積  $A_1 = t_1 w, A_2 = t_2 w$  とせん断剛性率  $G_s$ 、ダンパー長さ  $l$  を用いて式(7.49a,b)と表せる。ここでは、装置材の断面でせん断力が均一に生じると仮定するため、形状係数  $\kappa = 5/6$  を乗じる<sup>11)</sup>。また、それらの直列につないだ剛性を直列せん断剛性  $K_{ss}$  とする。

$$K_{s1} = \kappa A_1 G_s / l, \quad K_{s2} = \kappa A_2 G_s / l \quad (7.49a,b)$$

式(7.20a,b)で用いた減衰材の変形と力の位相角  $\delta = \tan^{-1}(K_v''/K_v')$  と  $K_{s1}, K_{s2}$  により、 $K_{sd}^*$  が厳密式(7.50)で表される。

$$K_{sd}^* = \frac{\alpha^* K_{s2} K_{s1} (K_{s1} + K_{s2}) (e^{\alpha^*} - e^{-\alpha^*})}{(K_{s1}^2 + K_{s2}^2) (e^{\alpha^*} + e^{-\alpha^*}) + 4K_{s1} K_{s2} + \alpha^* K_{s2} K_{s1} (e^{\alpha^*} - e^{-\alpha^*})} \quad (7.50)$$

$$\alpha^* = \sqrt{\frac{K_{s1} + K_{s2}}{K_{s1} K_{s2}}} |K_v^*| \left( \cos \frac{\delta}{2} + i \sin \frac{\delta}{2} \right) \quad (7.51)$$

前章<sup>6)</sup>で検討したダンパー複素剛性の近似式も同様に扱えるため、 $K_{sd}^*$  の近似値  $K_{sd,app}^*$  の逆数が式(7.52)と簡易に表せる。

$$\frac{1}{K_{sd,app}^*} = \frac{1}{K_v^*} + \frac{1}{3K_{ss}} \quad (7.52)$$

次に、図 7.1 のダンパーと支持材 I, T のせん断変形を加味した付加系の特性を求める。前項と同様に支持材を片持ち梁とする。支持材 I, T の断面積  $A_I, A_T$ 、部材の長さ  $l_I, l_T$  とし、そのせん断剛性  $K_{sI}, K_{sT}$  は、式(7.49a,b)と同様に式(7.53a,b)と表せる。

$$K_{sI} = \kappa A_I G_s / l_I, \quad K_{sT} = \kappa A_T G_s / l_T \quad (7.53a,b)$$

付加系のせん断の複素剛性 $K_{sa}^*$ の精算値は、ダンパーの複素剛性 $K_{sd}^*$ と $K_{sl}$ ,  $K_{sT}$ の直列剛性であり、その逆数が式(7.54)と表せる。

$$\frac{1}{K_{sa}^*} = \frac{1}{K_{sd}^*} + \frac{1}{K_{sl}} + \frac{1}{K_{sT}} \quad (7.54)$$

さらに、上式において、 $K_{sd}^*$ の代わりに式(7.52)の $K_{sa, app}^*$ を用いて、付加系のせん断の複素剛性の近似値 $K_{sd, app}^*$ が求められる。

### 7. 6. 3 部材の曲げとせん断変形を考慮した付加系の複素剛性

付加系の上から下端における、曲げとせん断による各部材変形の合計が付加系の全体変形である。つまり、7.6.1, 7.6.2 項の式(7.47), (7.54)である付加系の曲げとせん断の複素剛性 $K_{ba}^*$ と $K_{sa}^*$ の逆数から、重複する減衰材の複素剛性 $K_v^*$ の逆数を減じて、各部材の曲げとせん断変形を考慮した付加系の複素剛性 $K_a^*$ の逆数が式(7.55)と表せる。

$$\frac{1}{K_a^*} = \frac{1}{K_{sa}^*} + \frac{1}{K_{ba}^*} - \frac{1}{K_v^*} \quad (7.55)$$

また、 $K_a^*$ の近似値 $K_{a, app}^*$ が式(7.56)で表せ、減衰材と各部材の剛性で構成される Maxwell モデルとなることを意味する。

$$\frac{1}{K_{a, app}^*} = \frac{1}{K_v^*} + \frac{1}{3K_{ss}} + \frac{3}{20K_{bs}} + \frac{1}{K_{sl}} + \frac{1}{K_{sT}} + \frac{l_1(l_1+l)}{4EI_1} + \frac{l_T(l_T+l)}{4EI_T} + \frac{l_1^2(4l_1+3l)}{12EI_1} + \frac{l_T^2(4l_T+3l)}{12EI_T} \quad (7.56)$$

前章と同様に、付加系の複素剛性の近似式は、支持材の形状から得られる剛性と $K_v^*$ の直列剛性であるため、動的解析で適用できる。ここでは、紙面の都合によりその解析例は省略する。

## 7. 7 数値実験による理論式の検証

### 7. 7. 1 検証モデル

曲げとせん断の変形の付加系の複素剛性について、7.6 節の精算式と近似式の精度を検証する。7.7.2 項では曲げのダンパー複素剛性を、7.7.3, 7.7.4 項では曲げとせん断のダンパー、付加系の複素剛性を求める。それらと、構造計画研究所の解析ソフト MIDAS の数値実験で得られる、ダンパー力 $F_d$ と変形 $u_a$ の履歴とその特性値を比較する。

この解析線材モデルは図 7.12 であり、各装置材を 98 等分割し、上下境界のたわみ角=0とした。この形状は図 7.1 に対応し、建物へ適用されている減衰材を粘性流体としたダンパー<sup>2),3)</sup>を参照して、せん断面積 $A_s = 13.7\text{m}^2$ 、せん断隙間 $d = 2\text{mm}$ 、幅 $w = 1900\text{mm}$ 、長さ $l = 1800\text{mm}$ 、装置材 1,2 の厚み $t_1 = t_2 = 18\text{mm}$ とした。なお、以降の検討によって $t_1$ を変更する。加振条件を振動数 0.25, 2.5, 10Hz、各振幅 $\pm 2\text{mm}$  (= 歪振幅 100%) の 3 種の正弦波とし、1 波あたり解析数を 100 点とした。粘性流体の複素剛性率 $G^*$ には、次項以降の表 7.1~7.4 に示す加振条件で異なる、温度 20°C の値を用いた<sup>4)</sup>。

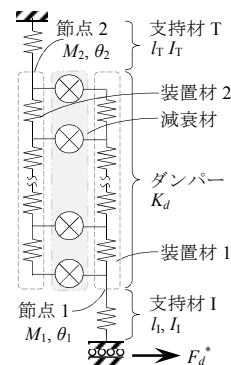


図 7.12 せん断方向特性を再現した数値実験による付加系の線材モデル

### 7. 7. 2 装置材の曲げ変形を考慮したダンパー複素剛性

支持材の変形が無い付加系であるダンパーについて、装置材の曲げ変形のみを考慮した、7.4.7.5章で検討した精算式(7.32) $K_{bd}^*$ と近似式(7.41) $K_{bd,app}^*$ の各複素剛性を検討する。それらの式から求めた貯蔵剛性 $K'_{bd}$ と損失剛性 $K''_{bd}$ が表7.1である。また、正弦波加振における、ダンパー変形 $u_{bd}$ に対する式(7.57)のダンパー力 $F_d$ の履歴が図7.13と表せる。円振動数 $\omega$ 、時刻 $t$ 、振幅 $u_{max}$ 、また、各式の貯蔵剛性 $K'=K'_{bd}$ 、損失剛性 $K''=K''_{bd}$ とした。なお、近似値の精度が良好であるため、本節では近似値を理論値として図示する。

表 7.1 理論(精算, 近似)と実験の貯蔵剛性, 損失剛性 (kN/mm)の比較

曲げのみ	0.25Hz			2.5Hz			10Hz		
	精算	近似	実験	精算	近似	実験	精算	近似	実験
貯蔵剛性	54.9	54.9	54.9	321	321	321	676	677	676
損失剛性	114	114	114	349	349	349	572	572	570

$$F_d = K' u_{max} \sin \omega t + K'' u_{max} \cos \omega t \quad (7.57)$$

次に、数値実験で得られた値を上記と同様に、 $F_d - u_{bd}$ 履歴を図7.13に、特性値を表1に示す。ここでは、その履歴において、 $K'_{bd}$ が最小2乗法で求めた力と変形の直線近似式の勾配、 $K''_{bd}$ が1波の履歴面積を $\pi u_{max}^2$ で除した値として求めた<sup>4),7)</sup>。

以上より、表7.1の各値や図7.13の履歴はほぼ一致し、近似式でも精度が良好である。参考として、装置材剛性が大きく粘性流体のみの特性である理想値も図7.13に示す。これと比較し、表7.1の各値から得た曲線では、振動数が大きいほど $F_d$ が低下するため、装置材の変形の影響が大きくなること分かる。

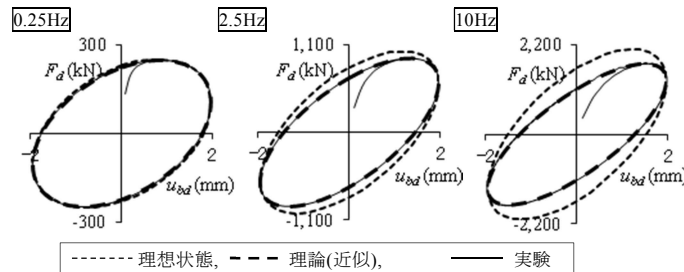


図 7.13 理論(近似)と実験, 理想状態による履歴の比較

精算と近似の理論式から得た特性値を図 7.8 と図 7.11 で比較した結果、 $K_{b1} / K_{b2} \neq 1$  で  $K_{bs} / |K_v^*|$  が小さいほど近似値の精度が低かった。そこで、 $K_{bs} / |K_v^*|$  が他より小さい 10Hz の履歴特性を検証する。 $t_1 = 1.8, 180\text{mm}$ ,  $t_2 = 18\text{mm}$  で  $K_{b1} / K_{b2} = 0.1, 10$  とした近似理論値と数値実験値を、前段落と同様に図 7.14 と表 7.2 の (a), (b) に示す。(b) の  $K_{b1} / K_{b2} = 10$  では各値がほぼ合致するが、(a) の  $K_{b1} / K_{b2} = 0.1$  では履歴の切片力や損失剛性で、近似値が実験値の約 5 割となった。(a) の  $K_{bs} / |K_v^*|$  は 0.09 であり、図 7.8 で示した  $K_{b1} / K_{b2}$  による特性の差異が顕著となる条件である。ただし、この時の最大  $F_d = 1000\text{kN}$  として得た曲げによる装置材断面の縁応力は  $0.83\text{kN/mm}^2$  で、装置材の許容応力度  $0.33\text{kN/mm}^2$  とした場合、約 2.5 倍大きいため構造は成立しない。

表 7.2 理論(精算, 近似)と実験の貯蔵剛性, 損失剛性 (kN/mm)の比較

曲げのみ	(a) 10Hz, $t_1 = 1.8\text{mm}$			(b) 10Hz, $t_1 = 180\text{mm}$			(c) 10Hz, $t_1 = 9\text{mm}$		
	精算	近似	実験	精算	近似	実験	精算	近似	実験
貯蔵剛性	458	424	472	680	686	680	650	653	651
損失剛性	274	147	275	683	677	682	483	475	481

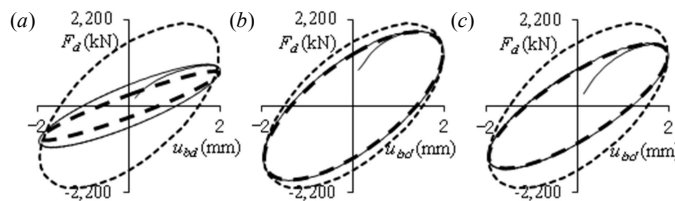


図 7.14 理論(近似)と実験, 理想状態による履歴の比較

最大  $F_d = 1800\text{kN}$  の曲げによって装置材 1 に生じる縁応力に対して、前段落と同許容応力度の材料を用いて得る最小板厚  $t_1 = 9\text{mm}$  と、 $t_2 = 18\text{mm}$  で検討する。この特性を上記と同様に図 7.14 と表 7.3 の (c) に示すと、近似値は実験値と一致する。この  $K_{bs} / |K_v^*| = 0.34$  であり、図 7.8 と図 7.11 で示した  $K_{b1} / K_{b2}$  に関わらず近似値が精算値とほぼ一致する条件である。以上より、 $K_{b1} / K_{b2} \neq 1$  である本項の形状は、装置材耐力が許容値内であるなら、近似式でも精度良く適用できる。

なお、履歴で顕著になる程度ではないが、表 7.2(a) の精算  $K'_{bd}$  は実験値と約 3% の差異があり、計算の精度が表 7.1 より低い。他条件でも検証すると、装置材 1, 2 に生じるたわみの絶対値の差が大きくなるほど、その傾向が顕著であった。この原因として、装置材に作用する減衰材の力の角度が関係すると思われる。なぜなら、その角度は、精算式の理論では一定だが、数値実験では変化するためである。次項で検討するせん断変形を考慮した場合でも、同傾向が生じる。ただし、前段落で述べたように、現実的なダンパー設計条件では近似値でも精度良く特性を再現できるため、ここでは問題ない。

### 7. 7. 3 装置材の曲げとせん断変形を考慮したダンパー複素剛性

支持材の変形が無いダンパーについて、曲げとせん断変形を考慮した複素剛性  $K_d^*$  を、各支持材長さ  $= 0$  とし精算式(7.55)  $K_a^*$  と近似式(7.56)  $K_{a, app}^*$  から求める。それらの貯蔵剛性  $K'_d$ , 損失剛性  $K''_d$  を表 7.3 に、 $K' = K'_d$ ,  $K'' = K''_d$  として式(7.57)で求めた  $F_d$  の変形  $u_d$  に対する履歴を図 7.15 に示す。特性値と履歴において近似値でも実験値と良好に一致する。

表 7.3 理論(精算, 近似)と実験の貯蔵剛性, 損失剛性(kN/mm)の比較

曲げとせん断	0.25Hz			2.5Hz			10Hz		
	精算	近似	実験	精算	近似	実験	精算	近似	実験
貯蔵剛性	59.7	59.7	59.7	313	313	313	562	563	564
損失剛性	108	108	108	248	248	248	295	294	294

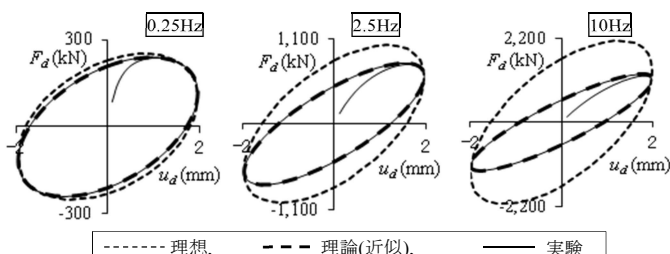


図 7.15 理論(近似)と実験, 理想状態による履歴の比較

ここで、曲げとせん断の変形の寄与率を簡便に検討する。10Hzにおいて、理想状態の損失剛性 833kN/mm と、前項の表 7.1 の曲げ変形を考慮した損失剛性の比は 0.68、表 7.3 の曲げとせん断の変形を考慮した値の比は 0.35 である。各比の差 0.33 がせん断変形の比であり、曲げとせん断の変形がほぼ同等であると分かる。

#### 7. 7. 4 各部材の曲げとせん断変形を考慮した付加系の複素剛性

3種の長さ( $l_1, l_T$ ) = (1000, 0), (500, 500), (1000, 500)mm とした支持材 I, T と、前項のダンパーを有する付加系において、0.25Hz の特性(d), (e), (f)の理論と数値実験の値を検討する。この支持材 I, T の断面 2 次モーメント  $I_1 = I_1, I_T = I_2$  とし、特性(d), (e)では  $t_1 = t_2 = 18$ mm、特性(f)では前項のダンパーで近似式が適用できた最小値  $t_1 = 9$ mm と  $t_2 = 18$ mm とする。前項までと同様に、式(7.55), (7.56)を用いて求めた貯蔵剛性  $K'_a$ , 損失剛性  $K''_a$  を表 7.4 に、式(7.57)において  $K' = K'_a, K'' = K''_a$  として求めた  $F_d$  の変形  $u_a$  に対する履歴を図 7.16 に示す。

表 7.4 理論(精算, 近似)と実験の貯蔵剛性, 損失剛性(kN/mm)の比較

付加系	(d) 0.25Hz, $t_1=18$ mm $l_1, l_T=1000, 0$ mm			(e) 0.25Hz, $t_1=18$ mm $l_1, l_T=500, 500$ mm			(f) 0.25Hz, $t_1=9$ mm $l_1, l_T=1000, 500$ mm		
	精算	近似	実験	精算	近似	実験	精算	近似	実験
貯蔵剛性	67.6	67.6	67.4	66.3	66.3	66.3	70.0	70.1	69.6
損失剛性	89.7	89.7	89.8	93.8	93.8	93.9	64.6	64.6	64.9

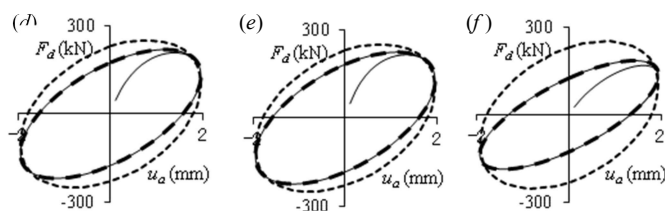


図 7.16 理論(近似)と実験, 理想状態による履歴の比較

特性(d), (e) の各支持材の長さの和は等しいが、式(7.46)が示すように支持材の剛性はその長さ 3 乗に反比例するため、各支持材の長さが短い特性(e) の損失剛性がより大きく、支持材変形によるダンパー効率の低下が小さい。また、前項の表 7.2 (c) と同様に、f は近似値でも数値実験値とほぼ一致する。したがって、近似式の精度が良好であるため、曲げを考慮したダンパー特性式も、前章のと同様に動的応答解析へ適用できる。

## 7. 8 実大試験体の簡易理論式の実験値による検証

### 7. 8. 1 装置材の剛性を評価した簡易の粘性ダンパーモデル

ダンパーの装置部材や支持材が変形せず、粘性流体のみの特性である理想状態の貯蔵剛性  $K'_v$  と損失剛性  $K''_v$  は、粘性材の貯蔵剛性率  $G'$ 、損失剛性率  $G''$  とせん断面積  $A_s$ 、せん断隙間  $d$  を用いて式(7.58a,b)と表せる。 $G'$ 、 $G''$  は4,5章の方法で計算できる非線形特性である。

$$K'_v = G' \frac{A_s}{d}, \quad K''_v = G'' \frac{A_s}{d} \quad (7.58a,b)$$

前節で示したように、ダンパー全体の複素剛性  $K_d^*$  は、減衰材の複素剛性  $K_v^*$  と装置材と支持材の全剛性  $K_s$  を直列につないだ Maxwell モデルであり、式(7.59)と表せる。その実部、虚部が貯蔵剛性  $K'_d$ 、損失剛性  $K''_d$  であり式(7.60a,b)と表せる

$$K_d^* = \frac{K_v^* K_s}{K_v^* + K_s} = \frac{(K'_v + iK''_v) K_s}{K'_v + iK''_v + K_s} \quad (7.59)$$

$$K'_d = \frac{K_s (K_v'^2 + K_s K'_v + K_v''^2)}{(K'_v + K_s)^2 + K_v''^2}, \quad K''_d = \frac{K_s^2 K_v''}{(K'_v + K_s)^2 + K_v''^2} \quad (7.60a,b)$$

ダンパー変位  $u_d$  や速度  $\dot{u}_d$ 、5章の方法で求めた  $\omega$  を用いてダンパー力  $F_d$  は、式(7.61)と表せる。

$$F_d = K'_d u_d + \frac{K''_d}{\omega} \dot{u}_d \quad (7.61)$$

ただし、以上の方法で得た  $F_d$  は、4,5章の粘性流体の素材の結果と比較して、振幅が大きくなるほど実験値が計算値より小さくなる。この原因の1つの可能性として、粘性流体の移動によりせん断隙間が増加したためであり、小型試験体と実大試験体で生じる構造の差異の影響と考えられる。その詳細な検証は別途行う。

ここでは、実験値と合致するように、4章で求めた線形と非線形の材料特性値の比を表す2種の式に、 $a_d = 1.25$  を追加し式(7.62a,b)、(7.63a,b)と修正する。また、この式に用いる最大歪  $\gamma_{max}$  は、ダンパーの最大変位から求める。なお、計算アルゴリズムについては、9章でまとめて示す。

$$G'/G'_L = (0.05 (a_d \cdot \gamma_{max})^{1.5} + 1)^{-2}, \quad G''/G''_L = (0.1 (a_d \cdot \gamma_{max})^3 + 1)^{-0.1} \quad (7.62a,b)$$

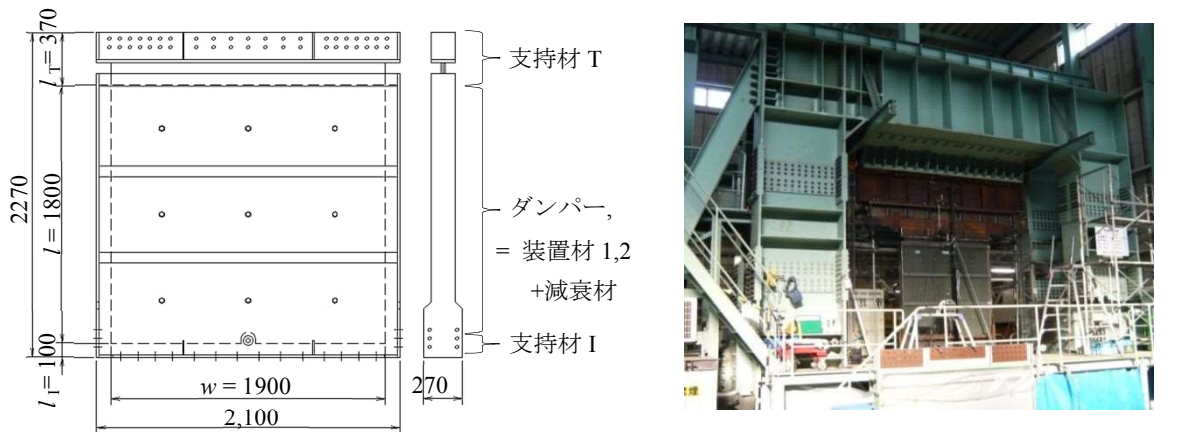
$$G'/G'_L = (0.02 X_1^{0.3} + 1)^{-4}, \quad G''/G''_L = (0.036 X_2^{0.45} + 1)^{-1} \quad (7.63a,b)$$

$$X_1 = [\tau_L / G''_{L,ref}] (a_d \cdot \gamma_{max})^4, \quad X_2 = [\tau_L / G''_{L,ref}] (a_d \cdot \gamma_{max})^2$$

### 7. 8. 2 実験装置と試験機、計算値の諸元

図 7.17(a)に示す壁型粘性ダンパーの試験体は、2~3 章で用いた粘性流体を充填した容器に、粘性流体のせん断力を水平方向に伝達する抵抗板を設置した装置であり、水平方向に挙動する。せん断隙間  $d = 2\text{mm}$ 、せん断面が 4 枚でありせん断面積  $A_S \approx 13\text{m}^2$  であり、制振建物に設置される実用的な形状である。この章で最終的に求める試験体の特性は、この上と下の端部の水平変位を対象とした式(56)の近似値である。よって、前章までの定義に従い示した図 7.17(a)のダンパーと支持材 I,T の長さや厚みを式(56)に代入して、減衰材の複素剛性以外の要素を求めると、全構成材の剛性  $K_s$  が求められる。なお、試験体の形状は、前章のモデルより形状がやや複雑であるため、以下に示す値を用いて簡略して  $K_s$  を求める。

すべての部材の幅は、せん断面積の幅  $w = 1900\text{mm}$  とする。装置材 1,2 の長さ  $l = 1800\text{mm}$ 、厚み  $= 2 \times 9\text{mm} = 18\text{mm}$ 、 $3 \times 9\text{mm} = 27\text{mm}$ 。支持材 I の長さ  $l_1 = 100\text{mm}$ 、厚み  $= 3 \times 9\text{mm} = 27\text{mm}$ 。支持材 T の長さ  $l_T = 370\text{mm}$ 、厚み  $= 16\text{mm}$ 。なお、ダンパーの両端部に設置された鋼板を考慮しない。以上を用いて得られた値は  $867\text{kN/mm}$  であるが、ボルト穴などの断面欠損を考慮し、また実験値と適合する値として  $K_s = 600\text{kN/mm}$  とした。ただし、この剛性計算については不明確であるため、今後の課題とする。



(a) 試験体概略

(b) 試験体を設置した試験機

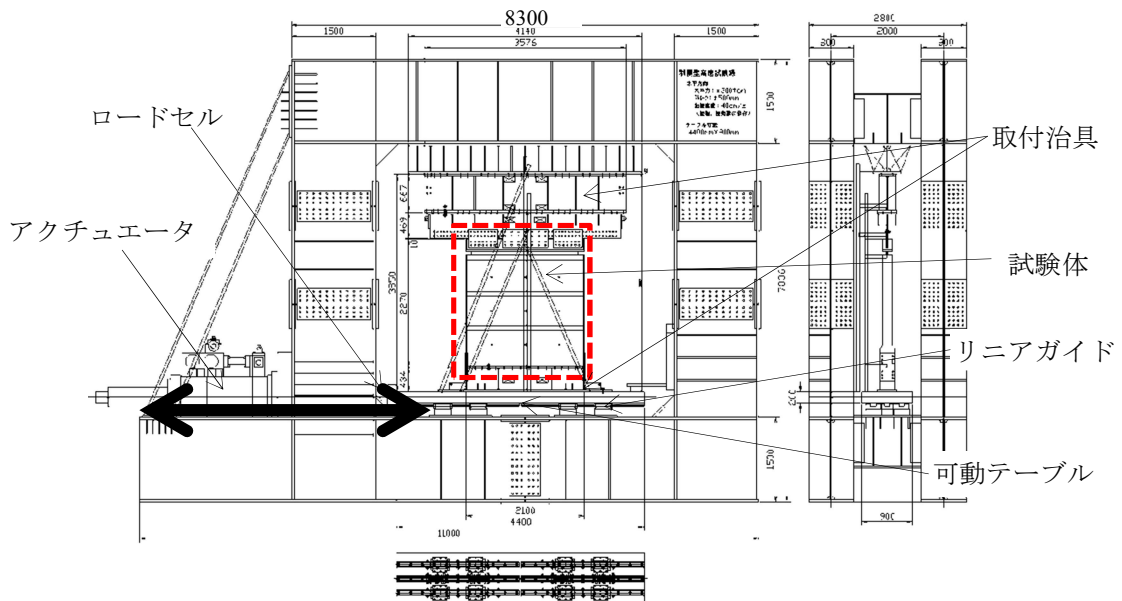


図 7.17 壁型粘性ダンパーの試験体とその試験機

図 7.17(b)に示す試験体は、ラーメン構造の下部梁にリニアガイドを付けた可動テーブルを設置し、それにアクチュエータを連結させた構造である。上部梁と加振テーブル間にダンパーを設置し水平方向に加振する。ダンパー力を計測するロードセルは可動テーブルとアクチュエータの間に設置されているため、その計測値にはリニアガイドの摩擦が含まれる。ダンパーが設置されていない状態で加振したロードセルの値は約 5~9kN 程度であり、これがリニアガイドの摩擦力である。ダンパーを設置した場合の摩擦力とは正確には異なるが、一定として 9kN を計測値から減じて、後の計算値と検証する。

また、試験体において粘性流体のせん断隙間を保つためにガイドを設置しているが、それによっても試験体の容器の重量程度 14kN の摩擦力が生じる。そのため、上述と同様に 14kN を計測値から減じた。ただし、それら摩擦力は実際には完全に一定ではないため、粘性力が小さい条件では後に示す実験値と計算値が完全に一致しない原因の 1 つになる。

ダンパー変位は、可動テーブルからダンパー上端の変位から、可動テーブルからダンパー下端の変位を除いた値とした。なお、小型試験における計測値よりノイズが顕著に含まれたため、ここで検討する変位の実験値におけるノイズをより除去するため、加振振動数の 20 倍以上の振動数成分を除去し、さらに 5 点で平均した。

### 7. 8. 3 時刻歴解析における計算値と実験値の比較

4, 5 章の小型試験体の非線形特性の検討と、同等な加振と検証で検討した結果を以下に示す。温度約 10~30℃において、最小 2mm~最大 40mm の振幅の正弦波と地震波で検証した。振幅 2mm においては、前項で記載した摩擦力の評価が正確ではないなどの原因で、計算値と実験値の差異が他の条件より顕著である。また、非線形領域における計算精度は、小型装置の実験結果との比較と比べて、ほぼ同等の精度である。

表 7.5 各入力波による 1 次近似式の傾きと総切片応力，累積エネルギーの計算値/実験値の平均値と標準偏差

	入力波	ランダム波												
		正弦波			El Centro			JMA 神戸			Taft			
		10	20	30	10	20	30	10	20	30	10	20	30	
計算値	1次近似式の傾き ≒ $G'$	平均値	1.05	1.00	0.97	1.03	0.99	1.01	1.02	0.99	1.01	1.03	0.99	1.01
	標準偏差		0.09	0.07	0.07	0.03	0.02	0.02	0.04	0.03	0.02	0.04	0.03	0.01
実験値	総切片応力 ≒ $\sum  G''  \gamma_{max}$	平均値	0.84	0.54	0.69	1.01	0.94	0.94	0.99	0.93	0.94	1.00	0.94	0.94
	標準偏差		0.26	1.21	0.31	0.02	0.16	0.19	0.03	0.08	0.11	0.02	0.10	0.13
	累積エネルギー = 履歴面積	平均値	1.00	0.96	0.95	0.93	0.91	0.95	0.90	0.90	0.93	0.89	0.90	0.94
	標準偏差		0.09	0.09	0.06	0.02	0.05	0.05	0.03	0.03	0.04	0.04	0.05	0.04

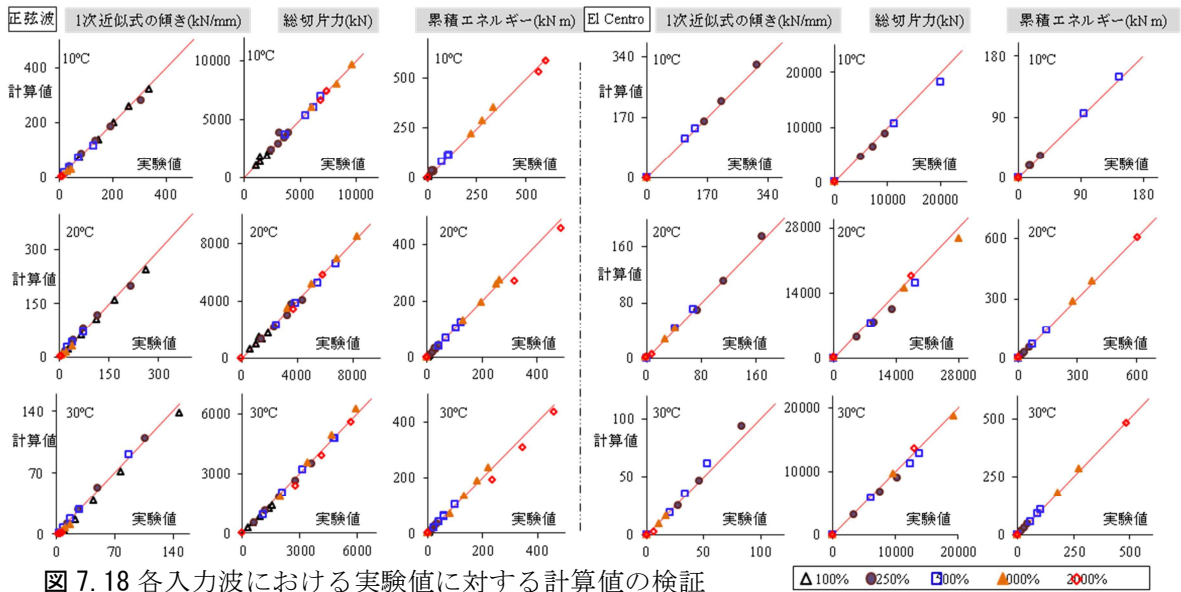


図 7.18 各入力波における実験値に対する計算値の検証

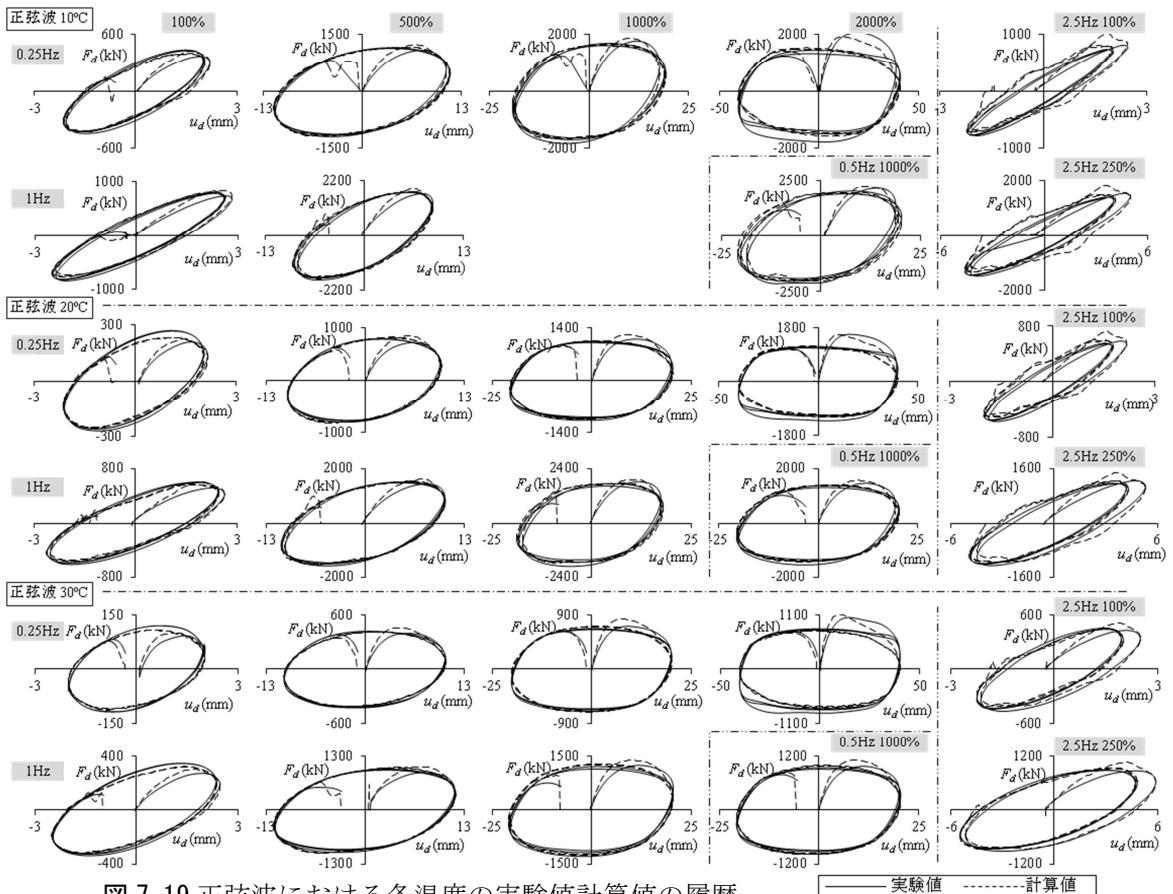


図 7.19 正弦波における各温度の実験値計算値の履歴

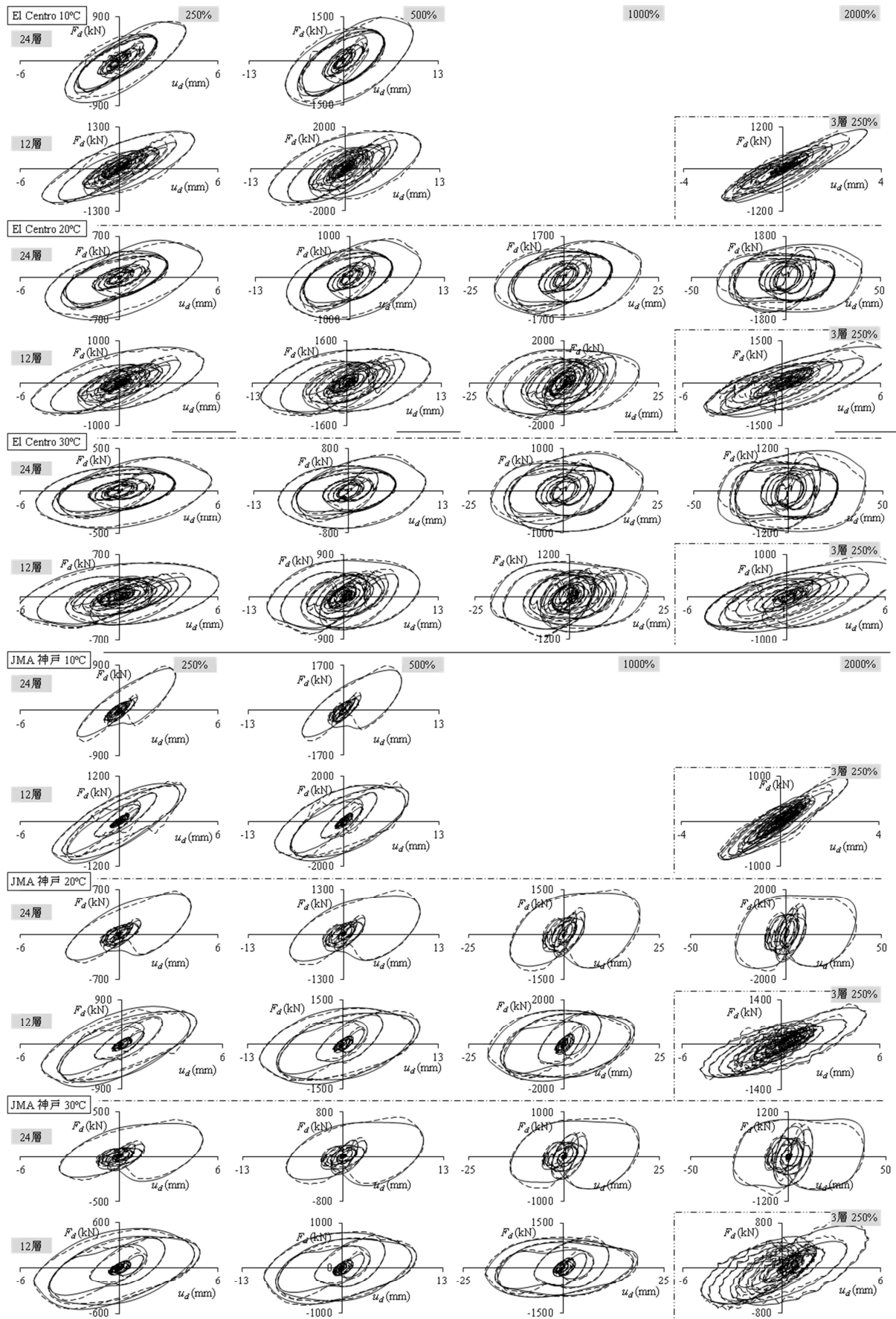


図 7.20 ランダム波における各温度の実験値計算値の履歴 1

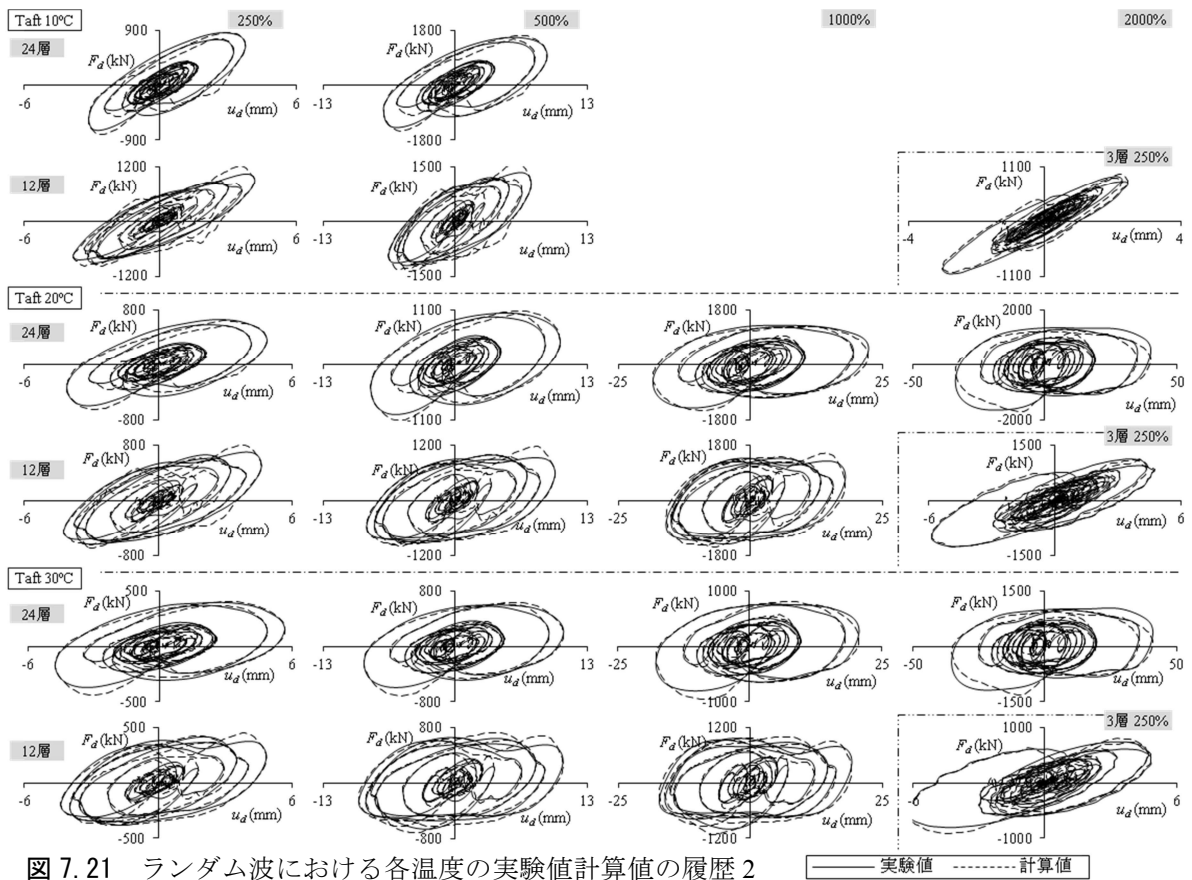


図 7.21 ランダム波における各温度の実験値計算値の履歴 2

—— 実験値    - - - - - 計算値

## 7.9 まとめ

壁型の粘性系ダンパーのせん断方向において、ダンパーを構成する減衰材と装置材の曲げによる変形の相互干渉が、ダンパーの動的特性へ与える影響を検討した。以下に結論を示す。

- 1) ダンパーの装置材の曲げ変形を考慮し、複素数を用いて装置材と減衰材の動的特性の関係に基づいて得た変形の微分方程式からダンパー変形や力を求め、さらにその複素剛性の精算式を求めた。
- 2) 精算式から得た力や曲げ変形などの特徴を示し、その傾向から、ダンパー複素剛性の簡易式を求め、それが装置材の直列剛性の 20/3 倍と減衰材の複素剛性の直列剛性であることを示した。
- 3) 装置材の曲げによる直列剛性に対する精算と簡易式から求めたダンパー特性値を比較し、簡易式の精度が良好であることを示した。
- 4) 減衰材の複素剛性と、支持材とダンパーの装置材のせん断と曲げ変形を考慮した剛性を直列に連結し、付加系の複素剛性を求めた。
- 5) ダンパーと付加系で数値実験を行い、ダンパーとして現実的な構造においては、厳密と近似の理論値が実験値とほぼ一致し、近似式は動的解析で使用できる Maxwell モデルで表せることを示した。
- 6) 実大試験体を用いた実験値を、装置材の剛性評価した近似式が精度良く再現できることを示した。

## 7章の参考文献

- 1) 社団法人 日本免震構造協会編：パッシブ制振構造 設計・施工マニュアル 第3版, 2013.11
- 2) 佐藤新治, 近藤豊史, 池永雅良, 岡部篤, 持丸昌巳, 鈴木光雄：実大制震壁の高速特性試験, 日本建築学会大会学術講演梗概集, B-2, pp861-862, 1997.9
- 3) 石橋 恵, 笠井和彦, 佐々木和彦：長周期地震動に対する壁型粘性ダンパーの特性とその簡易評価, 日本建築学会大会学術講演梗概集, B-2, pp917-918, 2013.8
- 4) 佐々木和彦, 笠井和彦, 大木洋司, 和氣知貴：粘性流体の実験方法および動的特性の把握, せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その1, 日本建築学会構造系論文集, 670号, pp2183-2192, 2011.12
- 5) 佐々木和彦, 笠井和彦, 大木洋司：粘性流体の実験方法および動的特性の把握, せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その2, 日本建築学会構造系論文集, 675号, pp791-298, 2012.05
- 6) 笠井和彦, 佐々木和彦：筋違型ダンパーの動的特性に対する装置材の変形の影響, 粘性系ダンパーを構成する減衰材・装置材・支持材の相互干渉 その1, 日本建築学会構造系論文集, 700号, 2014.06
- 7) 笠井和彦, 寺本道彦, 大熊潔, 所健：粘弾性体の温度・振動数・振幅依存を考慮した構成則, その1 線形領域における温度・振動数依存のモデル化, 日本建築学会構造系論文集, 543号, pp77-86, 2001.5
- 8) Timoshenko, S.P.: Strength of Materials, Part II, 3<sup>rd</sup> ed., Van Nostrand Co., 1956
- 9) 園田恵一郎, 小林治俊, 石尾年光：線形弾性基礎上のはりの解析, 土木学会論文報告集, 247号, pp1-8, 1976.3
- 10) David I. G. Jones: Handbook of Viscoelastic Vibration Damping, Wiley
- 11) Egor P. Popov: Engineering Mechanics of solids, Prentice Hall
- 12) 笠井和彦, 鈴木陽, 大原和之：減衰力が速度の指数乗に比例する粘性ダンパーをもつ制振構造の等価線形化手法, 日本建築学会構造系論文集, 574号, pp77-84, 2003.12

## 付録1 装置材1における曲げ変形の一般式の計算

式(7.18)は2階の線形非同次微分方程式であり、部材1の曲げ変形 $u_{b1}^*(x)$ の一般解 $y$ は同次方程式の一般解 $y_h$ と特殊解 $y_p$ の和である。まず、同次方程式である式(A1)の一般解 $y_h$ を求める。

$$\frac{d^6 y_h}{dx^6} + \frac{K_v^*(I_1 + I_2)}{EI_1 I_2} \frac{d^2 y_h}{dx^2} = 0 \quad (A1)$$

$y_h = Ce^{\lambda x}$  であり、その指数係数 $\lambda$ は式(A2)を、また、 $y_p$ は式(A3)を満たす。

$$\left[ \lambda^4 + \frac{K_v^*(I_1 + I_2)}{EI_1 I_2} \right] \lambda^2 = 0, \quad -\frac{K_v^*(I_1 + I_2)}{EI_1 I_2} \frac{d^2 y_p}{dx^2} + \frac{K_v^*}{IE^2 I_1 I_2} [F_d x + M_1^*(0)] = 0 \quad (A2, 3)$$

したがって、式(A1,3)を満たす式(7.18)の曲げ変形 $u_{b1}^*(x)$ の一般解は式(A4)となる。

$$u_{b1}^*(x) = C_1 e^{\lambda_1 x} + C_2 e^{-\lambda_1 x} + C_3 e^{\lambda_2 x} + C_4 e^{-\lambda_2 x} + \frac{F_d x^3}{6E(I_1 + I_2)} + \frac{M_1^*(0) x^2}{2E(I_1 + I_2)} + C_5 x + C_6 \quad (A4)$$

$$\lambda_1 = \sqrt[4]{\frac{-K_v^*(I_1 + I_2)}{EI_1 I_2}}, \quad \lambda_2 = \sqrt[4]{\frac{-K_v^*(I_1 + I_2)}{EI_1 I_2}} i$$

## 付録2 非線形粘性モデルに剛性を直列に結合したモデルの動的計算方法とその精度

既往の研究による粘性ダンパーの力  $F_d$  は、文献2や1章の式(1.2)に示された非線形粘性モデルによって求められているが、その式だけではダンパー装置材の変形を考慮できないため、計算精度は条件によって異なる。そこで、ダンパー速度  $\dot{u}_d$  と係数  $C$ 、べき乗数  $\alpha (\leq 1)$  を用いて、 $F_d = C\dot{u}_d^\alpha$  と表せる非線形粘性モデルに装置材の剛性  $K_s$  を直列に結合したモデルで、ダンパー力の動的な計算を試み、本文で示した壁型粘性ダンパーの実験による計測値と比較し、モデル式の精度を検証する。

### □非線形粘性モデルに剛性を直列に結合したモデルの力の動的計算方法

$\dot{u}_d$  と  $C, \alpha, K_s$  を用いた、 $i$  ステップ目の  $F_d^{(i)}$  とその時間  $t$  で微分した  $\dot{F}_d$  から成立つ微分方程式が、式(A5a)で表される<sup>12)</sup>。

$$F_d^{(i)} = C \left( \dot{u}_d^{(i)} - \dot{F}_d^{(i)} / K_s \right)^\alpha, \quad \dot{F}_d^{(i)} = \frac{F_d^{(i+1)} - F_d^{(i)}}{dt} \quad (\text{A5a,b})$$

ここでは  $\dot{F}_d$  を式(A5b)に示す前進差分とし、それを式(A5a)に代入しまとめると、 $i+1$  ステップ目の  $F_d$  が式(A6)と表せる。

$$F_d^{(i+1)} = \left[ \dot{u}_d^{(i)} - \left( F_d^{(i)} / C \right)^\frac{1}{\alpha} \right] K_s dt + F_d^{(i)} \quad (\text{A6})$$

$F_d$  に対して  $K_s$  が大きい、または、 $dt$  が大きい、 $\alpha$  が小さいほど、この式の収斂計算が困難である ( $K_s \rightarrow \infty$  では、計算不可能)。そこで、6章と同様に式(A7a)に示す、式(A6)の  $1/\alpha$  乗の項の平均値  $C_{Fav}$  を用いて、より安定した値を計算する。ただし、平均化するほど位相差が顕著になり、また、余計にばらつきが大きく、平均化しない方が良好な計算となる場合もある。ここでは、後に示す計算が収斂できる条件として、正弦波加振における変位1波あたり200データ数の場合において平均係数  $a_v = 0.5$  とし、式(A7b)で表わす。なお、後に示す時刻歴解析では  $a_v = 1$  とした。

$$C_{Fav}^{(i)} = a_v \left[ \text{abs} \left( F_d^{(i)} \right) / C \right]^\frac{1}{\alpha} + (1 - a_v) C_{Fav}^{(i-1)}, \quad a_v = 0.5 \cdot 200 f \cdot dt = 100 f \cdot dt \quad (\text{A7a,b})$$

したがって、より安定計算できる  $i+1$  ステップ目の  $F_d$  が式(A8)と表せる。

$$F_d^{(i+1)} = \left[ \dot{u}_d^{(i)} - \text{sign} \left( F_d^{(i)} \right) C_{Fav}^{(i)} \right] K_s dt + F_d^{(i)} \quad (\text{A8})$$

ただし、上式を応答解析などの時刻歴解析で用いる場合は、1ステップ当たりの計算時間を小さくしなければ計算できない場合があり、その設定方法については今後の課題とする。

### □既往研究の非線形粘性モデルに剛性を直列に結合したモデルの精度(実験値と比較)

1章の式(1.2)で示した既往式から求めた係数  $C$  とべき乗数  $\alpha$ 、7.8.2項に示した試験体の装置材剛性  $K_s = 600 \text{ kN/mm}$  を用いて、式(A8)の  $F_d$  を計算する。次ページ以降に、7.8.2項と同じ条件で求めた、計算値と試験値を示す。振幅20、40mmでは履歴の傾きが小さいため、比較的計算精度が良い。しかし、本文で示したモデル式と異なり、 $K_s$  以外の影響によって履歴傾きを再現できないため、1次近似式の傾きの精度が低い。振幅2、3mmなどの小振幅、または高振動数1、2.5Hzでは計算値が実験値より大きい。したがって、 $K_s$  を付加しただけの非線形粘性モデルでは、全ての加振条件の特性を十分に再現できない。なお、 $K_s$  を調整することにより、計算値を実験値により近似させることは可能と考えられるが、それは別途行う。

表 7. A1 各入力波による 1 次近似式の傾きと総切片応力，累積エネルギーの計算値/実験値の平均値と標準偏差

	入力波	温度 (°C)	正弦波			ランダム波								
			10	20	30	El Centro			JMA 神戸			Taft		
						10	20	30	10	20	30	10	20	30
計算値	1次近似式の傾き $\approx G'$	10	1.32	1.25	1.29	1.49	1.23	1.26	1.54	1.28	1.31	1.53	1.27	1.31
	標準偏差	10	0.38	0.31	0.27	0.21	0.19	0.15	0.18	0.23	0.20	0.17	0.23	0.19
実験値	総切片応力	10	0.47	0.36	0.32	0.69	0.47	0.44	0.78	0.52	0.47	0.74	0.47	0.43
	標準偏差	10	0.29	0.40	0.22	0.24	0.14	0.15	0.25	0.16	0.15	0.27	0.19	0.18
	累積エネルギー = 履歴面積	10	1.32	1.21	1.21	1.56	1.25	1.30	1.62	1.39	1.44	1.58	1.30	1.34
	標準偏差	10	0.48	0.48	0.25	0.23	0.24	0.19	0.15	0.27	0.24	0.18	0.30	0.24

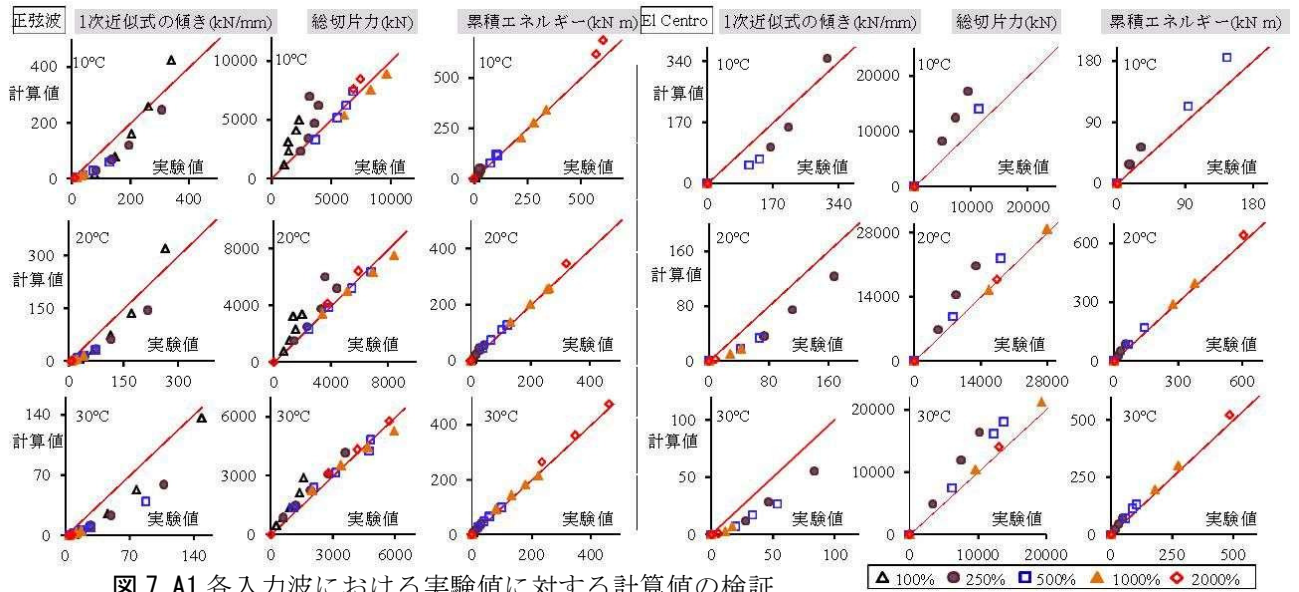


図 7. A1 各入力波における実験値に対する計算値の検証

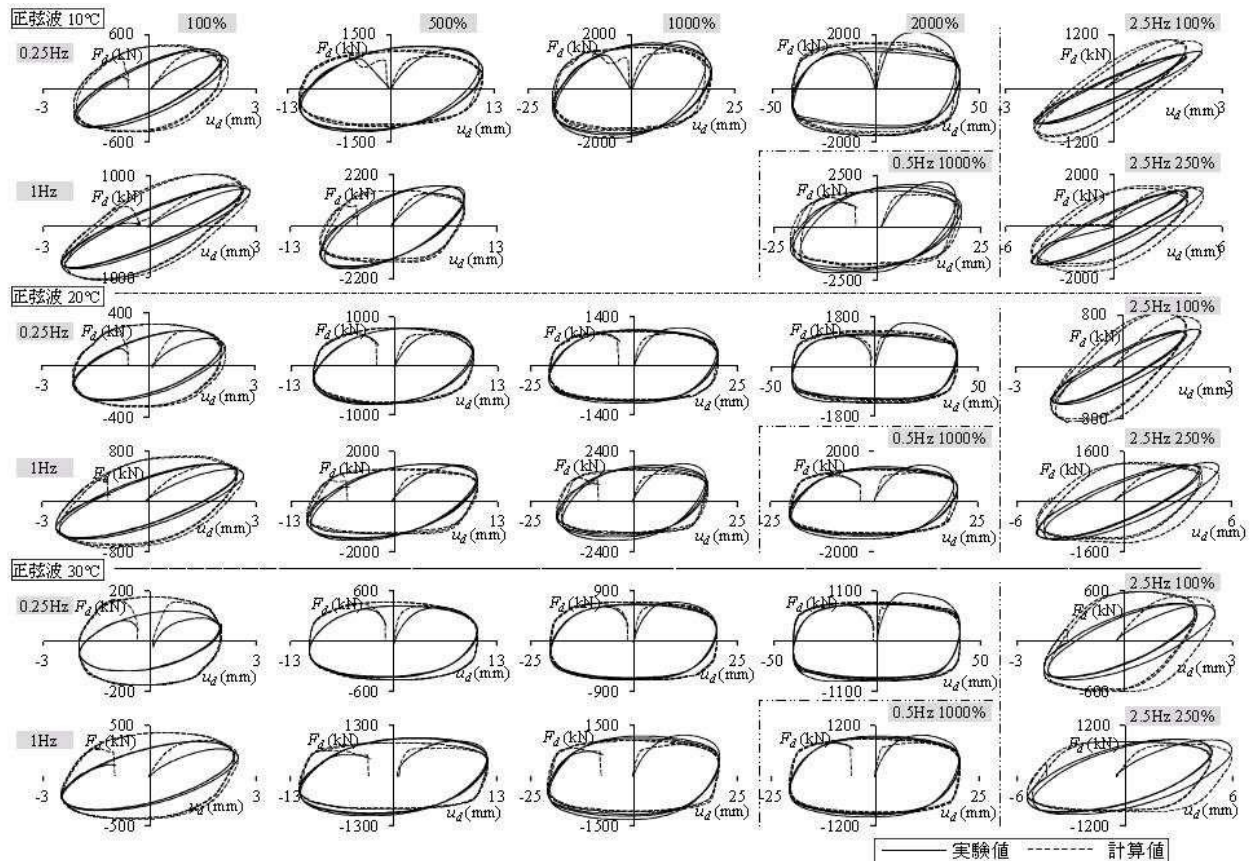


図 7. A2 正弦波における各温度の実験値計算値の履歴



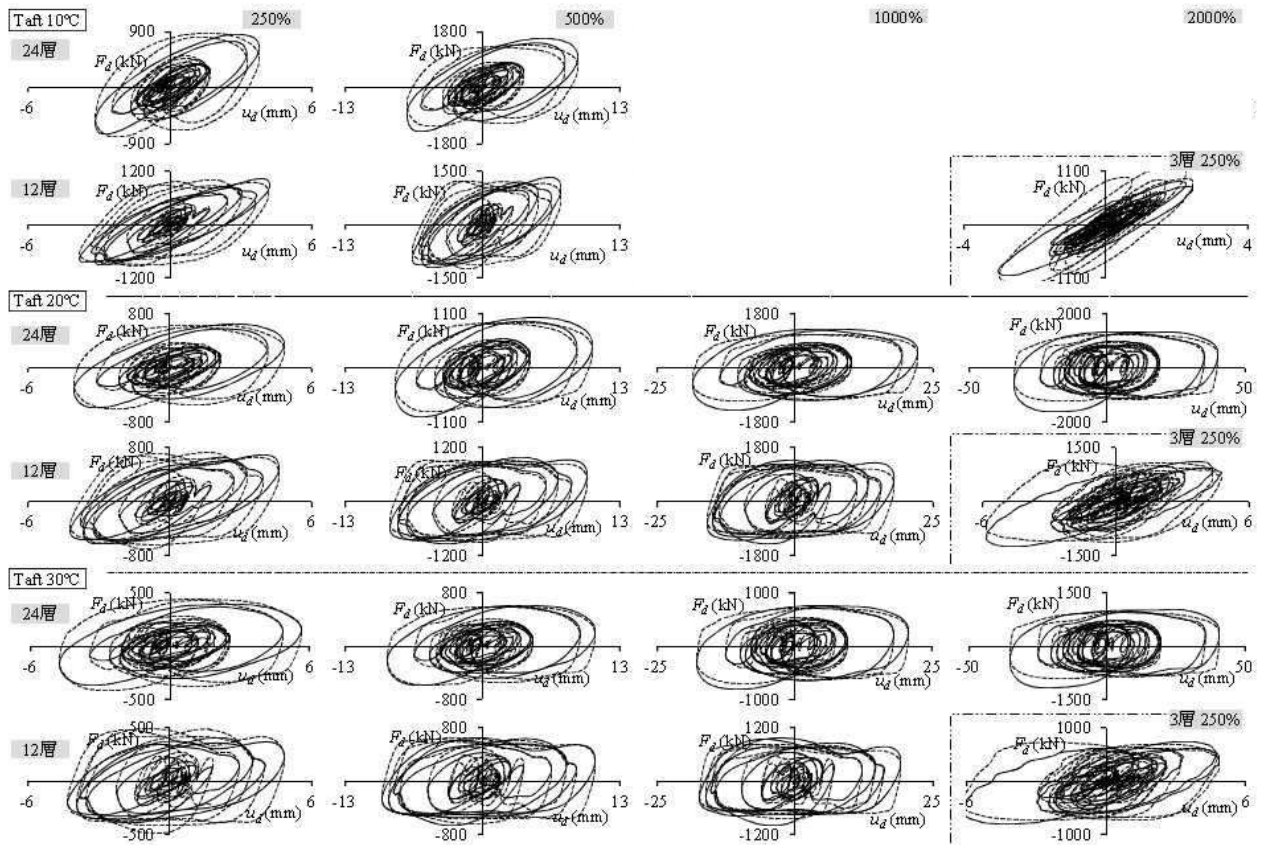


図 7.A4 ランダム波における各温度の実験値計算値の履歴 2 —— 実験値    - - - - 計算値

## 8章 粘性ダンパーの繰返し特性の把握とそのモデル

### 8.1 はじめに

粘性ダンパーは地震動などの小～大の振動を低減し、制振構造物などに様々な形状で適用されている。本章では検討する前章で示した壁型粘性ダンパー(以下、VWD)は、既往地震に対する構造物の応答挙動に対して適用するように開発された<sup>1)</sup>。そのため、東日本大震災のような長周期地震動に対する、装置の耐久性や性能特性、解析で用いる特性式の適合性は不明確である。それらを把握することで、その装置を設置した制振構造物の大地震による特性がより正確になる。

ここでは、長周期地震動の制振構造物の応答挙動に相当する種々の正弦波によって VWD を加振実験し、加振中や加振前後の特性変化、破損の有無を確認し、性能特性の簡易評価を行った。それらの加振条件は、粘性流体の初期温度や振動数、振幅と加振回数が異なる各計 3 種ずつである。また、1 種の加振条件で、3 種の VWD の特性を比較した。

なお、この節では比較振幅の大きい領域の特性を検証するため、その領域で精度が概ね良好な既往研究によって得られた非線形粘性特性モデル(旧式)で検証するが、最終的な荷重低下モデルについては、前項までに得られた本論文のモデル(新式)でも適用性を検証する。

### 8.2 基本特性値

#### 8.2.1 実験装置の諸元と基本特性値

VWD は、粘度が 30°C で 8000Pa・s である粘性流体を充填した容器に、粘性流体のせん断力を水平方向に伝達する抵抗板を設置した装置である。8.3,8.4 節の様々な条件の特性を検証する装置 A は図 8.1 である。また、8.5 節で特性を示す装置 A, B, C の主要寸法は、せん断面数×せん断隙間  $d = 4 \times 2, 4 \times 4, 4 \times 10\text{mm}$ 、せん断面積  $S \doteq 13, 12, 7\text{m}^2$  である。

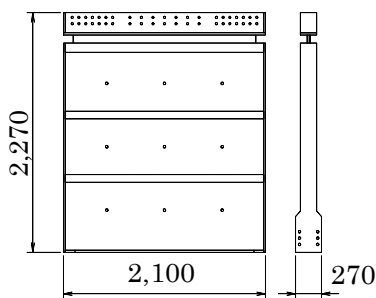


図 8.1 装置 A の概略

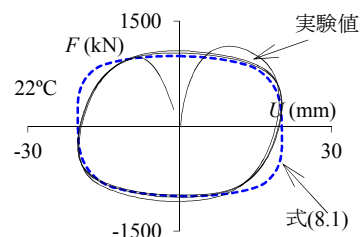


図 8.2 正弦波 0.25Hz, ±20mm, 3 波

荷重  $F_k$  (kN) の特性式は、 $d$ (mm),  $S$ ( $\text{m}^2$ ) と粘性流体の温度  $T$ , 装置速度  $V_k$ (mm/s) を用いた式(8.1a, b, c) である<sup>1)</sup>。 $k$  は計算ステップ数である。装置 A の振動数 0.25Hz, 振幅±20mm の加振回数 3 波の正弦波加振における初期  $T=22^\circ\text{C}$  の実験値と式(8.1) の荷重  $F$ —変位  $U$  の履歴を図 8.2 に示すと、特性式が実験値に概ね適応する。

$$V_k/d < 1 \quad , \quad F_k = 41.2 \times \exp(-0.043 T) S (V_k/d) \quad (8.1a)$$

$$1 \leq V_k/d < 10 \quad , \quad F_k = 41.2 \times \exp(-0.043 T) S (V_k/d)^{0.59} \quad (8.1b)$$

$$10 \leq V_k/d < 100 \quad , \quad F_k = 63.7 \times \exp(-0.043 T) S (V_k/d)^{0.4} \quad (8.1c)$$

8. 2. 2 基準の繰返し正弦波加振における特性 (装置 A)

装置 A の基準繰返し加振である振動数 0.25Hz, 振幅±20mm, 加振回数 150 波, 初期  $T = 20^{\circ}\text{C}$  の正弦波における実験荷重  $F(\text{kN})$ –変位  $U(\text{mm})$  の履歴と  $F, T$  の時刻歴を図 8.3 に示す。 $F$  が初期値の約 50%まで低下し、 $T$  が約  $14^{\circ}\text{C}$  上昇した。式(1)に上昇温度を代入し計算すると  $F$  が初期から  $\exp(-0.043 \times 14^{\circ}\text{C}) \approx 55\%$ まで低下し実現値と概ね合致するため、 $F$  の低下には  $T$  の影響が大きいと分かる。

見付けせん断面積当たりの計算による発熱温度  $T=DE/S$  を図 8.3 に示すと、計測値と概ね合致する。なお、累積吸収エネルギーを  $E = \sum F\Delta U 10^{-3}$  (kNm)、粘性流体と鋼材の熱容量(=比熱×重量)の和の逆数とせん断断面数の積を  $D$  ( $^{\circ}\text{C m/kN}$ )、鋼材と粘性流体の比熱を 0.435, 1.97 J/(g  $^{\circ}\text{C}$ )、比重を 7.85, 0.92 とした。しかし、実現象は放熱なども影響し、それを考慮すると  $T$  の正確な計算は難しい。そこで、 $F$  の低下の再現には、容易に計算でき、かつ  $T$  以外の要因も考慮するため、 $E$  を用いる。加振条件や装置形状によって  $E$  や  $T$  の変化が異なるため、単位  $S$ , せん断隙間  $d$  当たりの累積吸収エネルギー  $E/(S \cdot d)$  (kN/m<sup>2</sup>) に対して様々な条件での  $F$  の低下を次節で検証する。

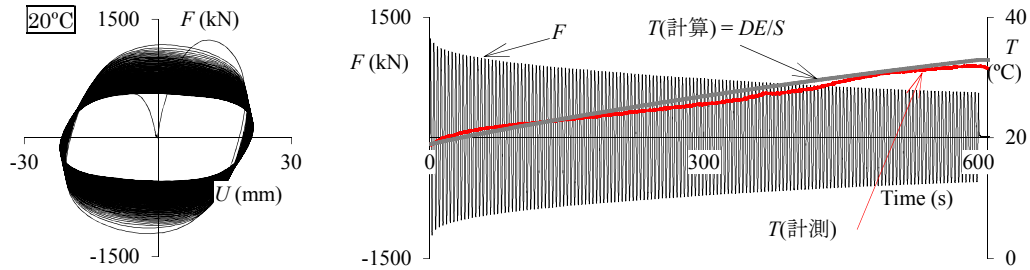


図 8.3 履歴と  $F, T$  の時刻歴(0.25Hz±20mm150 波,  $20^{\circ}\text{C}$ )

8. 3 各繰返し加振条件特性と簡易評価式 (装置 A)

8. 3. 1 初期温度による差異 (0.25Hz, ±20mm, 150 波)

初期  $T = 10, 20, 24^{\circ}\text{C}$  で、8.2.2 項と同じ加振条件の履歴と、各加振での  $E/(S \cdot d)$  に対する切片荷重を図 8.4 に示す。

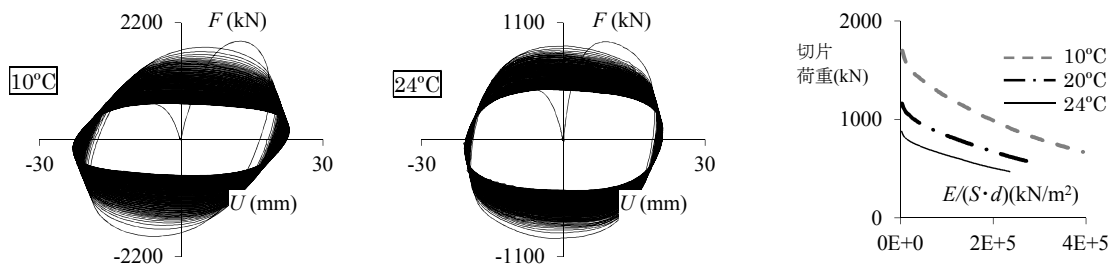


図 8.4 初期温度  $10, 20, 24^{\circ}\text{C}$  の差異(0.25Hz, ±20mm, 150 波)

初期値に対する各加振の切片荷重の比  $\beta$  を  $E/(S \cdot d)$  に対して図 8.5 に示すと、各  $T$  の  $\beta$  が合致する。また、異なる  $T$  でも加振条件が等しいと  $E$  の増加率が合致すると式(8.1)からも分かる。なお、式(8.1)と 8.2.2 項の計算による発熱温度から求めた  $\beta_a = \exp(-0.043DE/S)$  を図 8.5 に示すと、実験値より大きく  $\beta$  の再現には温度以外の要素が必要と分かる。

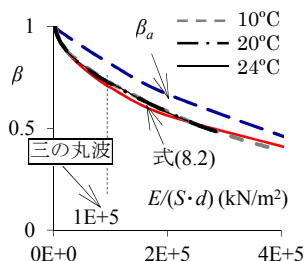


図 8.5  $E/(S \cdot d)$  に対する  $\beta$

### 8. 3. 2 振動数による差異 ( $\pm 20\text{mm}$ , $20^\circ\text{C}$ , 150 波)

振動数  $f=0.1, 0.5\text{Hz}$  で、振幅  $\pm 20\text{mm}$ 、加振回数 150 波、初期  $T \approx 20^\circ\text{C}$  の繰返し加振の特性を、前項と同様に検証する。図 8.6 に履歴と  $E/(S \cdot d)$  に対する  $\beta$  を示すと、 $0.1\text{Hz}$  の  $\beta$  が他より大きい、前項とほぼ同じ傾向である。

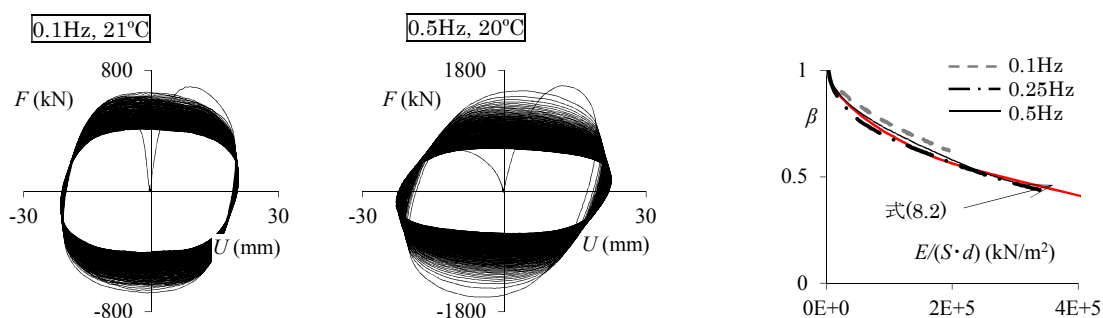


図 8.6 振動数 0.1, 0.25, 0.5Hz の差異 ( $\pm 20\text{mm}$ ,  $20^\circ\text{C}$ , 150 波)

### 8. 3. 3 振幅、加振回数による差異 ( $0.25\text{Hz}$ , $20^\circ\text{C}$ )

振幅  $\pm 10, 40\text{mm}$ 、加振回数 300, 75 波で、 $f=0.25\text{Hz}$ 、初期  $T \approx 20^\circ\text{C}$  の繰返し加振の特性を、同様に検証する。図 8.7 に履歴と  $E/(S \cdot d)$  に対する  $\beta$  を示すと、振幅  $\pm 10\text{mm}$  の  $\beta$  が他より大きい。8.3.1 項と異なり、粘性流体の乱れなど  $T$  以外の要素が振幅に依存したと考えられる。

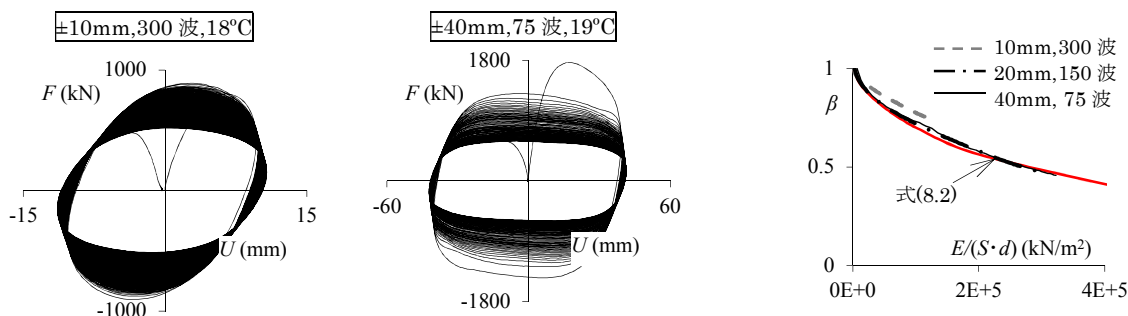


図 8.7  $\pm 10\text{mm}$  300 波,  $\pm 20\text{mm}$  150 波,  $\pm 40\text{mm}$  75 波の差異

### 8. 3. 4 簡易評価式と長周期地震波の建物応答波への適用

図 8.5～図 8.7 の傾向から 8.3.1 項の  $\beta_a$  を修正し、 $k$  ステップの  $E_k/(S \cdot d)$  に対する  $\beta_k$  の関係を式 (8.2) とした。8.5 節の図 8.11 で示す装置形状による差異を考慮するため、粘性流体と鋼材の熱容量の和の逆数とせん断断面数の積である 8.2.2 項で示した  $D(^{\circ}\text{Cm/kN})$  を用いた。各図に式 (8.2) を示すと、低振幅、低振動数では傾向が異なるため精度が低い、実験値の傾向を概ね再現できた。また、式 (8.2) の  $F_k$  に  $\beta_{k-1}$  を乗じて、粘性流体の温度上昇やそれ以外の影響を考慮した荷重  ${}_r F_k$  が式 (8.3) と表せる。ただし、 $E_k = \sum_r F_k \Delta U_k 10^{-3}$  (kNm) とし、 $k$  ステップでは  $\beta_k$  が計算できないため  $\beta_{k-1}$  を用いる。

$$\beta_k = \exp \left[ -8 \times 10^{-5} (D+1) (E_k / S)^{D^{0.1}} \right] \quad (8.2)$$

$${}_r F_k = \beta_{k-1} F_k \quad (8.3)$$

長周期地震波による建物応答波における式 (8.3) の精度を検証する。入力波に長周期地震として三の丸波<sup>2)</sup>を用いた 23 階建物における応答層間変位で加振し、その時の式 (8.3) の  ${}_r F_k$  を求め実験値と比較した。なお、この変位の 1 次固有振動数は約 0.4Hz、最大振幅は約 40mm である。また、解析の入力波の継続時刻が 300s であるが、挙動の小さい区間を省き加振時刻を 180s とした。

図 8.8 に式 (8.1)、(8.3) と実験値の荷重から得た単位当たりの累積吸収エネルギー  $E/(S \cdot d)$ 、温度の時刻歴を示す。式 (8.1) による  $E$  は実験値に対して +36% だが、式 (8.3) による  $E$  は +8% で実験値により近似する。また、履歴でも式 (8.3) が実験値に概ね適用する。なお、図 8.8 では  $E/(S \cdot d) \cong 1\text{E}+5$  kN/m<sup>2</sup> が最大値であり、図 8.5 の最大値の約 25% であるため、図 8.5 の条件が長周期地震波挙動の検証に十分であると分かる。



図 8.8 長周期地震波による応答波における特性式の検証(旧式)

また、前項までにおいて求めた新式について図 8.8 と同様にこの手法を適用して計算した値を図 8.9 に示す。この時、旧式である式 (8.1) の  $F_k$  を、新式に変換して求めた。旧式と比較し、エネルギーの時刻歴も荷重-変位の履歴も、ほぼ同様の傾向である。なお、荷重低下しない値について示すと、最大値が約 8% の差異がある。

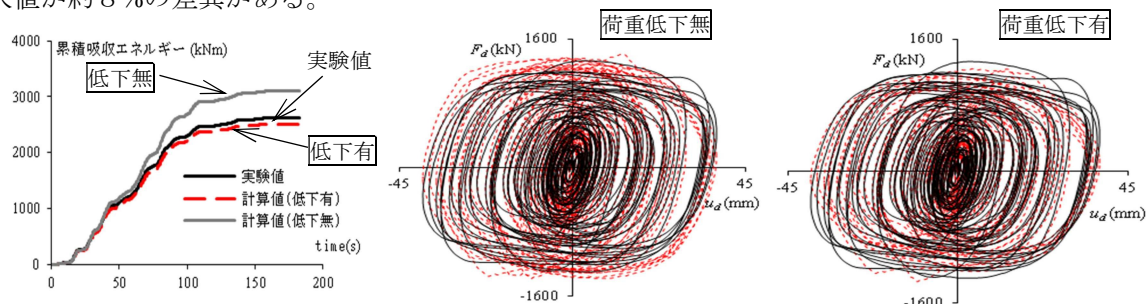


図 8.9 長周期地震波による応答波における特性式の検証(新式)

#### 8. 4 繰返し加振前後の特性と破損の有無の確認 (装置 A)

繰返し加振の影響を検証するため、8.2.2 項の繰返し加振前後において、0.25Hz±5mm, 3 波の正弦波で装置 A を加振した。各加振の温度で求めた式(8.1)の  $F_k$  に対する実験値の増減率  $R_F$  の時刻変化を図 8.10 に示す。繰返し加振直前と直後の  $R_F$  は+4%から-20%に低減する。しかし、時間が経過すると  $R_F$  は徐々に増加し、20 時間後には+3%であり加振直前とほぼ同値となる。つまり、加振によって乱れた粘性流体が初期状態に戻ったことを示す。また、装置の破損が無く、繰返し試験の装置への影響は無い。

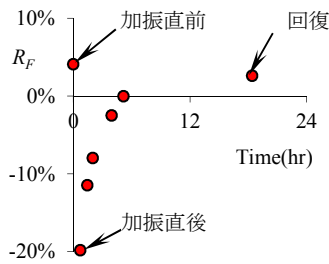


図 8.10 繰返し加振前後の特性

#### 8. 5 形状による差異の検討 (装置 A, B, C)

装置 A, B, C で、8.2.3 項と同じ繰返し加振した  $E/(S \cdot d)$  に対する  $\beta$  を図 8.11 に示す。各初期  $T=24, 31, 7^\circ\text{C}$  である。 $d$  が大きいほど単位せん断面積当たりの熱容量が大きく蓄熱しやすくなり、装置 C で  $\beta$  が最小となったと考えられる。また、図 8.11 の式(8.2)が示すように、熱容量に関する値  $D$  を評価式に考慮することは有効である。しかし、検証した装置種類が少なく式の信頼性が低いため、別装置などで検証し精度を上げる予定である。

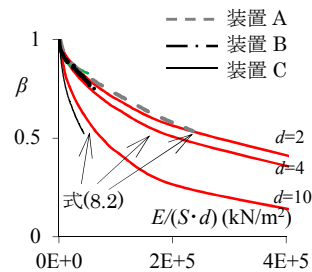


図 8.11 せん断隙間の差異

#### 8. 6 まとめ

長周期地震応答波相当の挙動で壁型粘性ダンパーを加振し、その特性の簡易評価式を求めて、旧式と新式を用いて実験値に概ね適用できることを示した。

#### 8 章の参考文献

- 1) 佐藤新治, 近藤豊史, 池永雅良, 岡部篤, 持丸昌巳, 鈴木光雄: 実大制震壁の高速特性試験, 日本建築学会大会学術講演梗概集(関東), B-2, pp861-862, 1997.9
- 2) 愛知県設計用入力地震動研究協議会: 愛知県設計用入力地震動の作成 想定地震による強震動予測(改訂版), 2006.2

## 9章 建物の応答時刻歴解析への適用例および非線形粘性モデルとその比較

### 9.1 はじめに

実現値の特性を精度良く再現できる本論文のモデル(新式)と、既往の研究<sup>1)</sup>による非線形粘性特性式(旧式)を用いて、以降に示す様々な条件で、建物の時刻歴応時刻歴解析し各応答値を求める。入力地震波の種類や大きさ、建物の階数、取付け剛性、長時間加振<sup>2)</sup>などによるダンパー力の有無の計算例を示し、新式と旧式による最大応答値の違いなどを示す。

### 9.2 粘性ダンパー力の計算アルゴリズム

前章までに示す方法によって得られた、以下に示す簡易式によるアルゴリズムを用いて、建物の質点系解析において、各階に生じる層間変位からその階の粘性ダンパー力を計算する。

□瞬間角振動数  $\omega_t$  の計算

式(9.1a) に示す、指数係数  $a_{v1}$  を用いた計算ステップ  $i$  番目の変位  $u^{(i)}$  の指数平均変位  $u_{av}^{(i)}$  における瞬間角振動数  $\omega_t$  を計算する。この時、添え字(i)は計算ステップ番号である。また、建物の1次固有振動数  $f_1$  と解析のサンプリングタイム  $dt$  を用いて、 $a_{v1}$  を式(9.1b)とする。

$$u_{av}^{(i)} = a_{v1} u_i^{(i)} + (1 - a_{v1}) u_{av}^{(i-1)}, \quad a_{v1} = 20 f_1 \cdot dt \quad (9.1 \text{ a, b})$$

式(9.2a,b) に示す 2 次精度の中心差分を用いることによって、 $u_{av}^{(i)}$  に対して速度  $\dot{u}_{av}^{(i)}$  と加速度  $\ddot{u}_{av}^{(i)}$  に位相差を極力生じさせない。

$$\dot{u}_{av}^{(i)} = \frac{u_{av}^{(i+1)} - u_{av}^{(i-1)}}{2\Delta t}, \quad \ddot{u}_{av}^{(i)} = \frac{u_{av}^{(i+1)} - 2u_{av}^{(i)} + u_{av}^{(i-1)}}{\Delta t^2} \quad (9.2 \text{ a, b})$$

式(9.3)から、各波における最大変位  $u_{av \max}^{(i)}$  が得られる。

$$u_{av \max}^{(i)} = \sqrt{(\omega^{(i-1)} u_{av}^{(i)})^2 + \dot{u}_{av}^{(i)2}} / \omega_t^{(i-1)} \quad (9.3)$$

式(9.3)において  $i$  番目の計算ステップの  $\omega_t^{(i)}$  は計算不可能であるが、変位や速度のように時間に対して変化が大きくないため、 $i-1$  番目である前計算ステップの計算値  $\omega^{(i-1)}$  を用いる。また、時間に対して変動があるため、変位や速度は同じ時刻である  $i$  番目の値を用いる。なお、式(9.3) が 0 割しないように、初期値を含めて  $\omega_t$  は 0 より大きくする必要がある。

$\omega_t$  は速度や加速度と比較して時刻に対する変化の影響が鈍感である。2 次精度の中心差分から求める速度と加速度は現ステップでは計算できないため、前ステップの値を用いて、 $\omega_t^{(i)}$  を式(9.4a)とする。 $\omega_t^{(i)}$  とシフトファクター $\lambda^3$ を用いて等価振動数  $f_{eq}^{(i)}$  が式(9.4b)と表せる。なお、 $\omega_t^{(i)}$  はノイズがあるような条件では平均化しより滑らかな履歴とした。その履歴に影響が無い値として指数係数 = 0.5 とし、以降の  $\omega_t$  を指数平均してより安定な値を求めた。

$$\omega_t^{(i)} = \frac{\sqrt{\dot{u}_{av}^{(i-1)2} + \sqrt{\dot{u}_{av}^{(i-1)4} + 4(u_{av \max}^{(i-1)} \ddot{u}_{av}^{(i-1)})^2}}}{\sqrt{2} u_{av \max}^{(i-1)}}, \quad f_{eq}^{(i)} = \lambda \omega_t^{(i)} / (2\pi) \quad (9.4 \text{ a, b})$$

□粘性ダンパーの線形特性値から求める非線形せん断力

等価振動数  $f_{eq}^{(i)}$  と線形特性値である貯蔵剛性率  $G'_L$  と損失剛性率  $G''_L$  が下式と表せる。

$$G'_L{}^{(i)} = 25.6(f_{eq}^{(i)})^{0.51+0.21(f_{eq}^{(i)})^{0.348}}, \quad G''_L{}^{(i)} = 39.4(f_{eq}^{(i)})^{0.5+0.027(f_{eq}^{(i)})^{0.635}} \quad (9.5a,b)$$

□非線形せん断力

線形特性も含む非線形特性は、5章の方法で求められる<sup>3)</sup>。そこで得られた特性値を、せん断面積  $A_s$  とせん断隙間  $d$  を用いて、単位と線形特性を式(9.6a,b)に示す非線形の粘性流体の貯蔵剛性  $K'_v$  と損失剛性  $K''_v$  に変換する。

$$K'_v{}^{(i)} = b_e{}^{(i)} G'_{Lv}{}^{(i)} \frac{A_s}{d}, \quad K''_v{}^{(i)} = b_v{}^{(i)} G''_{Lv}{}^{(i)} \frac{A_s}{d} \quad (9.6a,b)$$

$b_e{}^{(i)}$  と  $b_v{}^{(i)}$  は4章で検討した線形特性を非線形特性に変換する係数である。7章で検討したように実大試験体の特性に適用するように式(9.7a,b)と式(9.8a,b)で表す。基準損失剛性率  $G''_{L,ref} = 18\text{kPa}$ 、記号  $\min(A, B) = A$  は  $A < B$  である。

$$b_e{}^{(i)} = \min(\beta_{e1}{}^{(i)}, \beta_{e2}{}^{(i)}, b_e{}^{(i-1)}) [u_d{}^{(i)} \neq 0], \quad b_e{}^{(i)} = \min(\beta_{e1}{}^{(i)}, \beta_{e2}{}^{(i)}) [u_d{}^{(i)} = 0] \quad (9.7a,b)$$

$$\beta_{e1}{}^{(i)} = [0.05(a_r \cdot \gamma_{\max}^{(m)})^{1.5} + 1]^{-2}$$

$$\beta_{e2}{}^{(i)} = [0.02(X_1{}^{(i)})^{0.3} + 1]^{-4}, \quad X_1{}^{(i)} = (a_r \cdot \tau_L{}^{(i)} / G''_{L,ref}) (a_r \cdot \gamma_{\max}^{(m)})^4$$

$$b_v{}^{(i)} = \min(\beta_{v1}{}^{(i)}, \beta_{v2}{}^{(i)}, b_v{}^{(i-1)}) [\dot{u}_d{}^{(i)} \neq 0], \quad b_v{}^{(i)} = \beta_{v1}{}^{(i)} [\dot{u}_d{}^{(i)} = 0] \quad (9.8a,b)$$

$$\beta_{v1}{}^{(i)} = [0.1(a_r \cdot \gamma_{\max}^{(m)})^3 + 1]^{0.1}$$

$$\beta_{v2}{}^{(i)} = [0.036(X_2{}^{(i)})^{0.45} + 1]^{-1}, \quad X_2{}^{(i)} = (a_r \cdot \tau_L{}^{(i)} / G''_{L,ref}) (a_r \cdot \gamma_{\max}^{(m)})^2$$

□支持材などの付加剛性の影響の評価した粘性ダンパーのせん断力

周辺部材の変形を考慮した粘性ダンパーのせん断力は、7章で示した粘性流体の複素剛性に付加剛性  $K_s$  を直列に結合したモデルであり、その時の貯蔵剛性  $K'_d$  と損失剛性  $K''_d$  は式(9.9a,b)で表せる。

$$K'_d{}^{(i)} = \frac{K_s(K_v{}^{(i)2} + K_s K_v{}^{(i)} + K_v{}^{(i)2})}{(K_v{}^{(i)} + K_s)^2 + K_v{}^{(i)2}}, \quad K''_d{}^{(i)} = \frac{K_s^2 K_v{}^{(i)}}{(K_v{}^{(i)} + K_s)^2 + K_v{}^{(i)2}} \quad (9.9a,b)$$

以上より、任意ダンパー変位  $u_d{}^{(i)}$  に対するダンパー力  $F_d{}^{(i)}$  は式(9.10)と表せる。

$$F_d{}^{(i)} = K'_d{}^{(i)} u_d{}^{(i)} + \frac{K''_d{}^{(i)}}{\omega_t{}^{(i)}} \dot{u}_d{}^{(i)} \quad (9.10)$$

なお、前章に示した実大ダンパーのみの検証であるため、異なる形状のダンパーの計算精度については未確認である。

□繰り返し加振よる力の低下

8章で示した方法を用いて、繰り返し加振よる力の低下を評価したダンパー力  $F_{rd}^{(i)}$  を求める。粘性流体と鋼材の熱容量の和の逆数とせん断面数の積である  $D$  ( $^{\circ}\text{Cm/kN}$ )、累積吸収エネルギー  $E^{(i)} = \sum_{k=1}^i F_{rd}^{(k)} \Delta U^{(k)} 10^{-3}$  (kNm) から補正係数  $\beta^{(i)}$  を求める<sup>2)</sup>。  $F_{rd}^{(i)}$  に  $\beta^{(i-1)}$  を乗じて、  $F_{rd}^{(i)}$  が下式と表せる。なお、  $i$  ステップでは  $\beta^{(i)}$  が計算できないため  $\beta^{(i-1)}$  を用いる。

$$\beta^{(i)} = \exp \left[ -8 \times 10^{-5} (D+1) (E^{(i)} / S)^{D^{0.1}} \right], \quad F_{rd}^{(i)} = \beta^{(i-1)} F_d^{(i)} \quad (9.11a,b)$$

### 9. 3 解析条件

#### 9. 3. 1 ダンパーの諸元

□ダンパー力の設定

ダンパー量は建物の剛性に比例し、  $h$  階のダンパー減衰係数  $C_h$  が各建物の1次固有振動数  $f_1$ 、歪振幅  $\gamma = 1000\%$  の粘性流体材料の損失剛性率  $G_v''(f_1, 1000\%)$  と1次の角振動数  $\omega_1 = 2\pi f_1$ 、建物の剛性  $k_{fh}$  と質量  $m_h$  の関係式(9.12a)を満たすように設定し、各  $h$  階におけるダンパーのせん断面積  $A_s$  を式(9.12b)とした。ここでは、ダンパー減衰比  $h_d = 0.1$ 、せん断隙間  $d = 4\text{mm}$  とした。

$$C_h = \frac{K_h''}{\omega_1} = \frac{G_v''(f_1, 1000\%) A_s}{\omega_1 d} = \frac{2h_d k_h}{\omega_1}, \quad A_s = \frac{2d h_d k_h}{G_v''(f_1, 1000\%)} \quad (9.12a,b)$$

また、ダンパーの支持材の剛性は7章で得た  $500\text{kN/mm}$  を参照し、その剛性に、そのダンパーのせん断面積と上記で得られた各階の  $A_s$  の比を乗じて増減した。

□ダンパーの取付け剛性の設定

本論文では基本特性を検証するため、支持材（ダンパー取付け部材）の剛性を無限大とする。なお、後の小加速度入力波の検証では、各階における支持材の剛性をその階の主架構の1次剛性の0.5倍の値を、ダンパーモデルに直列結合し、取付け部の剛性の影響を検討する。

#### 9. 3. 2 建物の解析手法とその諸元

□解析手法

質点系解析で、各階における建物の応答値である絶対加速度と層間速度、層間変位、ダンパー力を求める。高層になるほど、曲げによる影響が大きくなるため、建物の挙動をより正確に求めるためには、建物の曲げとせん断剛性を評価する必要がある。ここでは、冒頭で示した特性の比較し傾向を把握することを目的としているため、計算が容易であるせん断剛性のみを評価したせん断棒モデルとする。数値積分はNewmarkの  $\beta$  法とし、線形加速度法の  $\beta = 1/6$  を用いた<sup>4)5)</sup>。計算のサンプリングタイムは、各応答値が収斂できる値とした。

□建物の条件

表9.1に示す主架構の質量と剛性を有する3種の4, 10, 20階の建物<sup>6)</sup>において、ダンパーを全ての階に設置する。  $h$  階における質量  $m_h$ 、1次剛性  $k_{fh}$ 、2次剛性  $\alpha^2 \cdot k_f$ 、3次剛性  $\alpha^3 \cdot k_f$ 、1次降伏荷重  $Q_h^1$ 、2次降伏荷重  $Q_h^2$  である。この条件において、固有値問題から得られる20, 10, 4階建物の各1~3次固有振動数は、0.27, 0.71, 1.16Hz、0.50, 1.32, 2.17Hz、0.70, 1.96, 3.25, 4.29Hzである。また、建物の減衰定数は剛性比例型とし、0.02または0とした。

表 9.1 各建物における質量と剛性

階	$m_h$ (kN)	$k_{fh}$ (kN/cm)	$Q_v$ 1 (kN)	$\alpha^2$	$Q_v$ 2 (kN)	$\alpha^3$
20	17937	2789	7695	0.46	8804	0.19
19	13363	2929	10650	0.36	11945	0.13
18	13411	3125	12206	0.69	14156	0.06
17	13411	3429	14507	0.63	16496	0.07
16	13565	4440	16294	0.46	18504	0.06
15	13614	4530	17043	0.62	19382	0.09
14	13614	4733	18695	0.69	20930	0.03
13	13739	4913	19963	0.67	22131	0.03
12	13790	5992	20301	0.66	23684	0.02
11	13842	6139	21337	0.68	24644	0.02
10	13895	6306	22806	0.63	25625	0.03
9	13895	6382	23292	0.62	26460	0.03
8	13929	6947	24012	0.61	27438	0.03
7	13975	7291	24725	0.60	28319	0.03
6	13975	7367	25094	0.57	28714	0.03
5	14020	8550	25654	0.53	29402	0.02
4	14092	8759	25297	0.64	29885	0.03
3	14148	9309	25827	0.63	30867	0.03
2	14203	9742	24865	0.75	31210	0.04
1	14653	8428	24942	0.76	31958	0.04

階	$m_h$ (kN)	$k_{fh}$ (kN/cm)	$Q_v$ 1 (kN)	$\alpha^2$	$Q_v$ 2 (kN)	$\alpha^3$
4	4894	630	2691	0.42	3099	0.05
3	3668	734	3185	0.62	3845	0.05
2	3692	919	3718	0.53	4476	0.04
1	3762	565	3772	0.60	4419	0.12

階	$m_h$ (kN)	$k_{fh}$ (kN/cm)	$Q_v$ 1 (kN)	$\alpha^2$	$Q_v$ 2 (kN)	$\alpha^3$
10	8579	1586	5019	0.47	5669	0.06
9	6365	1801	6602	0.97	7590	0.11
8	6431	2203	7522	0.86	9593	0.04
7	6470	2448	8852	0.81	11176	0.03
6	6539	2919	9407	0.80	12556	0.02
5	6567	3062	10287	0.78	13671	0.02
4	6623	3283	11037	0.77	14598	0.03
3	6664	3830	11628	0.69	15365	0.02
2	6680	3836	11180	0.77	15718	0.05
1	6859	2800	11435	0.80	16430	0.01

9. 3. 4 入力波

入力波には、以下に示す加速度時刻歴とそのスペクトルである (a) ElCentro NS 観測波 L2(ElCentro), (b) Hachinohe NS 観測波 L2(Hachinohe), (c) TAFT EW 観測波 L2(TAFT), (e) Art Hachinohe NS 模擬地震波 (Art Hachinohe), (f) Art JMA Kobe NS 模擬地震波 (Art Kobe), (g)乱数 模擬地震波 (Art Random), 長周期地震波である(h) 三の丸波(Sannomaru) EW 模擬地震波<sup>7)</sup>の7種の地震波を用いる。模擬波は解放工学的基盤で得た値とし、また、以降では各波をカッコ内の表記で示す。なお、建物の小振幅挙動の検討には、加速度を0.1倍に縮尺した波を用いた。

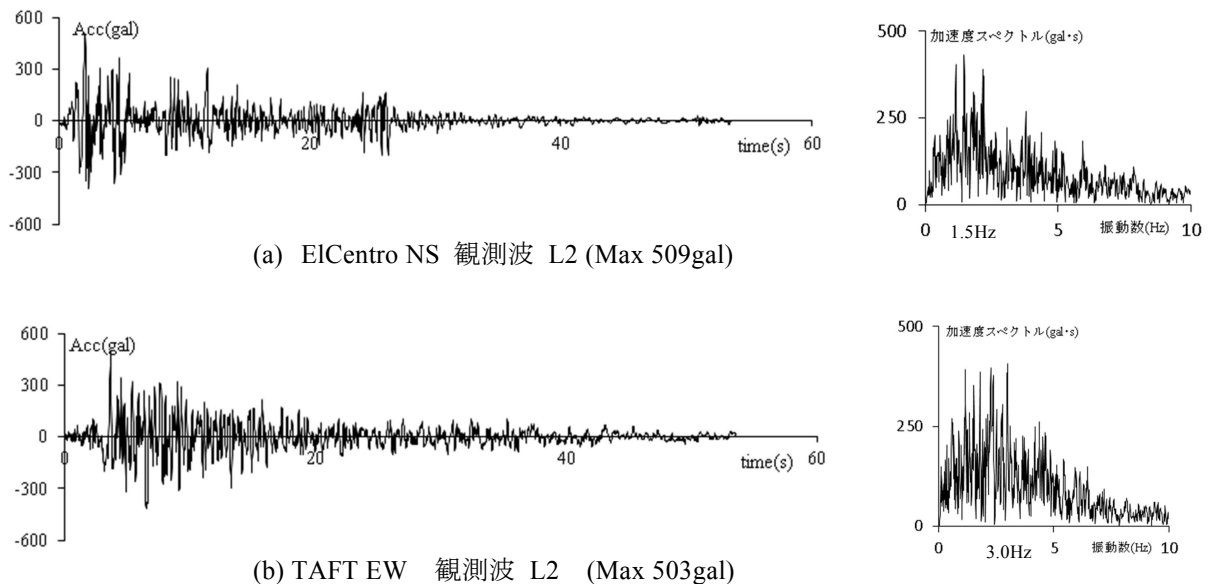
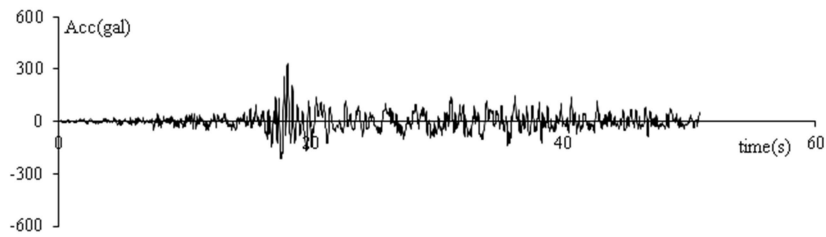
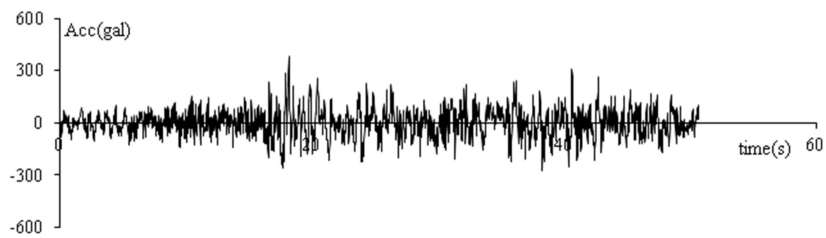
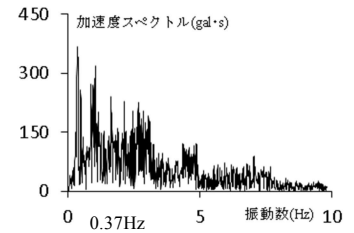


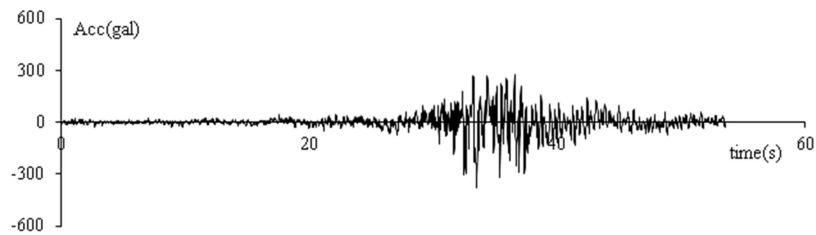
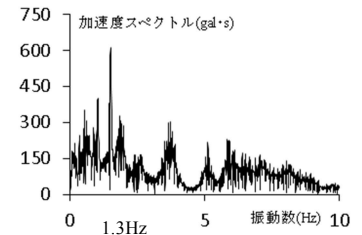
図 9.1 入力地震波の加速度時刻歴と加速度スペクトル 1



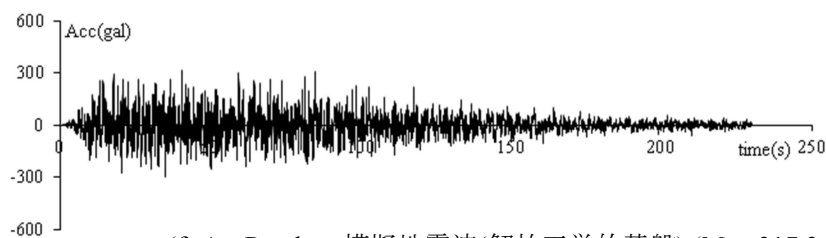
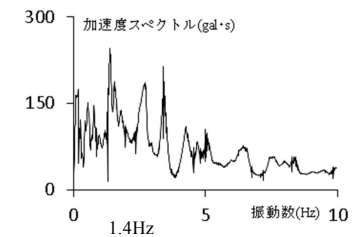
(c) Hachinohe NS L2 観測波 L2 (Max 332gal)



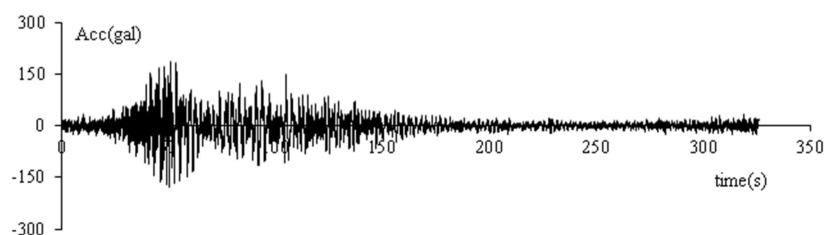
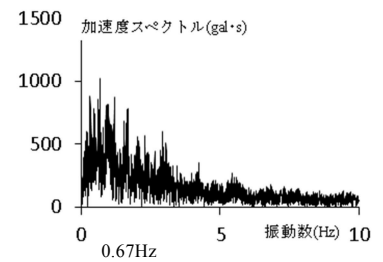
(d) Art Hachinohe NS 模擬地震波(解放工学的基盤) (Max 384.3gal)



(e) Art JMA Kobe NS 模擬地震波(解放工学的基盤) (Max 378.1gal)



(f) Art Random 模擬地震波(解放工学的基盤) (Max 317.3gal)



(g) 三の丸波(Sannomaru) EW 模擬地震波 (Max 186gal)

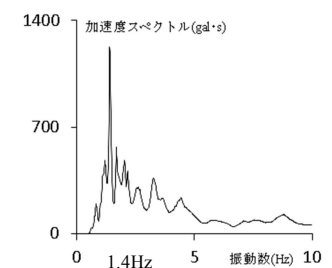


図 9.2 入力地震波の加速度時刻歴と加速度スペクトル 2

また、各入力地震波における減衰定数  $h=0.02, 0.05, 0.1, 0.2$  とした 1 質点系の固有周期に対する加速度、速度、変位の応答スペクトル  $S_a, S_v, S_d$  を以下に示す。参考として、表 9.1 に示す 20 階建物の 1~4 次の固有周期を各図に記す。

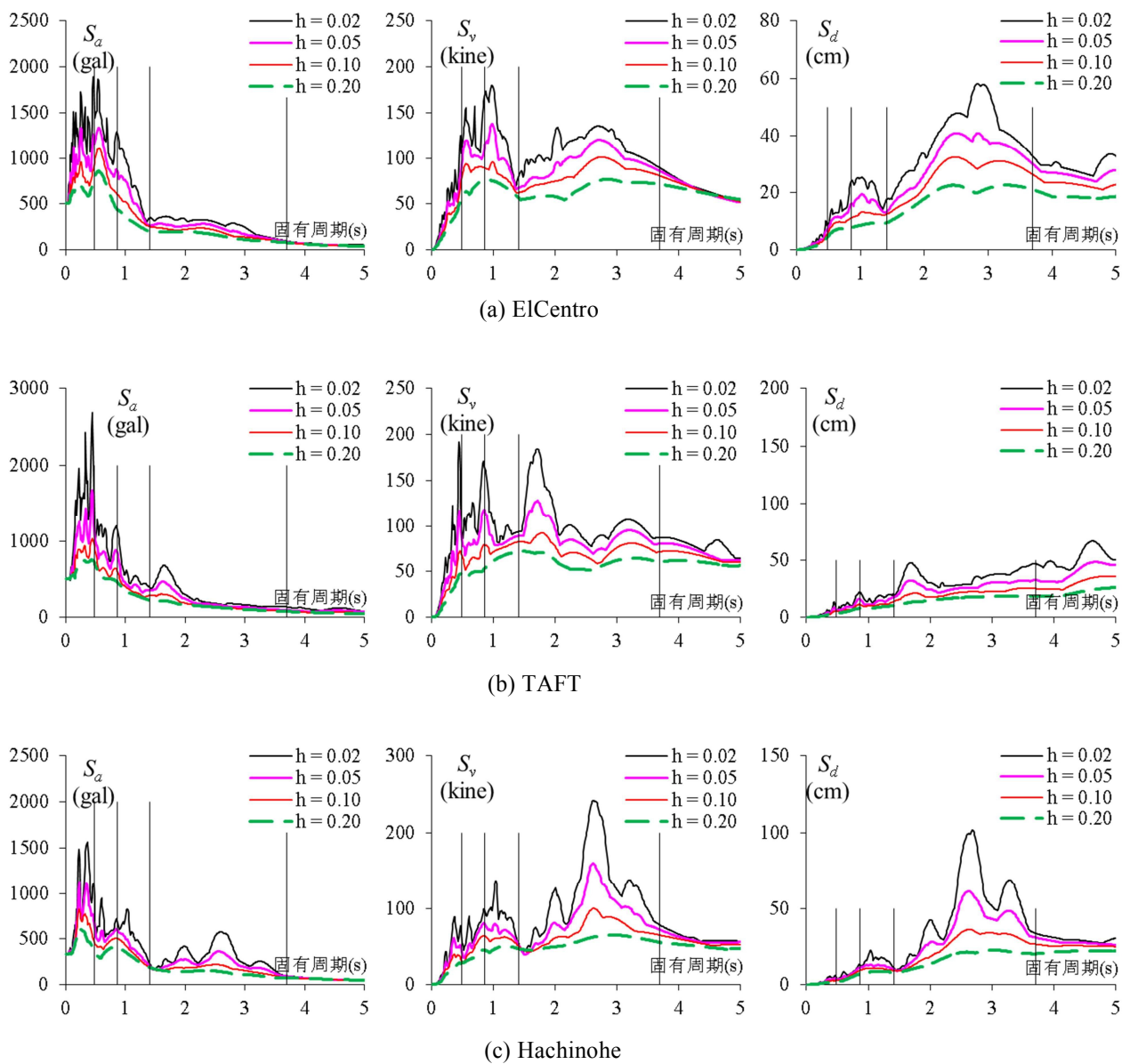
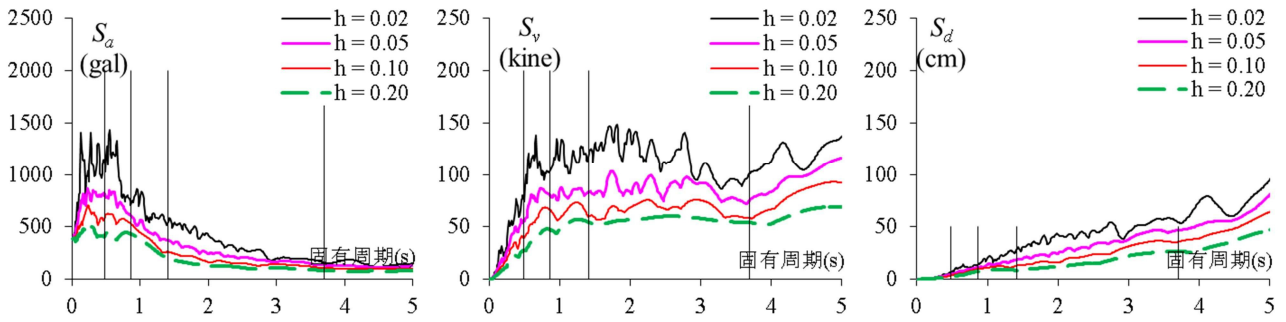
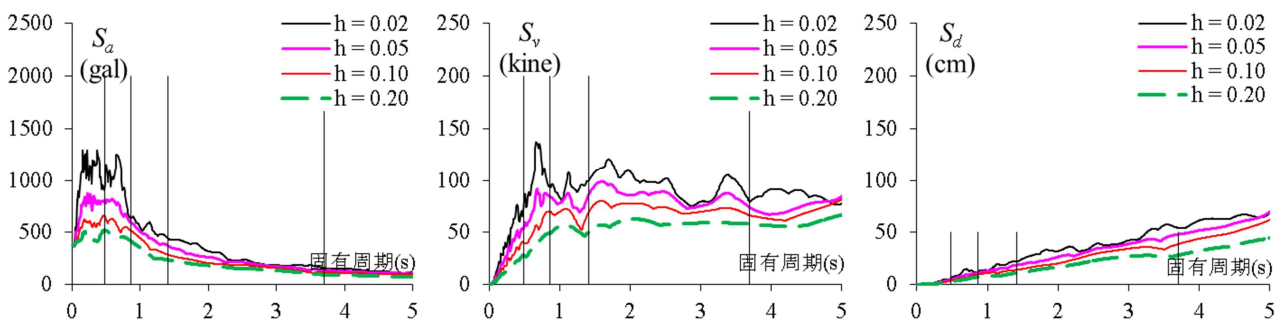


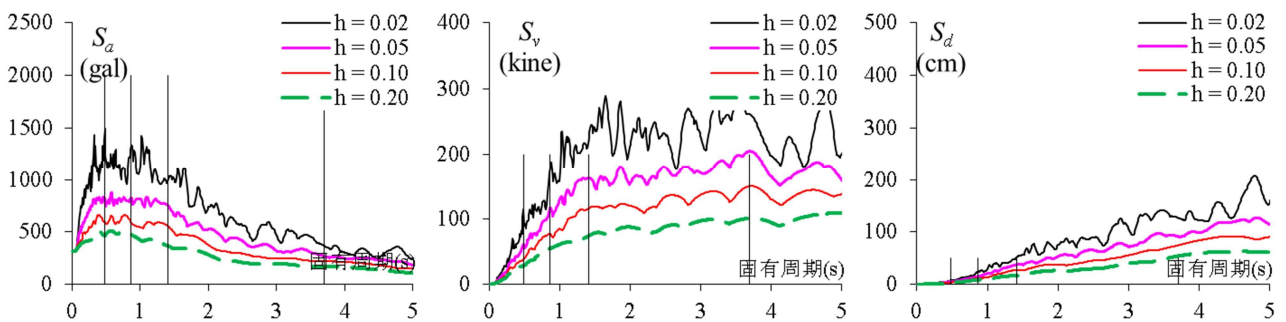
図 9.3 各入力波における加速度、速度、変位応答スペクトル 1



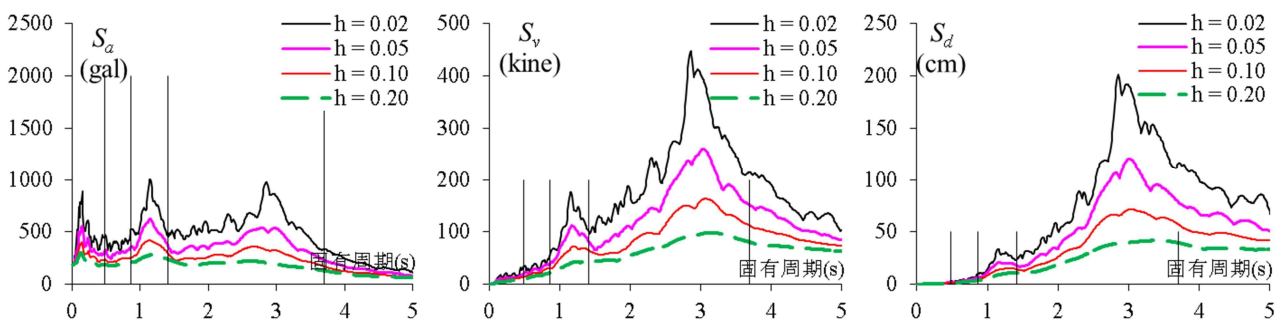
(d) Art Hachinohe



(e) Art Kobe



(f) Art Random



(g) Sannomaru

図 9.4 各入力波における加速度，速度，変位応答スペクトル 2

## 9. 4 非線形粘性モデルと本論文モデルの応答解析結果

### 9. 4. 1 減衰定数0.02とした20,4階建構造物における各ダンパーモデルによる差異

前述の入力波を用いて、減衰定数=0.02とし20,4階建物における、各ダンパーモデルによる応答値の差を検証する。ここでは、ダンパーの取付け材(支持材)の剛性を無限大とする。なお、ダンパーが無い状態の応答値を「無」、非線形粘性モデルである既往式から得られた値を「旧式」、本論文で提案するモデルから得られた値を「新式」と称す。

#### □減衰定数=0.02とした20階建物の解析

20階建物における各モデルを用いた各階の各最大応答値を以下に示す。新式では履歴の傾きを評価するため旧式よりダンパー力は大きいですが、層間速度と変位はほぼ同様な傾向である。しかし、ElCentro, Taft, Art Kobe では、低層階ほど加速度の差が顕著である。

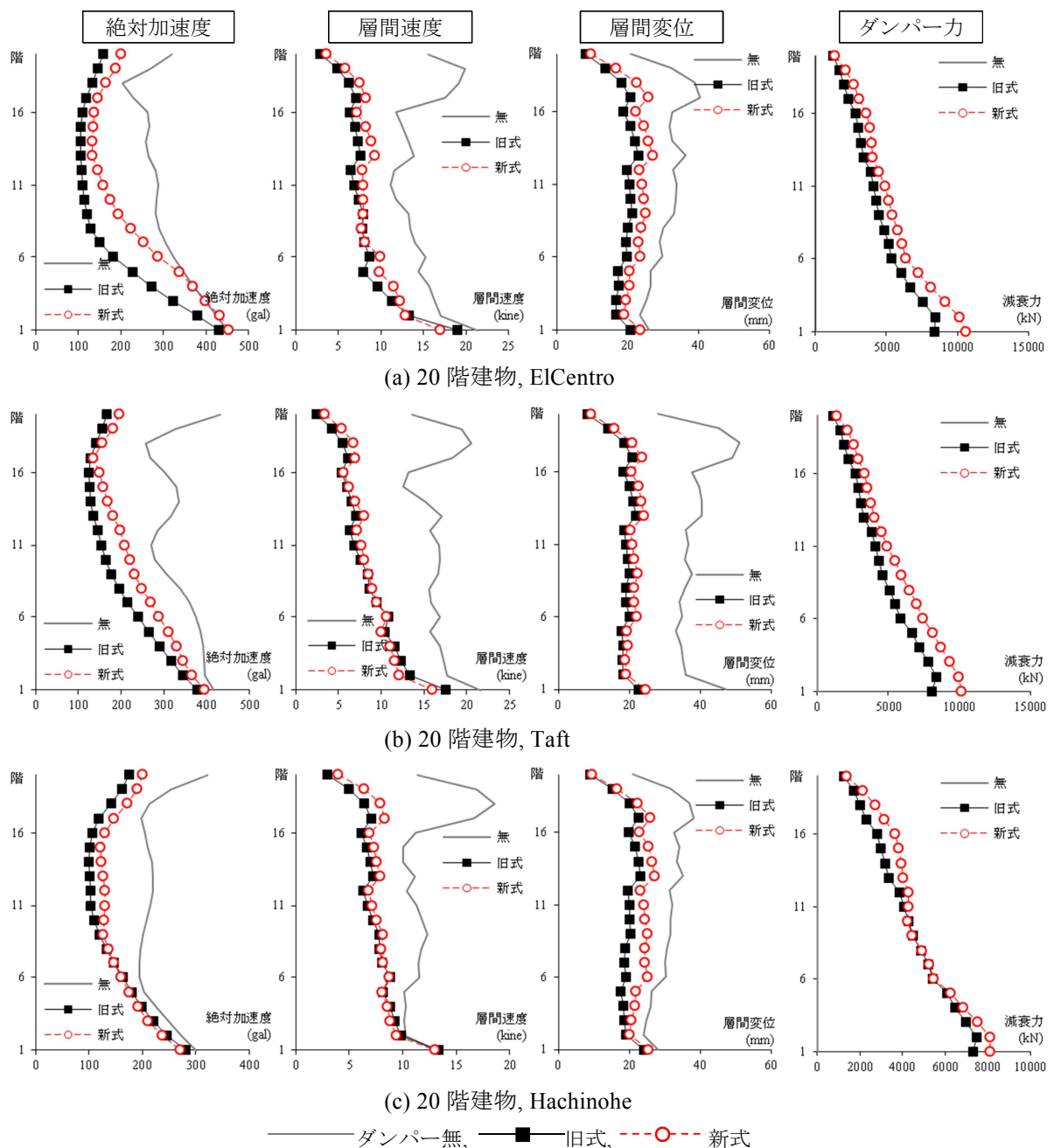
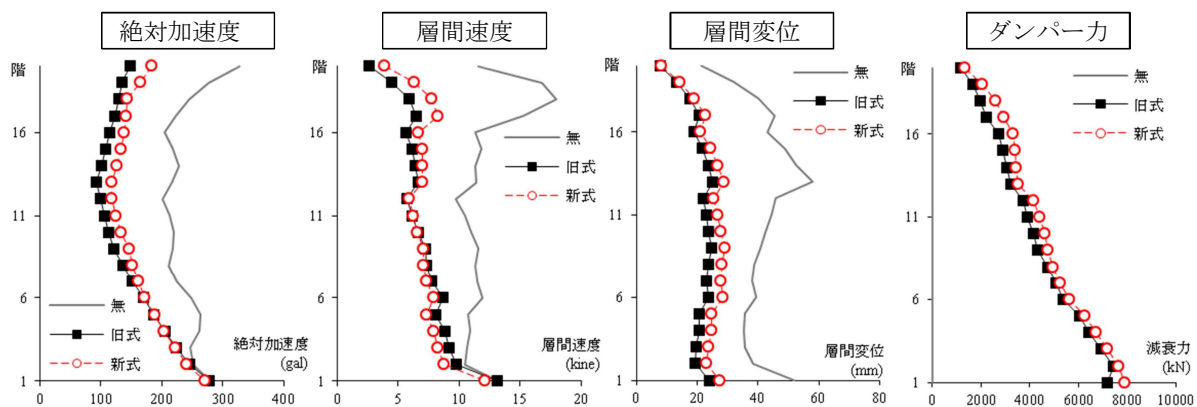
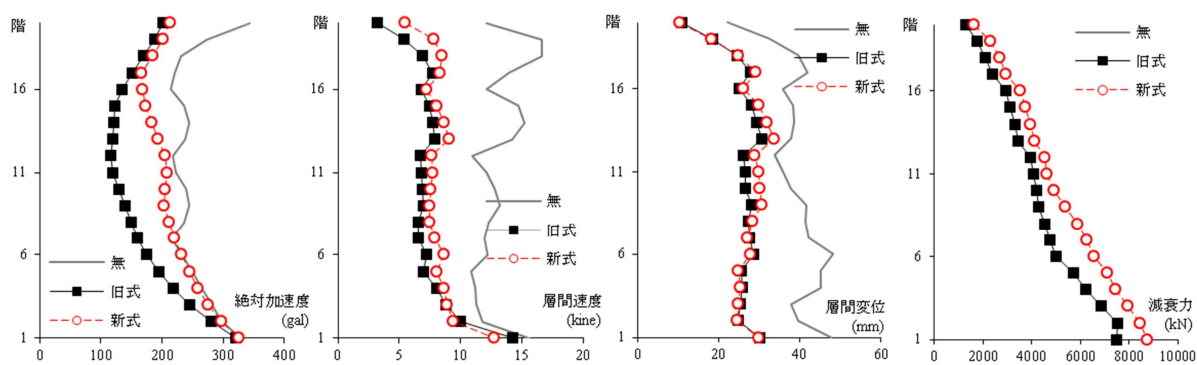


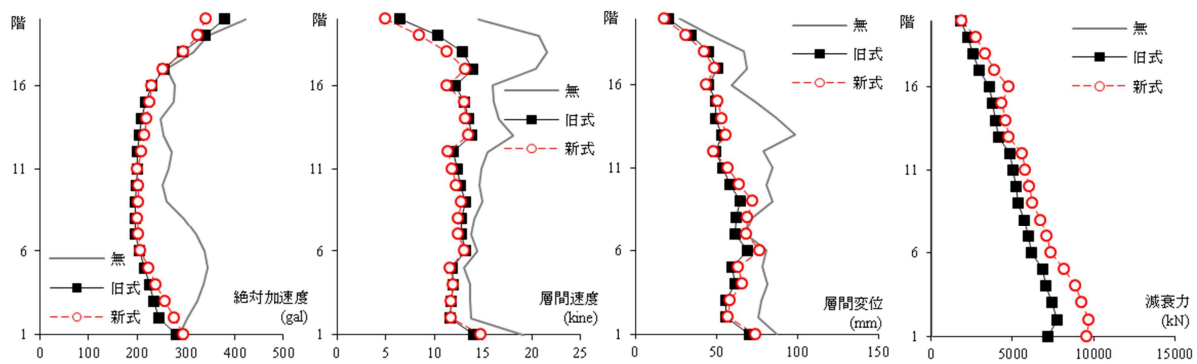
図 9.5 各階に対する各最大応答値 1 (20階建物, 減衰定数=0.02)



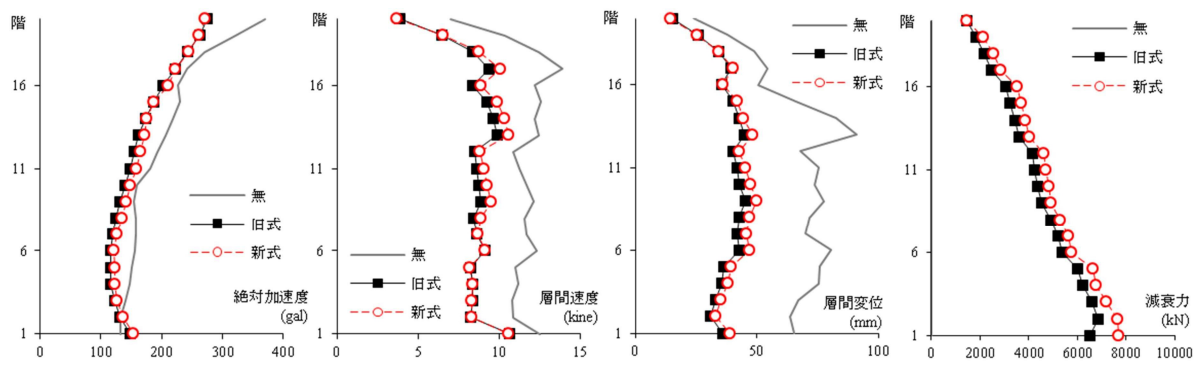
(d) 20 階建物, Art Hachinohe



(e) 20 階建物, Art Kobe



(f) 20 階建物, Art Random



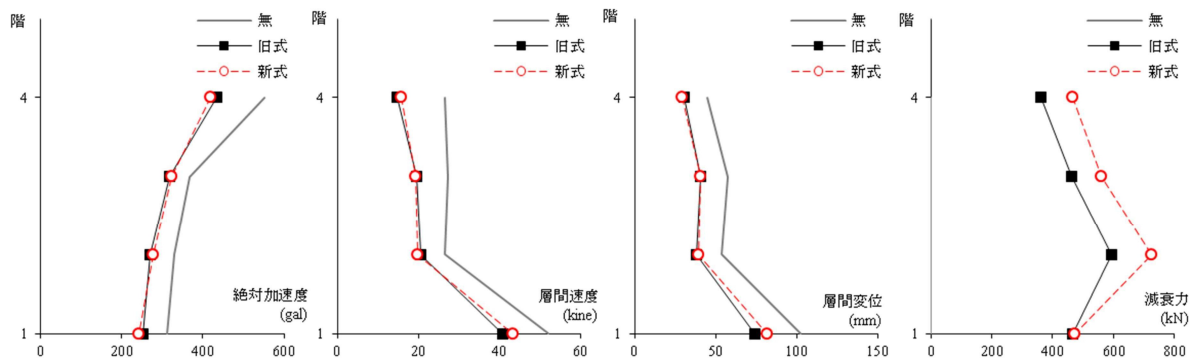
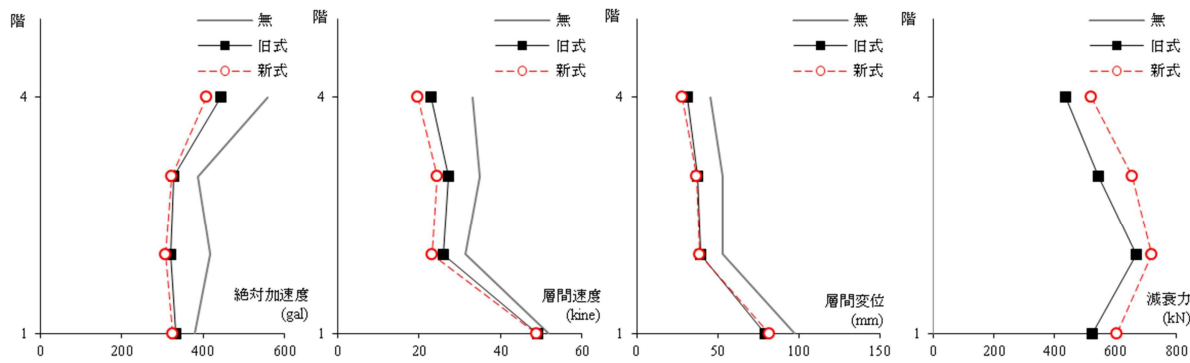
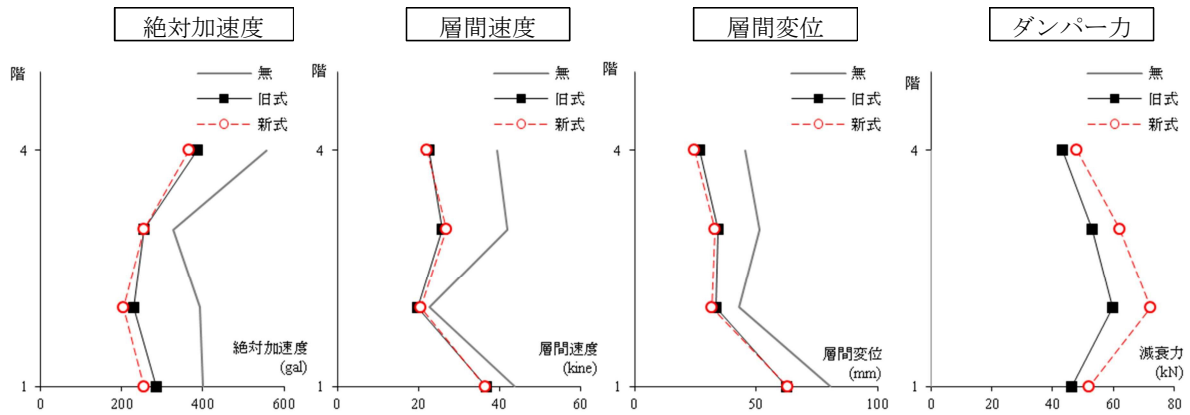
(g) 20 階建物, Sannomaru

—— ダンパー無, —■— 旧式, - - ○ - - 新式

図 9.6 各階に対する各最大応答値 2 (20 階建物, 減衰定数=0.02)

□減衰定数= 0.02 とした 4 階建物の解析 (ElCentro, Taft, Art Kobe)

前述の 20 階で加速度の応答値においてダンパーモデルによる違いが顕著であった ElCentro, Taft, Art Kobe を入力した、4 階建物における各階の各最大応答値を以下に示す。ダンパー力では新式が大きい、前述と異なりその他の応答値の差は小さい。



——— ダンパー無, —■— 旧式, - - - ○ - - 新式

図 9.7 各階数に対する最大応答値 (4 階建物, 減衰定数= 0.02)

□入力波と各層における最大加速度の関係とその時のダンパー履歴

20階建物におけるElCentroの応答解析で、最大応答加速が得られる近傍における5、20階の加速度時刻歴とダンパー履歴を下図に示す。ダンパー履歴が1波となる周期に相当する時刻とその振幅が下階ほど小さい。つまり、ダンパー履歴の傾きが大きく、その面積が小さいため、最大加速度でダンパーモデルによる差が生じたと考えられる。また、最大応答変位時が得られる近傍の履歴を下図右に示すと、最大加速度が得られるダンパー履歴よりも振幅が大きく、傾きが小さい。そのため、ダンパーモデルによる最大応答変位の差は小さい。

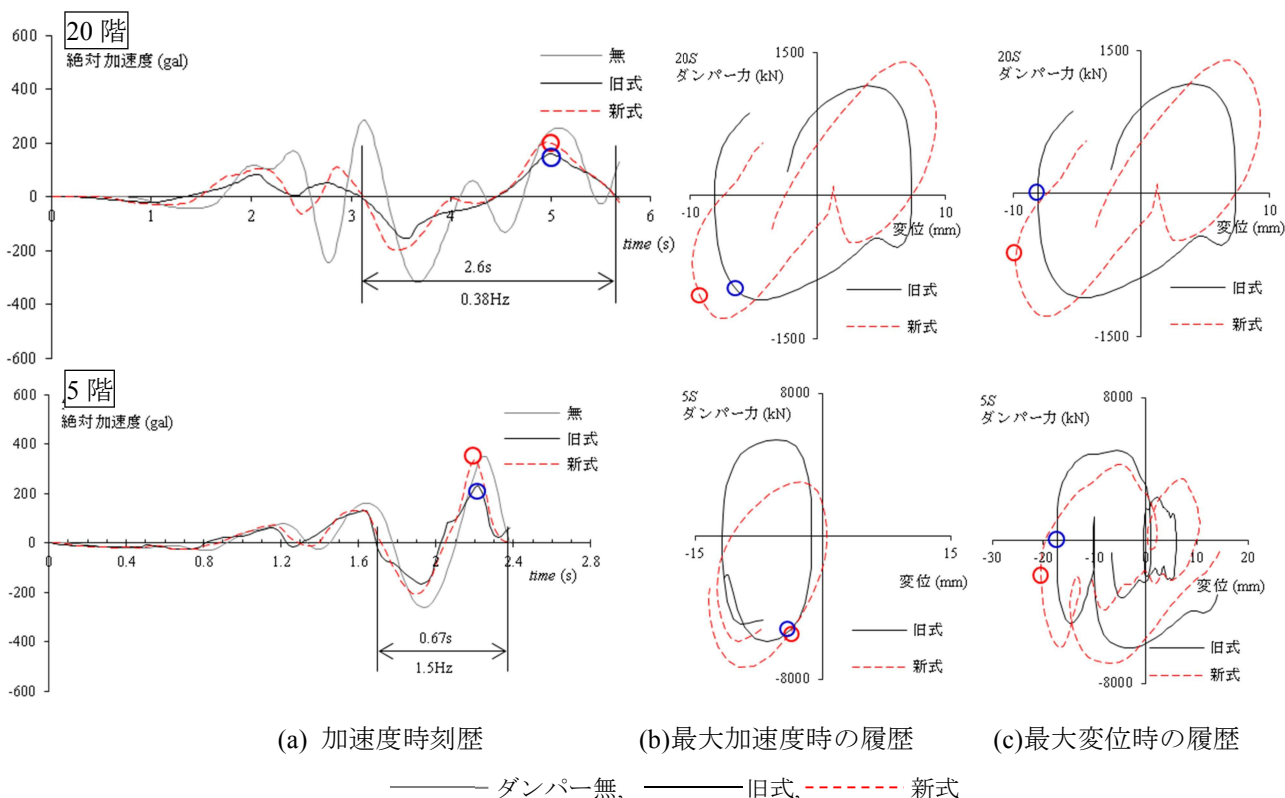


図 9.8 最大加速が得られる近傍の加速度時刻歴とダンパー履歴 (20階建物, ElCentro)

また、上記と同様の時刻近傍の入力波の加速度時刻歴を示すと、その最大値が存在するため、各層の応答値はその影響が大きいと分かる。

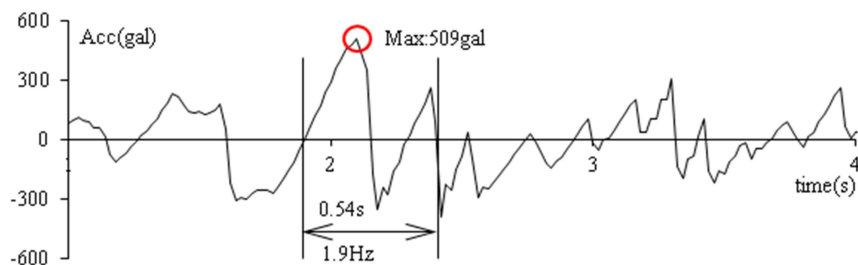


図 9.9 応答絶対加速度最大値近傍の入力加速度時刻歴 (ElCentro)

20階建物の Art Kobe における 5, 20 階の加速度時刻歴とダンパー履歴を以下に示すと、前述の ElCentro の傾向と同様である。

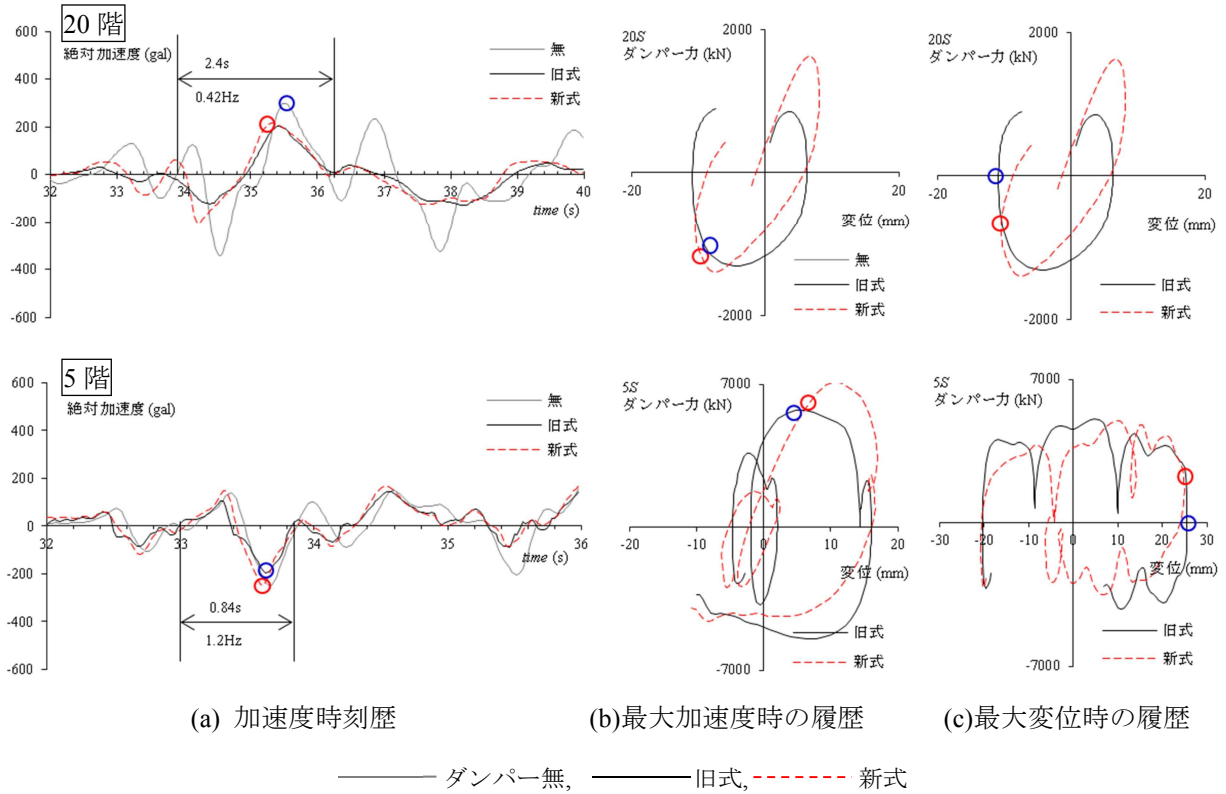


図 9.10 最大加速度が得られる近傍の加速度時刻歴，履歴と最大変位時の履歴 (20 階建物, Art Kobe)

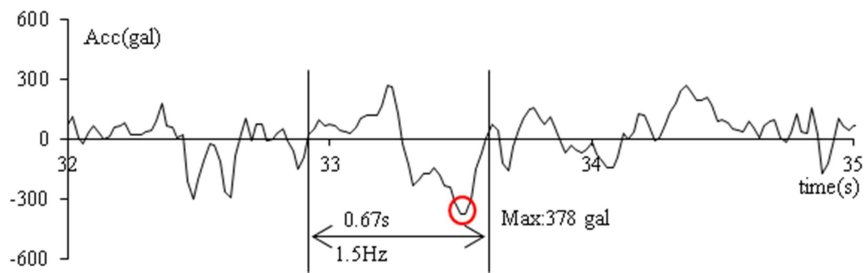


図 9.11 応答加速度最大値近傍の入力加速度時刻歴 (Art Kobe)

各ダンパーモデルによる最大加速度の差が小さい、20階建物の Art Hahinohe における5, 20階の加速度時刻歴とダンパー履歴を以下に示す。前述した20階建物の ElCentro の傾向と類似するが、最大加速度が得られる近傍では、前述よりも振動数や加速度が小さい。そのため、履歴の変位が大きく、またその傾きが小さいため、応答値の差が小さくなったと考えられる。

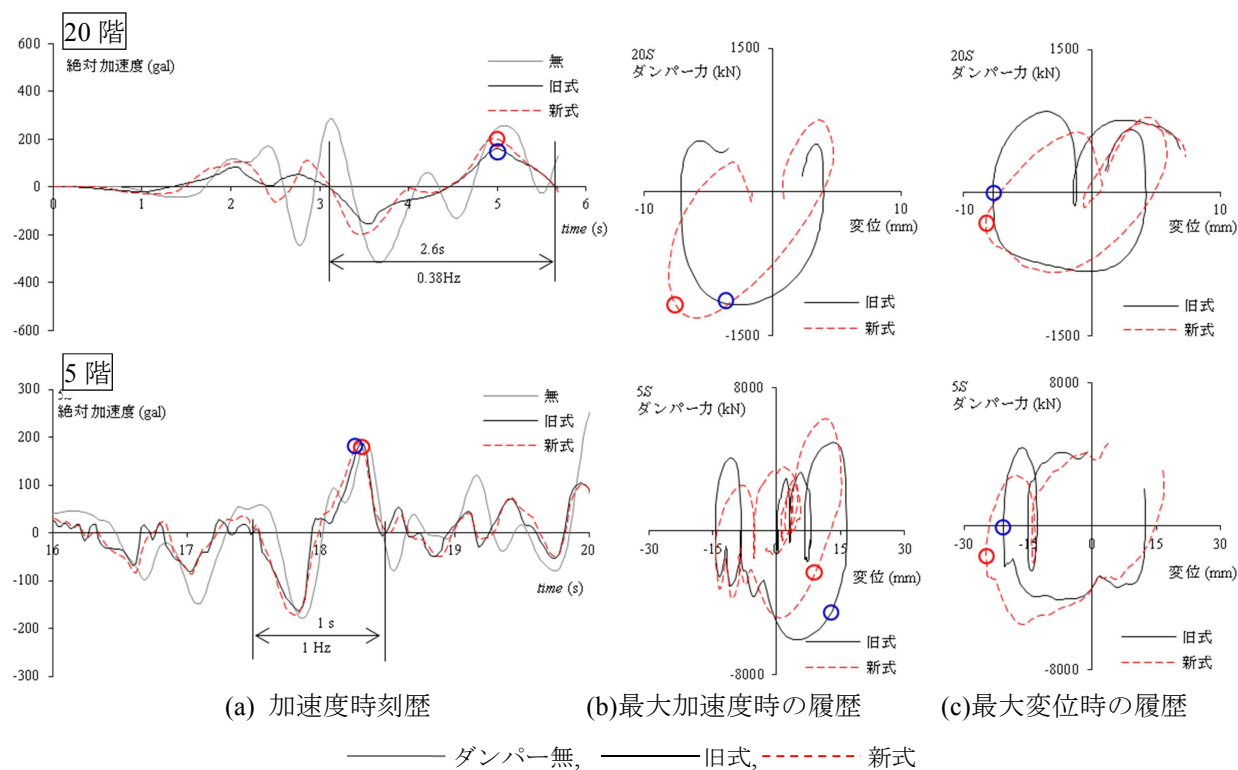


図 9.12 最大加速度が得られる近傍の加速度時刻歴，履歴と最大変位時の履歴 (20階建物, Art Hahinohe)

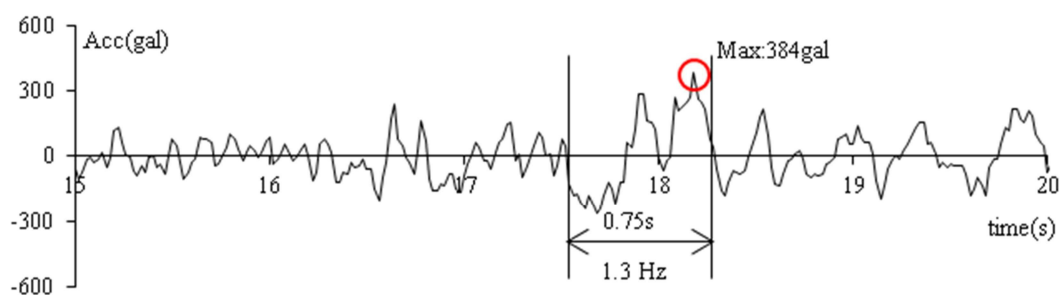


図 9.13 応答加速度最大値近傍の入力加速度時刻歴 (Art Hahinohe)

4階建物の ElCentro における 1, 4 階の加速度時刻歴とダンパー履歴を同様に示すと、ダンパー履歴の振幅が大きくほぼ同等の履歴形状となり、応答値の差が小さくなった。

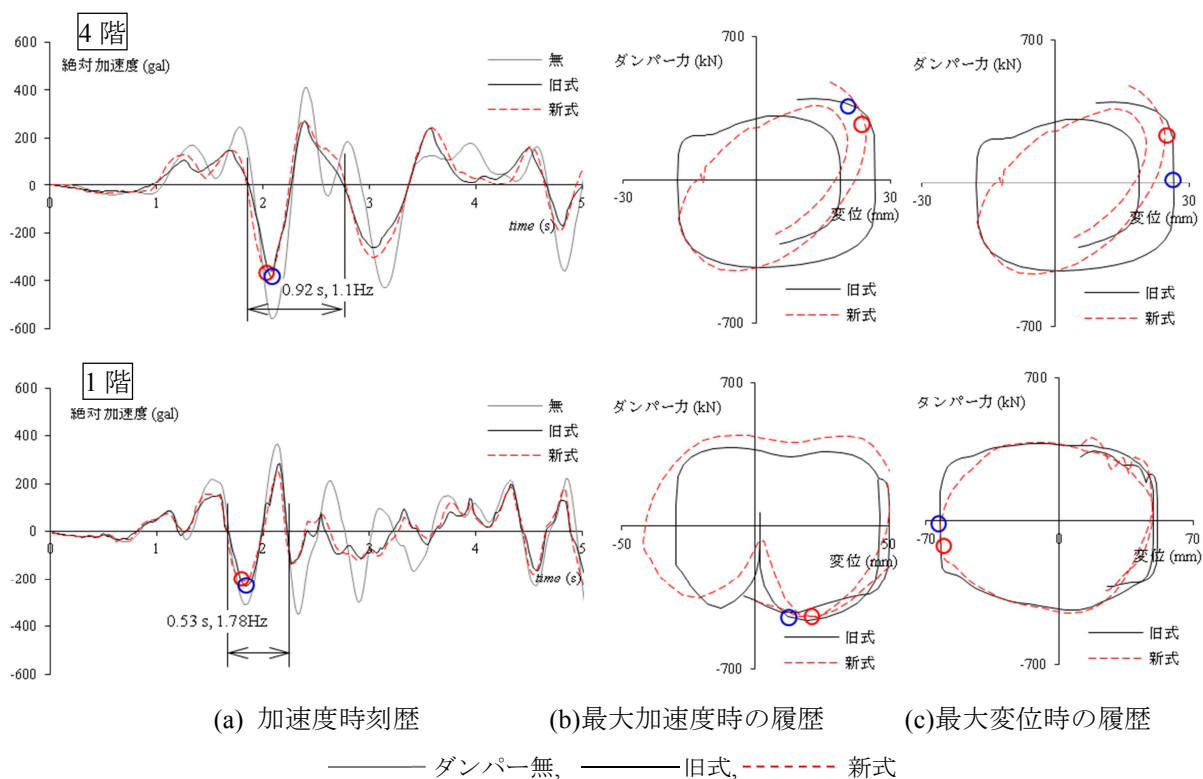


図 9.14 最大加速度が得られる近傍の加速度時刻歴, 履歴と最大変位時の履歴(4 階建物, ElCentro)

□既往式と本論文式を用いた応答解析で差異が生じる原因

前述の加速度時刻歴の図中の矢印が示す範囲を 1 サイクルとし、その時刻の逆数をその振動数とすると、下階ほど振動数が大きくなった。本論文の 2 章に記した、新式で目標とする実験値と旧式の正弦波における履歴を図 9.15 に示すと、同じ速度でも、振動数が大きくかつ振幅が小さくなるほど、傾向が顕著に異なる。したがって、前述したように下階ほど振動数が大きく、かつ振幅が小さくなったため、ダンパーモデルによる差が大きくなり、最大応答加速度に影響したと考えられる。また、速度が小さいと振幅が小さくなりやすく、下図と同様になる場合もある。

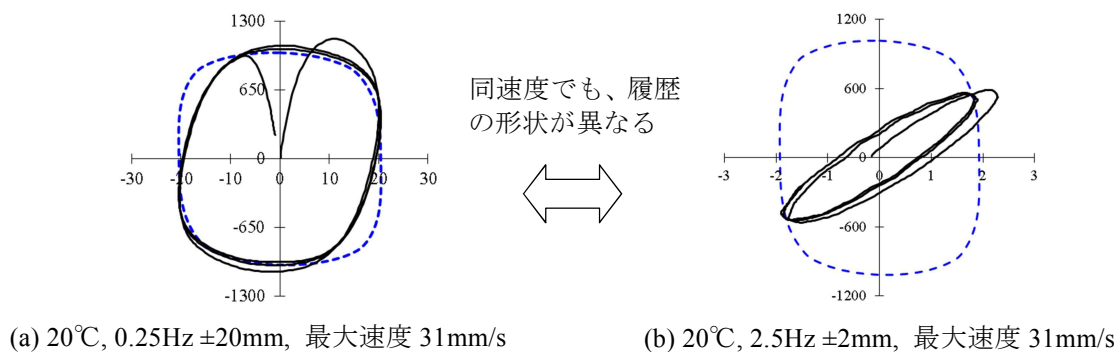


図 9.15 既往式と実験値における履歴の比較

20階建物, ElCentro において、旧式と新式の応答加速度の差が大きい5, 15階と、その差が小さい15, 20階を、下階と上階の代表として検討する。入力地震波と各層の応答値の加速度スペクトル比を無, 旧式, 新式について下図に示すと、ダンパーが有る旧式と新式では、下階ほど1次モードである低振動数のペクトル比の極値が小さく、また2次モードの極値が顕著であり高振動数の影響がより大きいと分かる。さらに、文献8, 9の方法で、各スペクトル比に線形挙動と比例減衰とした3次モードまで計算する伝達関数を適合させ、各モードの固有振動数, 減衰定数, 刺激関数を求めた。その曲線と各値を下図と表9.2に示す。建物特性やダンパー力は非線形性を有するため、スペクトル比と伝達関数の曲線が3次モードまで必ずしも合致しないが、2次モードまではほぼ合致した。ただし、それらを求める時に設定する振動数の有効範囲や下図のスペクトル比のノイズの状態によって、表9.2の各値、特に2次と3次モードの値が異なる場合がある。したがって、以降で求める2次と3次モードの加速度や特に相対変位の計算精度の判定は困難であるため、低次(1次)と高次(2,3次)のモードによる影響の傾向のみを検討する。

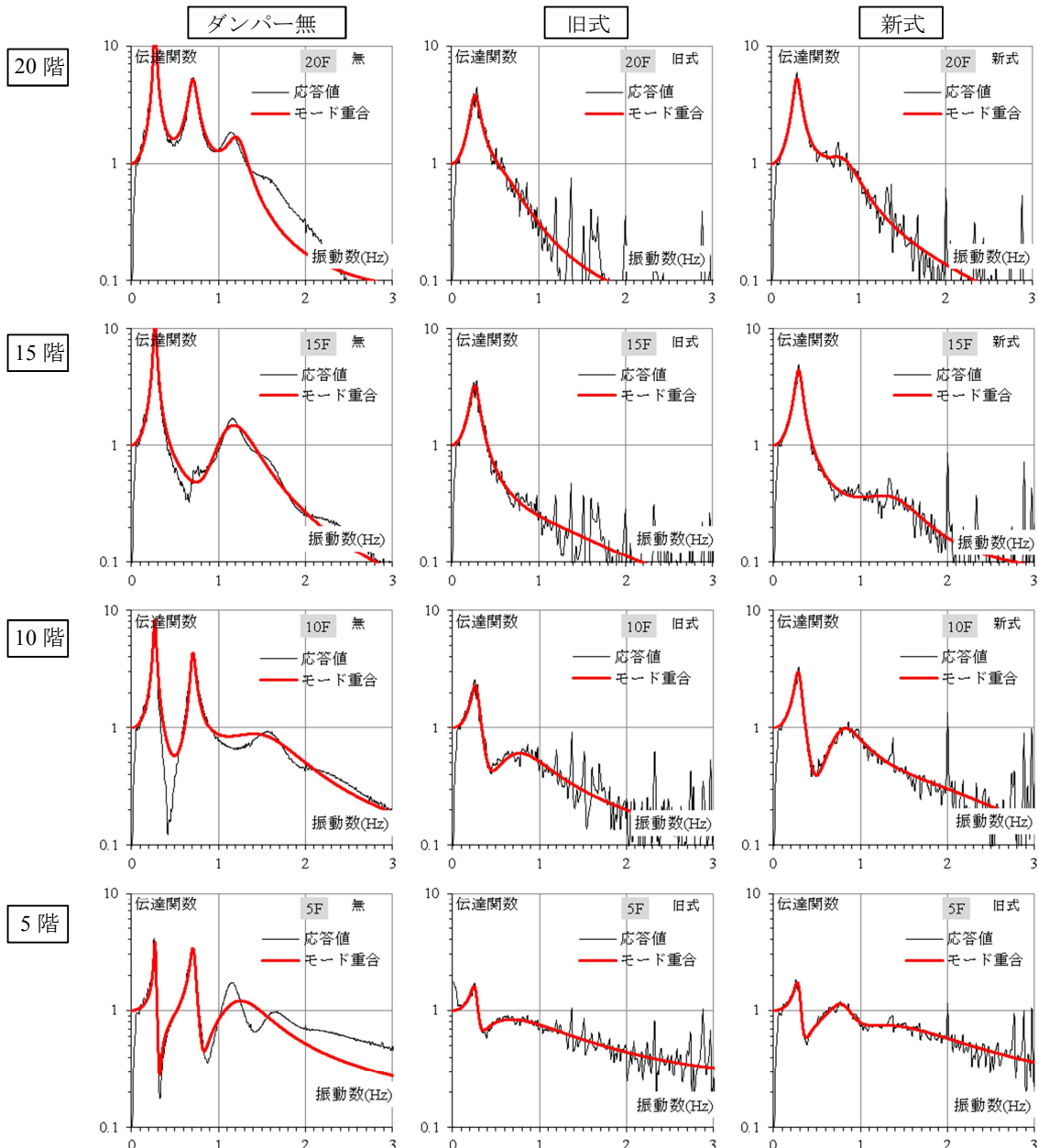


図 9.16 入力波と加速度応答値のスペクトル比と伝達関数による曲線 (20階建物, ElCentro)

表 9.2 各モードの固有振動数, 周期, 減衰定数, 刺激関数 (20 階建物, ElCentro)

		振動数 (Hz)			周期(s)			減衰定数			刺激関数		
		1次	2次	3次	1次	2次	3次	1次	2次	3次	1次	2次	3次
20階	無	0.27	0.71	1.23	3.7	1.4	0.8	0.04	0.07	0.09	1.44	-0.69	0.31
	旧式	0.27	0.69	5.18	3.7	1.4	0.2	0.19	0.46	0.04	1.44	-0.44	0.00
	新式	0.29	0.86	2.00	3.4	1.2	0.5	0.14	0.25	0.58	1.44	-0.53	0.09
15階	無	0.27	1.21	1.09	3.7	0.8	0.9	0.05	0.23	0.25	1.26	-1.29	1.05
	旧式	0.27	1.55	3.92	3.7	0.6	0.3	0.19	0.62	0.08	1.13	-0.12	0.00
	新式	0.29	1.42	3.39	3.4	0.7	0.3	0.13	0.26	0.22	1.14	-0.19	0.02
10階	無	0.27	0.71	1.58	3.7	1.4	0.6	0.06	0.04	0.28	0.91	-0.34	0.38
	旧式	0.28	0.80	3.55	3.6	1.2	0.3	0.17	0.44	0.00	0.65	0.38	0.00
	新式	0.29	0.81	2.25	3.4	1.2	0.4	0.14	0.25	0.50	0.75	0.44	-0.18
5階	無	0.27	0.71	1.26	3.6	1.4	0.8	0.04	0.04	0.25	0.29	0.25	0.57
	旧式	0.27	0.78	5.02	3.7	1.3	0.2	0.15	0.78	0.32	0.30	0.70	0.09
	新式	0.29	0.82	1.44	3.4	1.2	0.7	0.13	0.20	0.54	0.30	0.22	0.54

表 9.2 の新式における各階の固有周期, 減衰定数, 刺激関数を用いてモード重合法で求めた 1~3 次モードの、最大加速度が得られる近傍の絶対加速度時刻歴を下図に示す。なお、各モードの和が以下に示す「合計」であり、それが応答解析における絶対加速度とおおむね合致することを確認している。下階は高振動である 2 次と 3 次モードの影響が、上階は 1 次の影響が大きくなり、図 9.8 に示した内容と一致する。なお、この傾向は旧式の絶対加速度でも同様である。

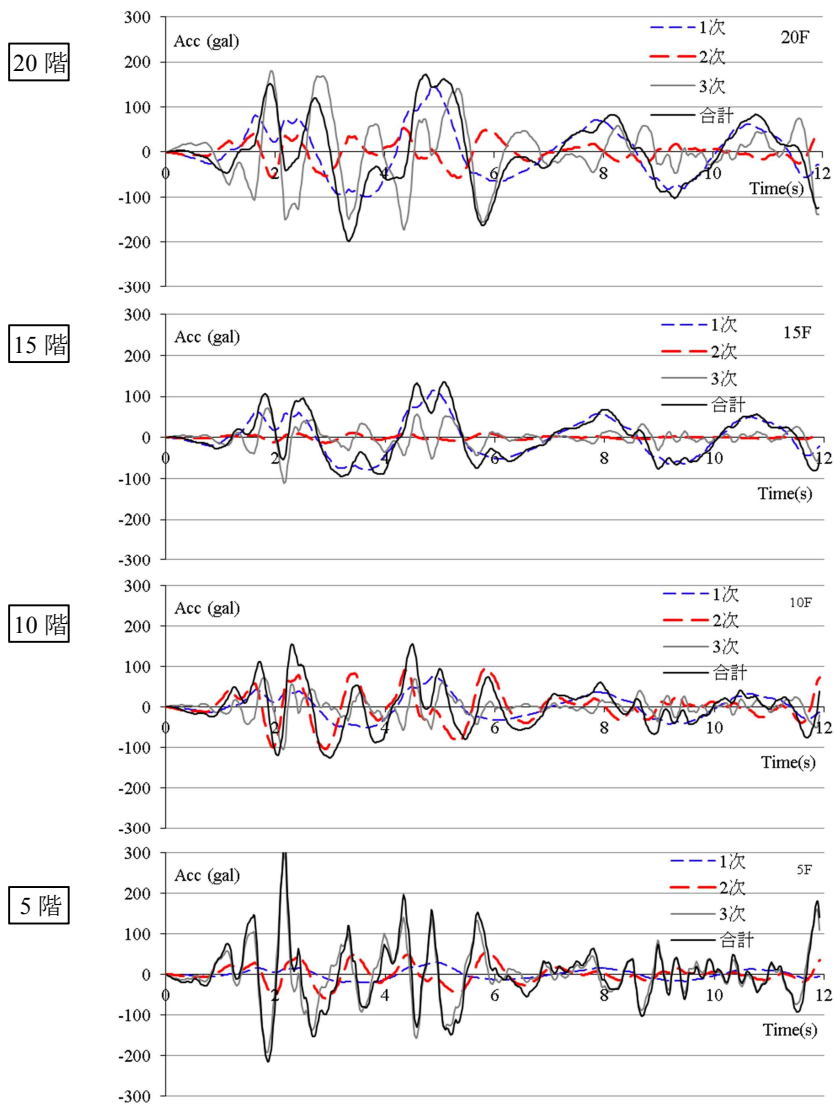


図 9.17 各階における最大加速度が得られる近傍の各モードの加速度時刻歴 (20 階建物, ElCentro)

さらに、絶対加速度と同様に求めた、各モードとそれらの和である合計において、各階とその下階の絶対変位の差を層間変位とし、それらをダンパー変位として旧式と新式から求めた力-変位の履歴を下図に示す。なお、前述したように2,3次の精度が明確ではないため、それらを和である2次+3次モードを高次モードの変位とした。5階における高次モードでは、振動数が大きくなるほどダンパー効率が低下するため、新式では旧式よりダンパー力や変位、エネルギー吸収が顕著に小さい。図9.15に示したように、旧式では振動数に関わらず速度のみから力を計算するため、高次モードかつ小変位でも、低次モードと同様にエネルギー吸収ができる。また、20, 15階では低振動数である1次モードの影響が下階より大きく、新式と旧式で類似した履歴となった。したがって、応答加速度において、上階と下階で旧式と新式の差異が生じた原因は、各式で求めた高次モードにおけるダンパー力の差が大きいためと考えられる。

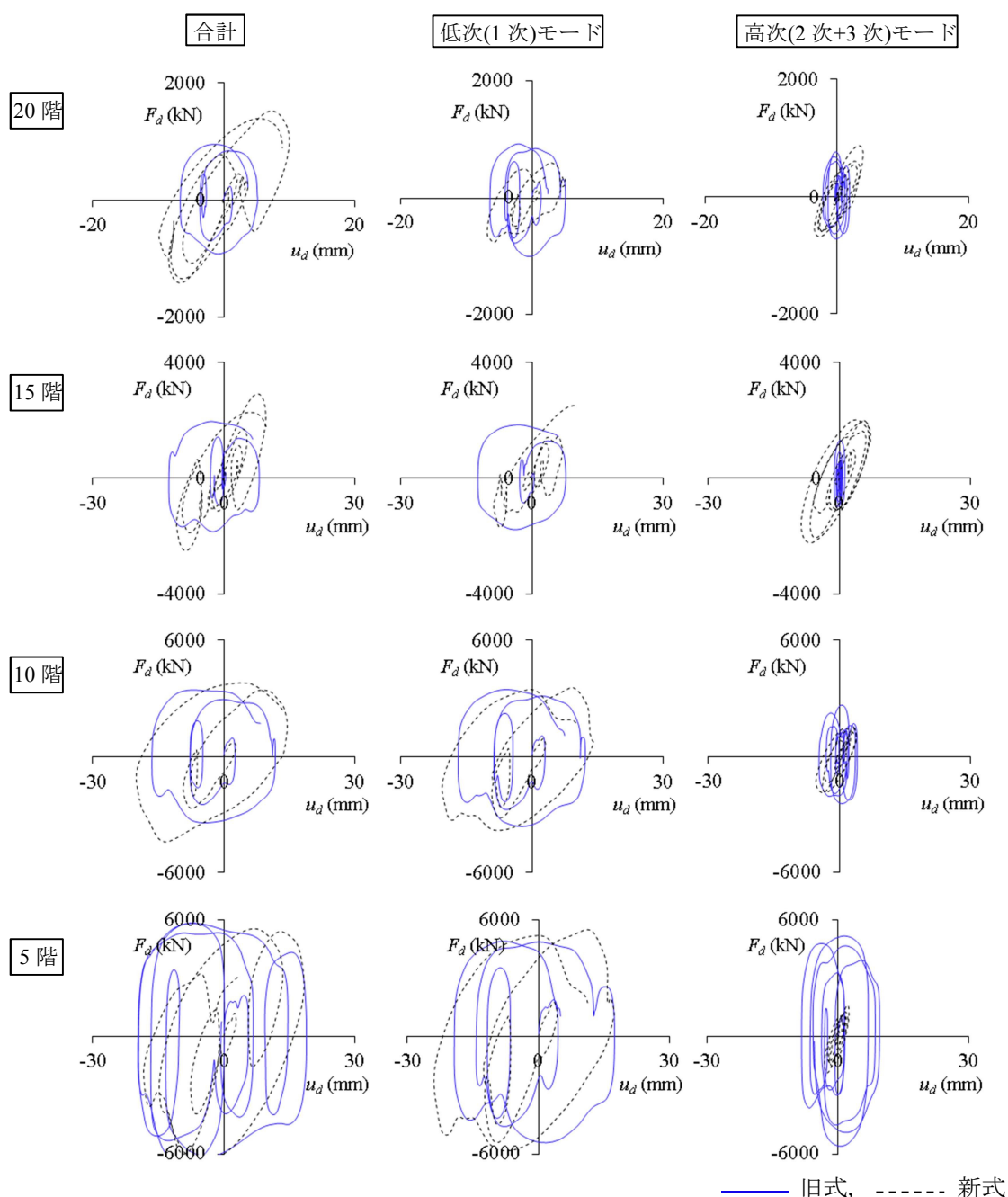


図 9.18 最大加速度が得られる近傍の各階の各モードのダンパーの力-変位履歴 (20階建物, ElCentro)

□旧式が適用できる解析条件の目安

1章で述べたように、既往研究の旧式(非線形粘性モデル)は、小振幅または高振動数の加振条件ほど、履歴の傾きや面積において、実現象との差が大きくなる。そこで、まず履歴の傾きとエネルギー(履歴の面積)に着目し、前述の応答値の差の原因を検討する。ここでは、Sannomaru 以外の6種の入力波による、4, 10, 20階建物の18種の組合せによる応答解析値を用いた。

ダンパーによって生じる剛性の影響の検証では、最大加速度が得られる近傍の履歴の傾きの使用が理想的だが、その傾きに対する有効範囲の設定が困難である。ここでは、図9.19に示すように全データのダンパーの力と変位の履歴から求めた1次近似式の勾配を全履歴の傾き  $K_{dh}$  とする。なお、 $K_{dh}$  は各サイクルのほぼ平均値となるため、最大加速度が生じる時の履歴の傾きは  $K_{dh}$  より大きくなると予想できる。

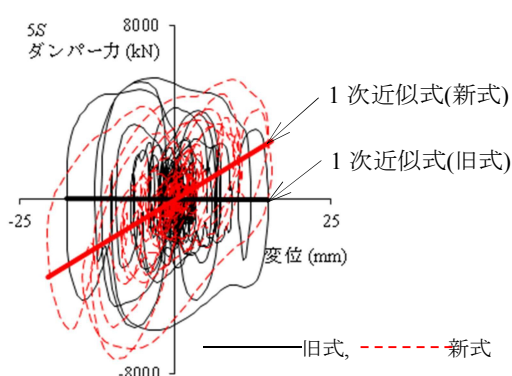


図 9.19 ダンパー履歴の1次近似式の勾配  
(20階建物の5階, ElCentro)

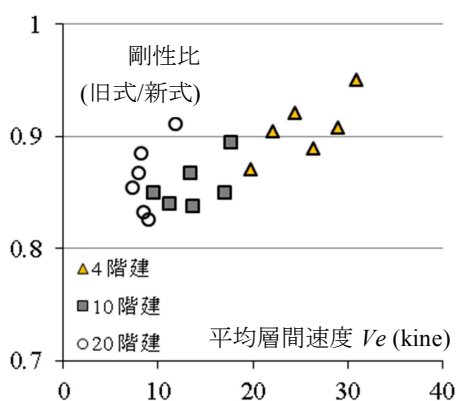


図 9.20 剛性比と平均層間速度の関

20階建物では5,10,15,20階、10階建物では3,5,8,10階、4階建物では1~4階で得られた履歴の傾き  $K_{dh}$  を求め、表9.1に示した各  $h$  階の主架構の1次剛性  $k_{fh}$  を加算した、システムの剛性  $k_{fn}+K_{dh}$  を求める。なお、旧式では  $K_{dh} \doteq 0$  であるため、 $k_{fn}+K_{dh} \doteq k_{fh}$  となる。また、一般的に同じ入力波でも、固有振動数がより小さい高層建物ほど、低層建物より層間速度が小さくなる傾向がある。

そこで、各階の新式に対する旧式の剛性の比 (=旧式/新式) の平均 (以下、剛性比) と、各入力波における新式を用いた各階の層間最大速度の平均値  $V_e$  の関係を求める。図9.20に示すように、建物が高いほど、また、 $V_e$  が小さいほど剛性比が低下する。履歴の傾きを評価した新式による応答解析では、建物が高いほど剛性  $k_{fn}+K_{dh}$  が大きくなることを意味する。したがって、固有振動数がより小さい20階建物において、ダンパー速度や振幅が小さくなりやすく、剛性比が低下する場合はと考えられる。

ここで、建物応答解析する前に新式に対する旧式の応答解析の精度を把握する方法として、入力波の最大加速度と建物条件である固有振動数などの関係を検証する。ただし、入力波以外に建物やダンパーの条件によって、各ダンパーモデルによる解析値が異なるため、正確な判定は困難である。そのため、以下で示す判定は、限られた条件下の目安となる。

各階の新式に対する旧式の値の比 (=旧式/新式) の平均値(以下、剛性比)と、各入力波の最大加速度の絶対値  $Acc$  の関係を図 9.21 左に示すと、 $Acc$  が大きく、また階数が高い建物ほど剛性比が低下する。前述したように建物の固有 1 次振動数  $f_1$  が小さくなるほどダンパー剛性比が小さくなるため、表 9.1 の値から求めた  $f_1$  で  $Acc$  を除した  $Acc/f_1$  と剛性比の関係を図 9.21 右に示すと、傾向がより明確になる。旧式と新式による応答加速度で差が顕著であった ElCentro, Taft, Art Kobe の  $Acc/f_1$  は、特に大きい。

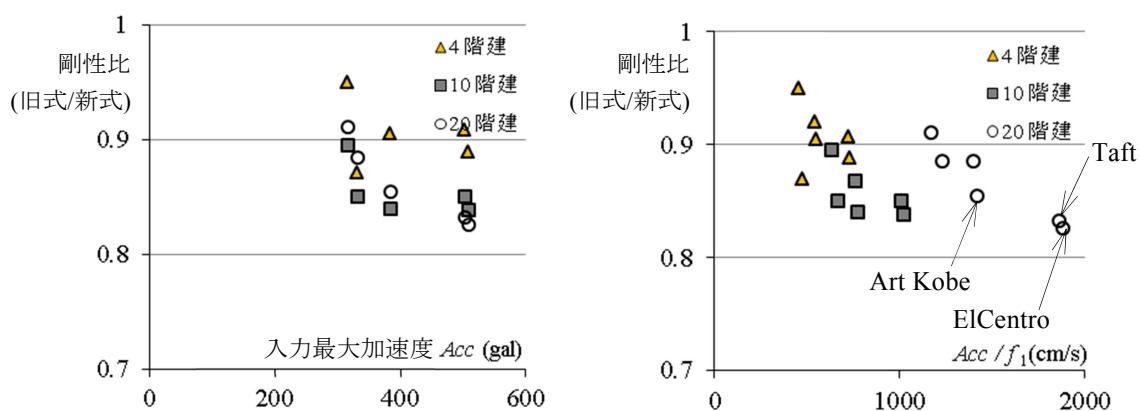


図 9.21 各建物の入力最大加速度に対する剛性比の関係

また、各入力波の各建物の解析における、新式に対する旧式の各階の応答最大加速度の比 (=旧式/新式) の平均値  $R_{acc}$ (以降、加速度比)と、剛性比の関係を下図左に示す。右上がり傾向があり、旧式は剛性が新式より小さいため、応答加速度が低下したことを意味する。また、 $R_{acc}$  と、新式に対する旧式の各階の累積吸収エネルギーの比 (=旧式/新式) の平均値(以降、エネルギー比)の関係を下図右に示すと、高層建物ほどエネルギー比が小さい。つまり、履歴の形状が細くなりやすく、応答値に影響したと考えられる。

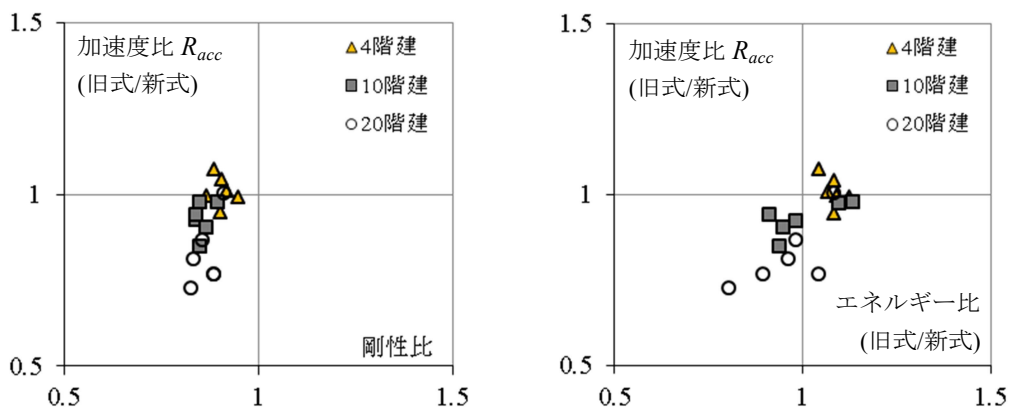


図 9.22 各階の加速度比に対する剛性比とエネルギー比の関係

以上から、応答値から求めた加速度比  $R_{acc}$  と入力最大加速度  $Acc$  に相関性があると考えられる。その関係を下図左に示すと、 $Acc$  が大きいほど  $R_{acc}$  が 1 より小さくなり、同じ  $Acc$  でも階数の高い建物ほどモデルによる差が大きい。また、加速度比  $R_{acc}$  と図 9.20 に示した各階の層間最大速度の平均値  $V_e$  の関係を下図右に示すと、 $V_e$  がより小さい 20 階建物の  $R_{acc}$  が小さくなる傾向がある。

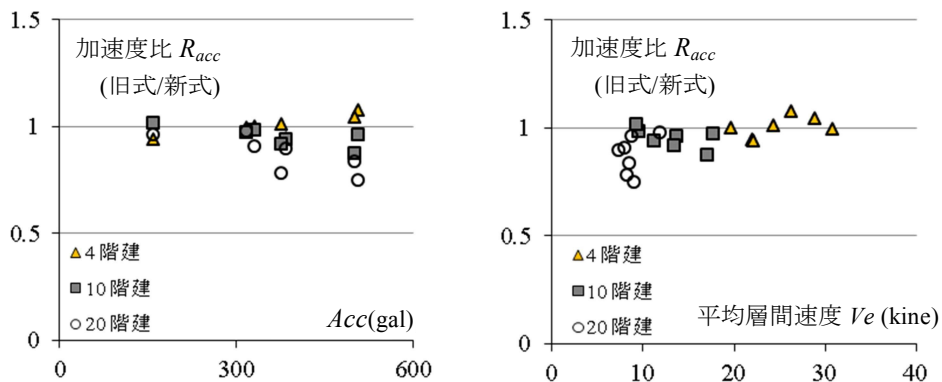


図 9.23 入力最大加速度または層間速度とモデルによる応答加速度の関係

図 9.21 右で用いた  $Acc/f_1$  に対する  $R_{acc}$  の関係を図 9.24 左に示すと、図 9.23 左より明確な傾向となる。ダンパーモデルによる差が顕著である ElCentro, Taft, ArtKobe では  $R_{acc} < 0.8$  であるため、異なる形状の入力波でも  $Acc/f_1 >$  約 1200cm/s では同様の差が生じると考えられる。その場合は、正確な応答加速度を計算する場合は新式を用いる、または旧式で得られた応答加速度を補正する必要がある。

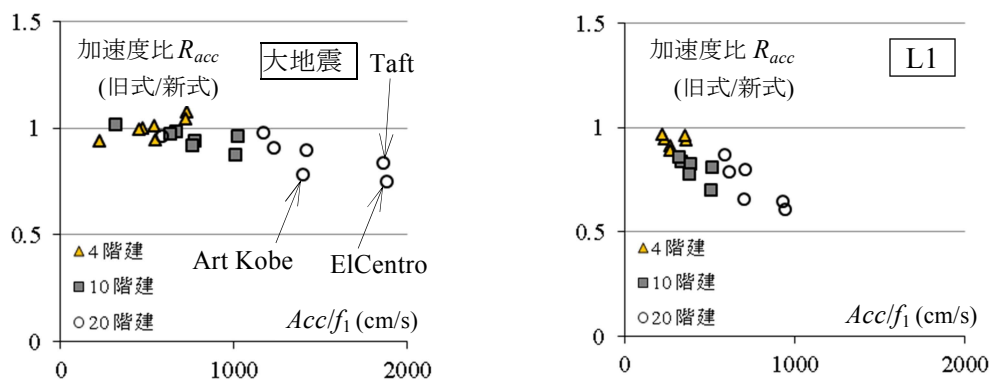


図 9.24 大地震と L1 の地震波における入力最大加速度と速度比の関係(減衰定数 = 0.02)

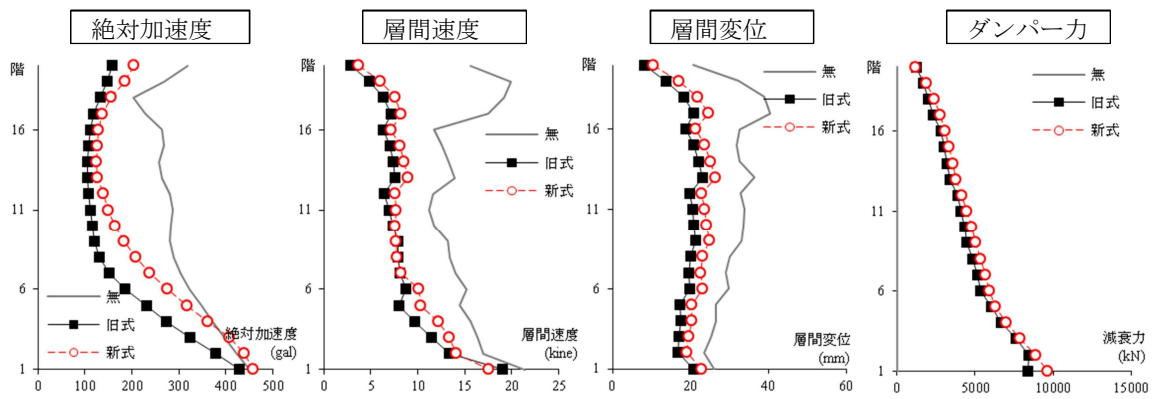
ここで、上記 6 種を 0.5 倍に縮小した波を入力して得た最大応答加速度（以下、L1）を、同様にまとめて図 9.24 右に示す。 $Acc/f_1$  が大きくなるほど  $R_{acc}$  が低下する傾向は同様だが、 $Acc/f_1$  が低下しても旧式と新式の最大応答加速度が一致しない条件が多い。これは、入力加速度が小さくなったため、ダンパー変位が小さくなり、図 9.18 に示した傾向がより大きくなったためである。また、以降に示す小さい加速度の波を入力した解析値はより顕著な傾向となった。

以上より、異なる特性のダンパーの応答解析値の差について、 $Acc/f_1$  を用いた簡易な検証では、限定された条件における傾向の把握となる。各ダンパーモデルによる応答値の差の 1 要因が  $Acc/f_1$  である可能性も考えられるが、その詳細な検討は今後の課題とする。

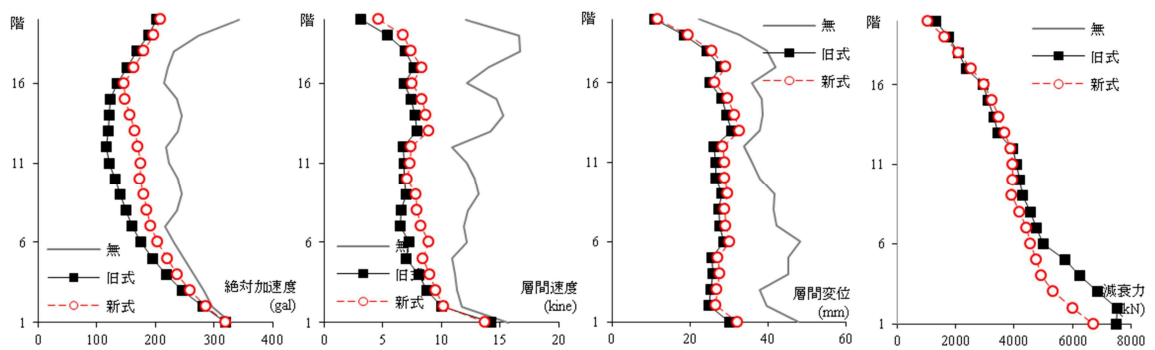
□ダンパーモデルの振幅設定における注意 (減衰定数=0.02, 20階建物, ElCentro, Art Kobe)

ダンパー力は振幅に依存するがそれを予測することは困難である。そのため、4章で記したように、ダンパーが原点を通過し再び原点へ戻るまでに経験した最大変位の絶対値を各サイクルの振幅とし、直前の値を用いてダンパー力を新式では計算している。そのため、直前の振幅と予想できない直後の振幅の差が大きいと、振幅小さい時のパラメータを用いてダンパー力を計算するため、貯蔵剛性や損失剛性が大きくなり、ダンパー力の計算精度が低下する場合がある。特に貯蔵剛性の影響が大きく、剛性が大きくなる。

そこで、9.4.1項の冒頭に示した20階建物で加速度の応答値においてダンパーモデルによる違いが顕著であったElCentro, Art Kobeにおいて、最大加速度が得られる近傍の最大変位を予め設定した応答値を下図に示す。それらを図9.5, 図9.6と比較すると、新式による加速度は、ElCentroではほぼ変化ないが、Art Kobeでは15階以下においてより低下した。図9.10に示したArt Kobeのダンパー履歴から分かるように、最大加速度が得られる直前の振幅は極端に小さい。したがって、振幅が急激に大きくなり最大加速度が得られる場合は、本論文のモデルの精度が低下し、最大加速度が大きく計算される可能性がある。



(a) 20階建物, ElCentro



(b) 20階建物, Art Kobe

—— ダンパー無, —■— 旧式, - - - ○ - - - 新式

図 9.25 各階数に対する最大応答値 (ダンパー最大変位を事前に設定)

□新式を用いた繰り返し加振による荷重低下の有無 ( $h_d=0.1$ , 20階建物, Sannomaru)

20階建物の  $h_d=0.1$ , 入力波 Sannomaru において、新式において長周期地震動の挙動再現として検討した力が低下する場合(低下有)と力が低下しない場合(低下無)の各最大応答値を下図に示す。1階の履歴ではダンパー力が数パーセント低下したが、20階では下階ほどエネルギーを吸収していないため、差がほぼ無い。つまり、Sannomaru 波は他の波より時間の長い、ダンパー力に変化を及ぼす大きさではないと分かる。

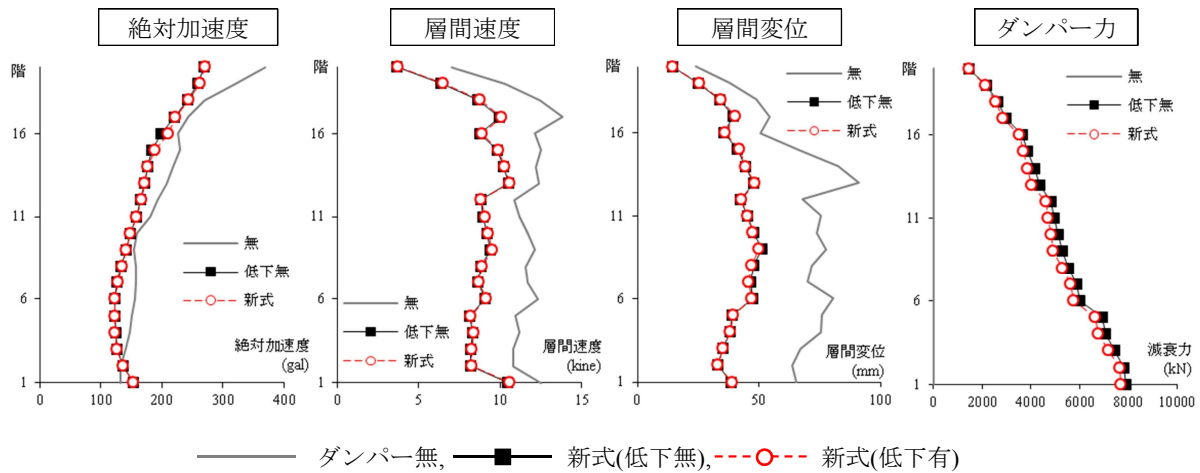


図 9.26 ダンパー力低下の有無における最大応答値 (20階建物, Sannomaru)

□ダンパー力の差異 ( $h_d=0.02$ , 20階建物, ElCentro)

20階建物のダンパー量を前述までの1/5倍である  $h_d=0.02$  として、入力波 ElCentro を用いた各階の最大応答値を下図に示す。各ダンパーモデルの差は、 $h_d=0.1$  とした応答値より小さい。どちらのダンパーモデルでも、建物に与える影響が相対的に小さいため、その差が小さくなった。ダンパーによる応答値の低下が小さいため、本論文では詳細な検討を省略する。

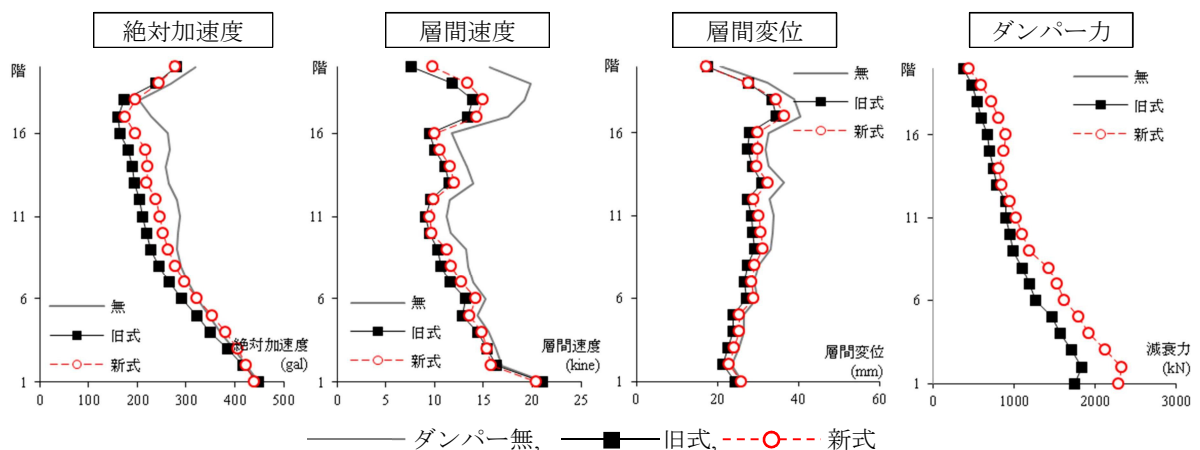


図 9.27 ダンパー量が少ない場合の各階数に対する最大応答値 (20階建物,  $h_d=0.02$ , ElCentro)

### 9. 4. 2 減衰定数0とした20,4階建構造物における各ダンパーモデルの差異

前項の減衰定数 = 0.02 とした20階建構造物において解析結果において、各モデルの解析結果の差が生じた。それがダンパーモデルの影響であることを明確にするため、減衰定数 = 0 として前項と同様に20,4階建物について解析する。前述の応答加速度の差が顕著であった ElCentro, Taft, ArtKobe を入力波とした。なお、ダンパーの取付け材(支持材)の剛性を無限大とする。

#### □減衰定数=0とした20階建物の解析 (ElCentro, Taft, Art Kobe)

20階建物における各階に対する各モデルを用いた各応答値を示す。前項より差が小さくなったが、上階ほど最大加速度の差が小さい傾向は、前述の減衰定数 = 0.02 の場合とほぼ同様である。したがって、ダンパーモデルの違いで応答値に差が生じた原因は、減衰定数よりも、前述したダンパーの高次振動数の特性の影響が大きいと考えられる。

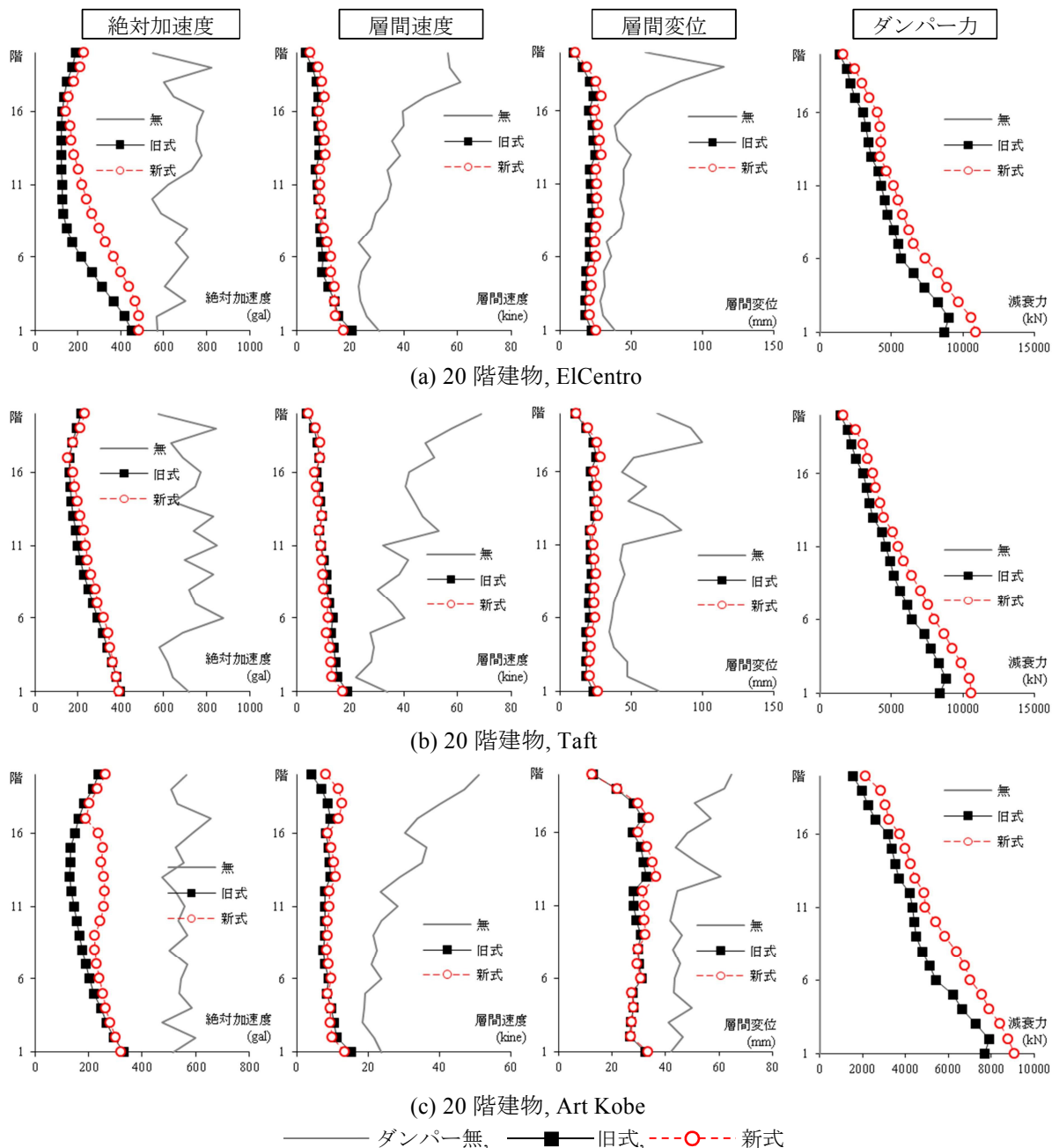


図 9.28 各階数に対する最大応答値 (20階建物, 減衰定数=0)

□減衰定数=0とした4階建物の解析 (EICentro, Taft, Art Kobe)

4階建物における各階に対する各モデルを用いて解析した各応答値を示す。前述の減衰定数=0.02の場合とほぼ同様であり、モデルによる応答値の差が小さい。

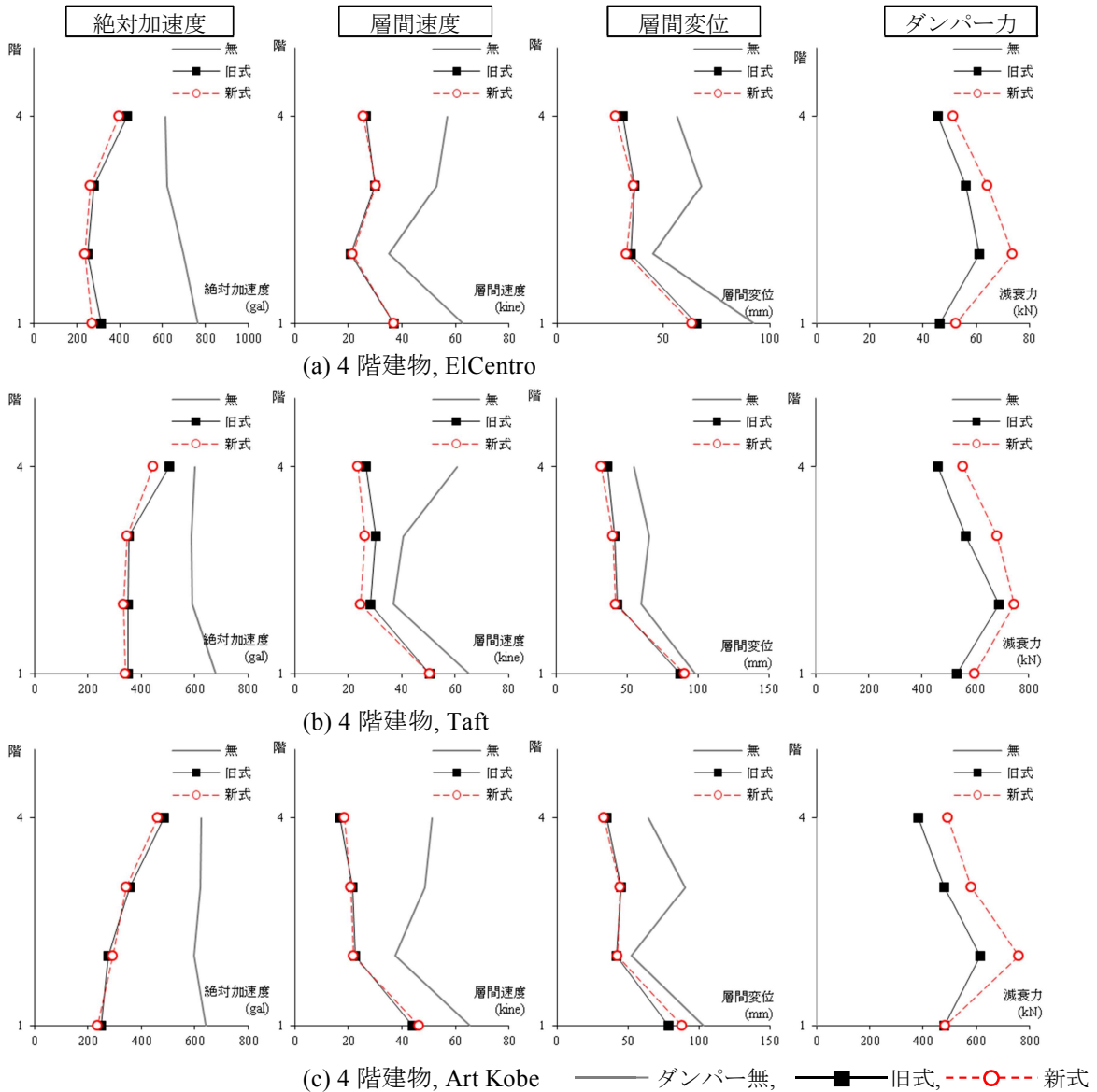


図 9.29 各階数に対する最大応答値 (4階建物, 減衰定数=0)

□入力波の最大加速度とダンパーモデルの違いによる応答加速度の差の関係 (減衰定数 = 0)

図 9.23 と同様に、各入力波の最大加速度の絶対値  $Acc$  と、新と旧モデルの各階の応答最大加速度の比の平均値  $R_{acc}$  の関係を右図に示す。減衰定数 = 0 とした解析でも、前述の傾向と同じであり、入力加速度が大きいほどダンパーの差異が大きくなる。

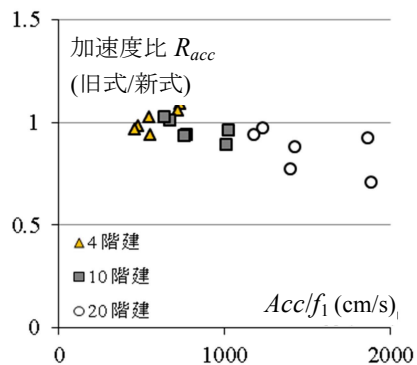


図 9.30 入力最大加速度とモデルによる応答加速度の関係 (減衰定数 = 0)

### 9. 4. 3 小加速度の入力波を用いた解析におけるダンパーモデルによる差異

1, 2章で示したように、振幅が小さい(歪み振幅 $\leq$ 約1)場合は、既往モデルでは実際の値と異なるため、ダンパーモデルによる応答値の差が大きくなると予想され、基本的にダンパーが小振幅の挙動となる条件では旧式を用いた解析を推奨していない。ここでは、旧式の精度を確認するため、加速度を0.1倍した地震波を入力し、減衰定数=0, 0.02、または剛性のダンパー支持材を評価して、ダンパーモデルによる応答値の差を検討する。

□減衰定数=0.02 とした20, 4階建物の解析 (支持材剛性=無限大, ElCentro $\times$ 0.1)

減衰定数=0.02 とした20, 4階建物で、入力波 ElCentro の加速度を0.1倍した解析結果を下図に示す。なお、ダンパーの支持材の剛性を無限大とする。新式は、旧式よりもダンパーによる応答値の低減が半分程度であり、建物の階数や入力波によらず他の条件でも同様の傾向である。

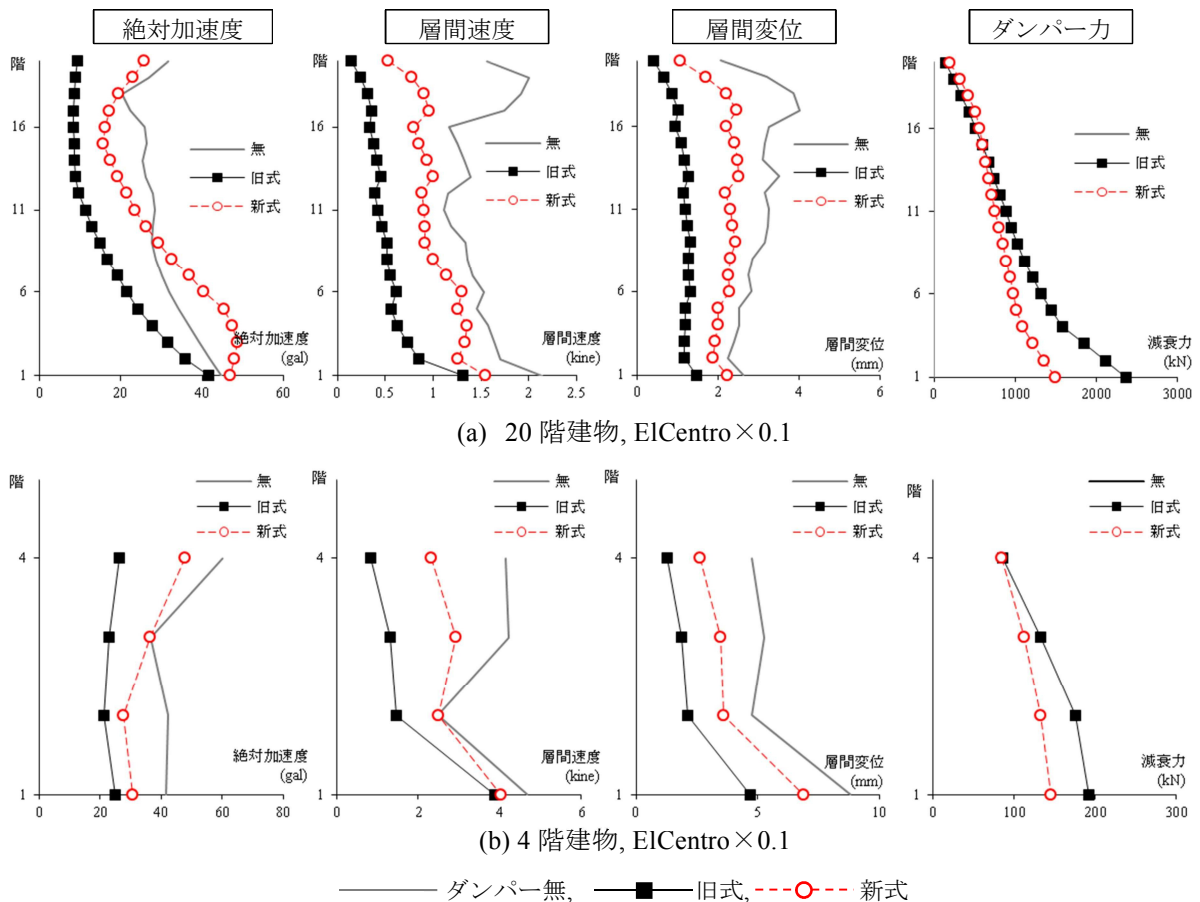


図 9.31 各階数に対する最大応答値 (4, 20 階建物, 減衰定数=0.02, ElCentro $\times$ 0.1)

前述と同様に、新と旧モデルの各階の応答最大加速度の比の平均値  $R_{acc}$  に対する、剛性比とエネルギー比と各入力波の  $Acc/f_1$  の関係を下図に示す。ElCentro, Taft, Art Kobe の3種の入力波と4, 10, 20階建建物の9種の組合せによる応答解析結果を用いた。

小振幅(歪み振幅 $\leq$ 100%)では粘性ダンパーは線形特性を有し振幅の影響が小さいため(3章)、新式の履歴の傾きの変化が大地震時より小さく、また旧式の傾きはほぼ0であるため、下図左では各剛性比がほぼ一定となる。なお、傾きを示す貯槽剛性は1~3Hzで2倍程度大きい(2章)。

各式の累積エネルギーを求めその比と加速度比の関係を下図中に示すと、新式でエネルギー吸収が小さいと加速度比  $R_{acc}$  が小さいことが分かる。傾きを有する新式の履歴は、振幅が小さくなるほど履歴が細くなりエネルギー吸収が低下したためである(2章)。

下図右に示す  $Acc/f_1$  に対する  $R_{acc}$  は、図 9.24 右の傾向とほぼ同様であり、各ダンパーモデルの差が大きいため、より小さい。なお、ダンパー量の設定は、地震時と同様であり、小さい加速度の入力波に対して適正值でないため、加速度比がより小さくなったとも考えられる。

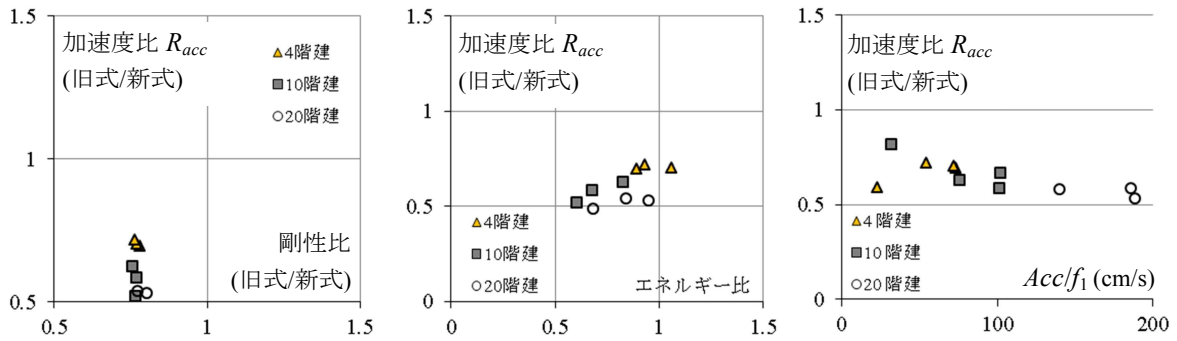
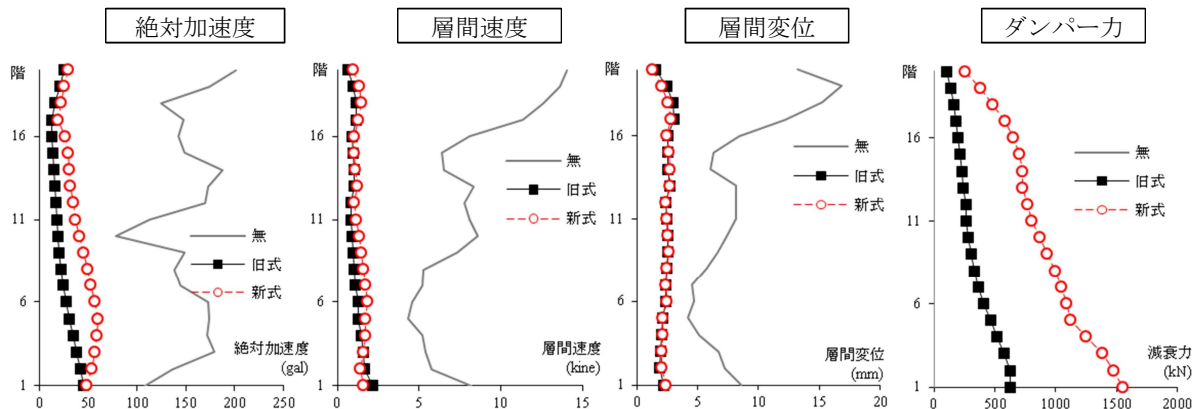


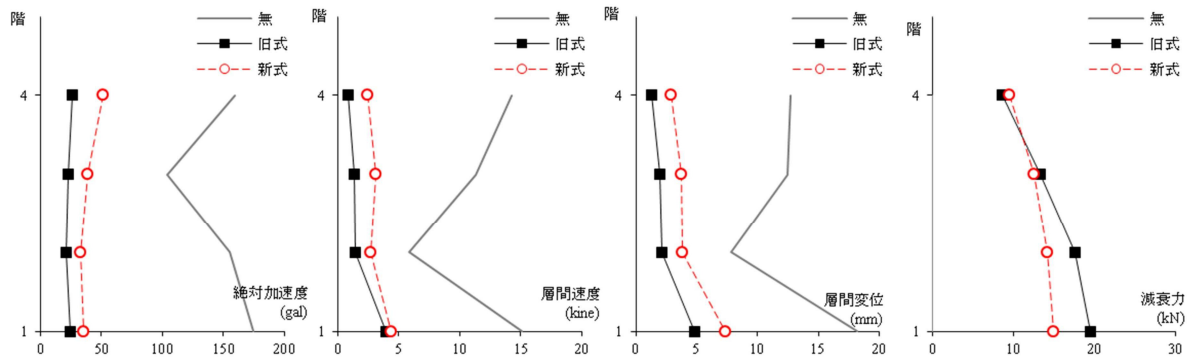
図 9.32 小入力波における各特性値比と加速度比  $R_{acc}$  の関係 (減衰定数=0.02)

□減衰定数=0 とした 20,4 階建物の解析 (支持材剛性=無限大, ElCentro×0.1)

減衰定数=0 とした 20,4 階建物で、入力波 ElCentro の加速度を 0.1 倍した解析結果を下図に示す。ここでは、ダンパーの支持材の剛性を無限大とする。加速度時刻歴や各階の最大応答値が示すように、新ダンパーは旧式よりもダンパー力大きい、前述と同様に応答値の低減が小さい。



(a) 20 階建物, ElCentro×0.1



(b) 4 階建物, ElCentro×0.1

—— ダンパー無, —■— 旧式, - - - ○ - - 新式

図 9.33 各階数に対する最大応答値 (4, 20 階建物, 減衰定数=0, ElCentro×0.1)

前述と同様に、新と旧モデルの各階の応答最大加速度の比の平均値  $R_{acc}$  に対する、剛性比とエネルギー比、各入力波の  $Acc/f_1$  の関係を示す。前述よりも、ばらつきが大きくなるが、加速度  $Acc$  が大きいとダンパーの差が大きくなる傾向は同様である。また、減衰定数=0 のため振幅が大きくなり、旧式と新式の力の差がより小さくなったため、応答値の比  $R_{acc}$  が前述より 1 に近づいた。

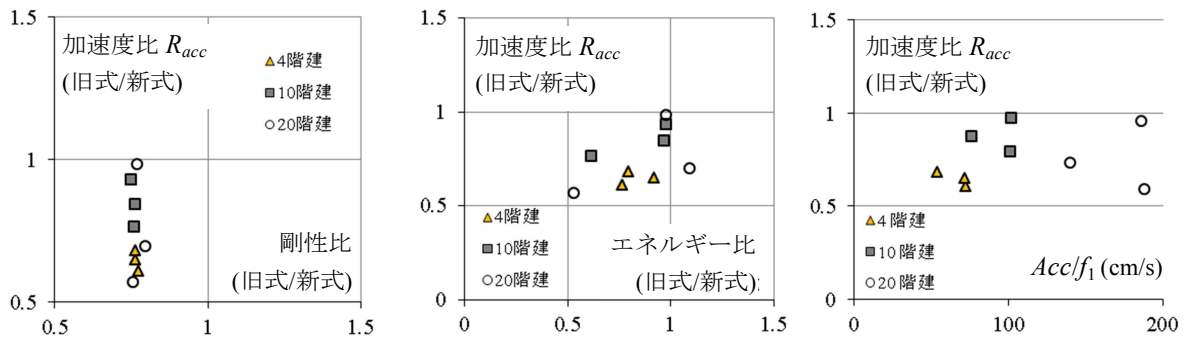
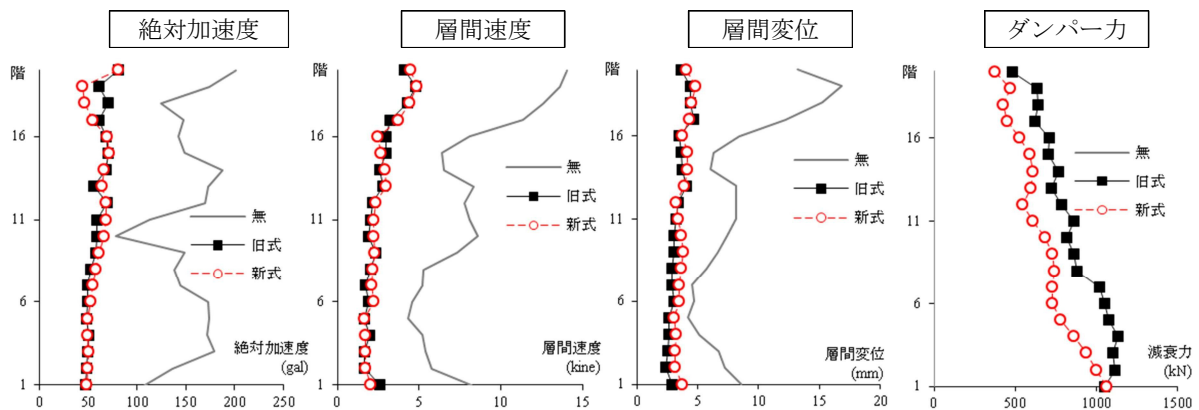


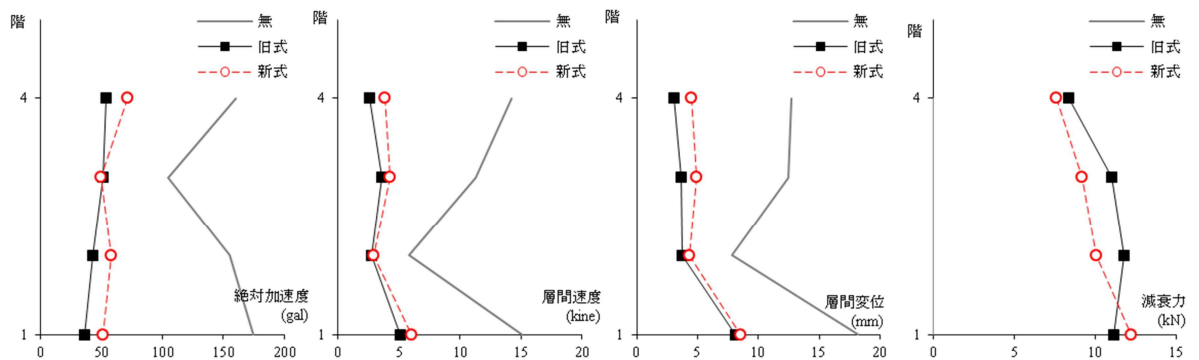
図 9.34 小入力波における各特性値比と加速度比  $R_{acc}$  の関係 (減衰定数=0)

□減衰定数 = 0 とした 20,4 階建物の解析 (支持材剛性=第 1 剛性×0.5, ElCentro×0.1)

減衰定数=0 とした 20,4 階建物で、入力波 ElCentro の加速度を 0.1 倍した解析結果を下図に示す。ここでは、ダンパーの支持材の剛性は各階の第 1 剛性の 0.5 倍とする。前述と比較すると、ダンパーによる各応答値の差が小さい。



(a) 20 階建物, ElCentro×0.1



(b) 4 階建物, ElCentro×0.1

—— ダンパー無, —■— 旧式, - - - ○ - - 新式

図 9.35 各階数に対する最大応答値 (20 階建物, 減衰定数=0, ElCentro×0.1), 支持材剛性=第 1 剛性×0.5

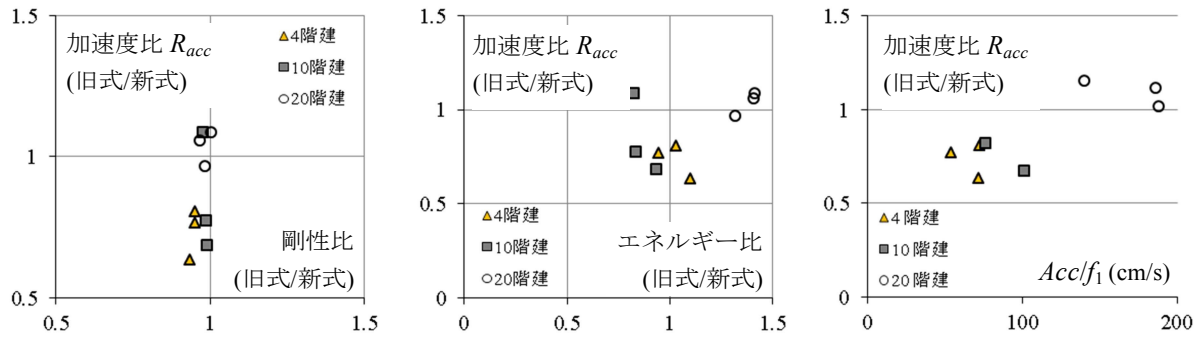


図 9.36 小入力波における各特性値比と加速度比  $R_{acc}$  の関係 (減衰定数=0, 支持材を付加)

前述と同様に、新と旧モデルの各階の応答最大加速度の比の平均値  $R_{acc}$  に対する剛性比とエネルギー比と各入力波の  $Acc/f_1$  の関係を上図に示す。ダンパーモデルに付加剛性を結合させた場合、小振幅ほど履歴が細く類似した履歴となり、下図に示すように高層建物ほど振幅が小さくダンパーモデルによる差が小さくなる。支持剛性が無限大である時と異なり、低層建物では振幅が大きくモデルが類似せず、応答値の差が生じた。そのため、上図左では、4階建物剛性比が若干小さくいが剛性比 $\approx 1$ であり、20階建物の加速度比 $\approx 1$ となった。

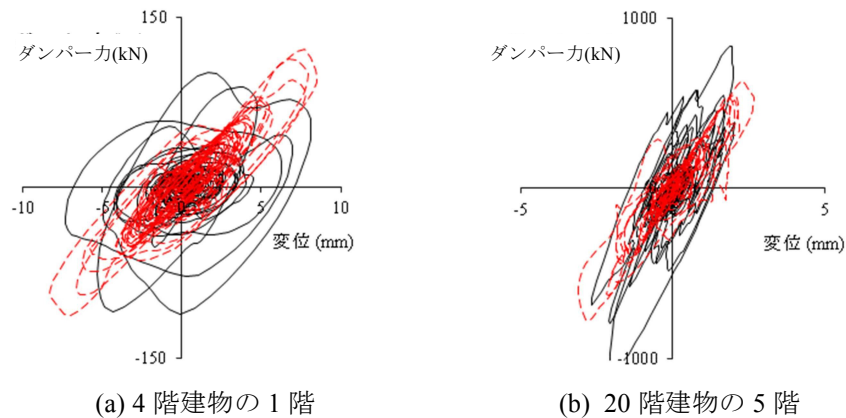


図 9.37 下階のダンパー履歴 (4, 20階建物, 減衰定数=0, 支持材を付加)

## 9. 5 まとめ

- 1) 地震波の応答解析において、ダンパーが無い状態と比べると、ダンパーが有る新式と旧式による絶対加速度、層間速度、層間変位はおおむね低下する。
- 2) 各最大応答値の比較において、層間速度と層間変位においては顕著な違いはない。しかし、絶対加速度については、高層ほど、また、その下階ほどダンパーモデルによる差が生じる場合がある。
- 3) 新式と旧式による応答値の差の原因は、下階ほど高振動数の影響が大きいいため、そのダンパー特性の差が大きいと考えられる。旧式では高振動数でもエネルギー吸収ができるため、下階では新式よりも加速が低減されやすい。なお、低層の建物では振動数が大きくても振幅が大きいため、ダンパーモデルの差が小さい。
- 4) 大地震における高層建物の解析では、入力加速度が大きい  $Acc / f_1 > \text{約 } 1200\text{cm/s}$  では、ダンパーモデルの差が大きくなる。より正確な応答値を得る場合は、新式を用いるか、旧式の加速度応答値を修正する必要がある。ただし、それらの詳細な関係については不明確であるため、その検討は今後の課題である。
- 5) 小加速度の入力波を用いた解析において、小振幅では精度が低い旧式を用いて得た応答値は、新式の応答値と顕著に異なる。建物階数や結合する支持材の剛性などの条件によっては、既往モデルでも最大応答値をより正確に求められる場合があるが、本論文の提案モデルを用いる解析が望ましい。
- 6) 長周期成分を含み長時間加振である三の丸波による応答解析では、ダンパー力の低下の有無による応答値の差は小さかった。さらに過酷な地震波の検討については今後の課題である。

## 9章の参考文献

- 1) 佐藤新治, 近藤豊史, 池永雅良, 岡部篤, 持丸昌巳, 鈴木光雄: 実大制震壁の高速特性試験, 日本建築学会大会学術講演梗概集(関東), B-2, pp861-862, 1997.9
- 2) Kazuhiko Sasaki, Mitsuru Miyazaki & Takeshi Sawada : Characteristics of Viscous Wall Damper of Intense Oscillation Test against Large Earthquakes, the 15th World Conference on Earthquake Engineering (15WCEE), Lisbon, Portugal, September 24-28, 2012.
- 3) 佐々木和彦, 笠井和彦: 粘性流体の大歪を巨視的に考慮した簡易非線形モデル, せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その 3, 日本建築学会構造系論文集, 685 号, pp607-615, 2013.03
- 4) 柴田 明德: 最新 耐震構造解析 第2版, 森北出版株式会社, 2003.05
- 5) 大崎 順彦: 建築振動理論, 彰国社, 1996.11
- 6) 社団法人 日本免震構造協会編: パッシブ制振構造 設計・施工マニュアル 第3版, 2013.11
- 7) 愛知県設計用入力地震動研究協議会: 愛知県設計用入力地震動の作成 想定地震による強震動予測(改訂版), 2006.2
- 8) 笠井和彦: 4.2.3 節 地盤と建物の同時観測記録, 4.4.5.節 免震・制振建物の状況, 2011年東北地方太平洋沖地震災害調査報告, 日本建築学会, pp280-284, pp345-347, 2011.7
- 9) 笠井和彦: 4 東日本大災害による建物の被害 制振建築物の被害, 建築技術, pp118-123, 2011.10

## 10章 結論

### □剛な装置材で構成された粘性ダンパーの小型試験体の材料特性の加振試験 (2章)

ダンパー評価の基盤となる理想条件下における、粘性流体の材料のせん断力の特性を実験と解析で計算する方法を提案し、それを用いて広範囲の振幅(～2000%)と温度(0～40℃)、振動数(～10Hz)における動的特性を実験によって把握し、粘弾性体の特性値である貯蔵剛性と損失剛性を用いて整理した。実験値には、理想的な状態における粘性流体の特性以外に、設定したせん断面以外に生じる粘性力や内圧による力が含まれていた。それを除去することで、他の温度の特性を基準温度の特性に変換できる等価振動数に対して、検討した範囲では、基準温度の特性に一元化できることを示した。

### □剛な装置材で構成された粘性ダンパーの材料特性の分数微分を用いたモデル (3,4章)

粘性流体の材料自体の特性モデルを粘弾性体の理論に基づいて検討した。歪の微分階数を調整可能であり、少ないパラメータ数で速度依存特性に適合しやすい分数微分モデルから得た粘性要素を用いて、整数微分モデルと同様に力学モデルとして検討した。最大歪 2000%とした実験において、粘性流体の材料特性は歪が大きいほど複雑だが、小歪 100%以下では歪に依存せずほぼ同値で線形性を示し比較的単調であった。その小歪を対象とし、上述した方法で粘性流体の材料の特性モデルを検討した。

また、大歪の加振では、粘性流体の特性は振幅に影響されるため、振動数と振幅に依存するモデルが必要であった。そこで、粘性流体の材料自体の振幅、振動数依存する特性モデルを検討した。小歪用の線形の特性モデルから求めた振動数に依存する線形せん断力を、歪振幅に依存する線形特性と非線形特性の関係を用いて、大歪における非線形特性のせん断力に変換した。最終的に、全ての範囲における正弦波、ランダム波における時刻歴解析でせん断力を求め、実験値と比較し、特性モデルが実験値と精度よく合致できることを示した。

### □剛な装置材で構成された粘性ダンパーの材料の簡易モデル (5章)

3,4章で検討した特性モデルの計算に用いた分数微分は、時刻歴解析が可能であり精度良く粘性力を再現できるが、その分数微分のモデル式のパラメータの同定は複素数を用いなければ困難であり、また分数微分を解くための積分法は繰り返し計算であるため時間を要する。分数微分の振動数依存性を考慮できる簡易に計算が可能なモデルとして、瞬間の振動数を求め、振動数と粘性流体特性値の関係から、粘性ダンパーの力を計算した。分数微分を用いたモデルほどではないが、3,4章と同じ試験結果を用いて検証し、計算値が実験値と精度良く合致できることを示した。

### □筋違型の粘性系ダンパーの動的特性に対する減衰材と装置部材の変形のモデル (6章)

ダンパーの装置材は必ずしも剛でなく、その変形により粘性材の変形が減るため、減衰性能が低下する。厳密な定式化、合理的な近似法、構成材の相互干渉の様々な影響などの検討が必要である。粘弾性体や粘性流体に変形と力を伝達する装置部材の変形を考慮し、筋違型ダンパー動的特性に関し、微分方程式を用いて得た厳密な予測評価法、簡易な予測評価法を提示するとともに、それらを

用いて様々な減衰特性をもつ粘弾性体や粘性流体の歪・応力やダンパーとしての動的特性の傾向を明らかにした。装置材の剛性を粘性材の複素剛性に直列に接合した簡易式で得た計算値が、線材解析モデルの数値実験や筒型のダンパーの加振実験値に精度良く合致することを示した。

#### □壁型の粘性系ダンパーの動的特性に対する減衰材と装置部材の変形のモデル（7章）

壁型ダンパーを対象とし、6章と同様な評価方法を提示した。筋違型ダンパー動的特性ではダンパー力に対して軸方向の引張り力による変形のみを検討した。それに対して、せん断力と曲げによる2種の変形を考慮するため、より複雑な特性や式だが、簡易式で得た計算値が精度良く数値実験値に適合することを示した。

#### □粘性ダンパーの繰返し特性の把握とそのモデル（8章）

既往地震に対する構造物の応答挙動に対して適用するように開発された壁型粘性ダンパーは、東日本大震災のような長周期地震動に対する、装置の耐久性や性能特性、解析で用いる特性式の適合性が不明確であった。ここでは、長周期地震動の制振構造物の応答挙動に相当する様々な正弦波によってダンパーを加振実験し、加振中や加振前後の特性変化、破損の有無を確認し、その性能特性の簡易評価を行った。その加振後もダンパーはある程度時間が経過すれば特性は長周期加振前の特性に戻り、また破損しないことを確認した。また、加振するほど粘性ダンパーの荷重が低下する特性を、簡易評価式を用いて再現できることを示した。

#### □建物の応答時刻歴解析への適用例および非線形粘性モデルとその比較（9章）

建物の質点系解析において、既往研究の非線形粘性モデルと本論文の提案モデルを適用した応答値の違いを、階高の異なる3種の建物、7種の入力地震波に対して得られる絶対加速度、相間速度、相関変位を比較した。建物の階高が低くなるほどダンパーモデルによる応答値の差が小さくなり、また、高層である20階建では下階ほど特に応答加速度の差が生じた。非線形粘性モデルを用いた建物の応答加速度は、高次モードの影響により、高層の建物ほど下階において精度が低下することを示した。

#### □今後の研究展望

粘性ダンパーの特性モデルが比較的容易に求められ、既往の非線形粘性モデルと比較すると応答解析において加速度が異なることを示した。建物応答として変位制御が重視されていたが、東北沖地震以後は建物や人的被害低減を考慮し、加速度低減が重要と考えられつつある。非線形粘性モデルは簡便に扱えるという利点があるため、この特性を生かし、本研究が示した建物応答値の差異を補正する必要がある。また、制振構造物の応答を簡便に計算できることで、この構造がより身近な構造となりえるため、簡便に応答値を求める方法が、他者によって研究がされている。この時、建物の柱梁のフレームとダンパーのモデルが重要となっており、本論文のモデルがそれに適用できるか今後の課題としたい。

## 研究に関する発表論文

### 【査読付き論文】

- 1) 佐々木和彦,笠井和彦,大木洋司,和氣知貴：粘性流体の実験方法および動的特性の把握,せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その1,日本建築学会構造系論文集, 670号, pp2183-2192, 2011.12 【2章】
- 2) 佐々木和彦,笠井和彦,大木洋司：粘性流体の実験方法および動的特性の把握,せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その2,日本建築学会構造系論文集, 675号, pp791-298, 2012.05 【3章】
- 3) 佐々木和彦,笠井和彦：粘性流体の大歪を巨視的に考慮した簡易非線形モデル,せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究 その3,日本建築学会構造系論文集, 685号, pp607-615, 2013.03 【4章】
- 4) 笠井和彦,佐々木和彦：筋違型ダンパーの動的特性に対する装置材の変形の影響, 粘性系ダンパーを構成する減衰材・装置材・支持材の相互干渉 その1,日本建築学会構造系論文集, 700号, 2014.06 (予定) 【5章】

### 【国際会議\_口頭発表】

- 1) Kazuhiko Sasaki, Mitsuru Miyazaki, Takafumi Fujita, Haruyuki Kitamura, Keisuke Yoshie and Masato Ishii: Energy Dissipation Performances of Buildings Using Combinations of Hysteresis Dampers and Viscous Dampers, 10th World Conference on Seismic Isolation, Energy Dissipation and Active Vibrations Control of Structures, Istanbul, Turkey, May 28-31, 2007.
- 2) Kazuhiko Sasaki, Mitsuru Miyazaki & Takeshi Sawada: Characteristics of Viscous Wall Damper of Intense Oscillation Test against Large Earthquakes, the 15th World Conference on Earthquake Engineering (15WCEE), Lisbon, Portugal, September 24-28, 2012. 【8章】
- 3) Kazuhiko Sasaki, & Kazuhiko Kasai: Modeling of Linear Properties of Viscous Fluid Material in Small Strain (15WCEE), Sendai, Japan, September 24-27, 2013. 【3章】

### 【その他投稿論文】

- 1) 長弘健太,笠井和彦,大木洋司,佐々木和彦：せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究,その1 理想条件下での粘性流体材料のせん断変形特性を実験と解析で検討する方法の提案, 日本建築学会大会学術講演梗概集(関東), B-2,pp819-820, 2011.8 【2章】
- 2) 佐々木和彦,笠井和彦,大木洋司：せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究,その2 理想条件下での粘性流体材料のせん断変形特性の検討, 日本建築学会大会学術講演梗概集(関東), B-2,pp821-822, 2011.8 【2章】
- 3) 佐々木和彦,笠井和彦,大木洋司, 鈴木清春：せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究, その3 粘性流体材料の線形せん断変形特性のモデル化, 日本建築学会大会学術講演梗概集(東海), B-2,pp921-922, 2012.9 【3章】
- 4) 佐々木和彦,笠井和彦,大木洋司, 鈴木清春：せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究, その4 粘性流体材料の線形せん断変形特性の検討結果, 日本建築学会大会学術講演梗概集(東海), B-2,pp923-924, 2012.9 【3章】
- 5) 佐々木和彦,笠井和彦：せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究, その5 粘性流体の大歪を巨視的に考慮した簡易非線形モデルの検討方法, 日本建築学会大会学術講演梗概集(北海道), B-2,pp914-915, 2013.8 【4章】
- 6) 佐々木和彦,笠井和彦,大木洋司, 鈴木清春：せん断型粘性流体ダンパーの振幅・温度・振動数依存性に関する研究, その6 粘性流体の大歪を巨視的に考慮した簡易非線形モデルの検討結果, 日本建築学会大会学術講演梗概集(北海道), B-2,pp929-930, 2013.8 【4章】
- 7) 石橋恵,笠井和彦,佐々木和彦：長周期地震動に対する壁型粘性ダンパーの特性とその簡易評価, 日本建築学会大会学術講演梗概集(北海道), B-2,pp931-932, 2013.8 【8章】

## 謝辞

本論文を作成するにあたり、東京工業大学 笠井和彦 教授には、博士課程にいたる以前から、日頃ご多忙にもかかわらず、わずかな時間を割いて修正適切なお指示と助言をいただき、良い論文へと導いていただきました。また、ゼミに参加させていただくことによって、笠井和彦教授の様々な研究や実験に渡る話を伺うことができ、多くのことを学ばせていただきました。ここに心より感謝の意を表します。

本論文の審査を通じて、東京工業大学 翠川三郎 教授、元結正次郎 教授、坂田弘安教授、山田哲 准教授 からは、笠井研と異なる観点から貴重なご意見を受け賜りました。ここに謹んでお礼を申し上げます。

また、笠井研の高野秘書や松田助教には研究以外の面倒な事務手続きなどをして頂きました。学生の 南さんや Parisara さん、Sarun さん、松田さん、赤塚さん、境原さん、長谷川さん、茶谷さん、藤田さん、山本さん、杉山さん、中村さんには、度重なる雑務依頼を快く引き受けて頂き、楽しく研究室に通わせて頂きました。ありがとうございました。

最後に、オイレス工業の皆様には、日常業務を通じて入社から様々な形でご指導を頂き、1人の技術者として育てて頂きました。論文をまとめるにあたり、同社の方々からご助言や技術的なご支援、励ましの言葉を頂きました。深く感謝いたします。

2014年2月

佐々木 和彦